

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF - M'SILA

FACULTE DE TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE
N° :



DOMAINE SIENCE DE TECHNOLOGIE
FILIERE : TELECOMMUNICATION
OPTION : SYSTEME DE
TELECOMMUNICATION

**Mémoire présenté pour l'obtention
Du diplôme de Master Académique**

**Par: MABROUK Hiba Yasmine
DEHIM Imen**

Intitulé

**Conception d'un filtre optique basé sur un
résonateur d'anneau 2D pour les systèmes
WDM**

Soutenu devant le jury composé de:

Prof. Djamel KHEDROUCHE	Université de M'sila.	Président
Prof. Abdesselam HOCINI	Université de M'sila.	Rapporteur
Dr.Ahmed KAHLOUCHE	Université de M'sila.	Examineur

Année universitaire : 2018 /2019

أهداء



إلى أمي و أبي
قرة عيني و طريقي إلى الجنة
اللهم أعني على برهما و أرزقني رضاها و أجزل لها الخير و المغفرة :

إلى اخوتي محمد , إبراهيم , سلسبيل , صفية و أولادها (يويو و فداء)
حفظهم الله والى أختاي التي لم تنجبها أمي فاطمة و فيروز و أسرتي
جميعا.

إلى رفيق دربي في هذه الحياة عبد الرؤوف الذي كان عوناً لي و
نورا يضيء الظلمة التي كانت تقف أحياناً في طريقي.

إلى كل صديقاتي (بشرى , إيمان , إحسان , دعاء , أمينة , هاجر)

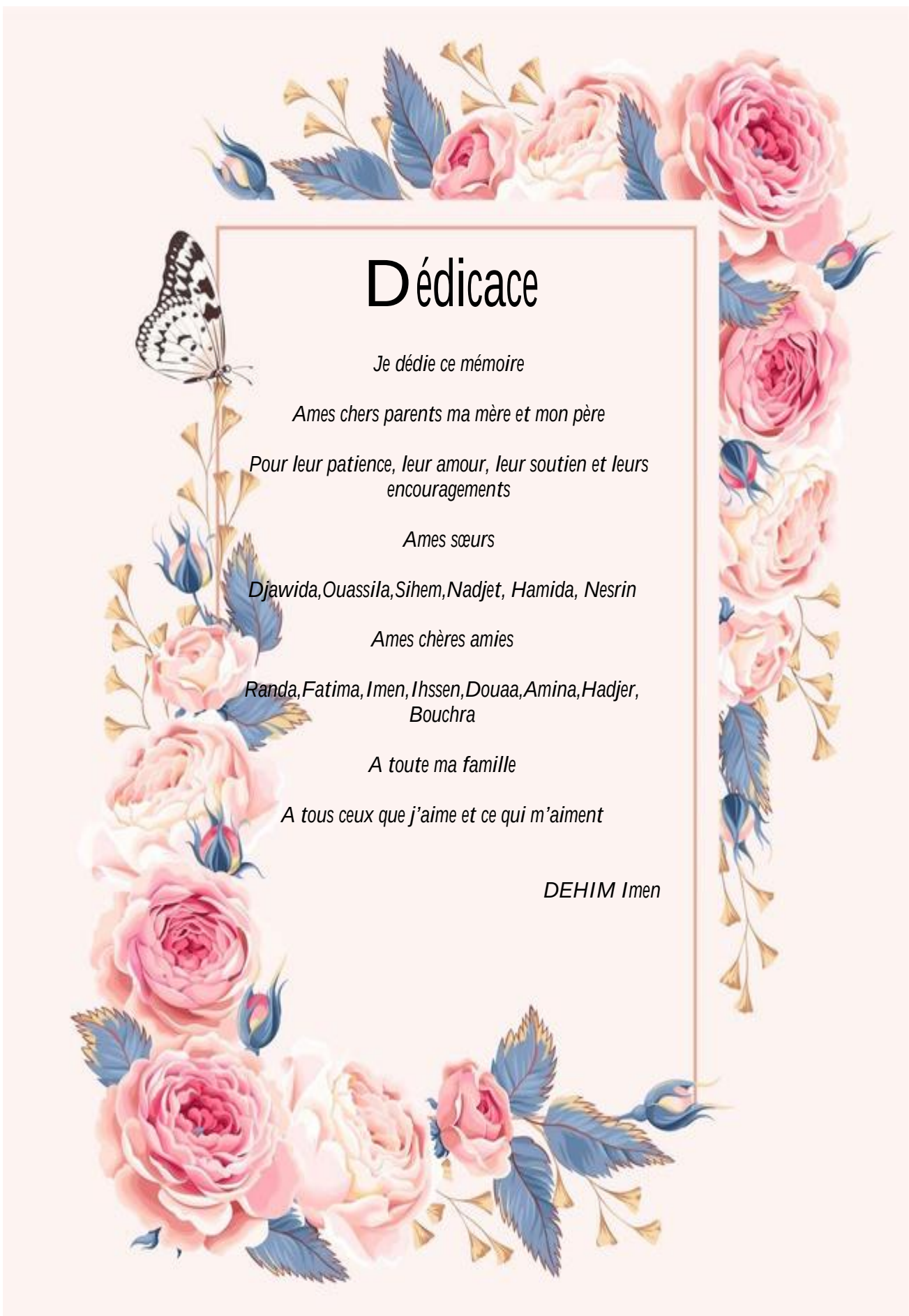
إلى كل أعضاء مخبر تحليل الاشارة و الأنظمة في نهاية مشواري أريد
أن أشكركم على مواقفكم النبيلة يا من تطلعتم لنجاحي بنظرات الأمل.

أهدي هذا البحث المتواضع راجية من المولى

عز وجل أن يجد القبول والنجاح.

مبروك هبة ياسمين





Dédicace

Je dédie ce mémoire

Ames chers parents ma mère et mon père

*Pour leur patience, leur amour, leur soutien et leurs
encouragements*

Ames sœurs

Djawida, Ouassila, Sihem, Nadjet, Hamida, Nesrin

Ames chères amies

*Randa, Fatima, Imen, Ihssen, Douaa, Amina, Hadjer,
Bouchra*

A toute ma famille

A tous ceux que j'aime et ce qui m'aiment

DEHIM Imen

Remerciement

Avant tout, nos remerciements en premier lieu, à DIEU qui nous a donné la foi, le courage et la patience de parvenir à finir ce modeste travail.

Nous tenons à remercier particulièrement nos parents ; notre succès demeurée loin le fruit de leurs longues années de sacrifices et de patience.

*Nous tenons à exprimer nos vifs remerciements et nos gratitudes à notre promoteur Prof. **Abdesselam HOCINI**, nous le remercions pour ses conseils; ses précieux commentaires qui nous ont permis de surmonter nos difficultés, et de progresser dans cette présente étude.*

Nos remerciements s'adressent à tous les membres du jury qui ont accepté de juger notre travail.

*Nos remerciements vont aussi, à Mr. **Mouhssin Maache** pour la documentation, l'accompagnement tout au long de ce travail et les conseils prodigués.*

. Nos remerciements s'étendent également à tous, nos enseignants durant les années des études.

Enfin, nous remercions tous ceux qui ont contribué de près ou de loin, pour Leurs soutiens moraux ou matériels, dans la réalisation de ce projet.

Table des matières

Dédicace	I
Remerciements.....	III
Liste des figures.....	VI
Liste des tableaux.....	IX
Liste d'acronyme.....	XIII

Introduction général.....	2
---------------------------	---

Chapitre I : Généralités sur les plasmoniques

I.1. Introduction.....	5
I.2. Historique du plasmons.....	5
I.3. Qu'est-ce qu'une plasmonique?.....	7
I.3.1. Plasmons de volume	7
I.3.2. Plasmons de surface.....	8
I.4. Propriétés des plasmons de surface.....	9
I.4.1. Extension spatiale des plasmons de surface	9
I.5. Relation de dispersion des plasmons de surface.....	10
I.6. Relation de couplage plasmon lumière.....	13
I.7. Exemples d'applications.....	17
I.8. conclusion	21

Chapitre II : filtre à base plasmonique

II.1.Introduction.....	22
II.2.Le réseau optique.....	22
II.3.Filtres optiques.....	24
II.4.Les différents types de filtre utilisés dans les systèmes WDM.....	26
a) grille plane.....	26

b) interféromètre de Fabry-Perot.....	26
c) réseau de Bragg en fibres.....	27
d) réseau de guides d'ondes (AWG).....	28
e) Interféromètre de Mach-Zehnder (MZI).....	28
f) Filtre d'interférence diélectrique à couche mince.....	29
II.5. Le résonateur en anneau ses applications.....	30
II.5.1. Attributs des résonateurs en anneaux.....	31
II.5.1.1. facteur de qualité.....	31
II.5.1.2. Finesse.....	32
II.5.2. Applications.....	32
II.6. Résonateurs à anneau couplé - théorie et modèle de simulation.....	35
II.7. Synthèse de filtres optiques à l'aide de résonateurs en anneau.....	37
II.8. Les filtres optiques a base plasmonique.....	37
II.8.1. Structures Métal-Isolant-Métal (MIM).....	38
II.8.2. Structures Métal-Isolant-Métal (IMI).....	38
II.9. Conclusion	39

Chapitre III : Résultats et interprétation

III.1. Introduction.....	40
III.2. Outil de simulation et méthode.....	40
III.2.1. Méthode des différences finies temporelles (FDTD).....	40
III.2.1.a. Équations de base.....	41
III.2.2.b. Les Avantages.....	41
III.2.2. Aperçu sur le logiciel "Rsoft CAD".....	42
III.2.2.a. Outil de simulation FullWAVE.....	44
III.2.2.b Implémentation FDTD sous FullWAVE.....	45
III.2.3. Boite de dialogue "Launchparametrs"	45
III.2.4. Les Moniteurs.....	45
III.2.5. Créer Des Variables.....	46
III.2.6 Vérification du profil d'index.....	47
III.7.Réglage des paramètres de simulation.....	48
III.7.1.Lancement de la simulation.....	48

III.7.2. Voir les résultats.....	48
III.3 Présentation de la structure étudiée.....	49
III.3.1 Etude des guides d'ondes plasmoniques.....	49
III.3.2. Couplage cavité / guide d'onde plasmonique.....	50
III.3.3 Optimisation de la structure	52
III.3.3.a L'influence de R.....	54
III.3.3.b L'influence de r	56
III.3.3.c L'influence de n.....	57
III.4. Conclusion.....	59
conclusion général.....	60
Bibliographie	

Liste des figures

Chapitre I : Généralité sur les plasmoniques

- Figure I.1. Oscillation de charges (plasmon de surface) à l'interface métal/diélectrique. La décroissance exponentielle des champs électromagnétiques de part et d'autre de l'interface est représentée sur la figure de droite.....7*
- Figure I.2. Les différents types de plasmons de surface : (a) plasmons de surface localisés et (b) plasmons de surface délocalisés [14].....8*
- Figure I.3. Extension spatiale d'un plasmon de surface dans les directions z(a) et x (b).....9*
- Figure I.4. Relation de dispersion des plasmons de surface.....12*
- Figure I.5. Représentation des deux méthodes dites ATR (Attenuated Total Reflexion): à gauche, configuration de Kretschmann-Raether, à droite, configuration d'Otto..14*
- Figure I.6. Relation de dispersion des plasmons de surface pour un système prisme/métal/réseau $\Delta k_x = 2\pi/10^{-6}$ (rad/nm) ($\epsilon_m(\omega) = \epsilon_m - \omega_p^2 / [\omega(\omega + i\omega)]$ avec $\epsilon_m^\infty = 2,48$; $\omega_p = 1,35 \times 10^{16}$ rad/s; $\omega_t = 7,62 \times 10^{13}$ rad/s.....15*
- Figure I.7. Relation de dispersion des plasmons de surface pour un système prisme/métal/réseau $\Delta k_x = 2\pi/10^{-6}$ (rad/nm) ($\epsilon_m(\omega) = \epsilon_m - \omega_p^2 / [\omega(\omega + i\omega)]$ avec $\epsilon_m^\infty = 2,48$; $\omega_p = 1,35 \times 10^{16}$ rad/s; $\omega_t = 7,62 \times 10^{13}$ rad/s.....16*
- Figure I.8. Principe du microscope à balayage à effet tunnel optique (PSTM). Un champ évanescent est créé par réflexion totale. Une pointe SNOM est approchée à la surface et frustre le champ évanescent afin de le détecter.....18*

Figure I.9. Réseau de fentes : Résonances de surface horizontale (bleu) et verticale (rouge).....	18
---	----

Chapitre II : les filtres à base de plasmonique

Figure II.1. Add / drop d'application de filtre dans un système WDM.....	22
Figure II.2. Caractéristiques de transmission d'un filtre optique.....	23
Figure II.3. Réseau plat.....	25
Figure II.4 Interféromètre de Fabry-Perot.....	26
Figure II.5. Réseau de Bragg à fibres optiques [35].....	27
Figure II.6 Réseau de guides d'ondes en réseau emballés [36].....	27
Figure II.7. Interféromètre de Mach-Zehnder.....	28
Figure II.8. Filtre de suppression de canal de résonateur en anneau.....	29
Figure II.9. Réponse spectrale d'un résonateur en anneau.....	30
Figure II.10. Résonateur à anneau unique (SRR) comme élément constitutif des compensateurs de dispersion multi-étages [48].....	32
Figure II.11. Configuration d'un MZI avec un résonateur en anneau.....	33
Figure II.12. Résonateur à micropores tout actif couplé verticalement.....	34
Figure II.13. Résonateur en anneau à une longueur d'onde de $= 1,55 \mu\text{m}$	35
Figure II.14. Résonateur en anneau à une longueur d'onde de $= 1,57 \mu\text{m}$	35
Figure II.15. Schéma d'un filtre MIM typique avec une matrice carrée (période P) de patches carrés (taille a).....	37
Figure II.16. Vues schématiques de (a) une configuration IMI et (b) d'une seule interface métal-diélectrique. Les lignes rouges indiquent $\text{Re}(E_z)$, tandis que les lignes vertes représentent $\text{Re}(H_y)$	38

Chapitre III : Résultat et interprétation

Figure III.1. La fenêtre principale du simulateur Rsoft CAD, présentant la barre de menu au-dessus, la barre d'outils à gauche.

Figure III.2. La fenêtre de démarrage où les informations de base de la structure sont définies.

Figure III.3. Boîte de dialogue "Launch Parameters".

Figure III.4. La boîte de dialogue des propriétés du moniteur.

Figure III.5. L'éditeur du Tableau de symboles.

Figure III.6. Profil d'indice de la structure à plasmonique 2D

Figure III.7. La fenêtre de paramètres de simulation Full WAVE

Figure III.8. Guide d'onde W1.

Figure III.9. Propagation de la lumière à l'intérieur du guide.

Figure III.10. Couplage cavité / guide d'onde plasmonique

Figure III.11. La distribution de champ électrique de la cavité.

Figure III.12. Le Spectre de transmission de la cavité

Figure III.13. Schéma de structure d'un filtre plasmonique à résonateur en anneau

Figure III.14. Le Spectre de transmission d'un filtre à résonateur d'anneau

Figure III.15. Schéma d'un filtre plasmonique add-drop basé sur un résonateur en anneau

Figure III.16. Spectre de transmission d'un filtre plasmonique add-drop.

Figure III.17. La transmission avec le changement du rayon de défaut R. ($R=0.42$, 0.43 et 0.45)

Figure III.18. Variations de la transmission avec le changement du rayon de défaut R.

Figure III.19. La transmission avec le changement du rayon de défaut r. ($r=0.15$, $r=0.19$ et $r=0.3$)

Figure III.20. La simulation de la structure qui représente la transmission en fonction de longueur

Figure III.21. Le Spectre de transmission en fonction de l'influence n

Liste des tableaux

Chapitre II : les filtres à base de plasmonique

Tableau II.1. Les caractéristiques d'un filtre optique.....24

Tableau II.2. Caractéristiques typiques des filtres optiques communs.....29

Chapitre III : Résultat et interprétation

Tableau III.1 la transmission en fonction le changement du rayon de défaut.....53

Tableau III.2. la transmission en fonction le changement du rayon r55

Tableau III.3. la transmission en fonction le changement du l'indice de réfraction n56

Liste des acronymes

Dans le cadre de ce travail, nous avons utilisé quelques abréviations dont nous rappelons la signification ci-dessous :

ω_p : la fréquence plasma

m_e : la masse effective des électrons

n_e : la densité de charge

e : la charge élémentaire d'un électron

K : vecteur d'onde

L_{sp} : La longueur de propagation

L_{pi} : La longueur de pénétration du plasmon

PS : Les plasmons de surface

ϵ_s : constante relative positive

ϵ_m : constante diélectrique complexe

m : milieu métallique

S : diélectrique ou vide

TM : polarisation transverse magnétique

K_x : la constante de propagation de l'onde plasmon

E : le vecteur champ électrique

B : l'induction magnétique

H : le champ magnétique

D : le vecteur déplacement électrique

k_0 : la norme du vecteur d'onde dans le vide

ω_{sp} : la pulsation du plasmon de surface

Φ_0 : flux lumineux incident

Φ : le flux transmis par le filtre

T : facteur de transmission

λ : la longueur d'onde

F : la finesse

Q : le facteur de qualité

SPP : plasmons-polaritons de surface

ATR : Attenuated Total Reflexion

SPR : la résonance des plasmons de surface

SNOM : Scanning Near-field Optical Microscopy

SERS : Surface enhanced Raman scattering)

WDM : multiplexage par répartition en longueur d'onde

TDM : multiplexé par répartition dans le temps

UIT : l'Union internationale des télécommunications

FIR : Filtres à réponse impulsionnelle finie

WGR : les routeurs de réseaux de guides d'ondes

IIR : Filtres de réponse impulsionnelle infinie

FBG : les réseaux de Bragg sur fibre

TFF : les filtres à film mince

FDM : transmission multiplexée par division de fréquence

AWG : réseau de guides d'ondes

MZI : Interféromètre de Mach-Zehnder

FWHM : full width at half maximum

ISL : la distance entre deux pics

SRR : Résonateur à anneau unique

DRR : résonateurs à double anneau

MIM : métal – isolant – metal

IMI : isolant – métal – isolant

Introduction Générale

Introduction générale

L'augmentation des besoins industriels dans le domaine de l'optoélectronique (interconnexions optiques, sécurité, télécommunications, capteurs, filtres, ...) amène à rechercher de meilleures solutions pour obtenir des composants optiques (passifs et actifs) présentant de hautes résolutions spatiales et spectrales dont les dimensions et la consommation sont toujours de plus en plus réduites. En particulier, les filtres optiques offrent un fort potentiel pour le développement dans les domaines de l'imagerie, de la détection, des MEMS (Micro-Electro-Mechanical-Systems) et la photonique.

Les plasmons de surface sont des ondes électromagnétiques associées à une oscillation collective des électrons du plasma d'électrons libres à la surface d'un métal. Ces ondes ont été très étudiées depuis les années soixante-dix aussi bien grâce à des mesures de spectroscopie de perte d'énergie d'électrons que grâce à des méthodes optiques comme l'ATR (Attenuated Total Reflection) [1]. Étant extrêmement sensibles à l'indice au contact de la surface métallique ou à la rugosité des différentes surfaces, ils ont trouvé de nombreuses applications aussi bien en physique [2], en chimie [3], qu'en biologie [4].

Il est ainsi possible d'envisager la réalisation de circuits photoniques miniaturisés, permettant de convertir la lumière en plasmons de surface. Ces derniers se propageraient et pourraient être traités, avant d'être transformés de nouveau en lumière. Un gros effort de recherche est fourni actuellement dans ce domaine avec la réalisation de coupleurs ou de guides d'onde pour les plasmons de surface. Les développements dans ce domaine pourraient permettre la naissance d'une nouvelle branche de la photonique appelée la plasmonique [5].

Le développement des nanotechnologies au cours des vingt dernières années a permis l'émergence de nouveaux matériaux pour la nanophotonique, tels que les cristaux photoniques, les nanostructures métalliques. D'une manière générale, les nanostructures permettent une augmentation des interactions lumière-matière, avec de nombreuses applications en photonique et en opto-électronique dans les domaines de l'émission, de la détection, de l'imagerie ou du guidage optique.

Récemment, plusieurs travaux de recherches s'intéressent aux plasmoniques qui offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière et ceci, sur une dimension de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde dans le matériau.

L'un des domaines les plus récents exploitant les propriétés des plasmons de surface est celui des filtres optiques qui constitue un domaine de recherche très prometteur en raison de leur extrême miniaturisation, sélectivité. Ces filtres optiques permettent de séparer un canal optique du signal combiné sans électronique. Les filtres optiques sont des dispositifs essentiels pour les systèmes WDM. L'application la plus évidente est le démultiplexage de canaux très rapprochés.

L'objet de ce mémoire est la réalisation d'un filtre optique basé sur un résonateur d'anneau 2D pour les systèmes WDM utilisant le logiciel de simulation FULLWAVE développé par Rsoft, basés sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD).

Le présent manuscrit est structuré en trois chapitres repartis comme suit :

Dans le premier chapitre, nous commencerons par un bref historique sur les plasmoniques. Après un rappel sur des notions générales sur les plasmoniques et ses différents types, nous focaliserons notre étude sur les plasmons de surfaces en citant ses Propriétés. Ensuite, la relation de dispersion des plasmons de surface ainsi que la relation de couplage plasmon-lumière seront décrits. Dans la dernière section du chapitre, nous présenterons quelques applications basées sur le principe de la résonance des plasmons de surface.

Le deuxième chapitre sera consacré à la présentation des filtres optiques. Nous commencerons par l'introduction de quelques notions générales sur les filtres optiques, et en particulier les filtres optiques à résonateur d'anneau (filtre add /drop). Ensuite, nous présenterons Les différents types de filtre utilisés dans les systèmes WDM et plus particulièrement, les filtres optiques à base plasmonique et deux catégories de structures plasmoniques pour le filtrage.

Le troisième chapitre est divisé en deux parties. La première partie commence par une étude des différentes méthodes utiles pour la modélisation des plasmoniques et notamment la FDTD « Finite Difference Time Domain » puis nous décrivons ses avantages, ensuite nous présenterons une aperçu sur le logiciel "Rsoft CAD" nous préciserons de ses outils (en choisissant le simulateur FULL WAVE). La deuxième partie est dédiée à la description de la structure plasmonique étudiée dans ce travail. Ensuite nous

présenterons les résultats de simulation concernant l'étude des cavités à plasmoniques en changeant dans les paramètres géométriques et physiques dans le but d'améliorer la transmission

Enfin, nous terminerons notre travail par une conclusion générale.

Chapitre I

Généralités sur les Plasmoniques

I.1.Introduction

Les oscillations électromagnétiques connues sous le nom de plasmons de surface possèdent de nombreuses propriétés uniques utiles dans un large éventail d'applications en biologie, chimie, physique et optique. Le domaine de la plasmonique est apparu pour comprendre le comportement des plasmons de surface et pour développer des applications dans des domaines tels que la catalyse, l'imagerie, le photovoltaïque et la détection. Des nanotechnologies métalliques et des interfaces métalliques à motifs ont été développées pour utiliser les résonances plasmoniques.

L'objectif de ce chapitre est de fournir les connaissances de base pour comprendre et appliquer les principes de la plasmonique. Nous étudierons les différents types de plasmon, et notamment les Propriétés des plasmons de surface. Nous décrirons ensuite la Relation de dispersion des plasmons de surface ainsi que la Relation de couplage plasmon-lumière et enfin nous établirons un bref exemple d'application de plasmonique.

I.2.Historique du plasmons

Bien avant que les scientifiques entreprennent d'étudier les propriétés optiques uniques de nanostructures métalliques, elles ont été utilisées par des artistes pour générer des couleurs dans les objets en verre et dans la coloration des fenêtres de l'église : Quelques-unes des premières études scientifiques dans lesquelles .Les plasmons observés remontent au début du vingtième siècle.

En 1902, le professeur Robert W. Wood observe des caractéristiques inexplicables dans Mesures de réflexion optique sur des réseaux métalliques [6].

Autour de cette même époque, en 1904, Maxwell Garnett décrit les couleurs vives observées dans le métal lunettes dopées [7] en utilisant la théorie des métaux Drude alors nouvellement développée, et les propriétés électromagnétiques de petites sphères telles que définies par Lord Rayleigh.

Dans un effort pour développer la compréhension, Gustav Mie développe en 1908sa théorie maintenant largement utilisée de la diffusion de la lumière par des particules sphériques [8].

Quelque cinquante ans plus tard, en 1956, David Pines décrit théoriquement les pertes d'énergie caractéristiques subies par les électrons rapides traversant métaux, [9] et attribue ces pertes à des oscillations collectives d'électrons libres dans le métal. Par analogie avec les travaux antérieurs sur les oscillations du plasma dans les gaz décharges, il appelle ces oscillations «plasmons».

En 1957, une étude est publiée par Rufus Ritchie sur les pertes d'énergie des électrons dans les couches minces, [10] dans lequel il est montré que les modes plasmons peuvent exister près de la surface des métaux. Cette étude représente la première description théorique des plasmons de surface.

Par coïncidence, un an plus tard, John Joseph Hop Field introduit le terme «Polariton» pour l'oscillation couplée d'électrons liés et de lumière à l'intérieur support transparent [11].

En 1968, près de soixante-dix ans après les premières observations de Wood, Ritchie et ses collègues décrivent le comportement anormal de réseaux métalliques en termes de résonance de plasmons de surface excités sur le caillebotis [12].

Une avancée majeure dans l'étude des plasmons de surface est réalisée en 1968 quand Andreas Otto ainsi que Erich Kretschmann et Heinz Raether présentent méthodes d'excitation optique de plasmons de surface sur des films métalliques, [13] faire des expériences sur des plasmons de surface facilement accessibles à beaucoup des chercheurs.

A ce stade, les propriétés des plasmons de surface sont bien connues, cependant la connexion aux propriétés optiques des nanoparticules métalliques n'a pas encore été fait.

En 1970, plus de soixante ans après les travaux de Garnett sur les couleurs des lunettes dopées au métal, Uwe Kreibig et Peter Zacharias réalisent une étude qu'ils comparent la réponse électronique et optique de l'or et de l'argent nanoparticule [14].

En 1974 une autre découverte majeure dans le domaine de l'optique en métal se produit dans cette même année, lorsque Martin Fleischmann et ses collègues constatent une forte influence de Raman diffusion à partir de molécules de pyridine au voisinage de l'argent rugueux [15].

En 1974 et expliqué en 1977 comme résultant d'un mécanisme d'amélioration électromagnétique .De Jeanmaire et Van Duyne [16] et du fait d'un mécanisme de renforcement chimique (transfert de charge) d'Albrecht et Creighton également en 1977. Les deux théories persistent à ce jour, semblant être complémentaires plutôt que interprétations exclusives du phénomène SERS [17].

Dans les années qui suivirent, ce sujet connut un regain d'intérêt si l'on en croit le nombre important de publications qui y furent consacrées. L'intérêt fondamental a cependant fléchi dans les années 90 pour se reporter sur des études avec des objectifs plus appliqués, telle que la spectroscopie Raman exaltée de surface (SERS). Encore plus récemment, le développement des techniques à sonde locale a permis d'approfondir les connaissances sur le sujet. Par la suite, des investigations systématiques amenèrent à la renaissance des recherches sur les plasmons de surface, en partie motivée par des applications émergentes dans des disciplines diverses (optoélectroniques, capteur,...) [16,17].

I.3.Qu'est-ce qu'une plasmonique?

Plasmonique est le nom donné (en 2000) à une discipline permettant d'exploiter l'interaction résonante obtenue dans certaines conditions entre le rayonnement électromagnétique (la lumière en particulier) et les électrons libres à l'interface entre un métal et un matériau diélectrique (par exemple, l'air ou le verre). Cette interaction génère des ondes de densité électronique appelées plasmons ou plasmons de surface [18].

Le plasmon peut être décrit par une excitation collective d'électrons qui vont se comporter comme une seule particule. Il est possible de distinguer deux sortes de plasmons :

I.3.1. Plasmons de volume

la densité de charge liée au gaz d'électrons dans le métal peut se mettre à osciller dans tout le volume du métal. La fréquence propre de ce phénomène est la fréquence plasma, définie par :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (1-1)$$

Où n_e est la densité de charge, e la charge élémentaire d'un électron, m_e est la masse effective des électrons, et ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide. On associe alors à cette oscillation que l'on appelle « plasmon de volume ».

I.3.2. Plasmons de surface

Le traitement complet par les lois de l'électromagnétisme du mouvement coopératif des électrons libres dans un milieu métallique semi-infini (conditions de continuité à l'interface), permet de montrer l'existence de modes particuliers pouvant se propager le long de l'interface entre le métal et le vide (ou le milieu diélectrique). Ces modes électromagnétiques correspondant à des ondes de surface ont été nommés « plasmons de surface ». Ces plasmons de surface présentent alors un large spectre de fréquence propre dépendant de leur vecteur d'onde $\mathbf{k}$ (de 0 à $2\omega = \omega_p / \sqrt{2}$). Nous reviendrons sur leur courbe de dispersion dans la suite de ce chapitre.

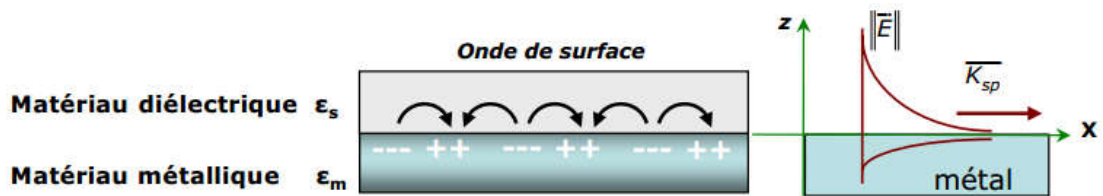


Figure I.1: Oscillation de charges (plasmon de surface) à l'interface métal/diélectrique. La décroissance exponentielle des champs électromagnétiques de part et d'autre de l'interface est représentée sur la figure de droite.

Ces plasmons de surface sont de deux natures différentes :

- Les plasmons de surface localisés, qui ne se propagent pas et restent confinés à l'interface du métal et du diélectrique, au voisinage de nanostructures. On les retrouve notamment à la surface de nanoparticules métalliques.
- Les plasmons de surface délocalisés, qui représentent des ondes électroniques se propageant le long de l'interface [19].

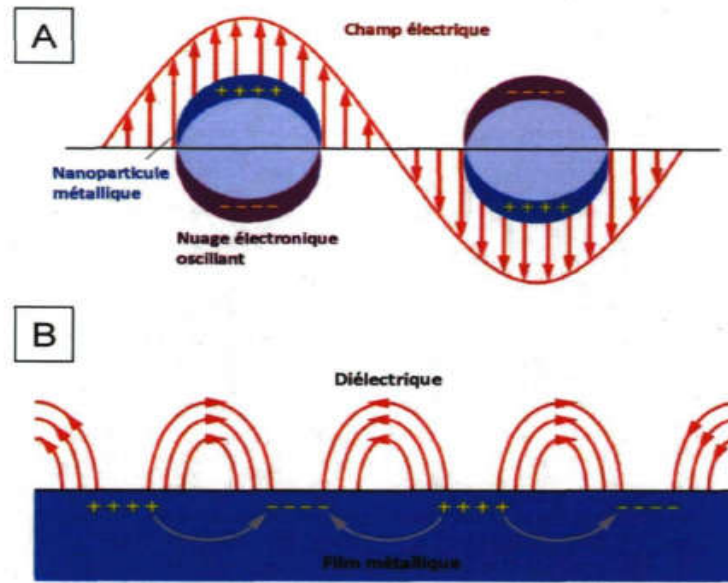


Figure 1.2: Les différents types de plasmons de surface : (a) plasmons de surface localisés et (b) plasmons de surface délocalisés [19].

Dans notre étude, nous allons nous concentrer sur le cas des plasmons de surface. Pour cela, nous verrons plus en détail ces propriétés et la relation de dispersion et de couplage plasmon_lumière.

1.4. Propriétés des plasmons de surface

Cette section s'intéresse aux principales propriétés optiques des plasmons de surface, leurs extensions spatiales, ainsi qu'une étude plus détaillée de la relation de dispersion.

1.4.1. Extension spatiale des plasmons de surface :

La figure 1-3 montre l'extension spatiale d'un plasmon de surface, et la décroissance exponentielle du plasmon dans les directions parallèle et perpendiculaire à l'interface métal/diélectrique.

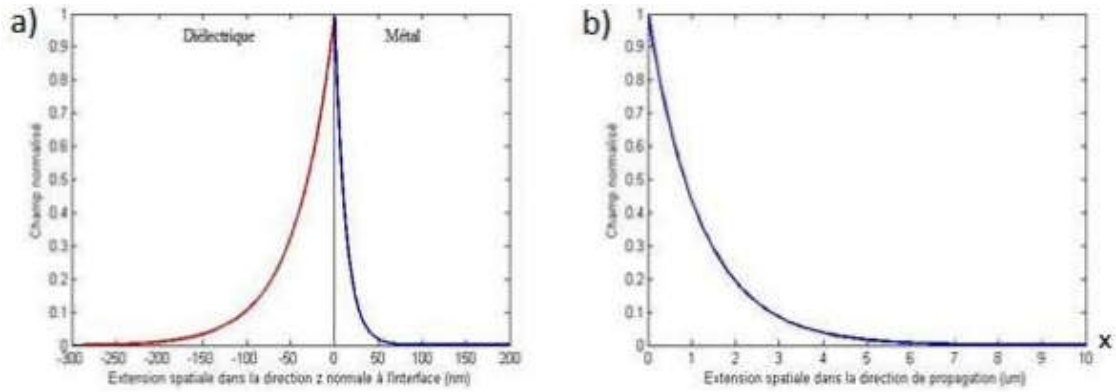


Figure 1.3: Extension spatiale d'un plasmon de surface dans les directions z (a) et x (b).

Les courbes sur la figure 1-3 sont tracées pour une longueur d'onde de 633nm, le diélectrique est du verre BK7, et le métal utilisé est de l'or. À partir de ces décroissances exponentielles du champ, on définit généralement deux longueurs caractéristiques du plasmon :

- **La longueur de propagation L_{sp}** du plasmon, suivant l'axe x , est la longueur au bout de laquelle l'énergie du plasmon décroît d'un facteur $1/e$, soit $L_{sp} = (2\text{Im}(\beta_{sp}))^{-1}$.
- **La longueur de pénétration du plasmon $L_{p,i}$** propre à chaque milieu, dans la direction normale à l'interface, et qui est définie de la même façon que L_{sp} par $L_{p,i} = (2\text{Im}(\beta_{sp}))^{-1}$.

Cette dernière grandeur aura son importance, puisqu'elle donne une idée de la longueur sur laquelle les plasmons de surface sont sensibles aux propriétés optiques des milieux. Il est intéressant de noter que l'extension spatiale de l'onde générée par le plasmon de surface est plus importante dans le diélectrique, ce qui le rendra plus sensible aux propriétés optiques de ce diélectrique.

1.5. Relation de dispersion des plasmons de surface

Les plasmons de surface (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 ϵ_m , dont la partie réelle est négative dans le domaine visible. 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. Cela montre que le champ électromagnétique résultant d'une telle fluctuation, présente une décroissance exponentielle de part et d'autre de l'interface. Pour introduire ces courbes de dispersion, il faut 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. Dans cette géométrie plane, il est nécessaire de rechercher des fonctions d'ondes, solutions des équations de Maxwell, qui se propagent parallèlement à l'interface [20]. Considérons les champs électriques et magnétiques dans les deux milieux **s** et **m** selon les équations I-2, (cas particulier d'une onde de polarisation transverse magnétique TM):

$$\begin{aligned}\vec{H}_j &= (0, \vec{H}_{jy}, 0) \cdot \exp[+i(k_{jx}x + k_{jz}|z| - \omega t)] \\ \vec{E}_j &= (\vec{E}_{jx}, 0, \vec{E}_{jz}) \cdot \exp[+i(k_{jx}x + k_{jz}|z| - \omega t)]\end{aligned}\quad (I-2)$$

Pour $z > 0$ (dans le diélectrique) et pour $z < 0$ (dans le métal), avec $j = \mathbf{s}, \mathbf{m}$ 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 (équations I-3) :

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \vec{D} &= 0 \\ \nabla \times \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0\end{aligned}\quad (I-3)$$

Où E représente le vecteur champ électrique (V/m), B l'induction magnétique (Tesla), D le vecteur déplacement électrique (C/m^2) et H le champ magnétique (A/m^2). En tenant compte des conditions de continuité à l'interface (équations I-4 et I-5) :

$$\begin{aligned}E_{mx} &= E_{sx} \\ H_{my} &= H_{sy} \\ \varepsilon_m E_{mz} &= \varepsilon_s E_{sz} \\ k_{mx} &= k_{sx} = k_x^{sp}\end{aligned}\quad (I-4)$$

Il vient le système suivant :

$$H_{my} - H_{sy} = 0$$

$$\frac{K_{mz}}{\varepsilon_m} H_{my} + \frac{K_{sz}}{\varepsilon_s} H_{sy} = 0 \quad (I-5)$$

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

$$\frac{K_{sz}}{\varepsilon_s} + \frac{K_{mz}}{\varepsilon_m} = 0 \quad (I-6)$$

À partir des relations de Maxwell (équations I-4) et les conditions de continuité à l'interface (équations I-5 et I-6), on obtient :

$$k_x^2 + k_{jz}^2 = k_0^2 \varepsilon_j \quad \text{avec } j=s, m \quad (I-7)$$

Avec k_0 la norme du vecteur d'onde dans le vide ($k_0 = \omega / c$).

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

$$k_x^{sp} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\varepsilon_s \cdot \varepsilon_m(\omega)}{\varepsilon_s + \varepsilon_m(\omega)}} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_s \cdot \varepsilon_m(\omega)}{\varepsilon_s + \varepsilon_m(\omega)}} \quad (I-8)$$

Et

$$k_{jz} = \sqrt{\varepsilon_j \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k_x^2} \quad (I-9)$$

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 $\varepsilon_s = 1$ et $\varepsilon_m < -1$ ce qui conduit à $k_x > \omega/c$ et alors $k_{jz} = i |k_{jz}|$ 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).

La figure I-4, présente la relation de dispersion (équation I-9). Elle 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 $k = \omega/c$.

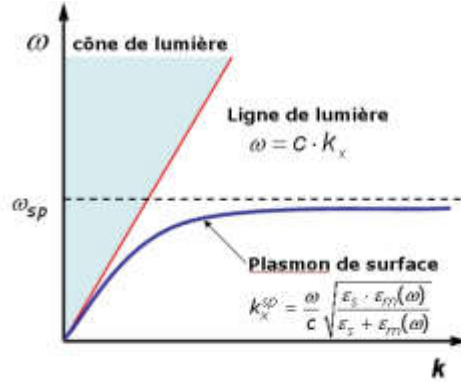


Figure I.4 : Relation de dispersion des plasmons de surface.

la relation de dispersion des plasmons de surface reste toujours strictement en dessous de la ligne de lumière (figure I-4). 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.

I.6. Relation de couplage plasmon-lumière

Nous venons de représenter graphiquement la relation de dispersion $\omega - k$ 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 ». il faudrait montrer qu'aucun couplage entre les plasmons de surface et la lumière ne pourra être observé, 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 l'équation I-10 :

$$\vec{K}_x(\text{photon}) = \vec{K}_{sp} \quad (\text{I-10})$$

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 (I-10) soit satisfaite. Pour réaliser le couplage, il est donc indispensable d'avoir recours à l'utilisation d'un système de couplage, encore appelé « coupleur ». 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 (I-10) 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. 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 ce lui 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.

Dans la suite, nous présentons successivement la méthode ATR (Attenuated Total Reflexion) basée sur la première approche puis le couplage par réseau qui se base sur la seconde. Signalons que les plasmons de surface peuvent aussi être observés par bombardement d'électrons (avec un microscope électronique à transmission par exemple).

➤ **Couplage par prisme : méthode (ATR)**

La méthode dite ATR (Attenuated Total Reflexion) est la plus employée pour exciter les plasmons de surface. Elle fut mise en pratique pour la première fois par A. Otto puis par E. Kretschmann qui utilisent un prisme comme coupleur (figure I-5) [13-21].



Figure I.5 : représentation des deux méthodes dites ATR (Attenuated Total Reflexion): à gauche, configuration de Kretschmann-Raether, à droite, configuration d'Otto.

Si le faisceau incident ne se propage plus dans le vide, mais dans un milieu d'indice n et s'il arrive sous un angle d'incidence θ , alors la composante tangentielle du vecteur d'onde des photons est augmentée et vaut:

$$k_x = \sqrt{\epsilon_p} \frac{\omega}{c} \sin \theta \quad (\text{I-11})$$

Pour un angle spécifique θ , la condition de couplage est obtenue par l'équation:

$$k_x = k_{sp} \rightarrow \sqrt{\epsilon_p} \frac{\omega}{c} \sin \theta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_s}{\epsilon_m + \epsilon_s}} \quad (\text{I-12})$$

Où $\epsilon_p, \epsilon_s, \epsilon_m$ sont respectivement les fonctions diélectriques du prisme, de l'échantillon et de la couche métallique. Ce couplage est représenté sur la figure I-6. Dans les deux configurations précédentes, le principe est de coupler la lumière incidente avec les plasmons de surface. Rappelons que ces plasmons sont des oscillations quantifiées et collectives d'électrons libres à l'interface d'un métal et d'un diélectrique. Ce couplage peut être provoqué par réflexion totale d'une onde optique injectée sur l'interface opposée. L'onde évanescente pénétrant la couche métallique permet d'exciter un plasmon de surface à l'interface métal/diélectrique extérieur.

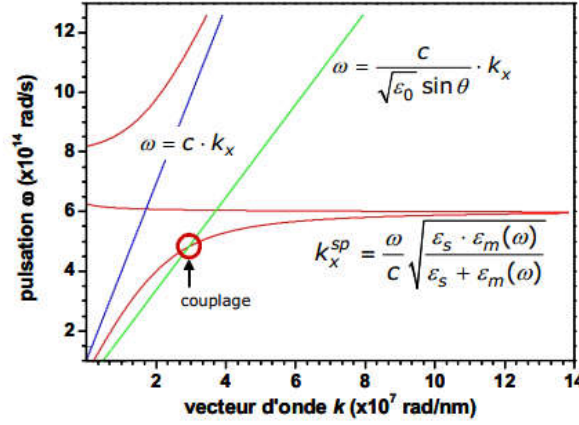


Figure I-6 : Relation de dispersion des plasmons de surface pour un système prisme/métal/réseau $\Delta k_x = 2\pi/10^{-6}$ (rad/nm) ($\epsilon_m(\omega) = \epsilon_m - \omega_p^2 / [\omega(\omega + i\omega)]$ avec $\epsilon_m^\infty = 2,48$; $\omega_p = 1,35 \times 10^{16}$ rad/s; $\omega_t = 7,62 \times 10^{13}$ rad/s).

➤ Couplage par réseau

Si l'interface métal/diélectrique est périodiquement déformée d'un pas de a , l'onde optique incidente est diffractée sous différents angles suivant les caractéristiques du réseau de diffraction (indice, période, géométrie). Lorsqu'un photon arrive sur ce type de surface, il y aura un « allongement » de la composante (k_x) du vecteur d'onde de la lumière d'une quantité ($\pm \Delta k_x$) tel que :

$$\sqrt{\epsilon_p} \frac{\omega}{c} \sin \theta = k_{sp}(\omega) \pm n \frac{2\pi}{a} = k_{sp}(\omega) \pm \Delta k_x \quad (I-13)$$

Avec n un entier relatif. Cette expression se généralise en posant Δk_x , comme le terme qui traduit les perturbations associées au réseau ou à la rugosité de surface par rapport à la surface plane. Dans ce cas, le couplage de plasmon de surface peut se traduire graphiquement en décalant la courbe de dispersion de plasmons de surface d'une quantité $\pm \Delta k_x$ (figure I-6). Il faut donc ramener la relation de dispersion des PS dans le cône de lumière, ce qui permet de coupler les plasmons de surface avec une onde électromagnétique grâce au réseau.

L'étude théorique de ce phénomène est plus complexe que celui décrit dans le cas d'un couplage par prisme. Le signe ($\pm$) représente le sens de propagation de l'onde. Si le pas a de la surface rugueuse est suffisamment petit devant la longueur d'onde, c'est-à-dire si Δk_x est suffisamment grand, la rugosité considérée comme une faible perturbation de la surface plane favorise une localisation des plasmons ce qui conduit à l'obtention de très forts champs électromagnétiques nécessaires pour l'exaltation [22]. Cet effet est en particulier exploité en diffusion Raman exaltée de surface (effet SERS)

pour détecter spécifiquement des espèces adsorbées avec des concentrations extrêmement faibles.

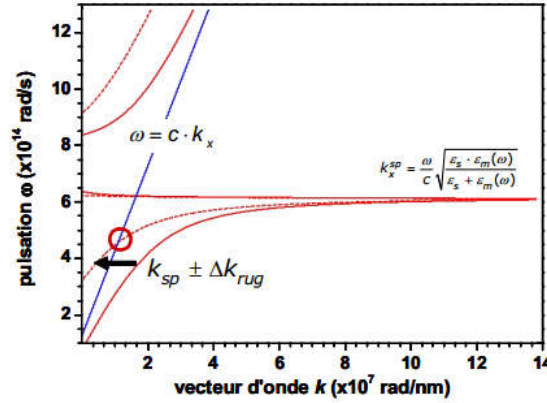


Figure 1.7 : Relation de dispersion des plasmons de surface pour un système prisme/métal/réseau $\Delta k_x = 2\pi/10^{-6}$ (rad/nm) ($\epsilon_m(\omega) = \epsilon_m - \omega_p^2 / [\omega(\omega + i\omega)]$) avec $\epsilon_m^\infty = 2,48$; $\omega_p = 1,35 \times 10^{16}$ rad/s; $\omega_t = 7,62 \times 10^{13}$ rad/s.

I.7. Exemples d'applications

Les applications basées sur le principe de la résonance des plasmons de surface (SPR) sont nombreuses. Elles varient du diagnostic à la détection des molécules aux applications en photonique. Citer tous les travaux faits jusqu'à nos jours s'avère une tâche difficile et nous ne présenterions que quelques applications qui m'ont paru présenter un potentiel industriel important.

- **Guide d'onde**

La propriété singulière des plasmons de surface est de guider la lumière le long d'une interface métal/diélectrique [23]. Cette alternative aux guides d'ondes diélectriques connaît un très fort essor ces dernières années. Elle a l'avantage de la simplicité (un ruban métallique est suffisant), et permet un fort confinement de la lumière (onde évanescente). De plus, la nature bidimensionnelle des PS confère une flexibilité considérable quant à l'ingénierie des circuits optiques intégrés en photonique et optoélectronique e.g. la communication optique, optique sub-longueur d'onde, stockage des données, génération de lumière avec des dispositifs de dimensions nanométriques [24].

- **Imagerie optique haute résolution (SNOM champ proche optique)**
le confinement du champ électromagnétique des PS aux interfaces offre une très

haute sensibilité aux conditions de l'état de surface. Cette sensibilité est utilisée pour étudier les molécules absorbées en surface, les défauts,... La microscopie SPR a alors été développée pour devenir un instrument d'imagerie des surfaces en temps réel à partir des signaux SPR. Un point critique de cette microscopie SPR est la limite de résolution; ceci est lié à l'atténuation (ou l'évanescence) du PS dans le métal. Les métaux comme l'or et l'aluminium ont une faible longueur de propagation ($\sim 2\mu\text{m}$ pour l'or), et donc convenables pour l'imagerie à grande résolution des particules et des cellules. Les PS, de part leur champs évanescents, ne peuvent pas être observés par des microscopes à champ lointain classiques sauf si ces PS sont convertis en lumière par l'interaction avec des inhomogénéités de surface. C'est justement avec le développement des microscopies en champ proche que l'étude locale des plasmons est devenue possible. En particulier avec le microscope optique en champ proche SNOM (Scanning Near-field Optical Microscopy) qui offre la possibilité de sonder le champ des PS directement sur la surface où ils se situent [25]. Le SNOM constitue une voie particulièrement prometteuse pour l'étude de nano-objets. Le principe de base de cette technique consiste à balayer la surface d'un échantillon avec une pointe optique sub-longueur d'onde portée à quelques nanomètres au-dessus de la surface de l'échantillon. L'interaction, dans le champ proche électromagnétique, entre la sonde et l'objet fournit une image optique de l'objet.

Généralement, la détection en champ proche se fait au moyen d'une fibre optique amincie placée au voisinage (10 à 50 nm) de la surface de l'objet étudié. L'utilisation de cette microscopie a trouvé plusieurs domaines d'application, citons par exemple en biologie et biochimie, que ce soit pour l'analyse bio-moléculaire [26], l'étude de la fluorescence d'échantillons biologiques [27], l'étude de propriétés des protéines [28] ou encore la détection de molécule unique [29].

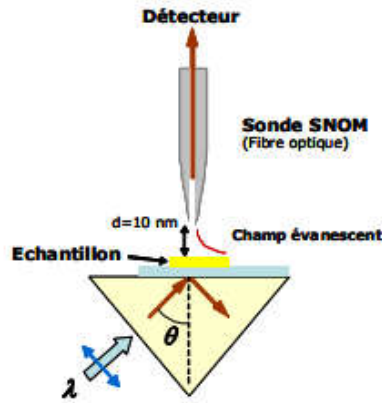


Figure 1.8 : Principe du microscope à balayage à effet tunnel optique (PSTM). Un champ évanescent est créé par réflexion totale. Une pointe SNOM est approchée à la surface et frustre le champ évanescent afin de le détecter.

L'inconvénient de ce type de méthode est qu'il faut déplacer la sonde optique sur l'ensemble de l'objet pour obtenir une image, en gardant un contrôle très précis de la distance sonde-surface. Ce mécanisme qui peut prendre plusieurs minutes rend impossible l'étude de nano-objets en mouvement.

- **Photo détection ultrarapide**

Dans le cas d'un réseau de fentes dont la largeur a et la période d sont petites devant la longueur d'onde de la lumière incidente, le couplage de la lumière incidente avec les plasmons de surface peut se faire de deux façons différentes (figure 1.9). Par l'intermédiaire de la résonance de surface horizontale ou de la résonance de surface verticale [30].

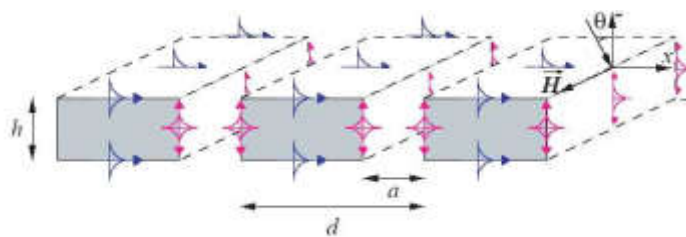


Figure 1.9 : Réseau de fentes : Résonances de surface horizontale (bleu) et verticale (rouge).

Dans le second cas, une onde incidente arrivant sur le réseau métallique pourra donc exciter le mode fondamental TM guidé des fentes. Ce mode fondamental TM guidé est composé de deux ondes de plasmon de surface couplées sur les deux parois

métalliques verticales de chaque fente. Elles se propagent verticalement le long des murs métalliques avec une faible atténuation liée uniquement à l'absorption dans le métal.

- **Cellules photovoltaïques**

La possibilité d'améliorer l'absorption optique dans les semi-conducteurs soumis à une radiation incidente, a été explorée par l'équipe Photovoltaics Special Research Center de l'université de Nouvelle-Galles du Sud, à Sydney [31]. Cette équipe détient le record mondial (2007) du taux de conversion (24,5%) d'une cellule photovoltaïque en silicium cristallin. La méthode utilisée consiste à déposer un film d'argent d'environ 10 μm d'épaisseur sur la surface de la cellule solaire et de la chauffer ensuite à 200°C. Sous l'effet de la chaleur, le film se craquelle en domaines d'environ 100 nm de largeur. Les plasmons de surface de ces nanoparticules d'argent augmentent ainsi l'absorption de la lumière.

Les taux de conversion de cellules en couches minces sont ainsi améliorés. La capacité d'absorption de la lumière des couches minces a été augmentée d'un facteur 16, pour une lumière de longueur d'onde de 1050 nm. Elle a été également multipliée d'un facteur 7 pour la lumière de longueur d'onde 1200 nm. Cette augmentation du taux d'absorption se traduit par un rendement plus élevé, compris entre 13 et 15%. Cette amélioration est efficace car le silicium absorbe faiblement la lumière dans cette partie du spectre.

- **La diffusion Raman exalté de surface (SERS : Surface enhanced Raman scattering)**

La spectroscopie Raman fournit une analyse détaillée de la structure chimique d'un objet. La section efficace de diffusion Raman d'un petit objet est souvent faible et son signal ne pourra être détecté sans utiliser un processus d'exaltation efficace de la diffusion. L'amplification du champ électrique local, consécutive à la résonance des plasmons de surface localisés est mise à profit pour mener des expériences en diffusion Raman exaltée de surface (SERS) [32, 33]. Cet effet se produit en présence de particules métalliques de rugosité particulière ou pour des petits agrégats métalliques. La rugosité de la couche métallique permet d'exciter les plasmons localisés du métal (exaltation par effet électromagnétique) ainsi que l'excitation par transfert de charges entre le métal et la molécule adsorbée (effet chimique). Le signal Raman des molécules adsorbées sur la couche métallique est alors fortement exalté (cinq à dix ordres de

grandeur pour une molécule adsorbée sur une surface rugueuse d'argent, d'or ou de cuivre). Cette augmentation permet de détecter spécifiquement des espèces adsorbées avec des concentrations extrêmement faibles.

I.8.conclusion

À l'issue de ce premier chapitre nous avons présenté les notions de bases associées aux plasmoniques. Nous avons montré qu'il y a deux classes du plasmons : plasmon de surface et plasmon de volume. Nous avons notamment introduit les propriétés de plasmons de surface comme étant des ondes de surface se propageant à l'interface entre un métal et un diélectrique. Ainsi que la relation de dispersion et de couplage avec la lumière. À la fin de ce chapitre, nous avons présenté .Les applications basées sur le principe de la résonance des plasmons de surface tel que les guides d'ondes, Photo détection ultrarapide et les Cellules photovoltaïques.

Chapitre **II**

Filtre à base de
plasmoniques

II.1.Introduction

Les éléments de filtrage optique comptent parmi les composants les plus importants des systèmes de télécommunication. Ils permettent d'extraire une longueur d'onde précise d'un canal particulier, dans un flux de données, sans affecter les autres canaux. Ils sont capables de transmettre de manière sélective la lumière pour une plage de longueurs d'onde spécifiques et d'acheminer ou de bloquer le reste de longueurs d'ondes.

Le présent chapitre a pour objectif d'introduire les bases théoriques nécessaires à la compréhension dans un contexte général les notions générales des filtres optiques et ses différents types, puis nous avons décrit les résonateurs d'anneau avec leurs applications, Enfin nous présenterons les principes des filtres optiques a base plasmonique.

II.2.Le réseau optique

Le rôle principal des fibres optiques a longtemps été de transmettre des flux de bits à grande vitesse d'un point à un autre, entre des nœuds du réseau. L'électronique au niveau des nœuds a traité et commuté les signaux, les multiplexant ou les démultiplexant à différents débits de données, en le dirigeant vers différents nœuds. Essentiellement, le réseau de télécommunications est constitué de deux composants principaux: les tuyaux, qui transmettent les signaux, et les commutateurs, qui traitent et dirigent les signaux. Les fibres représentent les tuyaux pour les signaux à grande vitesse. L'avènement du multiplexage par répartition en longueur d'onde (WDM) a été le premier grand pas vers les réseaux optiques. L'attraction initiale de la GDE était sa capacité à multiplier la capacité d'une seule fibre. Au lieu de transporter un seul canal multiplexé par répartition dans le temps (TDM) à 2,5 ou 10 Gbit / s ou même plus, une fibre peut transporter 4, 8, 16, 32, 40 ou plusieurs canaux optiques à différentes longueurs d'onde, chacun pouvant être placé à une distance différente. débit de données différent. Le WDM permet la gestion et le traitement du signal au niveau de la longueur d'onde. La combinaison de quatre signaux à 10 Gbit / s en un seul flux de données à 40 Gbit / s nécessite un multiplexeur électronique TDM coûteux et un émetteur optique à 40 Gbit / s comprenant un récepteur et des démultiplexeurs pour extraire l'un des signaux. Si les quatre signaux à 10 Gbit / s sont envoyés sur des canaux optiques distincts, un filtre peut extraire le canal optique souhaité sans perturber le reste des canaux. Ce principe est appliqué dans tout système WDM: des filtres optiques

permettent de séparer un canal optique du signal combiné sans électronique. Les filtres optiques sont des dispositifs essentiels pour les systèmes WDM. L'application la plus évidente est le démultiplexage de canaux très rapprochés. Cependant, ils jouent également un rôle majeur dans l'égalisation de gain et la compensation de dispersion. Un schéma simplifié d'un système WDM est présenté à la Figure II-1.

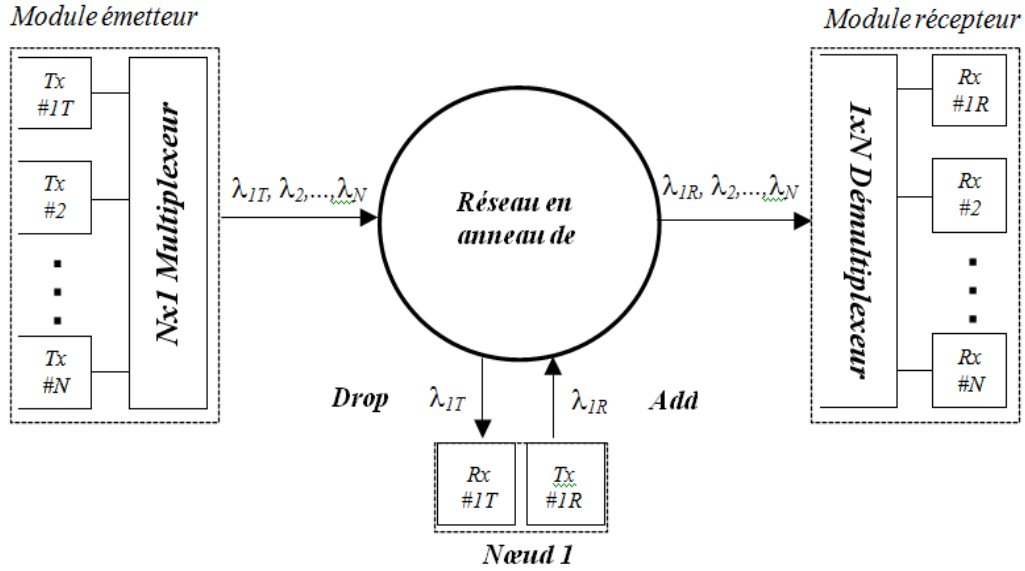


Figure II.1 : d'application de filtre Add / drop dans un système WDM.

Un filtre appelé filtre Add / drop est nécessaire dans un réseau en anneau optique pour séparer le canal à supprimer de ceux qui passent sans être affectés. Le nœud (Figure II-1) reçoit le canal supprimé et peut transmettre ses propres informations sur un nouveau signal à la même longueur d'onde que celui qui a été supprimé ou sur une nouvelle longueur d'onde n'interférant pas avec ceux déjà utilisés par les autres canaux du chemin de passage. Les espacements de canaux sont normalisés sur la base du réseau [34] de l'Union internationale des télécommunications (UIT) définissant les fréquences espacées de 100 GHz, $f = 193,1 \pm m \times 0,1$ THz, où m est un entier. La grille centrale est de 193,1 THz, ce qui correspond à une longueur d'onde de 1552,524 nm dans le vide. L'espacement des canaux pour les systèmes commerciaux est actuellement de l'ordre de 100 GHz avec des débits allant jusqu'à 10 Gbit / s par canal. Il existe deux manières d'augmenter la capacité: augmenter la plage de longueurs d'onde utilisables et utiliser plus efficacement la bande passante déjà couverte, par exemple en réduisant l'espacement des canaux à 50 GHz, 25 GHz ou même 12,5 GHz. L'augmentation du débit binaire se

traduit par une augmentation proportionnelle de la largeur de bande du signal. Cela signifie qu'il y a moins d'espace pour accueillir la largeur de bande du signal si l'espacement des canaux est réduit. Un espacement plus étroit des canaux nécessite des réponses de filtre plus précises et des rapports d'activation / désactivation supérieurs à 20 dB pour séparer les canaux sans introduire de diaphonie par rapport aux autres canaux. Le spectre de transmission à partir d'un filtre optique périodique est illustré à la Fig. 2.

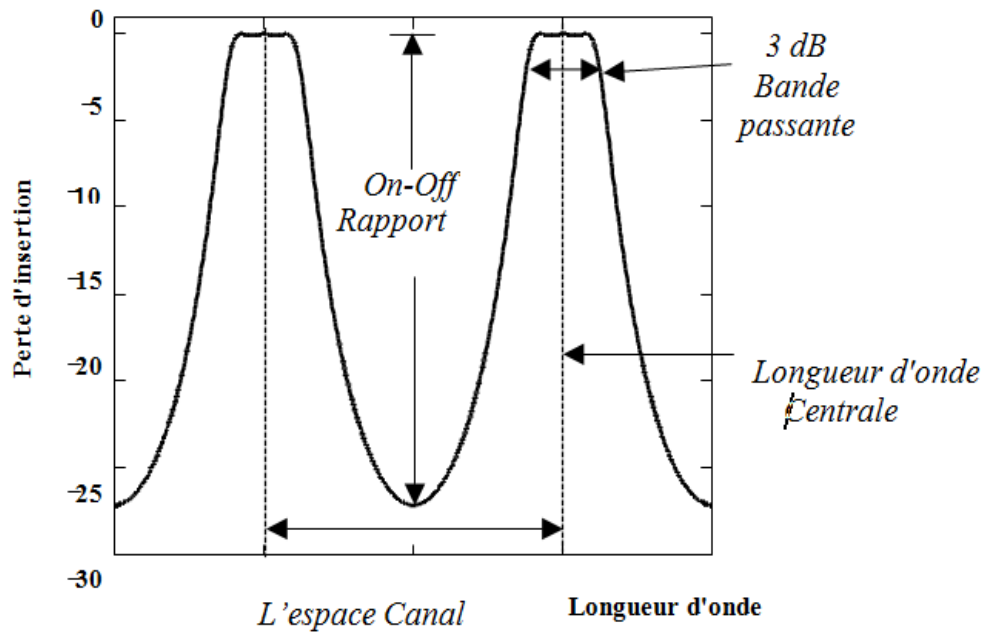


Figure II.2: Caractéristiques de transmission d'un filtre optique.

II.3.Filtres optiques

Les filtres optiques servent à transmettre des bandes spectrales de largeur déterminée dans un spectre continu. Ils sont fondés sur différents types de phénomènes comme par exemple la réflexion, les interférences à ondes multiples, les interférences en lumière polarisée [35], donc Le filtre optique est un élément clé du contrôle de la lumière dans les systèmes WDM. Il existe principalement deux classes de filtres optiques.

- Filtres à réponse impulsionnelle finie (FIR) / moyenne mobile (MA): les filtres qui ne reposent sur aucun mécanisme de retour, c'est-à-dire qui ne reposent pas sur des réflexions optiques. Ces filtres sont parfois appelés feed-forward et des exemples

sont les filtres à base de Mach-Zehnder et les routeurs de réseaux de guides d'ondes (WGR).

- Filtres de réponse impulsionnelle infinie (IIR) / autorégressifs (AR): filtres intrinsèquement basés sur des réflexions multiples. Des exemples de ceux-ci incluent les réseaux de Bragg sur fibre (FBG), les filtres à film mince (TFF) et les filtres passe-tout optiques (APF).

Idéalement, un filtre devrait avoir une réponse en amplitude rectangulaire et une dispersion nulle (ce qui correspond à la phase spectrale linéaire sur la bande passante du filtre). Un débit de données de 10 Gbit / s a une largeur spectrale de 6,25 GHz, avec une efficacité spectrale de 1,6 bit / s / Hz [36]. La bande passante idéale d'un filtre à réponse en amplitude rectangulaire pour ce débit de données serait donc 6.25 GHz [37].

La caractéristique fondamentale d'un filtre est son facteur de transmission. Soit Φ_0 le flux lumineux incident et Φ le flux transmis par le filtre ; on appelle « facteur de transmission T » le rapport du flux transmis au flux incident [25]:

$$T = \frac{\Phi}{\Phi_0} \quad (\text{II-1})$$

Naturellement le facteur de transmission T est toujours inférieur à l'unité. Plus T est voisin de 1 et plus le filtre est lumineux. La caractéristique la plus importante d'un filtre optique est sa transmission spectrale c'est-à-dire la variation de son facteur de transmission en fonction de la longueur d'onde λ . Les caractéristiques les plus importantes des filtres optiques sont énumérées dans le tableau :

Symboles	Spécifications
N	Nombre de canaux
$\Delta\lambda$	Plage d'accord
$\delta\lambda$	Bande passante à mi-hauteur
Taux d'accord	Plage de déplacement de la longueur d'onde filtré
Taux de réjection	Rapport signal sur bruit (S/B)
λ_0	La longueur d'onde centrale du filtre
τ	Temps de commutation

Tableau II.1 : Les caractéristiques d'un filtre optique [38].

II.4 Les différents types de filtre utilisés dans les systèmes WDM :

Multiplexage en longueur d'onde (Wavelength Division Multiplexing): Développé dans les années 1980 et commercialisé au milieu de l'année 1990, le multiplexage par répartition de longueurs d'onde est la technique la plus récente utilisée dans la transmission d'informations sur fibres optiques [39].

Il y a plusieurs types des filtres optiques qui peuvent être utilisé dans les systèmes WDM, La description de certains des filtres optiques les plus courants est donnée:

a) grille plane

Un réseau réfléchissant typique consiste en une surface réfléchissante avec de minuscules rainures périodiquement localisées. Lorsqu'elle est éclairée, la lumière réfléchi par une rainure interfère avec la lumière réfléchi par d'autres rainures, ce qui entraîne une interférence constructive et destructive. La dépendance en longueur d'onde des motifs d'interférence est exploitée pour séparer les différentes longueurs d'onde qui sont détectées, par exemple, en utilisant une photodiode.

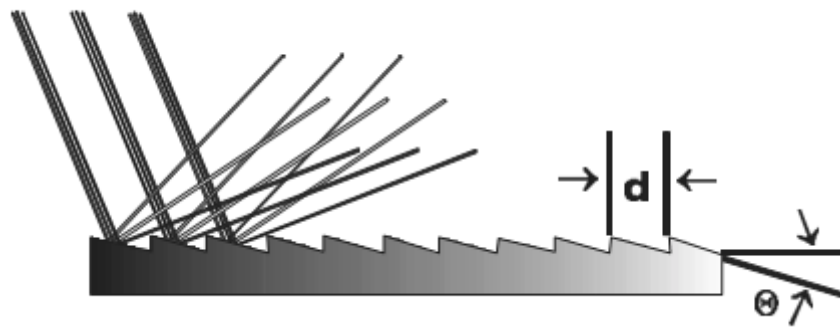


Figure II-3: Réseau plat.

b) interféromètre de Fabry-Perot

Ce principe de ce filtre a été inventé en 1898 par les physiciens français Charles Fabry et Alfred Perot. Le principe est toujours le même, deux miroirs parallèles hautement réfléchissants sont séparés par une petite distance. La majeure partie de la lumière qui rencontre le premier miroir est réfléchi, mais une partie de celle-ci est transmise, traverse la cavité [l'espace entre les miroirs, souvent remplie d'un type de diélectrique, par exemple.

cristaux liquides (LC)], et frappe le deuxième miroir. Dans le second miroir, la plus grande partie de la lumière est réfléchie, tandis que certaines sont transmises. La lumière réfléchie se déplace vers l'arrière, frappant le premier miroir, où une partie de celle-ci est réfléchie et d'autres transmise. Le résultat est que, selon l'espacement et l'indice de réfraction entre les miroirs, les réflexions multiples interfèrent de manière constructive à certaines longueurs d'onde. À ces longueurs d'onde, la cavité "résonne", de sorte que la lumière passe à travers. Pour les autres longueurs d'onde, les ondes transmises s'ajoutent hors phase et les ondes réfléchies s'additionnent. À ces longueurs d'onde, la transmission globale de l'interféromètre est faible et la réflectivité globale élevée.

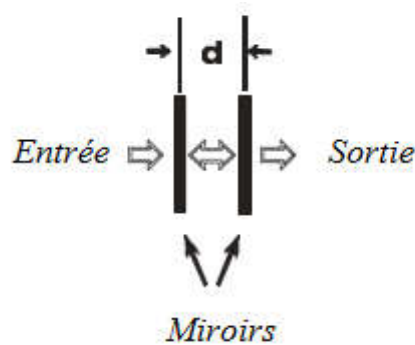


Figure II-4: Interféromètre de Fabry-Perot.

c) réseau de Bragg en fibres

Ces types de filtres consistent en une région dans laquelle l'indice de la fibre varie périodiquement entre haut et bas, et ils sont formés dans des fibres optiques en exposant la fibre à des motifs interférométriques provenant d'un laser à ultraviolets (UV). Comme dans l'interféromètre de Fabry-Perot, il en résulte de multiples ondes réfléchies et transmises. Pour une longueur d'onde spécifique, les ondes réfléchies s'additionnent toutes, et à cette longueur d'onde, le réseau semble être très réfléchissant, tout en transmettant toutes les autres.

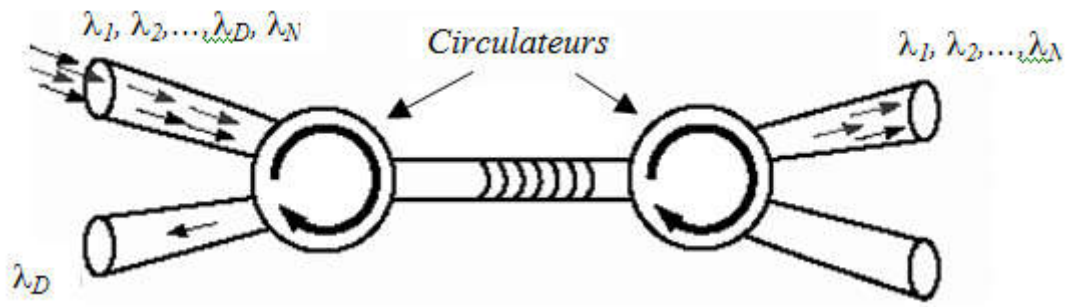


Figure II.5: Réseau de Bragg à fibres optiques [40].

d) réseau de guides d'ondes (AWG)

Ce type de filtre est le filtre le plus courant dans les télécommunications optiques. L'AWG utilise un réseau de guides d'ondes monomodes dans lequel les longueurs des guides d'ondes adjacents diffèrent d'une quantité fixe. La lumière d'entrée d'une seule fibre éclaire tous ces guides d'ondes. En raison des longueurs différentes des guides d'ondes, la phase de la lumière (à la sortie du réseau de guides d'ondes) varie d'une quantité fixe, d'un guide à l'autre. Cette variation conduit à un front de phase dépendant de la longueur d'onde similaire à celui d'un réseau plan. Ce motif est ensuite agencé de sorte que différentes longueurs d'onde éclairent différentes fibres de sortie. L'AWG peut servir à la fois de multiplexeur de longueur d'onde et de démultiplexeur.

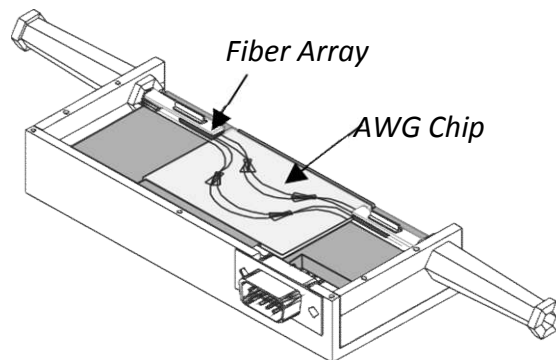


Figure II-6: Réseau de guides d'ondes en réseau emballés [41].

e) Interféromètre de Mach-Zehnder (MZI)

Ce filtre consiste en une paire de coupleurs reliés par deux chemins de longueur inégale. La dispersion de vitesse de groupe dans les chemins optiques de différentes longueurs a pour résultat que certaines longueurs d'onde sont émises vers le port supérieur et que d'autres longueurs d'onde sont émises vers le port inférieur.

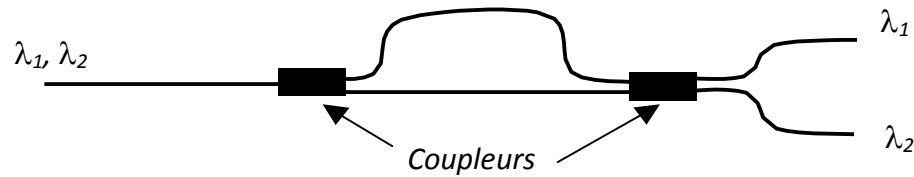


Figure II–7: Interféromètre de Mach-Zehnder.

f) Filtre d'interférence diélectrique à couche mince

Ce filtre nécessite le dépôt de nombreuses couches de revêtement pour créer des filtres à bande étroite. Un filtre typique avec une bande passante à 3 dB de 100 GHz nécessite plus de cent couches de revêtement. Avec autant de couches déposées, les erreurs dues à la variation d'épaisseur de film locale et à l'alternance de densité augmentent, ce qui réduit le rendement en filtres utiles. Un faisceau transmis qui traverse un filtre est composé de plusieurs sous-faisceaux, chacun ayant un temps de parcours légèrement différent, ce qui ajoute une dispersion au signal de données.

Les caractéristiques des filtres optiques importants sont énumérées dans le tableau 2.

Propriétés Type de filtre	Technologie / notation	Stabilité à la température	Sélectivité en longueur d'onde	Perte d'insertion	Bande passante	Accordabilité	Commentaires
Interférence diélectrique en couche mince	Silice plane / Mature	Bien	Haute	Faible	Difficile de produire des filtres espacés entre canaux <100 GHz	Faible	Très dispersif
Guide d'onde en réseau plan	Silice plane / Mature	Bon mais temp contrôleur requis	Haute	Augmente pour un grand nombre de canaux	Espacement des canaux 100 GHz et 200 GHz	Pas directement accordable	Intégration de plusieurs fonctions sur une seule puce

Réseau de en Bragg fibre	Fibre / mature	Bien	Haute	Faible	Difficile de produire des filtres espacés entre canaux <50 GHz	Mechanic. stability problem	Courte longueur de fibre exposée aux rayons ultraviolets
Interféromètre de Mach- Zehnder	Silice plane / Mature	Bien	Haute	Moyenne	Peut produire des appareils à canaux étroits	Moyenne	Un grand nombre de canaux nécessite des appareils en cascade → grande taille
Réseau de diffraction	3D Assemblée / Mature	Bien	Haute	Haute	Un espacemen t étroit des canaux est atteint	Haute	Nécessite une technique de montage soignée
Interféromètre Fabry-Perot	3D Assemblée / Mature	Bien	Haute	Moyenne	Étroite	Mauvaise stabilité / fiabilité	Vitesse de réglage rapide (piezos, par exemple)

Tableau II-2 : Caractéristiques typiques des filtres optiques communs [42].

Le résonateur en anneau est un filtre apparu ces dernières années dans l'optique intégrée. Ce type de filtre est étudié dans cette mémoire.

II.5. Le résonateur en anneau et ses applications

La proposition d'utiliser un résonateur annulaire intégré pour un filtre passe-bande a été faite en 1969 par E. A. Marcatili . La structure du filtre de chute de canal est illustrée à la figure 8. Les propriétés de transmission du guide consistant en une tige diélectrique de section transversale rectangulaire, entourées de plusieurs diélectriques d'indices de réfraction plus faibles, ont été décrites par E. A. Marcatili dans [43].

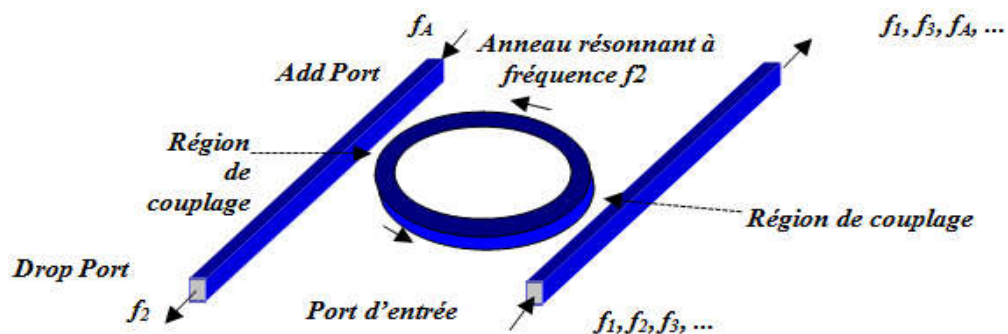


Figure II-8: Filtre de suppression de canal de résonateur en anneau.

II.5.1. Attributs des résonateurs en anneaux

Lorsqu'on parle des résonateurs en anneaux, on se réfère souvent à plusieurs quantités décrivant des attributs spécifiques du résonateur. Il existe deux caractéristiques importantes des résonateurs : la finesse F et le facteur de qualité Q .

II.5.1.1. facteur de qualité

Le facteur de qualité (Q) est une grandeur utilisée pour exprimer le confinement temporel de l'énergie dans un résonateur. Plus la lumière demeure dans le résonateur (avant d'en sortir), plus le facteur de qualité est élevé, et meilleur est le résonateur. Peut être défini en fonction de celle-ci par la relation [44][45]:

$$Q = \frac{\lambda_r}{\Delta\lambda} = \frac{\omega_r}{\Delta\omega} \quad (\text{II-3})$$

Avec λ_r le rapport entre la longueur d'onde centrale e résonance et de sa largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ (full width at half maximum, FWHM) et ω_r la fréquence à la résonance.

Le facteur de qualité est inversement proportionnel au FWHM, ce qui implique qu'une résonance étroite dans le domaine fréquentiel correspond à un résonateur à faibles pertes.

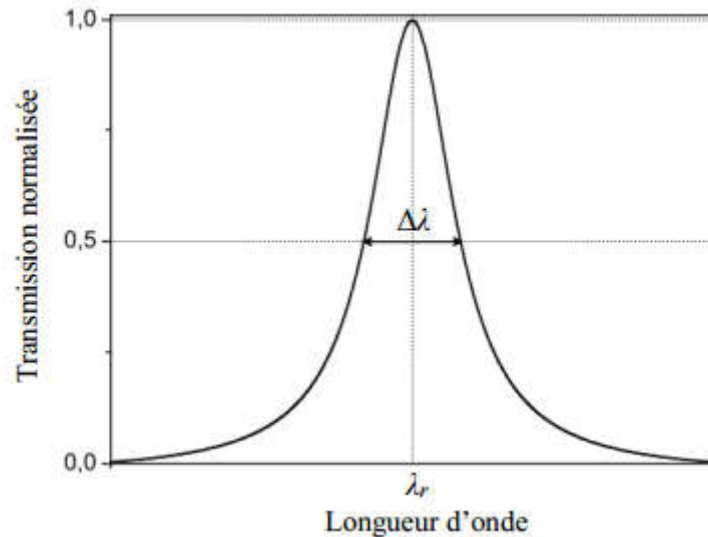


Figure II.9: Réponse spectrale d'un résonateur en anneau.

II.5.1.2.Finesse

En plus du facteur de qualité, une autre mesure communément utilisée est la finesse (F) du résonateur. Elle est définie comme le rapport entre l'intervalle spectral libre (ISL : la distance entre deux pics) et la largeur à mi-hauteur ($\Delta\lambda$) d'une résonance :

$$F = \frac{ISL}{\Delta\lambda} \quad (II-3)$$

La finesse est d'autant plus grande que les pics sont étroits. Elle se rapporte au nombre de passages du champ dans le résonateur, ainsi, pour des résonateurs de haute finesse, le champ intra-résonateur peut être très élevé, ce qui favorise l'apparition d'effets non-linéaires. Une finesse élevée est un atout important pour ce type de résonateurs, ce qui fait d'eux de bons candidats pour d'autres applications telles que les capteurs et le filtrage [44][45]:

II.5.2.Applications

Il existe un large éventail d'applications pour l'utilisation de résonateurs en anneau. Cette section est un moyen de mettre en évidence quelques exemples d'utilisation des résonateurs en anneau.

- ❖ La première application est l'utilisation de ces résonateurs en anneau couplés dans des lignes à retard optique [46], qui fournissent un retard dans le temps pour un signal optique. Dans les systèmes de communication optiques multiplexés par répartition dans le temps (OTDM), par exemple, cette fonction est requise à des fins de synchronisation. Dans les démultiplexeurs OTDM et dans les portes logiques optiques, par exemple, les signaux de commande locaux doivent se chevaucher dans le temps avec les signaux de données entrants.
- ❖ Un autre domaine important est l'utilisation des résonateurs en anneau pour la compensation de dispersion flexible. La dispersion chromatique est provoquée par une variation de la vitesse de groupe de la lumière se propageant dans une fibre avec des modifications de la fréquence optique. Une impulsion de données contient toujours un spectre de longueurs d'onde. Lorsque l'impulsion se déplace le long de la fibre, les composantes de longueur d'onde les plus courtes se déplacent plus rapidement (dispersion négative) que les composantes de longueur d'onde plus

longues (dispersion positive). Cet effet élargit les impulsions et les fait interférer avec les impulsions voisines et déforme le signal de transmission. Les compensateurs de dispersion pratiques doivent avoir une accordabilité limitée, une perte d'insertion uniforme lors de l'ajustement de la dispersion et un fonctionnement à plusieurs longueurs d'onde. Les résonateurs en anneau peuvent être utilisés pour augmenter la longueur physique en forçant la lumière à traverser la distance physique plusieurs fois. L'amélioration de la résonance, cependant, se fait au prix d'une bande passante finie. Plus l'amélioration est importante, plus la bande passante est étroite. Les résonateurs en anneau permettent une compensation importante pour plusieurs longueurs d'onde simultanément dans une plage de fréquences jusqu'ici limitée [47]. Le bloc constitutif d'un compensateur de dispersion à plusieurs étages utilisant des résonateurs en anneau est illustré à la figure 9. Le retard de groupe du résonateur en anneau suit une courbe périodique. La mise en cascade de plusieurs boucles permet la synthèse de diverses courbes de retard.

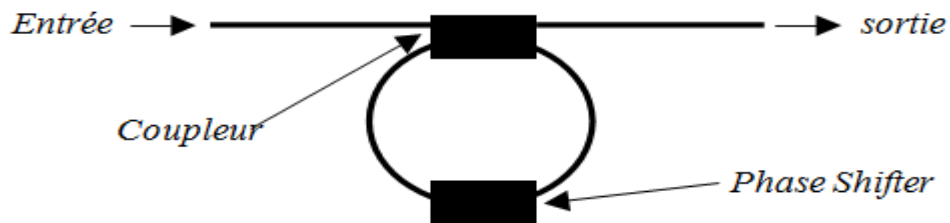


Figure I.10: Résonateur à anneau unique (SRR) comme élément constitutif des compensateurs de dispersion multi-étages .

- ❖ L'intégration d'un résonateur en anneau avec un interféromètre de Mach-Zehnder a été réalisée récemment pour une utilisation en tant que filtre coupe-bande compact et en tant que multi / démultiplexeur périodique [48].

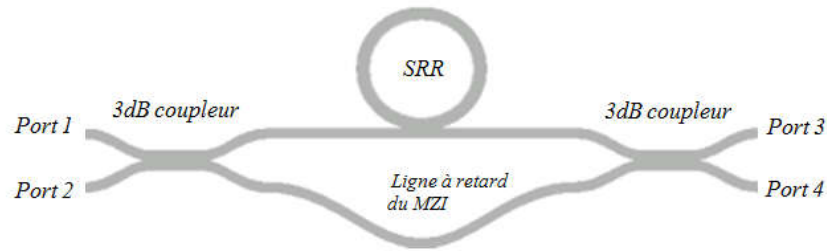


Figure II.11: Configuration d'un MZI avec un résonateur en anneau.

Dans le cas du filtre coupe-bande, la perte aller-retour dans l'anneau est faible comparée à la force de couplage du guide d'ondes. L'anneau introduit un déphasage de π à la résonance sur le guide d'ondes couplé latéralement. Les résonateurs à anneau unique couplés à un guide d'onde qui sont présentés dans cette thèse peuvent être utilisés comme filtres coupe-bande avec un rapport d'activation / désactivation supérieur à 20 dB [49].

- ❖ Une expérience de transmission multiplexée par division de fréquence (FDM) utilisant une DRR a été présentée dans L'expérience a été réalisée en utilisant 8 canaux à un débit de données de 622 Mb / s avec un espacement de canal de 10 GHz. Le DRR utilisé avait un FSR d'environ 100 GHz. Selon les auteurs, il s'agit d'une des premières expériences de transmission utilisant des résonateurs en anneau. Récemment, une expérience de transmission à 5 Gbit / s utilisant une microsphère comme dispositif d'addition / extraction a été rapportée [50].
- ❖ Les résonateurs en anneau couplés verticalement sont également des candidats possibles pour la réalisation de filtres add / drop. Les dispositifs basés sur le couplage latéral nécessitent l'utilisation de technologies de fabrication avancées pour obtenir des largeurs de bande de filtre reproductibles et une efficacité de suppression élevée. Un autre moyen de coupler le résonateur en anneau au guide d'onde est le couplage vertical [51]. La séparation sensible entre le résonateur en anneau et les guides d'ondes de bus est contrôlée par la croissance ou le dépôt de matériau permettant la fabrication d'espaces vides $< 0,3 \mu\text{m}$. La technologie de couplage vertical utilisée jusqu'à présent concerne

principalement les dispositifs passifs.

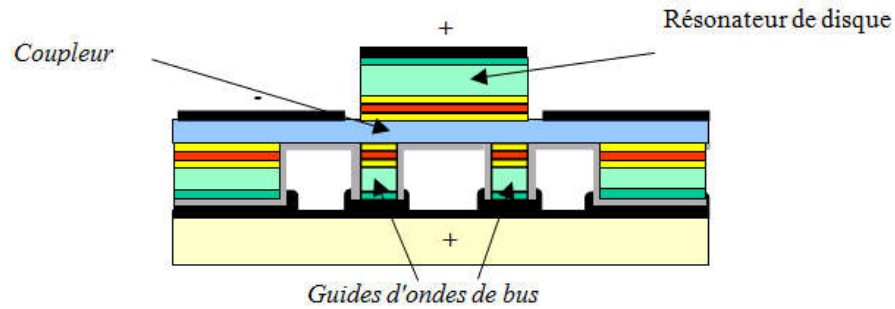


Figure II.12: Résonateur à micropores tout actif couplé verticalement.

La section suivante présente les fonctionnalités de base des résonateurs en anneau. Un modèle de simulation décrivant le comportement des résonateurs en anneau est présenté.

II.6. Résonateurs à anneau couplé - théorie et modèle de simulation

Les résonateurs en anneau actifs et passifs sont des candidats prometteurs pour les applications de filtrage en longueur d'onde de routage de commutation de modulation, de conversion [52] et de multiplexage / démultiplexage, comme indiqué dans la section précédente. Les résonateurs en anneau ne nécessitent pas de facettes ni de réseaux pour le retour optique et sont particulièrement adaptés à l'intégration monolithique avec d'autres composants [53]. La forme de la bande passante des filtres à résonateur en anneau peut être conçue en utilisant plusieurs résonateurs couplés. La caractéristique du filtre (forte décroissance, sommet plat et contraste élevé > 20 dB) dépend du flux d'énergie dans les résonateurs qui définit la forme de filtre souhaitée. Il est nécessaire de réaliser des flancs de guide d'onde lisses pour de faibles pertes de guide d'onde [54], des courbures gravées profondes pour de faibles pertes de flexion et des dimensions précises du guide d'onde pour la répartition de la puissance. La réjection hors-bande et la réjection hors bande plus raides nécessitent des résonateurs à micro-anneaux en cascade [55]. La mise en œuvre de SOA dans le résonateur en anneau ouvre la possibilité d'ajuster le flux d'énergie pour une réponse optimale. L'adaptation de la fréquence de résonance de chaque anneau dans plusieurs résonateurs à anneau couplés est inévitable pour obtenir la caractéristique de filtre souhaitée. La fonction principale d'un résonateur à anneau unique (SRR) est illustrée aux figures 11 et 12. Le résonateur (figure 13) n'est pas en résonance avec la longueur d'onde insérée au port d'entrée. La longueur d'onde passe et peut être détectée au port de

débit. La quantité de lumière qui pénètre dans le résonateur en anneau dépend du facteur de couplage du coupleur utilisé.

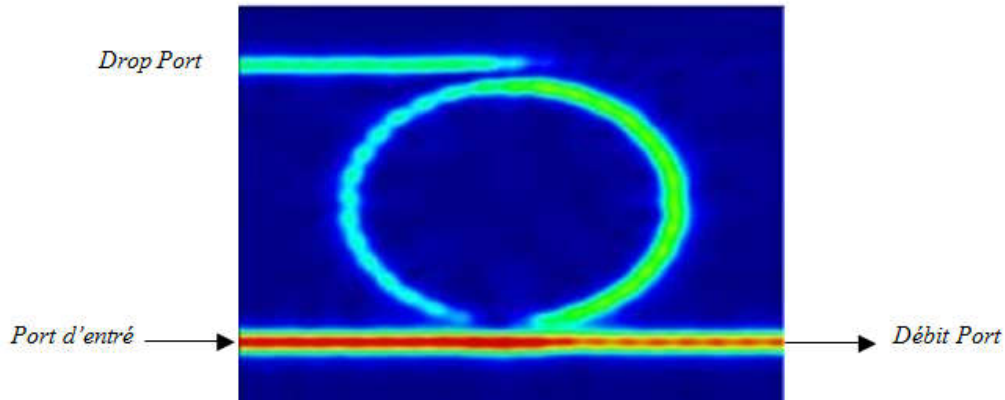


Figure II.13 : Résonateur en anneau à une longueur d'onde $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

La longueur d'onde insérée au port d'entrée de la figure 12 résonne avec le résonateur en anneau et est "abandonnée". Le même principe s'applique aux résonateurs à double anneau (DRR) et analogues.

Arrangements utilisant des résonateurs en anneau. L'utilisation de DRR et de résonateurs en anneau couplés multiples permet la réalisation de divers types de caractéristiques de filtre.

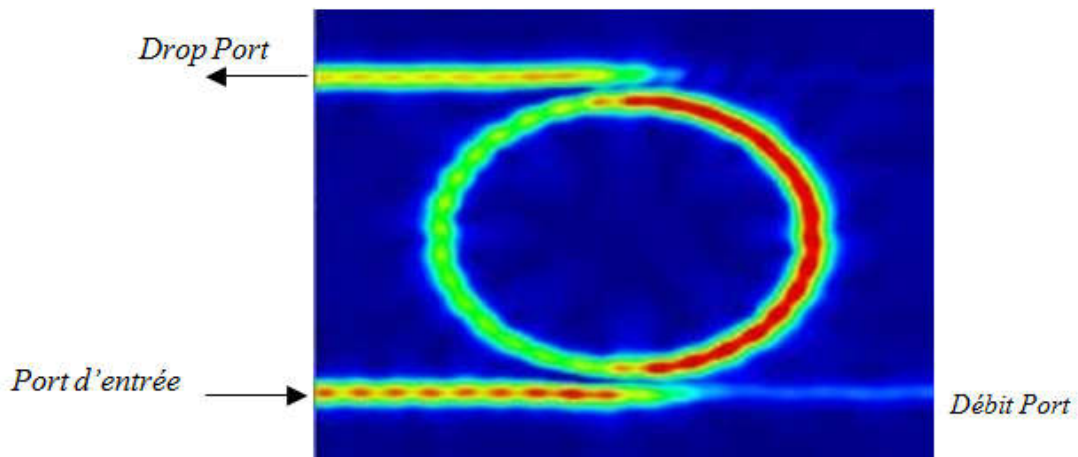


Figure II-14: Résonateur en anneau à une longueur d'onde $\lambda = 1,57 \mu\text{m}$.

II.7.Synthèse de filtres optiques à l'aide de résonateurs en anneau

La synthèse de filtres à résonateur en anneau concaténés en série ou en parallèle a déjà été décrite en 1988 et réalisée à l'aide de fibres optiques. La synthèse de divers types de filtres optiques utilisant des résonateurs en anneau a récemment attiré l'attention [56]. L'objectif est la réalisation d'une forme de filtre en forme de boîte et d'un rapport d'activation / désactivation élevé. Théoriquement, de nombreuses formes de filtres souhaitées peuvent être créées en utilisant plusieurs résonateurs en anneau couplés. Les étapes de filtrage décrites sont supposées être identiques dans leur comportement, ce qui n'est pas le cas en réalité. La fréquence de résonance des résonateurs en anneau à couplage doit être adaptée pour surmonter les tolérances de fabrication et obtenir la forme de filtre souhaitée. Du point de vue des auteurs, un filtre à résonateur en anneau composé de plus de trois ou quatre résonateurs en anneau fabriqués à l'aide de la technologie de pointe actuelle n'est pas praticable.

II.8.Les filtres optiques a base plasmonique

Les polaritons de plasmons de surface (SPP) sont des ondes électromagnétiques de surface se propageant l'interface métal – diélectrique et se confinant de manière évanescence dans la direction perpendiculaire de l'interface. Les guides d'ondes plasmoniques transfèrent les ondes électromagnétiques couplées à la surface des oscillations collectives d'électrons libres sur des métaux qui ont été considérés comme supports d'énergie et d'information en nanophotonique. Deux des guides d'ondes plasmoniques multicouches bien connus sont métal – isolant – métal (MIM) et isolant – métal – isolant (IMI) structures [57]. Parmi les différents guides d'ondes à base de SPP, métal – isolant – métal (MIM).

Les filtres optiques, l'un des éléments constitutifs des circuits optiques intégrés, ont attiré l'attention considérable. Différents types de filtres plasmoniques, tels que les topologies en forme de dent en sous-longueur d'onde et en gouttes additionnelles, sont introduits et analysés par des méthodes numériques. De plus, les filtres à résonateur en anneau génèrent des ondes stationnaires en opposition de phase en utilisant cavités optiques, à utiliser comme suppresseur de certaines longueurs d'onde ciblées dans le spectre de transmission [58]. Alors on distingue deux catégories de structures plasmoniques pour le filtrage et on s'intéresse par la structure MIM.

II.8.1. Structures Métal-Isolant-Métal (MIM)

Les Structures MIM sont des structures répandues dans le domaine de la nanophotonique. Des applications remarquables on peut citer notamment: les guides d'ondes plasmoniques, généralement capables de fournir efficacité d'absorption élevée sur tout le spectre IR, en fonction des dimensions des structures et sur l'épaisseur de la cavité diélectrique. Ces dispositifs sont généralement fabriqués avec une matrice de plaques isolantes métalliques reposant sur une couche métallique continue [59].

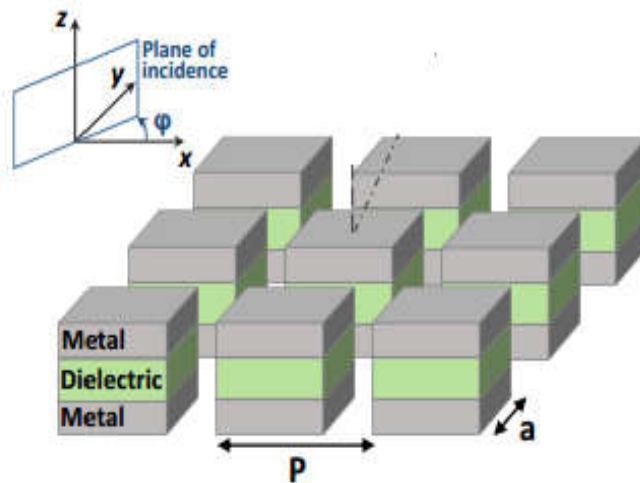


Figure II.15 : Schéma d'un filtre MIM typique avec une matrice carrée (période P) de patches carrés (taille a).

II.8.2 .Structures Métal-Isolant-Métal (IMI)

Outre le guide d'onde MIM, il existe une autre hétérostructure à trois couches: un métal mince couche prise en sandwich entre deux gaines diélectriques, appelée isolant-isolant-métal (IMI) guide d'ondes, comme indiqué à la Fig13 [60].

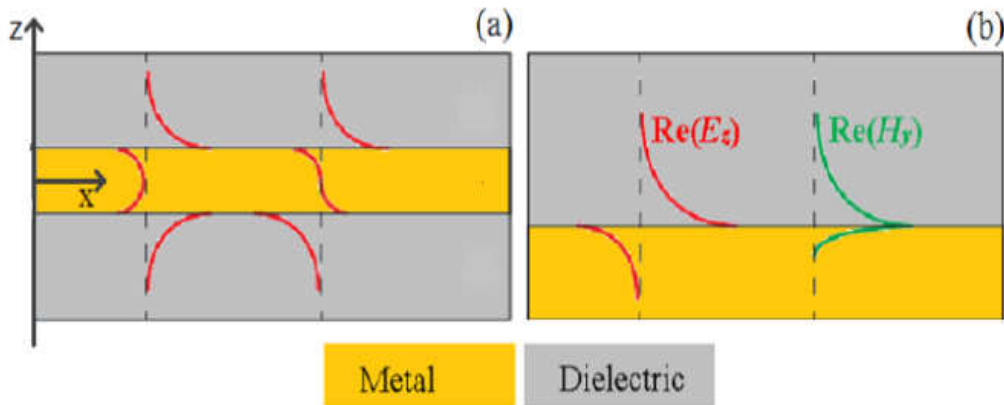


Figure II.16: Vues schématiques de (a) une configuration IMI et (b) d'une seule interface métal-diélectrique. Les lignes rouges indiquent $Re(E_z)$, tandis que les lignes vertes représentent $Re(H_y)$.

II.9.Conclusion

Au travers de ce chapitre nous avons rappelé brièvement les concepts généraux sur les filtres optiques et ses différents types utilisés dans les systèmes WDM Parmi ces types nous avons vu le filtre de Fabry-Perot , Ensuite nous avons cité Le résonateur en anneau et large éventail de ses applications tel que le filtre Mach-Zehnder Après la définition et les applications des résonateurs en anneau, on a donné un model de simulation d'un résonateurs à anneau couplé a une longueur d'onde de $= 1,55 \mu\text{m}$ et $1,57 \mu\text{m}$.

Nous verrons dans la partie suivante Les filtres optiques a base plasmonique et on a présenté deux catégories de structures plasmoniques pour le filtrage (MIM et IMI) dans le but de réaliser la structure MIM dans le chapitre 3.

Chapitre

III

Résultats et interprétations

III.1.Introduction

Le domaine de recherches photonique et plasmonique offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière et ceci, sur une dimension de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde dans le matériau.

L'un des domaines les plus récents exploitant les propriétés des plasmons de surface est celui des filtres optiques qui constitue un domaine de recherche très prometteur en raison de leur extrême miniaturisation, sélectivité .ces filtres optiques permettent de séparer un canal optique du signal combiné sans électronique. Les filtres optiques sont des dispositifs essentiels pour les systèmes WDM. L'application la plus évidente est le démultiplexage de canaux très rapprochés. L'objet de ce travail est la réalisation d'un filtre optique basé sur un résonateur d'anneau 2D pour les systèmes WDM utilisant le logiciel de simulation FULLWAVE développé par Rsoft, basés sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD).

III.2.Outil de simulation et méthode

III.2.1.Méthode des différences finies temporelles (FDTD)

La méthode numérique des différences finies dans le domaine temporel (FDTD), a été développée par Yee [61]. Elle est devenue rapidement un moyen incontournable de modélisation. On peut citer comme domaines d'utilisation celui des effets des téléphones portables sur le corps humain, la conception des antennes, les circuits imprimés et la connectique. Le succès de cette méthode réside pour partie dans la robustesse d'un algorithme basé sur le développement de Taylor du second ordre [62].

La méthode FDTD peut simuler le comportement d'une onde électromagnétique dans tout type de milieu (diélectrique, métal, plasma,...), tout en tenant compte des formes géométriques les plus complexes des objets pouvant constituer le système [63].

Cette technique consiste à discrétiser les équations de Maxwell dans l'espace et dans le temps en utilisant une grille de cellules élémentaires. Les équations de Maxwell sont remplacées par un système d'équations qui relie le champ électromagnétique de chaque cellule aux champs des cellules voisines. Tous les calculs sont faits directement dans le domaine temporel et les équations sont discrétisées localement avec des formulations explicites. Le choix du pas d'échantillonnage influe toutefois sur la

précision des résultats. Pour garantir la convergence des résultats, la discrétisation spatio-temporelle adoptée doit vérifier une condition de stabilité [64, 65], qui établit une relation entre un maillage fin et un pas temporel réduit.

III.2.1.a.Équations de base

La méthode FDTD est basé sur la discrétisation des équations de Maxwell (1.3). Nous considérerons dans la suite un milieu homogène, isotrope, non dispersif, sans sources et transparent (permittivité et perméabilité magnétique relatives purement réelles). Dans un repère cartésien correspondant aux directions principales (O_x, O_y, O_z) du milieu, les équations différentielles sont définies dans le domaine temporel par :

$$\frac{\partial \vec{Hx}}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial \vec{Ey}}{\partial z} - \frac{\partial \vec{Ez}}{\partial y} \right] \quad \text{I.1.a}$$

$$\frac{\partial \vec{Hy}}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial \vec{Ez}}{\partial x} - \frac{\partial \vec{Ex}}{\partial z} \right] \quad \text{I.1.b}$$

$$\frac{\partial \vec{Hz}}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial \vec{Ex}}{\partial y} - \frac{\partial \vec{Ey}}{\partial x} \right] \quad \text{I.1.c}$$

$$\frac{\partial \vec{Ex}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial \vec{Hz}}{\partial y} - \frac{\partial \vec{Hy}}{\partial z} \right] \quad \text{I.1.d}$$

$$\frac{\partial \vec{Ey}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial \vec{Hx}}{\partial z} - \frac{\partial \vec{Hz}}{\partial x} \right] \quad \text{I.1. e}$$

$$\frac{\partial \vec{Ez}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial \vec{Hy}}{\partial x} - \frac{\partial \vec{Hx}}{\partial y} \right] \quad \text{I.1.f}$$

Les variations spatiales des composantes de $\vec{H}$ régissent les variations temporelles des composantes de $\vec{E}$ et vice versa. La résolution numérique des équations (I.1) est réalisée en adoptant la démarche de Kane Yee [66].

III.2.1.b.Les Avantages

- Tout d'abord, c'est une méthode simple : elle met en jeu, en effet, des concepts et des outils de résolutions élémentaires (équations de Maxwell, différences finies).
- Ensuite, elle permet l'obtention en une seule simulation des informations temporelles et spectrales sur une structure. Elle apporte aussi des éléments de compréhension sur l'établissement du champ électromagnétique dans la structure en offrant la possibilité d'obtenir la distribution du champ à différents

temps.

- Un code numérique de type FDTD est relativement simple à mettre en œuvre et rapide (le nombre d'opérations arithmétiques mises en œuvre à chaque itération est faible).
- On peut modéliser des structures aux géométries complexes dont les matériaux peuvent être anisotropes ou inhomogènes.
- Le schéma FDTD est explicite en temps : il n'y a pas de système linéaire à résoudre et il demande peu de stockage.
- La méthode FDTD donne la possibilité d'intégrer dans l'algorithme de résolution de nombreuses sources (ondes planes, modes guidés, dipôles oscillants,...) [67].

III.2.2. Aperçu sur le logiciel "Rsoft CAD"

RSoft CAD est un programme de base de RSoft plasmonique. Il permet aux chercheurs de visualiser les différents phénomènes en optique intégrée et de créer des systèmes pour la conception des dispositifs de guide d'onde, des circuits optiques et d'autres dispositifs photoniques par l'application des méthodes numériques, c'est le programme de gestion principal pour une série de modules de simulation qui sont autorisés séparément de RSoft [68]. Ces modules de simulation, avec des applications typiques, sont : BeamPROP, FullWAVE, BandSOLVE, GratingMOD et DiffractMOD. Un utilisateur concevra en général d'abord une structure dans l'interface CAD (Figure III.1) et utilisera ensuite un ou plusieurs moteurs de simulation pour modéliser divers aspects de l'exécution de dispositif. Durant notre travail on exploitera seulement le module FullWAVE.

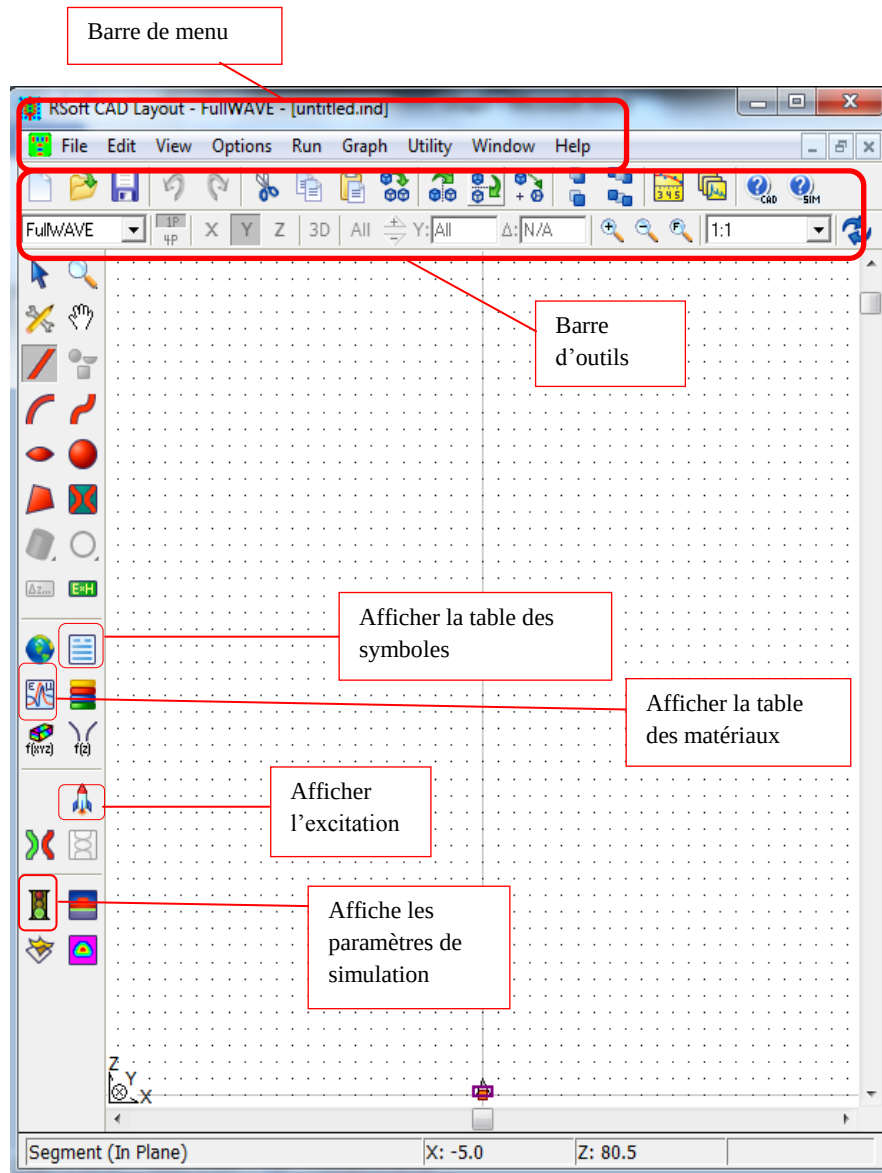


Figure III.1 : La fenêtre principale du simulateur Rsoft CAD, présentant la barre de menu au-dessus, la barre d'outils à gauche.

Pour créer un nouveau dossier, cliqué sur l'icône «New circuit»  dans la barre d'outils supérieure .Alternativement, choisir « File/New » du menu. La boîte de dialogue de démarrage apparaîtra comme indiqué sur la figure (III.2) où des informations de base telle que l'outil de simulation à exploité la dimension, le type et les paramètres de la structure à concevoir sont définies.

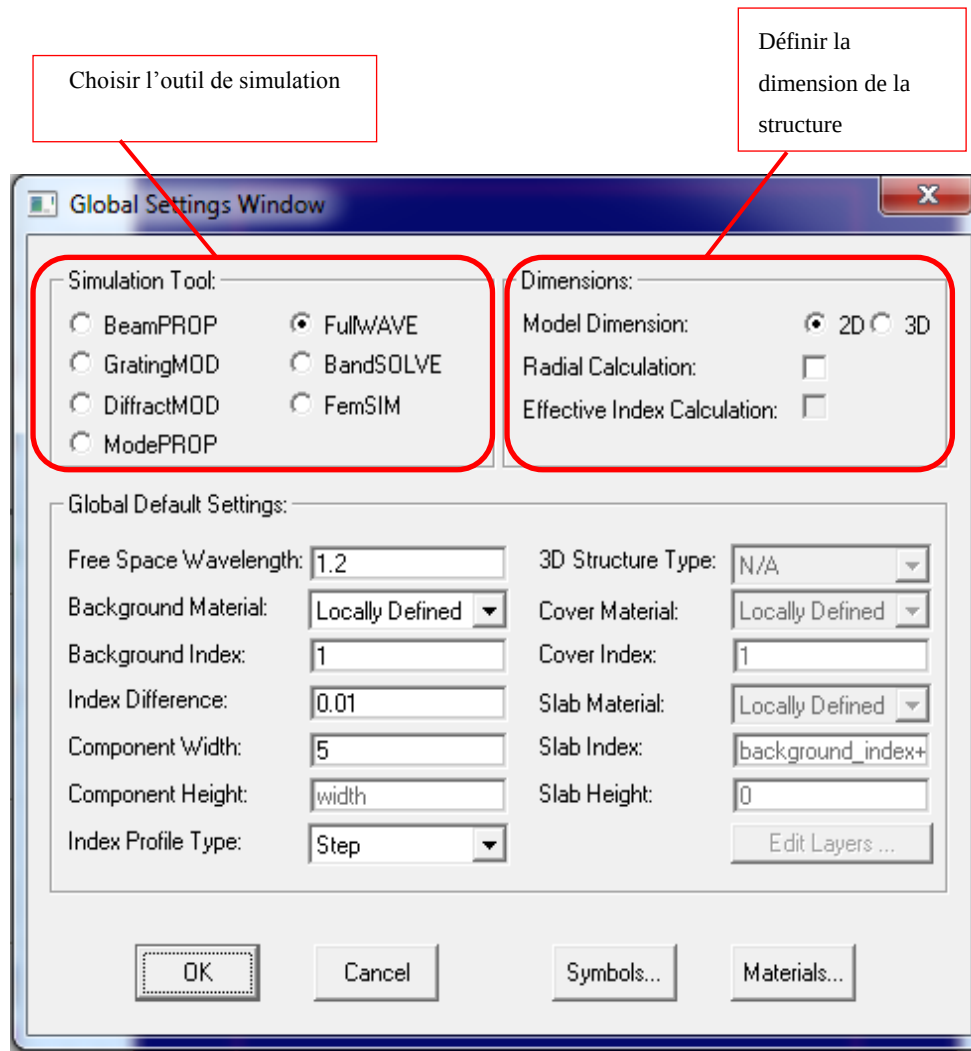


Figure III.2: La fenêtre de démarrage où les informations de base de la structure sont définies.

On note que:

Background Index: L'indice de réfraction du substrat

Index Difference : La différence d'indice entre les trous et le substrat

III.2.2.a.Outil de simulation FullWAVE

Le simulateur Fullwave est un module de la suite de logiciels développée par l'entreprise RSoft, basé sur la célèbre méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) [69]. Ce logiciel est bien adapté à nos simulations puisqu'il permet la conception de structures complexes. Fullwave est idéal pour étudier la propagation de la lumière pour une grande variété de structures. Il est entièrement intégré dans L'environnement Rsoft CAD qui permet à l'utilisateur de définir les propriétés des matériaux et la géométrie de la structure d'un dispositif plasmonique.

Fullwave peut modéliser avec précision des matériaux diélectriques et magnétiques, aussi bien que les matériaux anisotropes, dispersifs, et non linéaires.

III.2.2.b.Implémentation FDTD sous FullWAVE

FullWAVE simule le comportement d'une onde électromagnétique pour une structure donnée en fonction du temps, dans un domaine fini sur une grille spatiale. Il est important de définir correctement ce domaine et cette grille pour garantir des résultats de simulation précis. Afin d'implémenter FDTD sous FullWAVE, des paramètres physiques et numériques sont nécessaires. Cette section décrit la définition de ces paramètres [70].

III.2.3.Boîte de dialogue "Launch params":

Cette boîte de dialogue (Figure III.3) permet à l'utilisateur de définir plusieurs excitations qui peuvent être combinés linéairement avec différentes puissances et phases. On commence par décrire les options de l'excitation individuelle

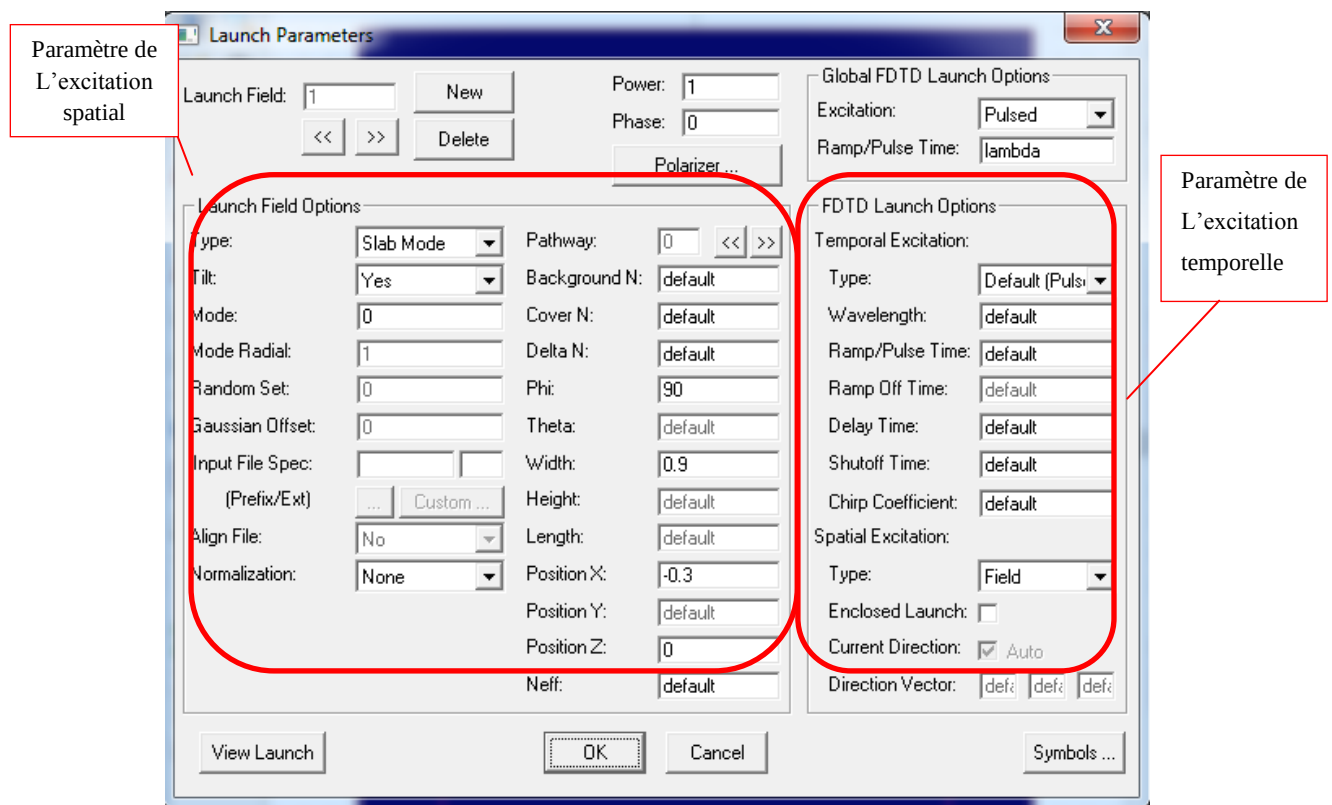


Figure III.3 : Boîte de dialogue "Launch Parameters".

III.2.4.Les Moniteurs

On a les types de sortie qu'un moniteur FullWAVE peut produire marqué sur la figure (III.4), puis les étapes pour créer un moniteur

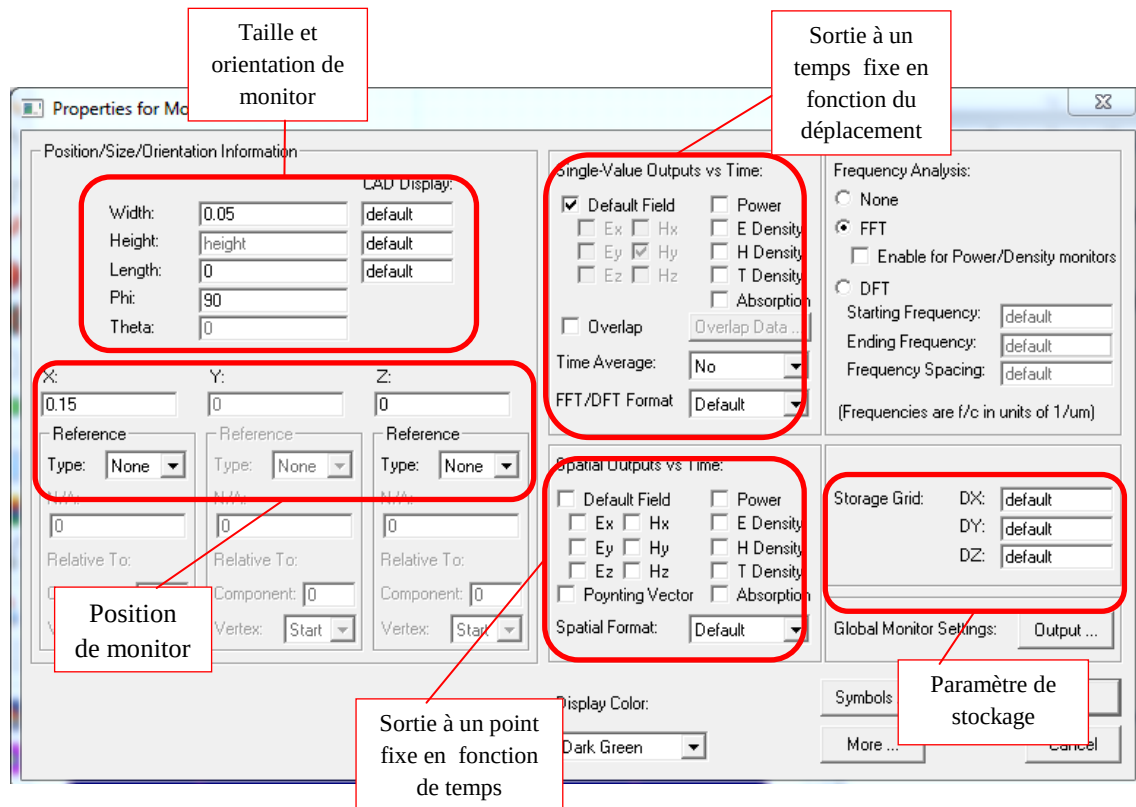


Figure III.4 : La boîte de dialogue des propriétés du moniteur.

III.2.5. Créer Des Variables

L'icône de symbole d'édition dans la fenêtre de CAD.  Ceci ouvrira (symbole Table Editor) comme montré dans la figure (III.5) Pour placer les divers paramètres de la structure, et définir plusieurs variables tels que la période, le rayon, l'indice de réfraction [71].

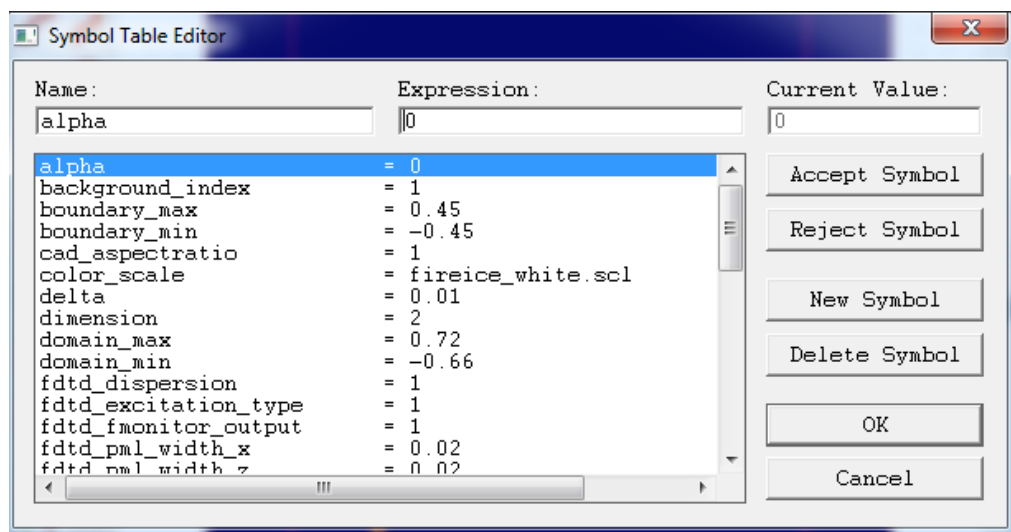
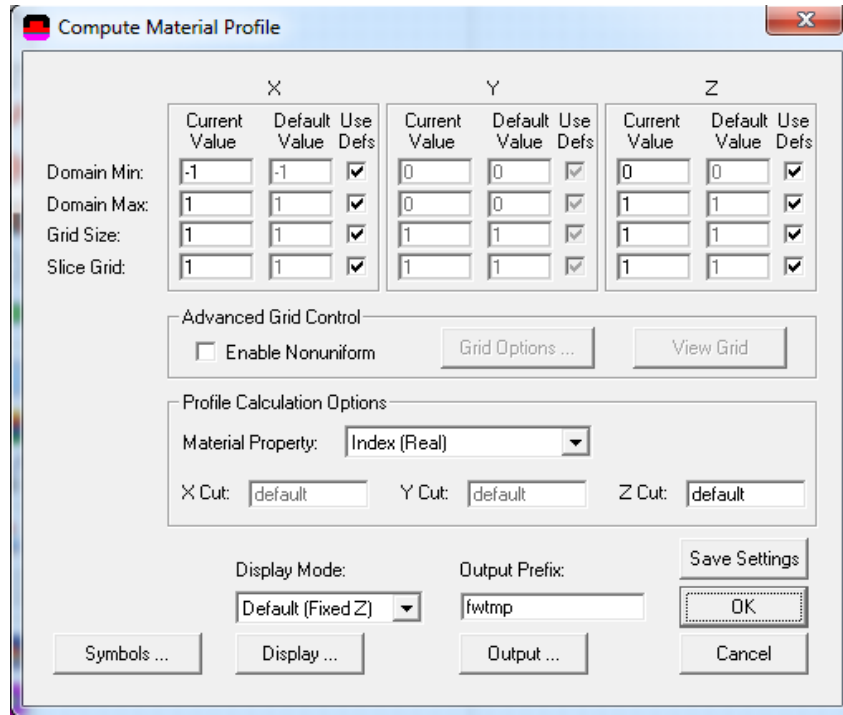


Figure III.5 : l'éditeur du Tableau de symboles.

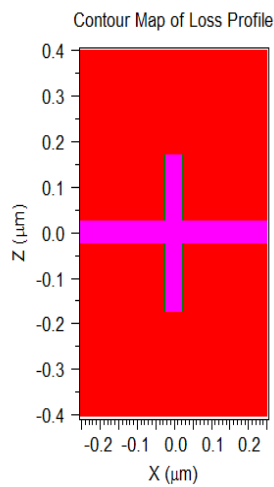
III.2.6.Vérification du profil d'index

Pour vérifier la distribution d'index de la structure qu'on a créé. On appuie sur le bouton de profil d'index  et on change le pas de calcul, on met les valeurs max et min pour X

(a)



(b)



(c)

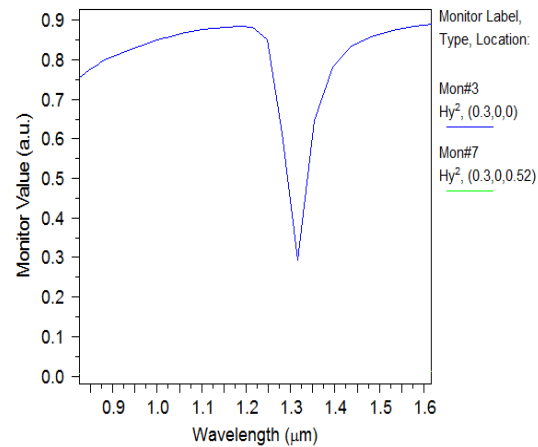


Figure III.6: (a) fenêtre de compute material Profil (b) distribution d'indice de réfraction (c) le résultat en fonction de longueur d'onde.

III.2.7. Réglage des paramètres de simulation

Lorsque la structure est bien définie on doit effectuer la simulation à l'aide de l'outil de simulation Full Wave pour calculer la transmission à la sortie du guide, Avant de simuler, on doit définir le champ, on clique sur le bouton  "Perform Simulation". Où l'utilisateur peut indiquer des paramètres de simulation avant de l'effectuer (voir figure III.11). On va choisir **Pulsed** et nombre d'itérations (Stop time) et le nom de fichier [72].

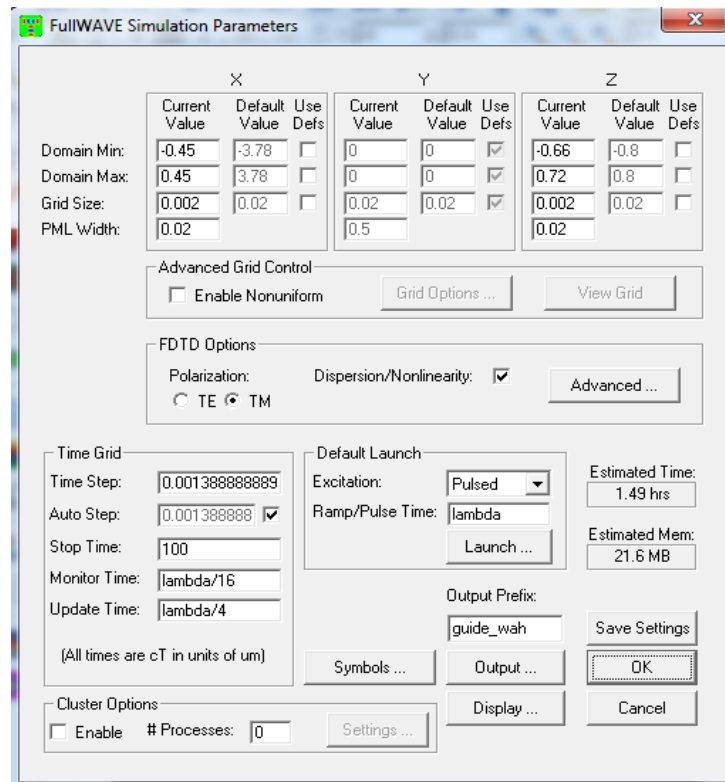


Figure III.7 : La fenêtre de paramètres de simulation Full WAVE.

III.2.7.a. Lancement de la simulation

Une fois que les paramètres numériques et d'autres options sont acceptables, on clique sur **OK** pour commencer la simulation.

III.2.7.b. Voir les résultats

Regarder ou imprimer a sauvé des résultats de simulation, on clique sur l'icône de  "WinPLOT" dans la barre des outils supérieur de la fenêtre de CAD, et sélectionner le nom de fichier saisi avec une extension „.pfm“.

III.3.Présentation de la structure étudiée

En premier lieu, nous avons réalisé un filtre basé sur le couplage guide résonateur d'anneau plasmonique, structure MIM métal-isolant-métal (Le métal est l'argent, le diélectrique dans le noyau de la structure est supposé être de l'air avec une permittivité de $\varepsilon = 1$). Les paramètres de la structure donné comme suit : $h=50\text{nm}$, $d=15\text{nm}$, $R = 0.44\text{nm}$, $r = 0.19\text{nm}$.

Dans la conception et la simulation, nous avons utilisé full-wave pour la simulation numérique. La lumière se propage dans la direction z . La structure est excitée par la polarisation TM.

Les étapes de l'espace dans les directions x et z sont ΔX et ΔZ . Le maillage FDTD utilisé dans la simulation est un $w / 20$, et dans ce travail, on prend $\Delta X = \Delta Z = w / 20 = 0.25 \mu\text{m}$, où w , est la largeur du guide. Le temps d'échantillonnage est sélectionné pour assurer la stabilité numérique de la Algorithme [73]. Le pas de temps pour la structure 2D est déterminé par

$$\Delta t \leq \frac{1}{c * \sqrt{\frac{1}{\Delta X^2} + \frac{1}{\Delta Z^2}}}$$

Où c la vitesse de la lumière dans l'espace libre.

III.3.1.Etude des guides d'ondes plasmoniques

Nous considérons dans cette section un guide d'onde plasmonique MIM de largeur W . Il est formé en enlevant une partie de matériau dans la direction Z (voir figure.8).

Le rôle principale d'un guide d'onde est la transmission de la lumière d'un endroit à un autre et diminué les pertes.

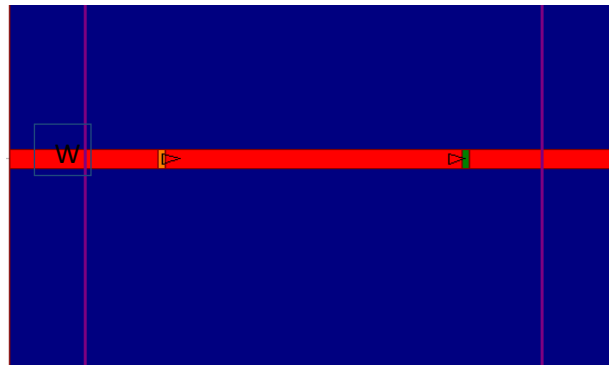


Figure III.8 : Guide d'onde W1.

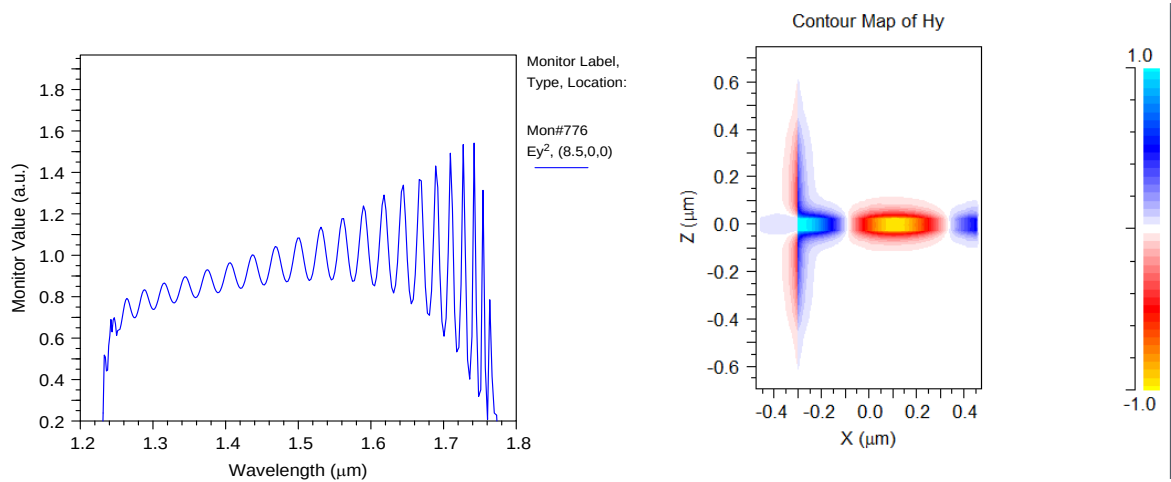


Figure III.9 : Propagation de la lumière à l'intérieur du guide.

III.3.2. Couplage cavité / guide d'onde plasmonique :

Afin de former une cavité, la structure sera gravée d'un cercle d'air marqué de couleur (rouge). En outre, le rayon R du cercle de cette cavité circulaire sera également modifié pour optimiser les propriétés de résonance de la cavité (figurer.10).

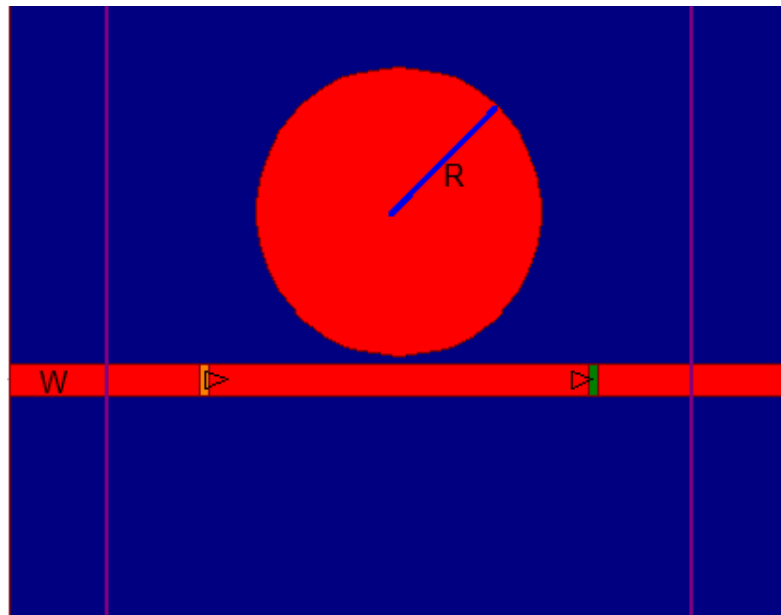


Figure III.10 : Couplage cavité / guide d'onde plasmonique.

En utilisant la méthode FDTD, le spectre de transmission et la distribution du champ électrique de la cavité optimisée ($R = 0,44 \text{ nm}$) avec l'indice de réfraction infiltré de $n = 1$ sont calculés numériquement, comme le montre (la figure III.11).

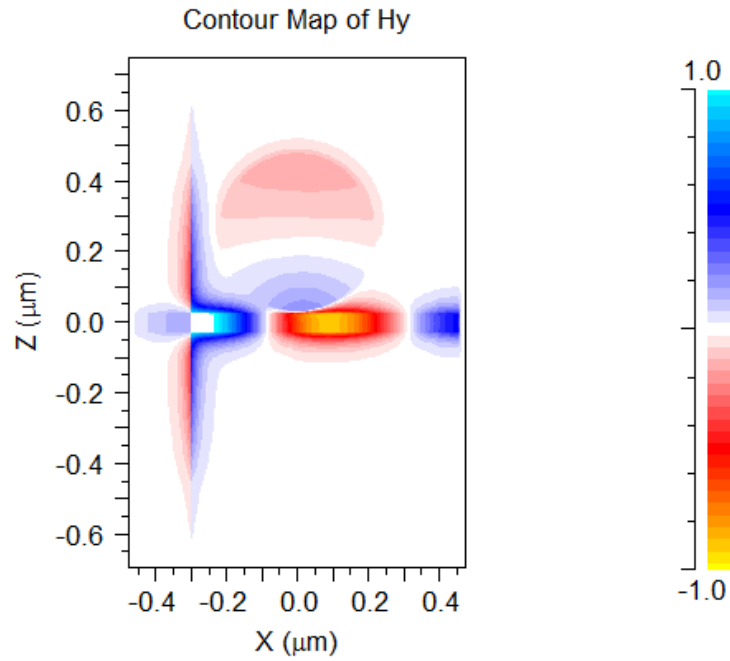


Figure III.11 : La distribution de champ électrique de la cavité.

On remarque que la lumière est dispersée entre le guide et la cavité (cercle)

Comme on le voit, il existe un pic très étroit à la longueur d'onde de $900 \mu\text{m}$, comme le montre (la figure III.12).

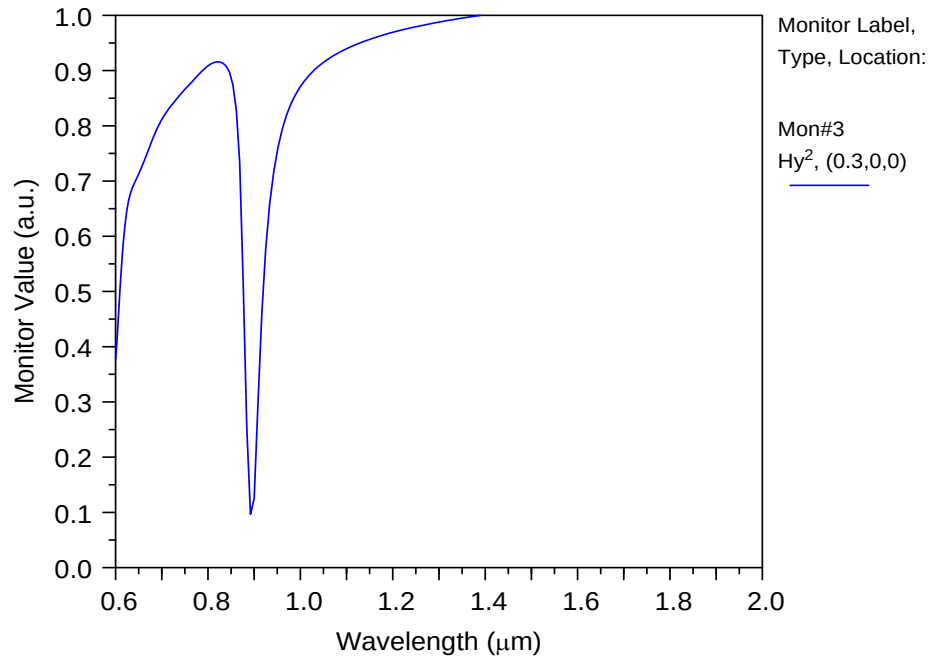


Figure III.12 : Le Spectre de transmission de la cavité.

III.3.3.Optimisation de la structure

Pour essayer d'améliorer la fonctionnalité de la première structure, nous avons proposé une structure annulaire. Le résonateur en anneau est un filtre apparu ces dernières années dans l'optique intégrée. (La figure III.13) montre la structure d'un filtre plasmonique proposé qui consiste en un guide d'onde MIM couplé à un résonateur en anneau circulaire.

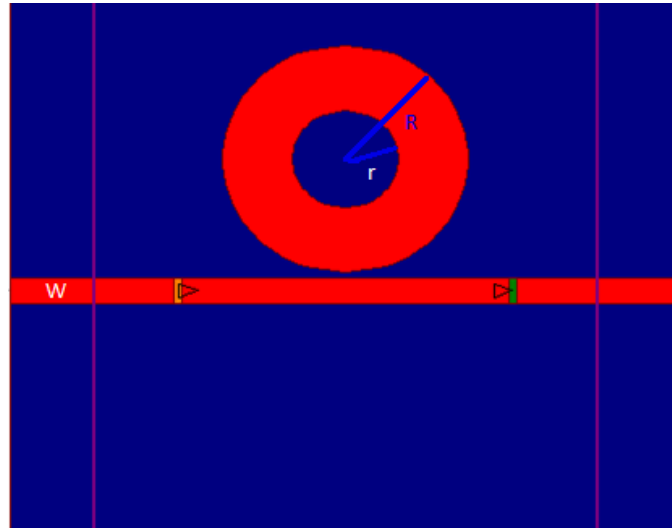


Figure III.13 : Schéma de structure d'un filtre plasmonique à résonateur en anneau.

Il existe un pic très étroit à la longueur d'onde de $1200\ \mu\text{m}$, comme le montre (la figure III.14). Pour la valeur de $R = 0.44\ \text{nm}$ et $r = 0.19\ \text{nm}$, la longueur d'onde de résonance de la cavité passe à une longueur d'onde plus grande par rapport à la première structure.

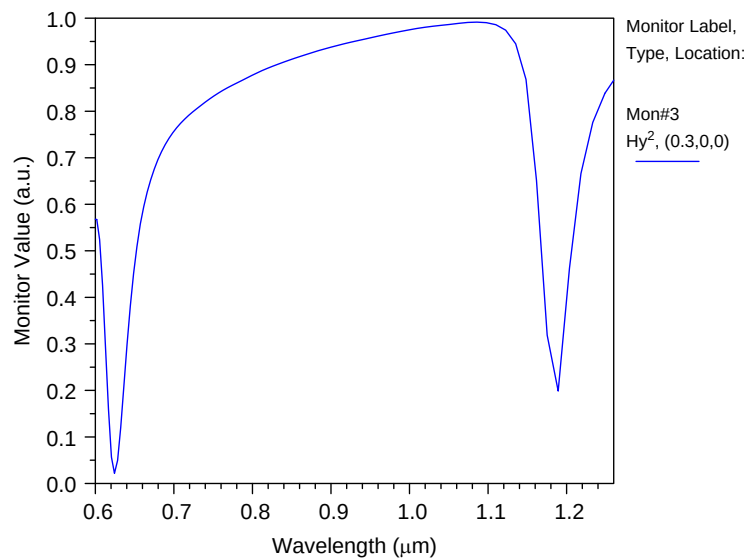


Figure III.14 : Le Spectre de transmission de la cavité.

On reprend la même structure précédente, qui en ajout un 2ème guide pour obtient un couplage des guides et des cavités connu sous le nom [filtre add-drop] (FigureIII.15).

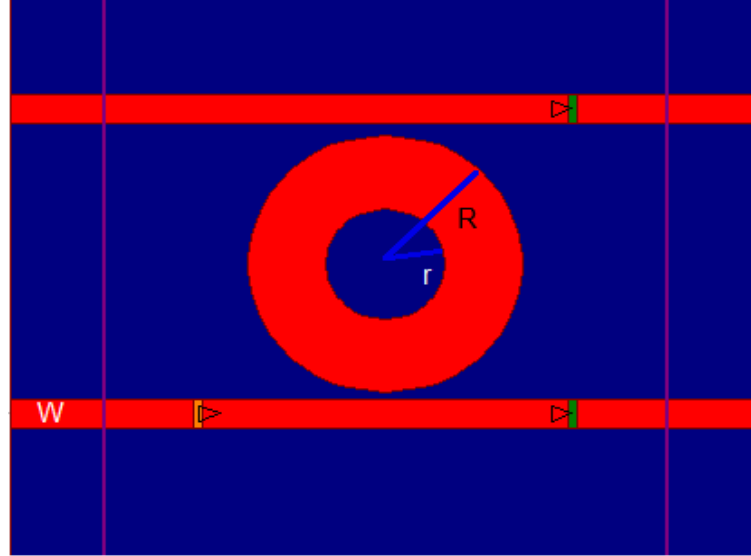


Figure III.15:Schéma d'un filtre plasmonique add-drop basé sur un résonateur en anneau.

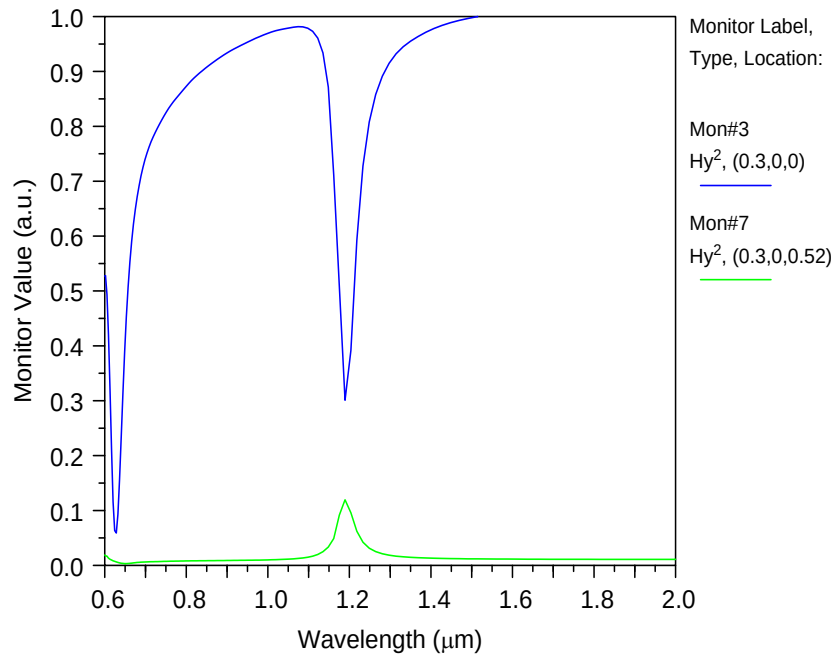


Figure III.16 : Spectre de transmission d'un filtre plasmonique add-drop.

Pour améliorer la transmission de la structure, nous avons optimisée les paramètres géométrique de la structure en anneau (paramètre R et r) et le paramètre physique n .

III.3.3.1.L'influence de R

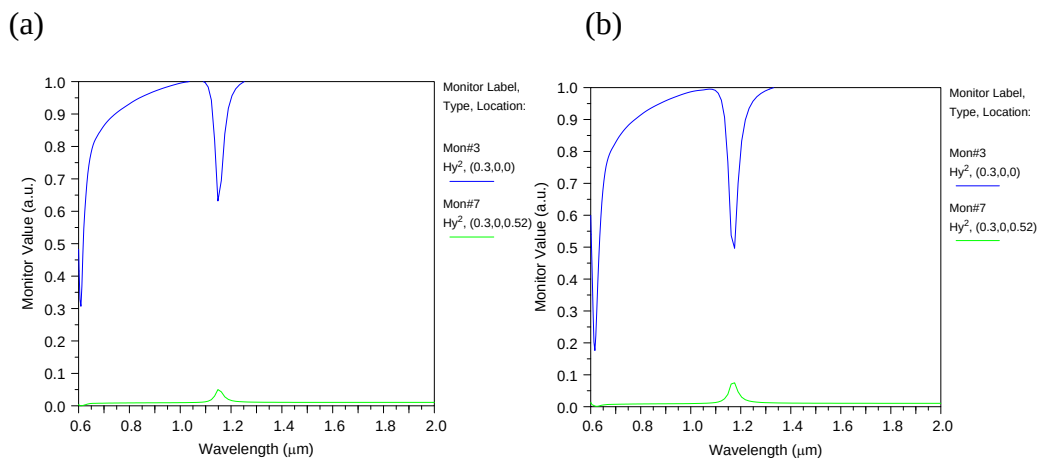
En simulant les spectres de transmission de filtre lorsque $n = 1$ et la valeur de R passe de 0.42 nm à 0.45 nm avec un incrément de 0.01, les spectres de transmission sont calculés comme montré sur le (Tableau III.1) et les figures.

R	transmission%
0.42	35
0.43	51
0.44	70
0.45	90
0.46	85

Tableau III.1 : la transmission en fonction le changement du rayon de défaut.

Il est essentiel de noter que pour les applications de filtre sélectif, l'amplitude du décalage de longueur d'onde résonante et la transmission dépend de la combinaison de nombreux facteurs tels que le rayons R et r et le changement effectif d'indice de réfraction.

Pour étudier la dépendance de la transmission en fonction de rayon de la structure annulaire, nous avons fait varier la valeur de R de la cavité, La Transmission pour $R = 0.42, 0.43, 0.44$ et 0.45 nm est présenté dans (la Figure III.17).



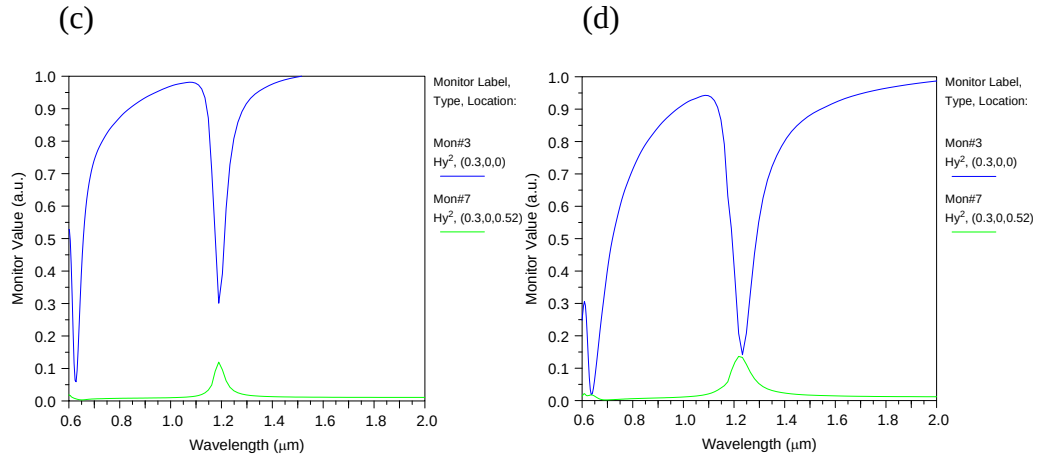


Figure III.17 : la transmission avec le changement du rayon de défaut R . ($R = 0.42, 0.43, 0.44$ et 0.45 nm).

La valeur d'optimisation finale de $R = 0.45$ nm est sélectionnée (transmission de 90%), comme il est présenté sur (**Figure III.17(d)**).

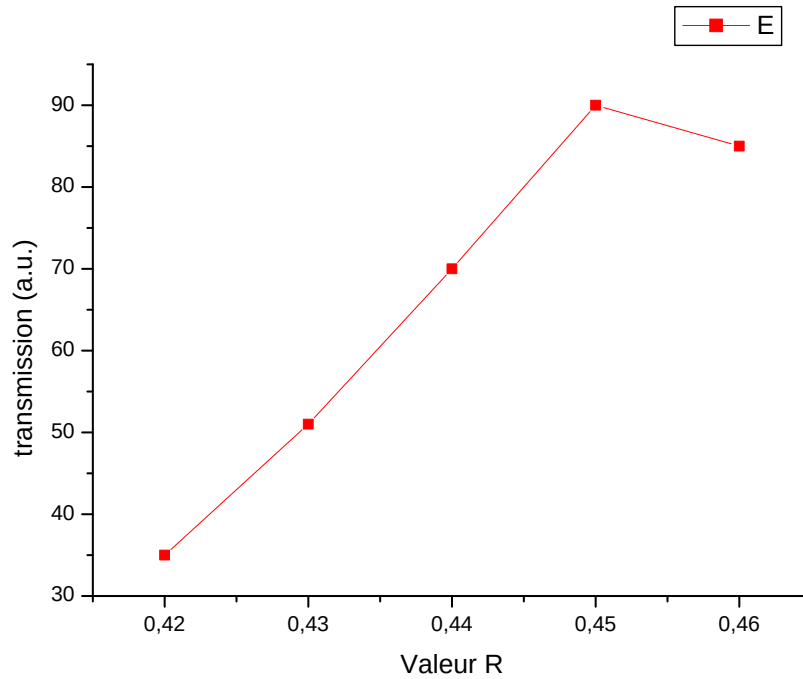


Figure III.18: Variations de la transmission avec le changement du rayon de défaut R .

Le spectre de transmission augmentent tous d'abord puis diminuent avec l'augmentation de R .

III.3.3.2. L'influence de r :

Pour étudier la dépendance de la transmission en fonction r , nous avons fait varier la valeur de r entre 0.15 et 0.3 μm . On prend la même structure précédente avec de $R = 0.45 \text{ nm}$, on varié dans la cavité la valeur de r (Tableau III.2).

r	Transmission%
0.15	70
0.19	95
0.3	75

Tableau III.2 : la transmission en fonction le changement du rayon r .

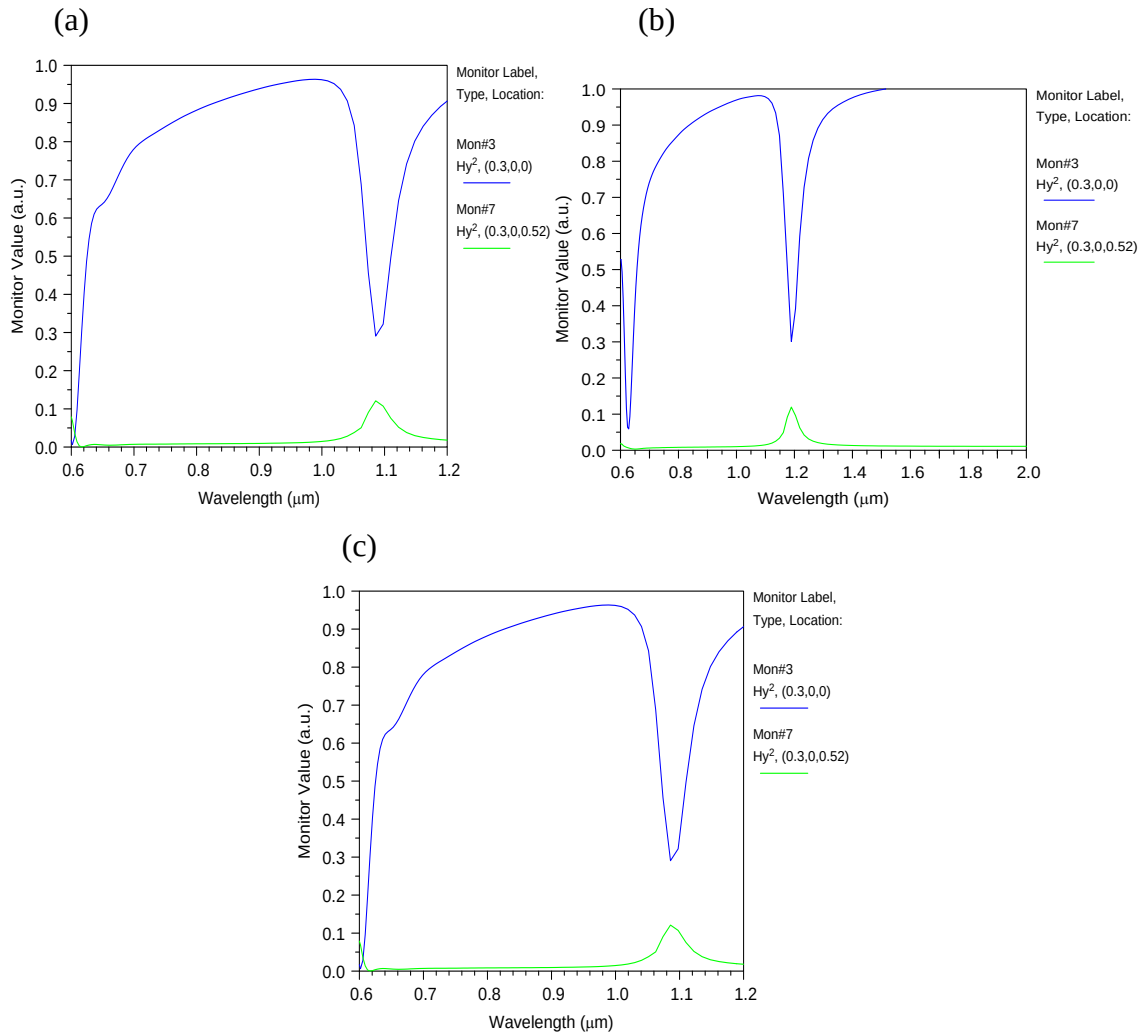


Figure III.19 : la transmission avec le changement du rayon de défaut r . ($r = 0.15, 0.19$ et 0.30 nm)

La Transmission pour $r = 0.15, 0.19$ et 0.30 nm est présenté dans (la Figure III.19).

La valeur d'optimisation finale de $r = 0.19$ nm est sélectionnée, comme il est présenté sur (la Figure III.19 (b)).

III.3.3.3.L'influence de n :

Pour voir l'influence du paramètre n qui passe de $n=1$ à $n=1.4$ et on va fixer le paramètre $R = 0.45$ nm de la structure, les spectres de transmission sont calculés comme montré sur le (Tableau III.3).

R	n	Transmission%
0.45	1	70
0.45	1.1	95
0.45	1.2	75
0.45	1.3	72
0.45	1.4	77

Tableau III.3 : la transmission en fonction le changement du l'indice de réfraction n .

De ces résultats on peut conclure que la structure optimale donne une très bonne transmission, puisque cette dernière est 95% et cela est bien montré sur (la Figure III.20). De plus nous pouvons constater que le spectre de transmission du filtre s'est considérablement amélioré par un facteur 1.4.

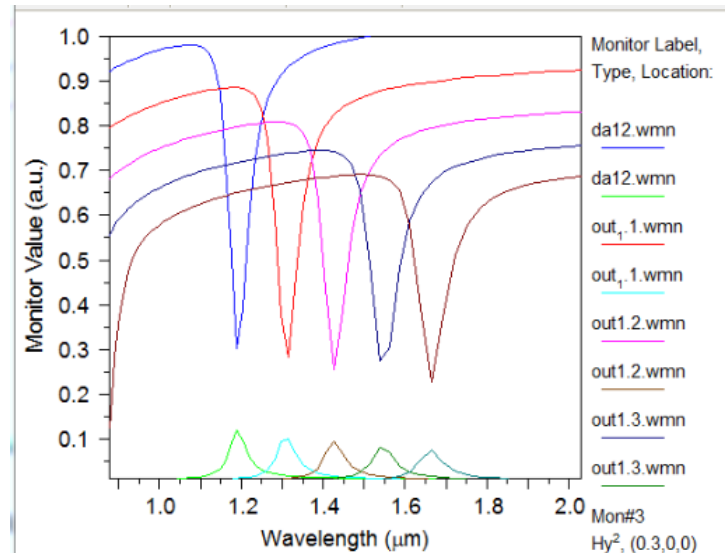


Figure III.20 : la simulation de la structure qui représente la transmission en fonction de longueur d'onde.

Sur la (Figure III.21), nous avons tracé la variation de la transmission en fonction de changement du l'influence n. D'après les résultats, on observe dans cette point n=1.1 la transmission est augment.

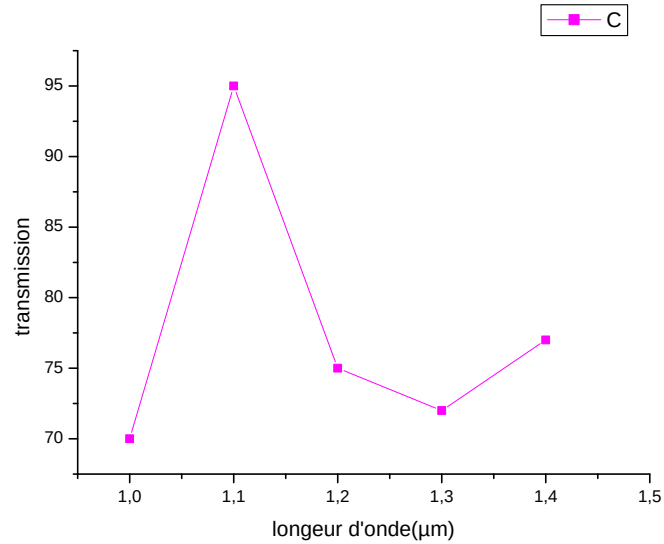


Figure III.21 : Le Spectre de transmission en fonction de l'influence n.

Après l'étude paramétrique on a trouvé ce que nous avons désiré

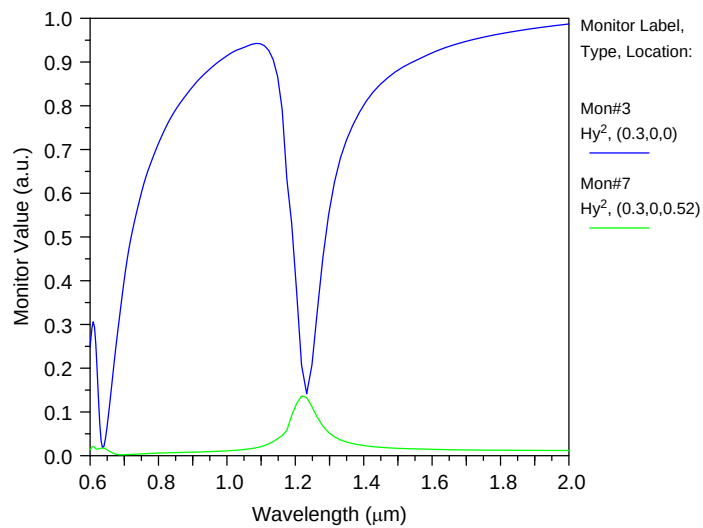


Figure III.22 : Le Spectre de transmission du filtre optimal.

III.4.Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les principes de base de la méthode FDTD. Nous avons également présentée le module de simulation FullWAVE de Rsoft, Cette technique est une méthode bien adaptée pour la modélisation des structures plasmoniques principalement parce qu'elle permet l'accès aux caractéristiques dynamiques des structures (transmission, réflexion, localisation des champs, facteur de qualité de résonateurs,...).

Le travail a été divisé en plusieurs parties, en premier lieu nous avons étudié la transmission d'un guide plasmonique. Nous avons ensuite étudié le couplage guide cavité.

L'optimisation a pour rôle d'améliorer la qualité de transmission et avoir une bonne puissance à la sortie de port de cette couplage, nous avons eu des longueurs d'onde de l'ordre de $1.55\text{ }\mu\text{m}$ ce qui est satisfaisant en plus une répartition sur la porte de sortie.

Nous avons ensuite analysé la structure proposée, en se basant sur les propriétés de la cavité et les Rayons R et r.

La cavité de cette structure donne un décalage le la longueur d'onde de résonance λ .

Notre étude indique que les structures proposées sont très sensibles à la variation de l'indice de réfraction, Par exemple, nous avons montré que les longueurs d'onde spectrales changent leur position spectrale après un comportement linéaire lorsque l'indice de réfraction varié.

Conclusion Générale

Conclusion générale

Le phénomène de la résonance des plasmons a joué un rôle primordial dans le développement de la technologie émergente plasmonique. Ceci est dû à la propriété singulière des plasmons de surface de confiner la lumière à l'interface entre un métal et un diélectrique. Les applications des plasmoniques sont très vastes : Photo détection, Cellules photovoltaïques, des guides d'ondes, des filtres optiques, des capteurs,...ect.

Parmi les applications remarquables on peut citer notamment les filtres optiques a base de plasmoniques qui transfèrent les ondes électromagnétiques couplées à la surface des oscillations collectives d'électrons libres sur des métaux .Les filtres optiques sont des dispositifs essentiels pour les systèmes WDM. L'application la plus évidente est le démultiplexage de canaux très rapprochés. Cependant, ils jouent également un rôle majeur dans l'égalisation de gain et la compensation de dispersion.

L'objectif de ce travail est consacré à l'étude et à la Conception d'un filtre optique à base de plasmonique pour des applications dans les systèmes WDM.

Dans la première partie du mémoire, nous avons présenté les principes de base des plasmoniques, leurs définitions, leurs différents types et leurs principes de fonctionnement. Dans le deuxième chapitre, nous avons présenté les notions de base sur des filtres optiques et dans ce cadre nous avons abordé leurs principales caractéristiques et leurs différents types. Et à la fin de ce chapitre, nous avons présenté une description des filtres optique a plasmoniques plus particulièrement les filtres optiques à résonateur d'anneau (filtres add/drop).

Le dernier chapitre est consacré à la simulation de structure du filtre désiré, en utilisant le simulateur RSoft, le module Fullwave.

Notre travail a été divisé en plusieurs parties, en premier lieu nous avons étudié la transmission d'un guide plasmonique. Nous avons ensuite étudié le couplage guide cavité.

L'optimisation a pour rôle d'améliorer la qualité de transmission et avoir une bonne puissance à la sortie de port de cette couplage, nous avons eu des longueurs d'onde de l'ordre de $1.55 \mu\text{m}$ ce qui est satisfaisant en plus une répartition sur la porte de sortie.

Nous avons ensuite analysé la structure proposée, en se basant sur les propriétés de la cavité et les Rayons R et r. La cavité de cette structure donne un décalage de la longueur d'onde de résonance λ .

Notre étude indique que les structures proposées sont très sensibles à la variation de l'indice de réfraction, Par exemple, nous avons montré que les longueurs d'onde spectrales changent leur position spectrale après un comportement linéaire lorsque l'indice de réfraction varié.

Bibliographie

- [1] H. Raether, Surface Plasmons on smooth an rough surfaces and on gratings, Springer Tracts on modern physics, Springer-Verlag, Berlin (1988).
- [2] A. Otto, I. Mrozek, H. Grabhorn et W. Akemann, Surface-enhanced ramanscattering, Journal of Physics-Condensed Matter 4 (5), 1143 (1992).
- [3] J. Homola, S.S. Yee et G. Gauglitz, Surface plasmon resonance sensors: review, Sensors and Actuators B - Chemicals 54 (1-2), 3 (1999).
- [4] K. Aslan, J.R. Lakowicz et C.D. Geddes, Plasmon light scattering in biology and medicine : new sensing approaches, visions and perspectives, Current Opinion in Chemical Biology 9 (5), 538 (2005).
- [5] W.L. Barnes, A. Dereux et T.W. Ebbesen, Surface plasmon subwavelength optics, Nature 424, 824 (2003).
- [6] R. W. Wood, On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum, Phil. Mag. 4, 396 (1902).
- [7] J. C. Maxwell Garnett, Colours in Metal Glasses and in Metallic Films, Philos. Trans. R. Soc. London 203, 385 (1904).
- [8] G. Mie, Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen, Ann. Phys. (Leipzig) 25, 377 (1908).
- [9] D. Pines, Collective Energy Losses in Solids, Rev. Mod. Phys. 28, 184-198 (1956).
- [10] R. H. Ritchie, Plasma Losses by Fast Electrons in Thin Films, Phys. Rev. 106, 874 (1957).
- [11] J. J. Hopfield, Theory of the Contribution of Excitons to the Complex Dielectric Constant of Crystals, Phys. Rev. 112, 1555 (1958).
- [12] R. H. Ritchie, E. T. Arakawa, J. J. Cowan, and R. N. Hamm, Surface-plasmon resonance effect in grating diffraction, Phys. Rev. Lett. 21, 1530–1532 (1968).
- [13] A. Otto, Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection, Z. Phys. 216, 398 (1968), Kretschmann, E. and Raether, H., Radiative decay of non-radiative surface plasmons excited by light, Z Naturf. 23A, 2135 (1968).
- [14] U. Kreibig, P. Zacharias, Surface plasma resonances in small spherical silver and gold particles, Z. Physik 231, 128 (1970).
- [15] S. L. Cunningham, A. A. Maradudin, and R. F. Wallis, Effect of a charge layer on the surface-plasmon-polariton dispersion curve, Phys. Rev. B 10, 3342 (1974).
- [16] D.L. Jeanmaire, R.P. van Duyne, J. Electroanal. Chem. 84, 120 (1977).
- [17] G.M. Albrecht, J.A. Creighton, J. Am. Chem. Soc. 99, 5215 (1977).
- [18] Rycenga, M.; Cobley, C. M.; Zeng, J.; Li, W.; Moran, C. H.; Zhang, Q.; Qin, D.; Xia, Y., Controlling the synthesis and assembly of silver nanostructures for plasmonic applications. Chemical Reviews, 111 (6), 3669-3712 (2011).
- [19] Lu, X.; Rycenga, M.; Skrabalak, S. E.; Wiley, B.; Xia, Y., Chemical synthesis of novel plasmonic nanoparticles. Annual Review of Physical Chemistry, 60, 167- 192 (2009).

- [20] M. Ives, T. M. Autry, S. T. Cundiff, and G. Nardin, "Direct imaging of surface plasmon polariton
- [21] E. Kretschmann, H. Raether, Radiative decay of non radiative Surface plasmons Excited by light, Z. Naturforsch, 23 a2135-2136 (1968).dispersion in gold and silver thin films," J. Opt. Soc. Am. B 33, C17 (2016).
- [22] H. Raether, surfaces plasmons on smooth and rough surfaces and on grantings, Springer-verleg, Berlin, Heidel-berg, Germany, 4-16(1988).
- [23] Frédérique de Fornel, Les ondes évanescences en optique et en optoélectronique, édité chez Eyrolles (1999).
- [24] W. Barnes, A. Dereux, T. Ebbesen, Surface plasmon subwavelength optics, Nature 424 824-830(2003).
- [25] Daniel Courjon et Claudine Bainier, Le Champ proche optique : Théorie et applications, édité chez Springer (2001).
- [26] J.M. Kim, T. Ohtani, S. Sugiyama, T. Hirose and H. Muramatsu, Simultaneous topographic and fluorescence imaging of single DNA Molecules for DNA analysis with a Scanning Near-Field Optical/Atomic Force Microscope, Anal. Chem.73, 598(2001).
- [27] A. Kelch, S. Wessel, T. Will, U. Hintze, R. Wepf and R. Wiesendanger , Penetration pathways of fluorescent dyes in human hair fibres investigated by scanning near-field,journal of microscopy 200 ,179–186 (2000).
- [28] N.F. van Hulst, J.A. Veerman, M.F. Garcia-Parajo and L. Kuipers, Analysis of individual (macro) molecules and proteins using near-field optics, J. Chem. Phys. 112, 7799 (2000).
- [29] R.X.Bian, R .C .Dunn, X. S. Xie, P. T Leung, Single Molecule Emission Characteristics in Near-Field Microscopy, Phys. Rev. Lett. 75,4772(1995).
- [30] S.Collin, F. Pardo, J.L.Pelouard, Nanostructures métalliques pour applications photoniques, CNTS/LPN, (2003-2004).
- [31] www.bulletins-electroniques.com/actualites/42862.htm(dernière visite du site 5/03/2008).
- [32] Surface-Enhanced Vibrational Spectroscopy, by Ricardo Aroca, Wiley, Chichester, (2006).
- [33] K. Kneipp, M. Moskovits, H. Kneipp, Surface-enhanced Raman Scattering: Physics And Applications, Springer-Verlag (août 2006).
- [34] D. G. Rabus and M. Hamacher, "Optical Filter and Laser Applications using Micro Ring Resonators," Second Online Symposium for Electronic Engineers (OSEE), www.techonline.com (July 2001).
- [35] M.Françon, "Séparation des radiations par les filtres optiques", Ed. Masson, P.12:13 (1984).
- [36] G. Castanon et al., "Requirement of filter characteristics for 40 Gbit/s-based DWDM systems," Proc. ECOC'01, Paper Mo.F.3.5, pp. 60-61, (October2001).
- [37] Stéphane CALVEZ, "Laser a fibre pour les télécommunications multiplexées en longueur d'onde" L'U.F.R. des sciences et techniques de l'université de franche comté. FRANCE (2002).
- [38] Toffano Z., « Optoélectronique : Composants photoniques et fibres optiques », Ellipses : Paris (2000).
- [39] S. Kempainen, "Optical networking lightens carrier-backbone burden," EDN, www.ednmag.com, vol. 8, pp. 63-72, (October1998).
- [40] E. Pawlowski et al., "Fabrication of a multichannel Wavelength-division multiplexing- passive optical net demultiplexer with arrayed- waveguide gratings

- and diffractive optical elements,” *Appl. Optics*, vol. 38, no.14, pp.3039-3045, (1999).
- [41] D. Heard, “Tunable Filter Technology Improves Fibre Optics and DWDMs,” *Europhotonics*, pp. 44-45, (June/July2000).
 - [42] E. A. J. Marcatili, “Dielectric Rectangular Waveguide and Directional Coupler for Integrated Optics,” *Bell Syst. Techn. J.*, vol. 48, pp. 2071-2101, (1969).
 - [43] A. Ramier, “Intégration de guides d’onde et micro résonateurs à mode de galerie par assemblage à puce retournée”, Mémoire présenté en vue de l’obtention du diplôme de Maîtrise ès sciences appliquées, Université de Montréal, Canada, (2014).
 - [44] L. Ghisa, “Couplage de micro résonateurs. Applications aux fonctions optiques de traitement du signal”. Thèse de Doctorat, Université de Rennes I, Rennes, (2008).
 - [45] G. Lenz et al. “Optical Delay Lines Based on Optical Filters,” *IEEE J. Quantum Electron.* Vol. 37, no. 4, pp. 525-532, (April2001).
 - [46] G. Lenz and C. K. Madsen, “General Optical All-Pass Filter Structures for Dispersion Control in WDM Systems,” *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 17, no. 7, pp. 1248-1254,
 - [47] H. Heidrich et al., “Monolithischer Photonik-IC zur schmalbandigen Erzeugung optischer Signale bei Frequenzen im Millimeter-Wellenband,” patent application DE 198 20 166, date of registration (29.04.1998).
 - [48] M. Kohtoku et al., “200-GHz FSR Periodic Multi/Demultiplexer with Flattened Transmission and Rejection Band by Using a Mach-Zehnder Interferometer with a Ring Resonator,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no. 9, pp. 1174-1176, (September 2000).
 - [49] S. T. Chu et al., “An Eight-Channel Add-Drop Filter Using Vertically Coupled Microring Resonators over a Cross Grid,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, no. 6, pp. 691-693, (June1999).
 - [50] M. Cai et al., “5 Gbit/s BER Performance on an All Fiber-Optic Add/Drop Device Based on a Taper-Resonator-Taper Structure,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no. 9, pp. 1177-1179, (September2000).
 - [51] Y. Kokubun et al., “Polarization-independent vertically coupled microring resonator filter,” *Electron. Lett.* vol. 37, no. 2, pp. 90-92, January2001.76,January2002.
 - [52] P. P. Absil et al., “Wavelength conversion in GaAs micro-ring resonators,” *Opt. Lett.*, vol. 25, no. 8, pp. 554-556, (April2000).
 - [53] G. Allen et al., “All Optical Millimeter-Wave Electrical Signal Generation Using an Integrated Mode-Locked Semiconductor Ring Laser and Photodiode,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, no. 12, pp. 1634-1636, (December1997).
 - [54] B. E. Little and S. T. Chu, “Estimating surface-roughness loss and output coupling in microdisk resonators,” *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 17, pp. 1390-1392, (September1996).
 - [55] J. V. Hryniewicz et al., “Higher Order Filter Response in Coupled Microring Resonators,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no. 3, pp. 320-322, (March2000).
 - [56] B. E. Little et al., “Filter Synthesis for periodically coupled microring resonators,” *Opt. Lett.*, vol. 25, no. 5, pp. 344-346, (March2000).
 - [57] J A Dionne, L A Sweatlock, H A Atwater and A Polman, *Phys. Rev. B* 73, 035407 (2006).
 - [58] Q Li, T Wang, Y Su, M Yan and M Qiu, *Opt. Express* 18, 8367 (2010).
 - [59] P. Bouchon, C. Koechlin, F. Pardo, R. Haïdar, and J.-L. Pelouard, “Wideband omnidirectional infrared absorber with a patchwork of plasmonic nanoantennas,” *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 6, pp. 1038–1040, (Mar 2012).

- [60] G. Veronis, and S. Fan, Guided sub wavelength plasmonic mode supported by a slot in a thin metal film, Opt. Lett., 30, pp. 3359-3361, (2005).
- [61] K.S.Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", IEEE Trans. Antennas and propagation, Vol.14, pp.302-307, (1966).
- [62] Harhouz Ahlam, « Contribution à l'étude et la conception des capteurs à base de cristaux photoniques », Thés de Doctorat, Université de M'sila(2017).
- [63] A.Taflove, S.C. Hagness, "Computational Electrodynamics: the Finite Difference Time Domain Method", Artech House, Book, Second Edition, (997pages), Norwood, (2005).
- [64] D. Botteldooren, « Finite-difference time-domain simulation of low-frequency room acoustic problems, » JAcoust Soc Am, vol. 98, pp. 3302– 3308, (1995).
- [65] S. Wang, « Finite-difference time-domain approach to underwater acoustic scattering problems, » J Acoust Soc Am, vol. 99, pp. 1924–1931, (1996).
- [66] Hamidi Mahdi, modélisation par la méthode fdtd des plasmons de surface localisés, Thés de Doctorat, Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou (2012).
- [67] Bougriou Faïda, « étude théorique des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels : applications dans le domaine du guidage optique et la détection », thés de Doctorat, Université Constantine 1 (2013).
- [68] Rsoft CAD 5.1.9 User Guide. RSoft Design Group, Inc. 200 Executive Boulevard Ossining, NY 10562 (1993-2004).
- [69] Rsoft Design Group, Inc, « FullWAVE 6.1 User Guide », license 16847214, 1999-(2008).
- [70] Guide d'utilisateur du logiciel « Rsoft –Fullwave », v2014.09.
- [71] Filali Meryem, « Etude et Conception d'un démultiplexeur 8 canaux à cristaux photoniques bidimensionnels », Mémoire de Master, Université de M'sila (2018).
- [72] Boudiaf Kenza, Safer Hadjer, « Etude et conception des capteurs à cristaux Photoniques pour des applications biomédicales », Mémoire de Master, Université de M'sila (2018).

Résume:

Dans le domaine de télécommunication optique, le filtre optique demeure un véritable obstacle technologique car les performances d'un réseau optique dépendent en grande partie de la qualité d'interfaçage entre les nombreuses connexions guide optique/composants optoélectroniques. Les plasmoniques offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière et ceci, sur une dimension de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde dans le matériau. C'est notamment cette propriété qui les rend intéressants pour de nombreuses applications. Le but de ce travail est d'améliorer les performances des filtres optiques à base plasmonique à 2 D pour l'application en systèmes WDM.

Mots clés : plasmonique, filtre optique, WDM, guide optique

Abstract:

In the field of optical telecommunication, the optical filter remains a real technological obstacle because the performance of an optical network depends to a large extent on the interface quality between the numerous optical guide / optoelectronic component connections. Plasmonics offer the possibility of controlling the propagation of light over a dimension of the order of magnitude of the wavelength in the material. It is this property that makes them interesting for many applications. The goal of this work is to improve the performance of 2D plasmonic based optical filters for application in WDM systems.

Keywords : plasmonic, optical filter, WDM, wave guide

ملخص:

في مجال الاتصالات البصرية ، يظل المرشح البصري عقبة تكنولوجية حقيقية لأن أداء الشبكة البصرية يعتمد إلى حد كبير على جودة السطح البيني بين وصلات الدليل البصري العديدة / اتصالات المكونات الإلكترونية. توفر تقنية بلازمونيك إمكانية التحكم في انتشار الضوء على بعد من حجم طول الموجة في المادة. هذه الخاصية هي التي تجعلها مثيرة للاهتمام للعديد من التطبيقات. الهدف من هذا العمل هو تحسين أداء المرشحات الضوئية المستندة إلى البلازما ثنائية الأبعاد للتطبيق في أنظمة الاتصالات البصرية.

الكلمات المفتاحية : بلازمونيك, المرشح البصري, طول الموجة