

Résumé long en français

Hybridation des plasmons de surface en régime de couplage fort dans des structures à gain

AUORE CASTANIÉ

Thèse soutenue le 4 octobre 2013

Ces dernières années, les domaines de la communication, imagerie ou stockage de données ont nécessité l'utilisation de structures et composants toujours plus petits. La micro-optique et plus particulièrement la nanophotonique ont permis ces études [1]. En effet, les guides d'onde usuels sont astreints à une taille minimale régie par la limite de diffraction, $\lambda/(2n)$, n étant l'indice du milieu optique et λ la longueur d'onde de l'onde incidente. Des guides d'onde basés sur l'utilisation des plasmons de surface permettent de confiner des ondes dans des structures sub-longueur d'onde toujours plus petites. La branche de la nanophotonique attaché à l'étude de ces plasmons de surface est la plasmonique.

Les plasmons de surface (*SP*) sont ainsi très étudiés actuellement [55] et sont utilisés dans la détection de molécules ou l'optique de surface. L'inconvénient majeur de ces modes réside dans les pertes intrinsèques au métal qui les caractérisent et limitent ainsi leur longueur de propagation [56, 57, 58, 59]. Plusieurs pistes sont explorées pour diminuer l'effet de ces pertes. La plus connue consiste à coupler des *SPs* entre eux. En effet, lorsque un film métallique devient assez fin, il devient possible de coupler les *SPs* qui vivent sur chaque interface. Deux nouveaux sont ainsi créés dont un mode dit « long range » (*LRSP*) qui est caractérisé par une longueur de propagation supérieure à celle du plasmon classique [90]. Une technique plus récemment étudiée pour améliorer la propagation du *SP* est l'application de gain dans le milieu directement en contact avec la couche métallique [182, 183]. Néanmoins, dans ce cas, l'augmentation de l'émission plasmon est restreinte à la profondeur de peau de ce mode de surface dans le milieu à gain. Une dernière idée avancée consiste à considérer l'amplification de l'émission plasmon telle que celle de la lumière conventionnelle dans un laser. Ce type de dispositif est donc appelé, par analogie, SPASER (Surface Plasmon Amplification by Stimulated Emission of Radiation) [185, 186].

Partant de ces résultats, cette thèse nous permet de présenter un nouveau type de dispositif constitué d'un guide d'onde diélectrique au-dessus duquel nous placerons un film métallique afin de permettre un couplage fort plasmon/mode guidé. L'introduction de gain dans cette structure permettra alors des résultats très encourageant dans la recherche de l'amplification de l'émission plasmon. Dans cette optique, le premier chapitre présente tout d'abord les outils numériques et théoriques nécessaires à la modélisation d'un milieu stratifié dans le cas de moes à pertes tels que les plasmons. Le deuxième chapitre mettra l'accent sur les plasmons de surface et nous présenterons alors un montage inédit permettant d'obtenir un mode *LRSP* sans le mode *SRSP* à la surface d'un milieu infiniment conducteur. Nous présenterons les caractéristiques d'un couplage entre des guides diélectriques, avec la théorie des modes couplés mais aussi le modèle simple d'oscillateurs couplés dans le troisième chapitre. Les derniers résultats sur la *PT* symétrie seront aussi présentés. Finalement, le dernier chapitre traitera du couplage fort et plus particulièrement de la démonstration du couplage entre un plasmon et un mode guidé. L'introduction de gain linéaire dans la structure permettra de diminuer d'autant plus les pertes du plasmon et d'obtenir des longueurs de propagation de l'ordre du millimètre.

Détermination des modes

On considère un milieu stratifié composé de N couches minces [34]. Il s'agit d'un milieu linéaire, homogène, isotrope, avec une dépendance en temps de la forme $e^{-i\omega t}$. En polarisation transverse magnétique (*TM*) dans le plan (x, y) , le champ magnétique s'écrit $\mathbf{H} = H(x, y)\mathbf{e}_z$, il satisfait l'équation de Helmholtz :

$$\operatorname{div}(\varepsilon_j^{-1}\nabla H) + k_j^2 H = 0, \quad (1)$$

où $k_j^2 = k_0^2 \varepsilon_j$ est le vecteur d'onde dans chaque couche j . Cette équation doit être résolue dans chaque couche en respectant les conditions aux limites. On note α et β_j les vecteurs d'onde dans les directions x et y , respectivement. On peut alors démontrer que la relation de dispersion correspond à :

$$\alpha^2 + \beta_j^2 = k_0^2 \varepsilon_j, \quad (2)$$

avec $\mu_r = 1$. La détermination de la quantité β_j dépend de α et k_j :

$$\beta_j = \begin{cases} \sqrt{k_0^2 \varepsilon_j - \alpha^2} & \text{if } |\alpha| < k_0 \sqrt{\varepsilon_j}, \\ i\sqrt{\alpha^2 - k_0^2 \varepsilon_j} & \text{if } |\alpha| > k_0 \sqrt{\varepsilon_j}. \end{cases} \quad (3)$$

La première condition $|\alpha| < k_0 \sqrt{\varepsilon_j}$ implique que β_j est réel et correspond à des ondes propagatives. La seconde condition $|\alpha| > k_0 \sqrt{\varepsilon_j}$ implique que β_j est imaginaire et correspond à des ondes évanescentes. Ce type de solution correspond

à des ondes confinées à l'interface de deux milieux, ce qui est le cas des plasmons de surface. La détermination de ces solutions nécessite donc un prolongement dans le plan complexe et ne peut être obtenu avec les techniques habituelles de résolution. Nous allons utiliser le formalisme de la matrice S qui permet non seulement de déterminer les coefficients de réflexion et de transmission, R et T , mais aussi de déterminer tous les modes de la structure. Cette matrice permet de relier les champs entrants I et I' de la structure aux champs sortants R et T .

On peut démontrer que les modes de la structure sont définis par l'existence d'onde sortantes en l'absence d'excitation. Ainsi, pour chaque fréquence ω , nous devons trouver la constante de propagation α qui correspond à l'annulation du déterminant de la matrice S^{-1} . Ceci est équivalent à trouver les pôles de la matrice $S(\omega, \alpha)$. Néanmoins, la matrice S contient des variables complexes et la détermination de ses pôles nécessite une extension dans le plan complexe des solutions pour $\alpha = (\alpha_R, \alpha_I)$. La méthode employée implique l'utilisation des intégrales de Cauchy.

L'application de cette théorie à notre type de problème est issue des travaux de F. Zolla *et al.* [24]. La méthode ainsi développée est appelée la Tétrachotomie. Cette méthode permet de déterminer les pôles dans le plan complexe correspondants à une fonction méromorphe $f(\alpha)$ dans \mathbb{C} . En effet, si $f(\alpha)$ a un pôle unique au point α_0 , alors au voisinage de ce point il existe une fonction holomorphe non nulle $G(\alpha)$ (dans $\mathbb{C} \setminus \{\alpha_0\}$) et la fonction f peut être réécrite comme [45] :

$$f(\alpha) = \frac{G(\alpha)}{\alpha - \alpha_0}. \quad (4)$$

Considérons un lacet de Jordan Γ qui contient ce pôle α_0 . De plus, on suppose que le pôle α_0 est simple et que G n'a pas de pôle à $\alpha = 0$, on peut alors écrire que $G(\alpha) = \alpha F(\alpha)$ avec F une fonction holomorphe. Les intégrales suivantes permettent alors de déterminer le pôle α_0 :

$$I_0 = \frac{1}{2i\pi} \int_{\Gamma} \frac{f(\alpha)}{\alpha} d\alpha = \frac{1}{2i\pi} \int_{\Gamma} \frac{F(\alpha)}{\alpha - \alpha_0} d\alpha, \quad (5)$$

$$I_1 = \frac{1}{2i\pi} \int_{\Gamma} f(\alpha) d\alpha = \frac{1}{2i\pi} \int_{\Gamma} \alpha \frac{F(\alpha)}{\alpha - \alpha_0} d\alpha, \quad (6)$$

$$I_2 = \frac{1}{2i\pi} \int_{\Gamma} \alpha f(\alpha) d\alpha = \frac{1}{2i\pi} \int_{\Gamma} \alpha^2 \frac{F(\alpha)}{\alpha - \alpha_0} d\alpha. \quad (7)$$

En effet, on peut démontrer qu'on a les relations suivantes :

$$\alpha_0 = \frac{I_2}{I_1} = \frac{I_1}{I_0}. \quad (8)$$

Ceci correspond à une application directe s'il n'existe qu'un seul pôle. Considérons désormais que la fonction f dans \mathbb{C} a un nombre inconnu de pôles $\{\alpha_i\}$ dans le plan

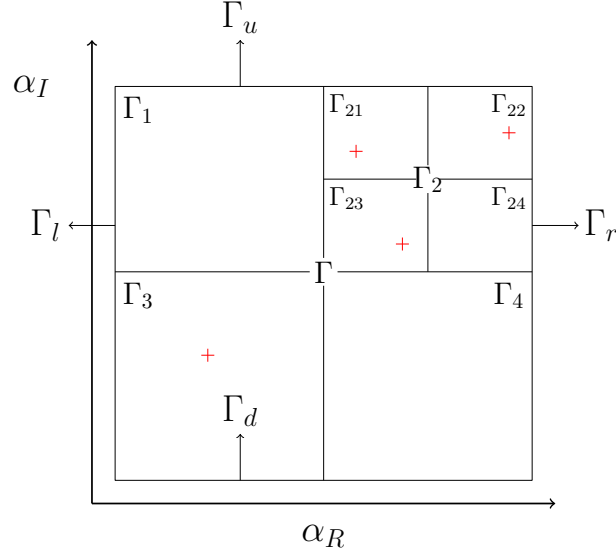


Figure 1: La méthode de la Tétrachotomie appliquée dans un rectangle dans le plan complexe (α_R, α_I) . Les pôles sont représentés par les croix rouges.

complexe. La Tétrachotomie permet de déterminer la valeur de chaque pôle (Fig. 1). La première étape consiste à isoler les pôles les uns des autres. L'évaluation des intégrales I_0 , I_1 et I_2 permet de savoir s'il y a un pôle, plusieurs pôles ou zéro pôles dans le rectangle Γ . Ensuite, dans le cas où il y a plusieurs pôles ($I_2/I_1 \neq I_1/I_0$), le rectangle Γ est divisé en quatre nouveaux rectangles Γ_i ($i = [1, 2, 3, 4]$), et de répéter le processus jusqu'à temps que tous les pôles soient isolés les uns des autres. On peut alors démontrer que l'efficacité de la méthode est de l'ordre de $O(\frac{1}{N^4})$ avec N le nombre de rectangle nécessaires pour isoler l'ensemble des pôles.

Couplage de plasmons de surface

Les plasmons de surface sont actuellement largement étudiés et utilisés dans de nombreuses applications [55] grâce à leur capacité à confiner la lumière à des échelle sub-longueur d'onde. Ce sont des ondes de surface qui se propagent typiquement à l'interface entre un milieu diélectrique et un milieu métallique, ils correspondent au couplage de l'oscillation collective des électrons à la surface du métal avec une onde électromagnétique. Néanmoins, ils subissent une forte atténuation au cours de leur propagation en raison des pertes inhérentes au métal.

Ces modes une solution particulière des équations de Maxwell à l'interface

entre un milieu diélectrique (ε_d) et un milieu métallique (ε_m). On peut démontrer qu'ils n'existent qu'en polarisation transverse magnétique (*TM*). Leur relation de dispersion est :

$$k_{SP} = \pm k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m}}, \quad (9)$$

où k_{SP} est le vecteur d'onde dans le plan correspondant à la constante de propagation du mode *SP*. La permittivité diélectrique du métal est généralement donnée par le modèle de Drude [60], $\varepsilon_m(\omega) = 1 - \omega_p^2/(\omega^2 + i\omega\Gamma)$ où Γ est le facteur d'amortissement et ω_p est la fréquence plasma. Dans ce qui suit, nous considérerons toujours le cas du métal argent avec $\Gamma = \omega_p/428$ et $\omega_p = 1.374 \times 10^{16} \text{ s}^{-1}$ [61]. Ce modèle pourra être remplacé par les données expérimentales récoltées par E. Palik [69] pour modéliser le métal de manière plus réaliste. Le mode *SP* étant un mode non radiatif, sa courbe de dispersion se situe toujours en dessous du cône de lumière défini par le milieu d'incidence. Il est nécessaire d'employer des montages particuliers pour pouvoir l'exciter, le plus utilisé d'entre eux étant le montage ATR (Attenuated Total Reflection) initié par E. Kretschmann [5]. Ce montage consiste en un prisme de verre sur lequel est accolé une couche métallique d'épaisseur déterminée. L'excitation plasmon sera dépendante de l'angle θ_i de l'onde incidente dans le verre et de l'épaisseur de la couche métallique. Dans le visible, les données typiques pour obtenir cette excitation sont les suivantes : une longueur d'onde $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ pour le champ incident, les permittivités $\varepsilon_d = 2.25$ (verre) pour le prisme, $\varepsilon_a = 1$ (air) en sortie en dessous du métal et ε_m pour le métal déduit des données Palik [69] pour l'argent. Le plasmon est ainsi excité dans l'air pour un angle d'incidence $\theta_i = 43.7^\circ$ avec un film métallique d'épaisseur $e_m = 45 \text{ nm}$.

Le montage ATR permet d'abaisser le cône de lumière du milieu d'incidence et de permettre l'excitation du plasmon par une onde incidente dans un milieu diélectrique ($\varepsilon_d > 1$) de l'autre côté du film métallique dans un milieu d'indice inférieur (comme l'air). On a en effet $\omega = k_0 \sqrt{\varepsilon_d} c = k_i^x c$ dans le milieu diélectrique ce qui rend possible de trouver une fréquence pour laquelle $k_i^x = k_{SP}$ (Fig. 2).

Le couplage de deux *SP* existants de part et d'autre d'un film métallique suffisamment fin (en dessous de 50 nm [80]) dans un milieu symétrique constitue une première possibilité pour améliorer leur propagation. Cette configuration permet la création de deux nouveaux modes ainsi créés un mode dit « long range » (*LRSP*) qui est caractérisé par une longueur de propagation supérieure à celle du plasmon classique et un mode dit « short range » (*SRSP*) qui aura une longueur de propagation inférieure, la différence entre les deux modes étant la symétrie de leur champ correspondant dans le film métallique [90]. Leurs relations de dispersion s'obtiennent aussi à partir des équations de Maxwell :

$$\omega^+ : \beta_d \varepsilon_m + \beta_m \varepsilon_d \tanh\left(\frac{\beta_m e_m}{2}\right) = 0, \quad (10)$$

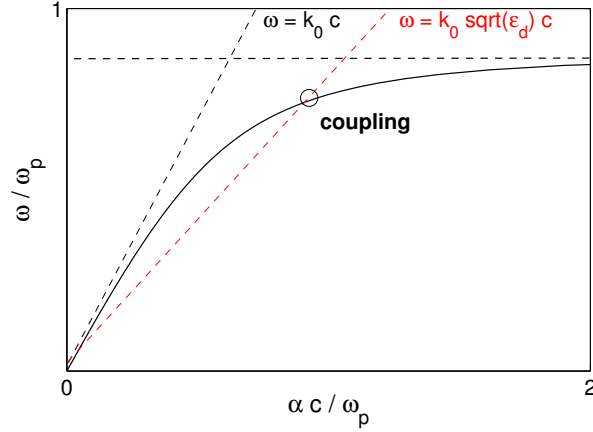


Figure 2: Dans l'air, $\omega = k_0 c$, tandis que dans un diélectrique ($\epsilon_d > 1$), $\omega = k_0 \sqrt{\epsilon_d} c = k_i^x c$. La composante dans le plan du vecteur d'onde k_i^x devient supérieur à k_0 . Il existe alors une fréquence pour laquelle $k_i^x = k_{SP}$ et le couplage avec le mode SP devient possible à l'interface métal/air.

$$\omega^-: \beta_d \epsilon_m + \beta_m \epsilon_d \coth\left(\frac{\beta_m e_m}{2}\right) = 0, \quad (11)$$

avec la relation $\alpha^2 + \beta_{d,m}^2 = k_0^2 \epsilon_{d,m}$.

Le mode intéressant à privilégier est le mode $LRSP$ qui peut, par exemple, avoir une longueur de propagation 27 fois supérieure à celle d'un mode SP [91,92] dans certaines conditions. Nous proposons donc un montage permettant l'excitation de ce mode directement dans un milieu sans nécessité d'avoir un milieu symétrique (contrainte importante pour des utilisations pratiques) et sans excitation du mode $SRSP$. En effet, nous pouvons démontrer l'équivalence entre un montage constitué d'un film métallique d'épaisseur e_m dans un milieu diélectrique symétrique et un montage consistant en une couche métallique d'épaisseur $e_m/2$ déposée sur un milieu infiniment conducteur (Fig. 3). Cette démonstration grâce à la théorie des images qui permet de rendre équivalent une charge $+q$ placée à une distance d d'un milieu infiniment conducteur avec un système constitué de deux charges, disposées à une distance deux fois d [105]. Ainsi, pour avoir des montages équivalents dans notre cas, il faut bien considérer une épaisseur pour la couche métallique déposée à la surface du milieu infiniment conducteur deux fois moins importante que le montage de départ.

La résolution des équations de Maxwell pour le montage Fig. 3b avec les bonnes conditions aux limites nous apporte une relation de dispersion pour le mode existant à l'interface métal/diélectrique absolument équivalente à celle du mode $LRSP$ (Eq. 10). On peut alors tracer les différentes courbes de dispersion obtenues par Tétrachotomie (Fig. 4).

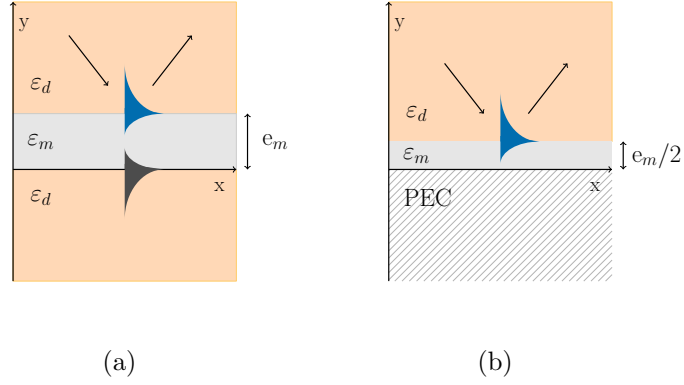


Figure 3: (a) Film métallique (ε_m) d'épaisseur e_m dans un milieu diélectrique (ε_d) symétrique. (b) Film métallique (ε_m) d'épaisseur $e_m/2$ déposé sur un milieu infiniment conducteur dans un milieu diélectrique (ε_d).

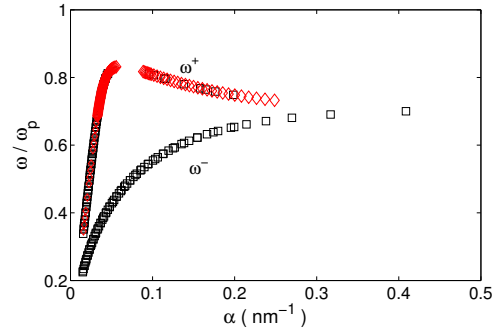


Figure 4: Les carrés noirs représentent les courbes de dispersion ω^+ du mode *LRSP* et ω^- du mode *SRSP* pour un film métallique d'épaisseur $e_m = 30$ nm. Les carrés rouges représentent la courbe de dispersion du mode existant à l'interface métal/diélectrique dans le montage constitué d'une couche métallique déposée sur un milieu infiniment conducteur dans un milieu diélectrique (Fig. 3b).

Couplage de guides diélectriques

Les guides d'onde diélectriques constituent un modèle simple pour étudier les mécanismes de confinement et la propagation des ondes dans des montages optiques. En fonction de l'épaisseur du guide, la forme des modes qui se propagent peuvent être déterminée en fonction des permittivités diélectriques du guide d'onde. Le couplage de deux guides diélectriques identiques a été largement étudié au cours des dernières décennies, notamment à l'aide de la théorie des modes couplés [25, 26, 27, 28, 29]. Cette théorie est basée sur le fait de considérer le champ comme une superposition linéaire des modes existants dans la structure.

Si on considère deux guides diélectriques suffisamment proches pour interagir, le champ total du système peut s'écrire comme une superposition linéaire des modes correspondants aux guides d'onde pris individuellement. La conservation en énergie permet alors de déterminer les termes de couplage reliant les amplitudes des deux modes si on considère que ce couplage reste faible. On calcule alors les transferts de puissance entre les deux modes, soit en fonction du temps, soit en fonction de la distance parcourue parallèlement aux guides. Cette théorie est toujours présentée en polarisation transverse électrique (TE). Nous présentons ici une possibilité de l'obtenir en polarisation TM .

Pour écrire la théorie des modes couplés en polarisation TM , il est nécessaire de considérer une forme linéarisée des équations de Maxwell pour les deux guides 1 et 2 :

$$\begin{cases} \operatorname{div}(\chi_1) = -k_0^2 u_1, & \nabla u_1 = \varepsilon_1 \chi_1, \\ \operatorname{div}(\chi_2) = -k_0^2 u_2, & \nabla u_2 = \varepsilon_2 \chi_2. \end{cases} \quad (12)$$

On rappelle que sous cette forme, les équations de Maxwell en polarisation TE seraient $\operatorname{div}(\chi) = -k_0^2 \varepsilon u$ et $\nabla u = \chi$. Les solutions sont alors recherchées avec l'ansatz :

$$(u, \chi) = a_1(z)(u_1, \chi_1) + a_2(z)(u_2, \chi_2). \quad (13)$$

On démontre alors que les solutions sont de la forme $A_p e^{i\gamma z}$ ($p = 1, 2$) avec les deux valeurs propres $\gamma = \Upsilon \pm \Gamma$ où :

$$\Gamma = \sqrt{\Upsilon^2 - \frac{t_1 t_2}{1 - |R|^2}}, \quad (14)$$

$$\Upsilon = \frac{\bar{R}t_2 - Rt_1}{2(1 - |R|^2)}, \quad (15)$$

avec les notations : $\delta_{1,2} = \varepsilon - \varepsilon_{1,2}$, $\Delta = \gamma_2 - \gamma_1$, $R = \int (\bar{v}_1 X_{2z} - \bar{X}_{1z} v_2) dx$, $T = \bar{X}_{1z} X_{2z}$, $t_2 = \int \delta_2 T dx$, $t_1 = \int \delta_1 \bar{T} dx$, $W_{1,2} = \int \delta_{1,2} |X_{1z,2z}|^2 dx$, $P_{1,2} = \int P_{1z,2z} dz$.

Un cas particulier du couplage de deux guides optiques est celui où les guides respectent la PT symétrie (Parity Time). Cette symétrie a été mise en évidence en mécanique quantique par C. M. Bender [30] et a ensuite été étendue au cas

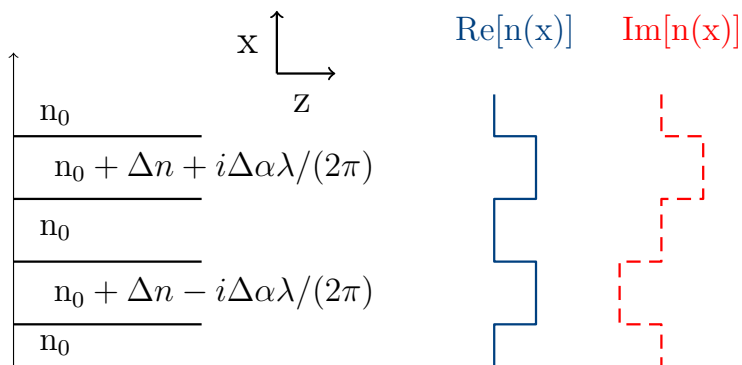


Figure 5: Deux guides d'onde couplés avec un ajout de gain dans l'un (avec une partie imaginaire négative ajoutée à l'indice) et un ajout de pertes dans l'autre (avec une partie imaginaire positive ajoutée à l'indice) [120].

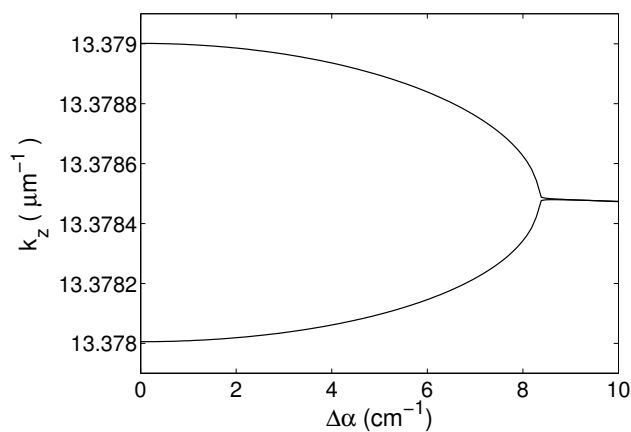


Figure 6: Les constantes de propagation k_z des modes guidés en fonction du paramètre $\Delta\alpha$. Les constantes de propagation se rapprochent l'une de l'autre jusqu'à atteindre un point critique $\Delta\alpha_c \sim 8.4$ [120]. Après ce point, les constantes de propagation deviennent complexe conjuguées l'une de l'autre et une brisure spontanée de la PT symétrie est observée.

de montages optiques. On considère ainsi deux guides optiques couplés. Du gain est ajouté dans l'un et des pertes (parfaitement équivalentes) sont ajoutés dans l'autre (Fig. 5). Le couplage sera à nouveau fonction de la distance qui sépare les deux guides. Après s'être placé à une distance optimal, les valeurs gain/pertes sont augmentées jusqu'à atteindre un certain seuil dans le comportement des guides. On observe une brisure spontanée de la symétrie à partir de laquelle les constantes de propagation des guides deviennent complexe conjuguées l'une de l'autre (Fig. 6)[120].

Couplage fort entre plasmons de surface et modes guidés

Lorsque l'interaction entre mode électromagnétique et un émetteur augmente, le régime de couplage fort peut apparaître. Ce régime a beaucoup été étudié dans les microcavités depuis les travaux de C. Weisbuch *et al.* [31]. Dans une microcavité dans ce régime, l'émission spontanée irréversible est remplacée par un échange réversible d'énergie entre le mode électromagnétique et l'émetteur. Le régime de couplage fort se caractérise par un anticroisement des courbes de dispersion associé à un croisement des courbes d'absorption pour la même valeur de la constante de propagation. Cet anticroisement se caractérise par une énergie de Rabi [33]. L'échange d'énergie est périodique avec une échelle de temps inférieure à l'inverse du taux de désexcitation de la cavité. Ce régime de couplage fort a aussi été démontré entre un plasmon et un exciton par J. Bellessa *et al.* [162, 174, 176]. Le présent travail se propose de démontrer la possibilité d'obtenir un couplage fort entre un plasmon et un mode guidé. Le montage utilisé est présenté dans la figure 7. Il est constitué d'un guide d'onde diélectrique constitué d'un coeur d'épaisseur 130 nm de SiO_2 ($\epsilon_g = 4.84$) entouré de TiO_2 ($\epsilon_d = 2.1025$) [184], un film métallique est placé au-dessus du guide d'épaisseur $e_m = 45$ nm avec un milieu diélectrique de permittivité diélectrique ($\epsilon_t = 3$) supérieure à celle du guide pour que le plasmon supérieur ait une courbe de dispersion en dessous du cône de lumière correspondant à ϵ_d .

Le mode guidé GM est considéré comme monomode avec ces paramètres. Le plasmon en contact avec le guide d'onde est noté SP_d et l'autre est noté SP_u . Le régime de couplage fort va être démontré entre les modes SP_d et GM en fonction de l'épaisseur e_d . Pour trouver l'épaisseur optimale, on fait varier cette dernière jusqu'à obtenir le croisement des parties imaginaires de la constante de propagation. Ces dernières correspondent aux pertes inhérentes aux modes de la structure. Le croisement intervient pour une même constante de propagation que l'anticroisement des courbes de dispersion $\alpha_R = 0.028 \text{ nm}^{-1}$ lorsque $e_m = 100$ nm pour une longueur d'onde $\lambda = 421.5$ nm.

La figure 8a représente les courbes de dispersion. En rouge et bleu, les courbes

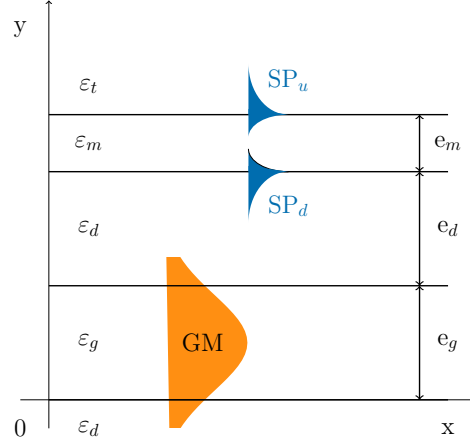


Figure 7: Structure guidante plane qui permet le couplage fort entre le plasmon de surface SP_d et le mode guidé GM . Les permittivités diélectriques de chaque couche sont $\varepsilon_d = 2.1025$, $\varepsilon_g = 4.84$, $\varepsilon_t = 3$, et ε_m . Les épaisseurs du coeur du guide est e_g et du film métallique est e_m sont fixées. Seule l'épaisseur e_d , la distance entre les deux modes couplés, est modifiée pour obtenir le régime de couplage fort.

correspondant aux modes avant tout couplage, pour lesquelles on observe un croisement. L'anticroisement des courbes pour le montage complet est une signature du régime de couplage fort. Les nouveaux modes ainsi créés sont des modes hybrides des modes initiaux, notés GM_c et $SP_{d,c}$. L'énergie de Rabi est $E_R = 134$ meV.

La figure 8b représente les courbes d'absorption obtenues grâce à la méthode de la Tétrachotomie et qui caractérisent les pertes intrinsèques de chaque mode. Le croisement des courbes d'absorption pour la même valeur de la constante de propagation est une caractéristique du régime de couplage fort entre les modes GM et SP_d . Le mode GM échange de l'énergie avec le mode SP_d et voit ses pertes augmenter tandis que celles du plasmon diminuent par rapport aux courbes en rouge et bleu correspondantes à l'absorption avec le couplage.

Grâce à la FDTD, on peut alors observer des oscillations temporelles entre les deux modes avec une période $T_t = 30.7$ fs mais aussi des oscillations spatiales grâce au confinement du faisceau incident sur une gamme de la constante de propagation réduite à l'anticroisement avec une période $T_s = 1.7\mu\text{m}$. On peut aussi tracer la longueur de propagation des modes en fonction de la distance e_d . On observe alors que la longueur de propagation du mode SP_d fait plus que doubler en régime de couplage fort en passant de 400 nm à 1036 nm. Par ailleurs, le confinement du mode hybride $SP_{d,c}$ est de l'ordre de 50 nm, ce qui est un très bon confinement pour un mode de surface.

Une remarque importante concerne la longueur d'onde choisie au niveau de

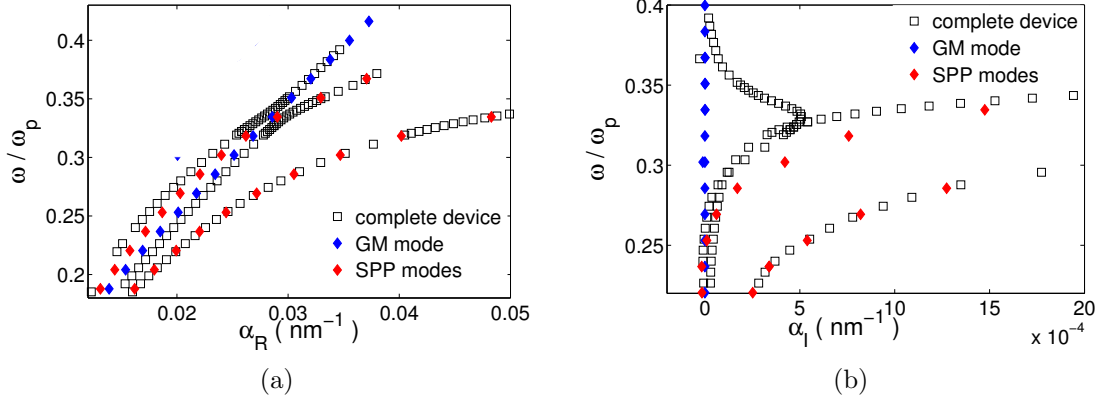


Figure 8: (a) Courbes de dispersion et (b) courbes d'absorption lorsque $e_d = 100$ nm, l'épaisseur optimale pour obtenir le régime de couplage fort : la fréquence ω , normalisée à la fréquence plasma ω_p , est tracée en fonction de la constante de propagation α_R et sa partie imaginaire α_I , respectivement. L'anticroisement des courbes de dispersion et le croisement des courbes d'absorption pour la même valeur de la constante de propagation est caractéristique du régime de couplage entre les modes GM et SP_d .

l'anticroisement. Dans la figure 8a, on note qu'on peut définir deux valeurs correspondantes chacune à l'une des deux courbes à l'anticroisement. En traçant les cartes de champs, nous pouvons observer que la courbe haute ($\lambda_h = 405$ nm) correspond d'avantage au mode hybride GM_c tandis que la courbe basse ($\lambda_l = 421.5$ nm) correspond au mode hybride $SP_{d,c}$. Notons par ailleurs que l'épaisseur optimale e_d pour λ_h devient 110 nm au lieu de 100 nm. Dans la suite, nous allons ajouter du gain linéaire au sein de notre structure en distinguant ces deux possibilités.

On commence par injecter du gain directement dans le coeur du guide, de la forme $\varepsilon_g = 4.84 - i * g_n$ avec un gain normalisé $g_n = (\lambda/2 * \pi i)g$ par rapport au gain g qui sera de l'ordre du nanomètre. En traçant la longueur de propagation en fonction du gain pour chacune des longueurs d'onde λ_h et λ_l , on observe deux pics très marqués correspondants aux deux modes qu'on peut identifier grâce aux cartes de champs. On observe alors que la longueur de propagation du mode hybride $SP_{d,c}$ est multiplié par 16 à λ_l mais reste très inférieure à celle du mode hybride GM quelque soit la longueur d'onde et l'épaisseur du guide associée.

On injecte alors du gain dans la couche intermédiaire entre les deux modes couplés, $\varepsilon_d = 2.1025 - i * g_n$. En traçant la longueur de propagation en fonction du gain, on observe cette fois une augmentation supérieure de celle correspondante au mode hybride $SP_{d,c}$ par rapport à celle du mode hybride GM_c . On obtient ainsi une longueur finale de propagation pour le mode hybride $SP_{d,c}$ égale à 6.5 mm pour un gain $g = 1.5$ nm ce qui représente une augmentation considérable par rapport au mode non couplé.

En retirant le coeur du guide d'onde, il n'y a plus de régime de couplage fort et on observe que l'augmentation de la longueur de propagation reste bien inférieure à celle avec le couplage fort. Nous concluons sur l'intérêt que ce montage peut apporter pour la réalisation d'un montage permettant l'amplification du mode plasmon tel que les SPASER.

Abstract in English

Surface plasmon hybridization in the strong coupling regime in gain structures

AUORE CASTANIÉ

Surface plasmon polaritons are non radiative modes which exist at the interface between a dielectric and a metal. They can confine light at sub-wavelength scales. However, their propagation is restricted by the intrinsic losses of the metal which imply a rapid absorption of the mode. The aim of this thesis is the study of the coupling of surface plasmons in metallo-dielectric planar structures. Obtaining the properties of the modes implies the extension of the solutions to the complex plane of propagation constants. The method used consists in determining the poles of the scattering matrix by means of Cauchy's integrals. The first solution to solve the problem of propagation of the surface plasmons consists in coupling these modes to one another. In a symmetric medium, when the thickness of the metallic film becomes thin enough, the coupling between the plasmon modes which exist on each side becomes possible. One of the coupled modes which is created, the so-called long range surface plasmon, has a bigger propagation length than the usual plasmon whereas the other coupled mode, named short range surface plasmon, has a smaller propagation length. We present a configuration which allows the excitation of the long range surface plasmon without the short range mode with a metallic layer deposited on a perfect electric conductor substrate. This excitation can be done in air and allows applications, such as the detection and the characterisation of molecules. Then, we present the coupling between dielectric waveguides, and, in particular, the coupled-mode theory in the case of the transverse magnetic polarisation. We consider also the case of PT symmetric structure. The last part of this work presents the demonstration of the strong coupling regime between a surface plasmon and a guided mode. We demonstrate an increase of the propagation length of the hybrid surface plasmon, which still has the confinement of a surface mode. A linear gain is added in the different layers of the structure. When the gain is added in the layer between both coupled modes allows an enhancement of the propagation lengths of the modes, and more precisely of the hybrid surface plasmon mode, which can propagate at the millimeter scale.