



République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche
Scientifique

Université Abou - Bekr Belkaïd – Tlemcen
Faculté des Sciences
Département de Physique
Laboratoire de physique théorique



MÉMOIRE

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de

MAGISTER

Option : Physique Théorique

Par

Melle AMRANI Asmaa

Sur le thème

**PLASMON POLARITON DE SURFACE ET LEURS
UTILISATION EN OPTIQUE SUB-LONGUEUR
D'ONDE .APPLICATION AU CAS DU CUIVRE-
ARGENT**

Soutenu le 2010 devant la commission d'examen :

Mr BENTALHA. Zin el Abedine	Maitre de conférence (U. Tlemcen)	Président
Mr BOUHAFS. Benamar	Maitre de conférence (U. Tlemcen)	Directeur de Thèse
Mr LEMERINI. Mostafa	Maitre de conférence (U. Tlemcen)	Examineur
Mr MAHBOUB. Mourad	Maitre de conférence (U. Tlemcen)	Examineur

Année Universitaire 2010/2011

Dédicace

Je dédie ce mémoire :

A mes très chers parents, pour leur soutien moral et leurs encouragements qui m'ont permis de poursuivre mes études.

À la mémoire de ma chère sœur Soumia que je ne l'oublie pas jamais.

À mes très chers frères : Bommédiene, Mohamed, Saïde et Younece

Merci à tous ceux qui sont venus me soutenir.

Mille excuses à tous ceux que j'aurais oubliés.

A tous mes aimées Zhor, Fatima, Samira, Zahra Soade, Souhila.

ASMAA

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer tout d'abord mes plus sincères remerciements à mon directeur de thèse Mer B. Bouhafse qui m'a appuyé par son conseil, son compétence, son patience et la confiance qu'il m'a accordée durant toute la période des mes études. J'ai énormément appris à ces cotés et ce fut un grand plaisir de travailler avec une personne d'une si grand qualité scientifique.

Je voudrais aussi exprimer mes remerciements au Monsieur BENTALHA Zin el Abedine d'avoir accepté de présider le jury.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Messieurs MAHBOUB Mourad et LEMERINI Mostafa, qui ont bien voulu être rapporteurs de cette thèse, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail.

Merci également à mes collègues au laboratoire pour leurs précieuses opinions ainsi que pour leur aide dans ce qui concerne les programmations.

Je veux également témoigner de ma reconnaissance à mes parents, ma mère, qui m'a encouragé toujours, mon père aussi. De manière générale, je remercie ma famille. Sans les quels je ne serais pas arrivé là ou je suis.



Table des matières

Table des matières

Introduction générale.....	5
Bibliographié.....	8
Chapitre I : Introduction aux plasmons-polariton de surface	
Introduction.....	10
1.1 les plasmons de surface.....	10
1.1.1 Que sont les plasmons de surface ?.....	10
-les plasmons de surface délocalisés.....	12
-les plasmons de surface localises.....	12
1.1.2 Conditions de couplage.....	13
1.1.3 Le couplage fort.....	13
1.1.4 Couplage plasmon-lumière.....	14
1.1.5 Technique d'excitation de plasmon polariton de surface.....	15
a) couplage par prisme : méthode (ATR).....	15
b) point en champ proche.....	16
1.1.6 Principe générale de l'excitation des plasmons de surface avec un prisme....	17
1.1.7 Réflexion et réfraction à l'interface de deux milieux.....	18
1.1.8 Exemples d'applications.....	19
1.2 Physique des polaritons.....	22
1.2.1 Relation de dispersion pour les ondes électromagnétiques.....	22
1.2.2 Plasmons polaritons de surface sur une interface plane.....	23
a) Description du système considéré.....	23
b) Résolution électromagnétique.....	24
1.2.3 Conditions d'existence d'un polariton de surface sur une interface plane en l'absence de pertes.....	30
Conclusion.....	30
Bibliographié.....	31

Chapitre II : La Microscopie en champ proche et Les caractéristiques optiques des métaux nobles

Introduction.....	34
2.1 Présentation des métaux nobles massifs.....	34
2.1.1 Propriétés électronique.....	34
2.2 Propriétés optique des métaux nobles.....	35
2.2.1 Réponse optique.....	35
2.2.2 Transition intrabande : méthode de Drude.....	36
2.2.3 Transition interbande : constante diélectrique totale.....	39
2.3 Permittivité optique du milieu diélectrique.....	40
2.4 Microscopie en champ proche : principe et mise en œuvre.....	41
2.4.1 Concept de champ proche.....	41
2.4.2 Détection des ondes évanescentes : Sonde sub-longueur d'onde.....	42
2.4.3 Génération d'onde évanescente : Source sub-longueur d'onde.....	43
Conclusion.....	43
Bibliographié.....	44

Chapitre III : Résultat obtenu et discussion

Introduction.....	47
3.1 Caractéristiques optiques du matériau.....	47
3.2 Exemple de plasmon –polariton de surface à l'interface métal/diélectrique.....	49
3.2.1 Représentation de la relation de dispersion.....	49
3.3 Les paramètres associés aux modes des PPS.....	51
3.3.1 Longueur d'onde de plasmon de surface.....	52
3.3.2 Longueur de pénétration de plasmon polariton de surface.....	54
3.3.3 Profondeur de pénétration du champ de plasmon polariton de surface.....	55
3.3.3.1 Profondeur de pénétration de plasmon polariton de surface dans le diélectrique.....	56
3.3.3.2 Profondeur de pénétration de plasmon polariton de surface dans le métal.....	58
3.4 Comparaison entre les caractéristiques des modes PPS pour l'argent et le cuivre.....	59
Conclusion.....	60
Bibliographié.....	62

Chapitre IV : Densité d'état électromagnétique

Introduction.....	64
4.1 Rayonnement thermique.....	64
4.1.1 Corps noir.....	65
4.2 Rayonnement thermique en électromagnétique.....	65
4.2.1 Relation de fluctuation-dissipation	65
4.2.2 Condition d'application le théorème	66
4.3 Théorème de fluctuation-dissipation pour les courants électriques, le champ électrique et le champ magnétique.....	67
4.4 La densité d'énergie au-dessus d'une interface.....	69
4.4.1 Géométrie du système étudié.....	69
4.4.2 Densité d'énergie électromagnétique dans le vide.....	70
4.4.3 Contribution des ondes propagatives et des ondes évanescentes.....	74
4.4.4 Densité d'énergie électromagnétique au-dessus de l'interface.....	76
4.5 Densité d'état électromagnétique.....	77
4.5.1 Champ électrique.....	79
4.5.2 Champ magnétique.....	80
4.6 Densité d'énergie avec la contribution du champ électrique.....	83
4.7 Densité d'énergie avec la contribution du champ magnétique.....	86
Conclusion.....	89
Bibliographié.....	90
Conclusion générale.....	92

Annexe

Annexe A : la partie réelle et imaginaire de la permittivité diélectrique du métal.....	95
Annexe B : Tenseur de Green de l'espace libre.....	97
Annexe C : Tenseur de Green à une interface en fonction de la position d'observation.....	102



Introduction générale

Introduction générale

En 1902, Wood, en observant le spectre d'une source continue de lumière blanche en utilisant un réseau de diffraction en réflexion, remarque de fines bandes sombres dans le spectre diffracté. Des analyses théoriques entreprises par Fano en 1941, ont abouti à la conclusion que ces anomalies étaient associées aux ondes de surface (plasmons de surface) supportées par le réseau [1]. En 1965, A. Hessel et A. A. Oliner proposent une théorie plus générale des anomalies de Wood pour les réseaux métalliques. Ils interprètent ces anomalies par des effets de résonance provenant du couplage entre l'onde incidente et les modes propres du réseau [2]. C'est en 1968 qu'Otto montre que ces ondes de surface peuvent être excitées en utilisant la réflexion totale atténuée. Dans la même année, Kretschmann et Raether obtiennent les mêmes résultats à partir d'une configuration différente de la méthode de réflexion totale atténuée. Suite à ces travaux, l'intérêt pour les plasmons de surfaces a considérablement augmenté, en particulier pour caractériser les films minces et pour l'étude de processus se déroulant sur des interfaces métalliques.

Dans les années 90, l'introduction de la microscopie de champ proche va relancer le sujet. Grâce au SNOM (Scanning Near-Field Optical Microscopy), on peut maintenant observer les ondes de surface. L'évolution conjointe des techniques de fabrication et des méthodes numériques de calcul permet l'essor de nanostructures qui utilisent les propriétés de celles-ci. Ainsi, la grande longueur de propagation de ces ondes de surface (plusieurs longueurs d'onde) induit une cohérence du champ confiné sur l'interface [3]. La forte densité d'énergie que portent les ondes de surface [4] est aussi une conséquence très intéressante de l'existence de ces ondes de surface sur certains matériaux..

Les propriétés électromagnétiques remarquables de nanostructures métalliques ont permis l'émergence ces dernières années de différents champs de recherche et de développements technologiques, tous basé sur le phénomène de plasmon de surface.

Ce dernier désigne l'excitation résonante, sous l'effet d'une onde électromagnétique, de l'oscillation collective des électrons de conduction du métal confiné à l'échelle nanométrique. Il peut être propagatif ou localisé.

Les plasmons polariton- de surface sont des ondes électromagnétiques se propageant à l'interface d'un métal et d'un diélectrique, résultant de l'interaction entre des photons et les électrons libres du métal. Les propriétés de confinement de la lumière dans des régions de taille sub-longueur d'onde expliquent l'intérêt récent des dispositifs plasmoniques pour miniaturiser les connexions dans les composants d'optique intégrée. Cependant, les études précédentes ont mis évidence deux limitations majeures : l'absorption du métal (pertes non-radiatives) et le couplage des plasmons de surface à l'espace libre (pertes radiatives) [5].

Aujourd'hui, l'intérêt pour les plasmons de surface n'est plus à démontrer. En particulier signalons le succès de la résonance des plasmons de surface (RPS) qui permet de mesurer des variations d'indice de réfraction et épaisseurs de couches organiques avec une grande précision, d'où la conception des capteurs biologiques capables de détecter les interactions entre enzymes et substrat, antigènes /anticorps [6].

L'organisation de cette thèse est la suivante :

Le chapitre 1 est un chapitre introductif à la physique des polaritons de surface, phénomène central dans notre travail et il est consacré à la présentation de quelques propriétés importantes des plasmons de surface. Nous étudions les conditions d'existence des ondes de surface sur une interface plane séparant le vide d'un matériau quelconque.

On présentera ensuite, dans le chapitre 2 les propriétés optiques d'une nanoparticule et le modèle que nous avons utilisé dans les calculs et en suite une brève revue sur le concept de champ proche.

Le chapitre 3 sera consacré aux résultats obtenus et les commentaires des courbes. Nous détaillons dans ce chapitre, le comportement des ondes de surface sur une interface plane et leurs propriétés (la longueur de pénétration, la longueur d'onde de PPS... etc. et nous terminons ce chapitre par une comparaison entre deux milieux métalliques, l'argent et le cuivre.

Dans le chapitre 4, nous rappelons quelque résultat sur le rayonnement thermique pour calculer la densité d'énergie électromagnétique au-dessus d'une interface plane et la densité d'état électromagnétique et l'application de nos résultats.

En dernier, nous présentons une conclusion générale.

Références :

- [1] résonance plasmon de surface :définition de résonance plasmon de surface et synonyme de resonance.
- [2] A. Hessel and A.A. Oliner. A new theory of wood's anomalies on optical gratings. Applied Optics, 10 (1965).
- [3] Henkel, C., K. Joulain, R. Carminati, et J.-J. Greffet. Spatial coherence of thermal near fields. (2000).
- [4] Shchegrov, A.V., K. Joulain, R. Carminati, et J.-J. Greffet. Near-Field Spectral Effects due to Electromagnetic Surface Excitations. (2000).
- [5] Cyrille Billaudeau, Stéphane Collin, Fabrice Pardo, Nathalie Bardou et Jean-Luc Pelouard, Contrôle de l'émission et de l'absorption de lumière dans les guides plasmoniques nanostructures.
- [6] Kanso. Malek, Modélisation, réalisation et caractérisation d'un capteur plasmonique à fibre optique : Effets de la rugosité, des réactions de surface et de la cinétique dans un système microfluidique (2008).

Chapitre I

Introduction aux plasmons-polaritons de surface

Introduction

Ce premier chapitre introductif concerne les polaritons de surface en général, nous verrons que sous cette dénomination de « polariton » sont regroupés plusieurs phénomènes physiques parfois différents mais dont le point commun est de décrire l'interaction entre un champ électromagnétique et la matière (électrons dans un métal, ions dans un cristal)

Les polaritons de surface apparaissent à l'interface entre deux milieux (pour notre part, nous n'avons considéré ici que le cas de l'interface plane). Ils représentent des solutions particulières des équations de Maxwell qui correspondent à des ondes se propageant parallèlement à l'interface et dont l'amplitude décroît exponentiellement lorsque l'on s'éloigne perpendiculairement à celle-ci. C'est pourquoi ces ondes sont souvent appelées « ondes de surface » elles restent confinées à proximité de l'interface.

Nous avons commencé par évoquer quelques rappels sur les plasmons de surface et nous avons insisté sur les conditions et les conséquences de leur couplage avec la lumière. Ensuite, nous avons résolu le problème électromagnétique correspondant à la propagation d'une onde à l'interface entre deux milieux qui resterait confinée sur cette interface. Nous en avons déduit une relation de dispersion qui relie la fréquence d'apparition du polariton avec les caractéristiques spatiales du champ électromagnétique.

1.1 Les plasmons de surface :

1.1.1 Que sont les plasmons de surface ?

Les métaux nobles peuvent être décrits assez convenablement par le modèle des électrons libres quant à leur structure électronique. Cette approche consiste à traiter les électrons de valence du métal comme un gaz d'électrons libres, ignorant le réseau métallique en première approximation. Un gaz dense de particules chargées est appelé un plasma et on parle d'un plasma d'électrons libres à l'intérieur d'un métal. Des oscillations de ce plasma peuvent se propager dans le volume du métal [1].

Le quantum d'excitation de ces oscillations longitudinales de la densité de charge est appelé un plasmon de volume. Il a une énergie

$$\hbar\omega_p = \hbar\sqrt{4\pi e^2/m_0}$$

Où e et m_0 sont respectivement la charge et la masse de l'électron libre, et n est la densité d'électrons qui est une valeur caractéristique du métal.

Cette valeur de l'énergie plasmon est donc différente suivant le métal considéré, par exemple, pour l'argent $\hbar\omega_p = 8980$ meV, pour l'or $\hbar\omega_p = 9030$ meV. Une extension importante de la physique des plasmons est le concept de plasmon de surface [2].

La théorie de Maxwell montre que des ondes électromagnétiques peuvent se propager à l'interface entre un métal et un diélectrique. Ces ondes sont associées à des oscillations du plasma d'électrons libres à la surface du métal, on les appelle les plasmons de surface. Ce sont à la fois une excitation collective des électrons et une onde électromagnétique existant à la surface du métal. Le maximum d'intensité du champ associé à cette onde se trouve à l'interface métal-diélectrique. Le champ électromagnétique décroît exponentiellement dans les deux milieux suivant les directions perpendiculaires à l'interface, ce qui est une caractéristique des ondes de surface.

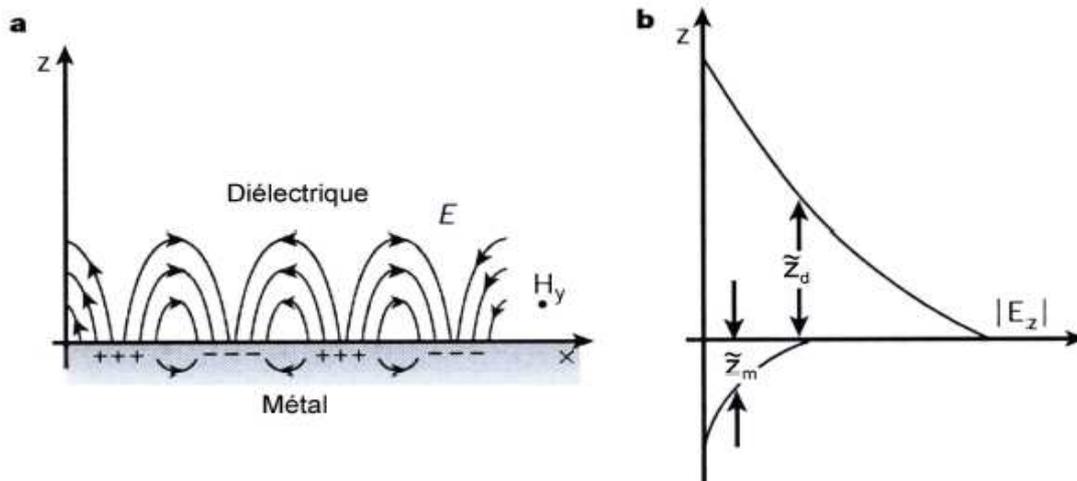


Fig.1.1 : Le caractère hybride du plasmon de surface : La figure (a) représente une vision schématique de la propagation des oscillations du plasma d'électrons libres à la surface du métal. La figure (b) représente la composante normale du champ électrique du plasmon de surface selon la direction z perpendiculaire à l'interface.

La figure 1.1 est une représentation schématique des oscillations de charges et présente la dépendance exponentielle du champ électrique associé. Ces modes de surface ont été étudiés historiquement tout d'abord par spectroscopie de perte d'énergie d'électrons puis par interaction avec la lumière.

Deux types peuvent être distingués :

- **Les plasmons de surface délocalisés** sont des plasmons de surface se propageant sur des surfaces métalliques planes. Ce sont ceux que nous considérerons dans la suite.
- **Les plasmons de surface localisés** sont des excitations localisées du plasma d'électrons à l'intérieur de petites structures d'une taille de quelques dizaines de nanomètres, par exemple des nanoparticules métalliques ou des rugosités de surface de certaines structures. Ces plasmons diffèrent des plasmons de surface délocalisés par différentes propriétés : l'effet de taille ainsi que la nature des particules métalliques ont une influence marquante sur la condition de résonance [3]. Ces plasmons de surface sont radiatifs et peuvent se coupler directement avec la lumière. Ils présentent un fort confinement du champ électromagnétique au voisinage des particules métalliques et ils ne se propagent que sur des distances nanométriques.

Dans le champ d'investigation de l'optique, l'un des aspects particulièrement attractif des plasmons de surface est la façon dont ils peuvent concentrer et guider la lumière dans des structures de tailles plus petites que les longueurs d'onde. Cela permet d'une part de faire fortement interagir les plasmons de surface avec leur environnement comme dans le cas de matériaux à l'interface avec le métal. D'autre part, cela rend possible la réalisation de structures guidantes ou de composants complexes sub-longueur d'onde à base de plasmons de surface.

1.1.2 Conditions de couplage :

On cherche un dispositif avec lequel on puisse exciter des plasmons dans le domaine optique. Si on excite un plasmon par une onde électromagnétique, une première condition porte sur l'amplitude du plasmon à l'interface où il est en contact avec l'onde incidente : pour qu'il y ait couplage, il faut que le plasmon ne soit pas trop atténué, donc que l'épaisseur de la couche de métal ne soit pas trop grande devant λ . Des estimations basées sur le modèle de Drude, pour des plasmons dans le domaine optique donnent : $\lambda = 30\text{nm}$.

La deuxième condition porte sur la conservation de l'impulsion lors de l'excitation du plasmon par des photons. Afin de respecter cette contrainte, la projection du vecteur d'onde de l'onde plane incidente dans le plan de l'interface avec le métal doit être égale au vecteur d'onde des plasmons [4].

1.1.3. Le couplage fort

Lorsque l'interaction entre un niveau électronique et un mode électromagnétique augmente, elle peut entrer dans un régime de couplage fort. Ce régime a été étudié de façon intensive dans les microcavités optiques depuis les travaux de Weibuchetal [5].

les polaritons sont des états hybrides (mode électromagnétique/ état électronique du matériau), séparés en énergie à la résonance par une quantité caractéristique de l'interaction, appelée énergie de Rabi [6]. Ce régime a été intensivement étudié dans des microcavités à base de matériaux semi-conducteurs, et plus récemment de matériaux organiques.

Ces études, au départ purement fondamentales, débouchent maintenant sur des applications, telles que par exemple le laser à polaritons.

1.1.4 Couplage plasmon-lumière

Nous avons pu 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_{SPP} 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:

$$k_x(\text{photon}) = k_{PPS} \quad (\text{I.1})$$

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.1) 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.1) 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 (PPS) ou résonance des plasmons de surface [7].

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

- En faisant passer la lumière incidente à travers un milieu d'indice de réfraction supérieur à celui du milieu diélectrique siège des ondes plasmons.
- 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 la méthode ATR (*Attenuated Total Réflexion*). Signalons que les plasmons de surface peuvent aussi être observés par bombardement d'électrons (avec un microscope électronique à transmission par exemple).

1.1.5 Techniques d'excitation de plasmon polaritons de surface

a) Couplage par prisme : méthode (ATR)

Comme nous venons de le voir, les polaritons de surface correspondent à des ondes non-radiatives et ne rayonnent donc aucun champ. De la même manière, nous ne pouvons pas exciter directement les ondes de surface avec une onde propagative incidente, en tout cas lorsque l'un des deux milieux est constitué par du vide. Ainsi, l'idée est d'utiliser un troisième milieu. Dans cette partie, nous allons d'écrire trois montages simples permettant d'exciter les ondes de surface : deux avec un prisme (configurations Kretschmann et Otto) et une avec une pointe en champ proche.

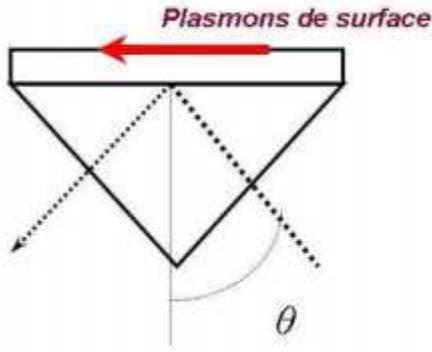
Configuration Otto [8]

Cette première configuration, appelée configuration Otto, la surface du métal est séparée du prisme d'indice n par un gap d'air d'une dimension de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde d'excitation. Dans cette configuration, c'est le champ évanescent s'étendant dans le gap d'air qui permet l'excitation du plasmon de surface à l'interface air-métal, il y a réflexion à l'interface verre-métal et réflexion totale à l'interface métal-air. Le schéma de cette géométrie est présenté sur la figure 1.2(a).

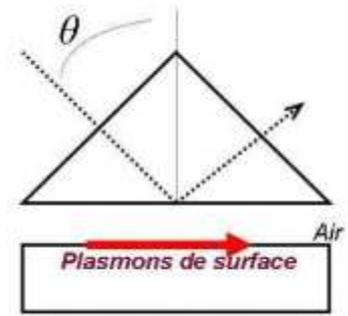
La seconde configuration, appelée :

Configuration Kretschmann [9]

Kretschmann est décrite sur la figure 1.2(b). Une couche fine de métal de quelques dizaines de nanomètres d'épaisseur est directement en contact avec la base du prisme. Lors de la réflexion de la lumière sur la couche métallique à l'intérieur du prisme, l'excitation du plasmon métal-milieu d'indice n n'est pas possible. Le champ évanescent s'étend dans le métal et se couple avec le plasmon de surface sur la deuxième face de la couche métallique, à l'interface entre le métal et l'air.



(b) configuration de Kretschmann



(a) configuration de d'Otto

Fig. 1.2 : Montages expérimentaux permettant d'exciter des ondes de surface avec un prisme.

b) Pointe en champ proche

L'autre possibilité pour exciter des ondes de surface est d'utiliser les techniques de microscopie optique de champ proche et notamment l'effet de pointe. On peut, par exemple utiliser une sonde à ouverture qui va servir de source de lumière sub-longueur d'onde et générer des ondes évanescentes en sortie de fibre. Si l'on approche cette source assez près d'une interface (typiquement à une distance de l'ordre de $\lambda/2\pi$, un polariton de surface est susceptible d'être excité si la fréquence ω de l'onde est bien choisie (condition de résonance)

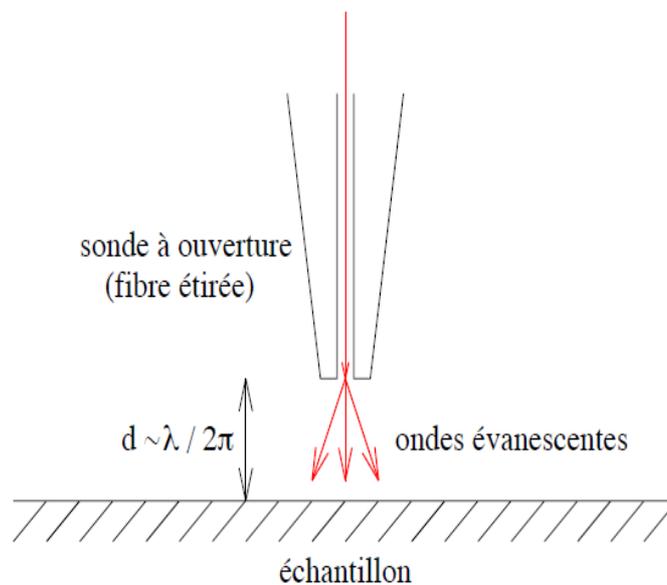


Fig.1.3 : Montage expérimental utilisant une sonde à ouverture pour exciter des polaritons de surface en champ proche

1.1.6 Principe général de l'excitation des plasmons de surface avec un prisme

Un faisceau lumineux incident entre dans un prisme et se réfléchit sur la base de celui-ci. Un champ évanescent est alors créé au delà de la base du prisme et se couple au plasmon de surface. Pour un angle d'incidence donné θ , correspondant à une longueur d'onde donnée λ , la projection du vecteur d'onde de la lumière dans le milieu d'indice n est égale au vecteur d'onde du plasmon de surface, on a la relation :

$$K_{ps1} = K_{lum} \sin \theta = \frac{2\pi n}{\lambda} \sin \theta \quad (I.2)$$

Lorsque ces conditions sont remplies, il y a excitation du plasmon de surface à l'interface entre l'air et le métal, comme le résume le schéma de la figure 1.4 dans le cas de la configuration Kretschmann.

Le principe est le même pour la géométrie d'Otto. Il n'y a plus de réflexion, nous sommes dans une géométrie de réflexion frustrée ou de réflexion totale atténuée (ATR) [10].

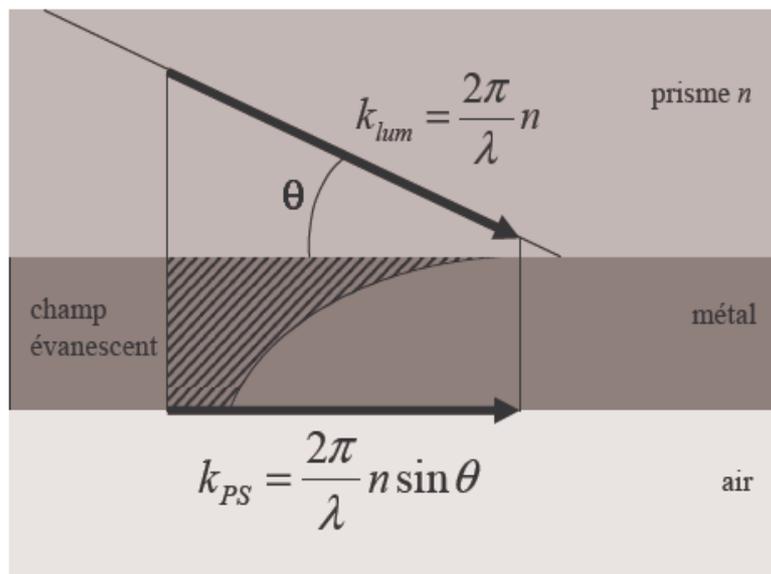


Fig. 1.4: Schéma de principe de l'excitation du plasmon de surface par l'utilisation d'un prisme dans la configuration de Kretschmann.

1.1.7 Réflexion et réfraction à l'interface de deux milieux

L'onde plane uniforme est une solution très simple des équations de Maxwell. Cependant, cette solution est fort importante parce qu'elle est la solution élémentaire qui permet au moyen de la théorie du spectre angulaire des ondes planes d'analyser la propagation d'un faisceau quelconque. C'est pourquoi, en optique, la première approximation pour une solution est obtenue en posant comme hypothèse que l'onde est plane uniforme et incidente [11].

Imaginons une interface, telle que celle illustrée à la Figure 1.5, infinie et plane entre deux milieux diélectriques linéaires homogènes et isotropes. On suppose une onde plane uniforme incidente de direction de propagation \vec{r}_i . Dans le milieu 2, on sait que l'onde plane uniforme est une solution des équations de Maxwell. On suppose aussi qu'une telle onde sera excitée par l'onde incidente, et que sa direction de propagation sera définie par \vec{r}_t .

L'application des conditions aux limites devrait nous permettre de trouver les paramètres de cette onde transmise dans le milieu 2, si cette hypothèse est valide. On peut vérifier que ceci n'est pas possible. Il faut supposer que l'onde incidente produit aussi une onde réfléchie dans la direction \vec{r}_r . Alors, les conditions aux limites de continuité des champs électrique et magnétique permettent de déterminer uniquement les paramètres de ces deux ondes planes uniformes excitées

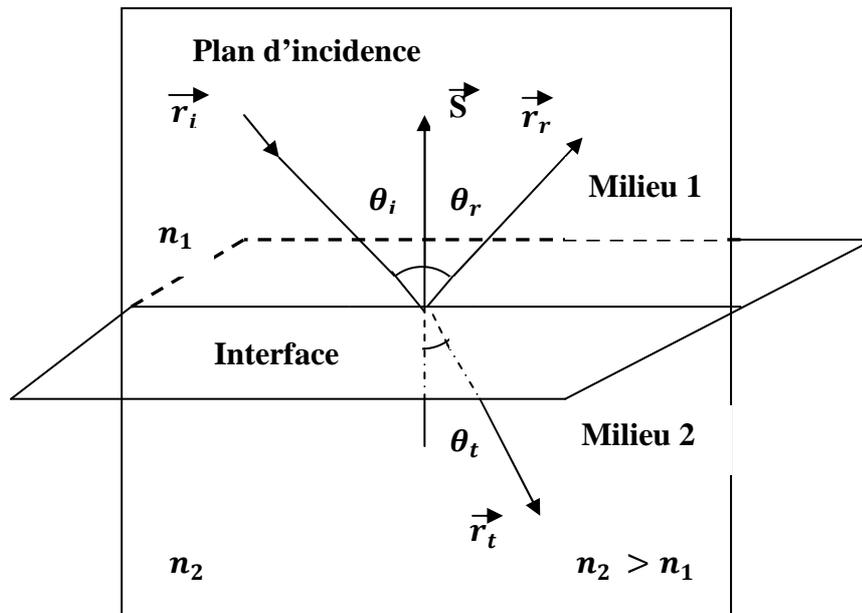


Fig.1.5 : Onde électromagnétique incidente à une interface entre deux milieux.les vecteurs unitaires \vec{r}_i , \vec{r}_r , \vec{r}_t pointent dans la direction de propagation .les angles θ_i , θ_r et θ_t sont respectivement l'angle d'incidence, de réflexion et transmission .Le vecteur \vec{S} est la normale à l'interface.

1 .1.8 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 je ne présenterai que quelques applications qui m'ont paru présenter un potentiel industriel important.

➤ Guides d'onde

La propriété singulière des plasmons de surface est de guider la lumière le long d'une interface métal/diélectrique [12]. 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 [13].

➤ Photodetection 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 I.6). Par l'intermédiaire de la résonance de surface horizontale ou de la résonance de surface verticale [14].

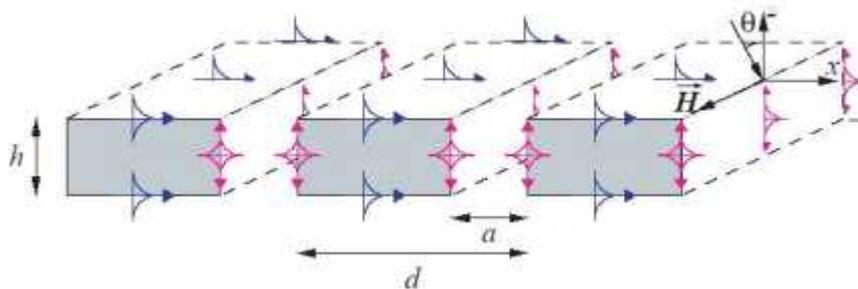


Fig.1.6 : Réseau de fentes : Résonances de surface horizontale (bleu) et verticale (rouge).

Dans le second cas, une onde incidente arrivant sur le réseau métallique pourra donc exciter le mode fondamental TM (Transverse magnétique) 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. De plus, elles sont partiellement réfléchies aux extrémités supérieures et inférieures du guide qui constitue chaque fente formant ainsi une cavité Fabry-Pérot. Nous présentons ici deux types de photodétecteurs récemment développés :

1. Le photodétecteur à cavité résonante: Il est constitué d'un miroir de Bragg semi-conducteur sur laquelle on dépose un réseau métallique semi-transparent qui joue le rôle d'un miroir supérieur semi-réfléchissant. Il suffit donc de faire résonner l'onde entre les deux miroirs pour obtenir une absorption efficace confinée dans une cavité résonante.

2. Le photodétecteur à réseau métal/semi-conducteur: Sa structure est constituée d'un réseau métallique déposé sur une fine couche de semi-conducteur absorbante.

L'absorption se fait donc entre les deux électrodes métalliques. Le faible volume de la zone d'absorption permet de diminuer le temps de collection de charges de l'ordre de la pico-seconde, l'ajout d'un miroir de Bragg permet d'augmenter l'efficacité de la structure. La principale difficulté liée à ce type de détecteur est la méthode de fabrication qui est difficile à mettre en œuvre.

➤ **SPR pour la détection et mesures en biophysique**

Le phénomène SPR est utilisé pour la détection, l'identification, et la quantification des molécules d'un côté et les analyses biophysiques des interactions biomoléculaires d'un autre. De nombreux domaines tels que le contrôle de l'environnement, la biotechnologie, l'alimentaire, la sécurité et la médecine sont ainsi couverts. La technologie SPR présente quelques avantages dans le domaine des biocapteurs, en particulier la facilité d'utilisation, la sensibilité et les mesures en temps réel. Les applications de détection varient de la compréhension des interactions analyte-ligand, antigène-anticorps, ou encore de l'analyse des affinités de liaison et des constantes cinétiques de l'adsorption des molécules.

1.2 Physique des polaritons

Avant d'aborder la théorie des polaritons de surface. Nous allons dans un premier temps rappeler la relation de dispersion pour les ondes électromagnétiques dans un milieu isotrope.

1.2.1 Relation de dispersion pour les ondes électromagnétiques

Considérons un milieu linéaire, homogène, isotrope et non magnétique, caractérisé d'un point de vue électromagnétique par sa permittivité diélectrique relative (ou constante diélectrique $\epsilon(\omega)$) qui est a priori complexe [16]. Nous supposons ici et pour l'ensemble de notre travail que cette constante diélectrique est une grandeur locale.

En résolvant les équations de Maxwell dans un tel milieu et pour un champ électrique monochromatique à la pulsation ω de la forme $E = E_0 \exp(ik \cdot r)$, nous obtenons la relation de dispersion sur le vecteur d'onde k , pour les ondes électromagnétiques :

$$K^2 = k^2 = (k' + k'')^2 = \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 \varepsilon(\omega) = k_0^2 \varepsilon(\omega) \quad (\text{I.22})$$

Avec $k_0^2 = \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 = \omega^2 / c^2$, c étant la vitesse de la lumière dans le vide, μ_0 la perméabilité magnétique du vide et $\varepsilon_0 = 1/(\mu_0 c^2)$, la permittivité diélectrique du vide, k_0 est le module du vecteur d'onde dans le vide ($\varepsilon = 1$). On remarquera par ailleurs que le fait que ε ne dépende pas de k est une traduction mathématique de sa localité.

La relation de dispersion donne des informations sur la manière dont se comportent les ondes dans le milieu, en fonction des valeurs prises par la constante diélectrique :

- **ε réel positif** : pour ω réel, k est réel ($k = k'$) et une onde transverse peut se propager sans atténuation dans le milieu ;
- **ε réel négatif** : pour ω réel, k est imaginaire pur ($k = ik''$) et l'onde est évanescente dans le milieu avec atténuation sur une distance $1/k''$;
- **ε complexe** : pour ω réel est complexe et une onde transverse peut se propager avec atténuation dans le milieu ;
- **$\varepsilon = 0$** : nous verrons qu'une onde polarisée longitudinalement peut exister dans le milieu ;
- **$\varepsilon = \infty$** : cette condition définit les pôles de la constante diélectrique et par la même les oscillations libres du milieu.

1.2.2. Plasmons polaritons de surface sur une interface plane

Nous allons maintenant étudier les polaritons de surface et notamment ceux qui existent sur une interface plane. Cette géométrie simple nous permettra de comprendre facilement le phénomène d'onde de surface.

Pour introduire de manière naturelle les ondes de surface nous résoudrons le problème électromagnétique complet.

a) Description du système considéré :

Considérons le système d'écrit sur la figure (2.4)

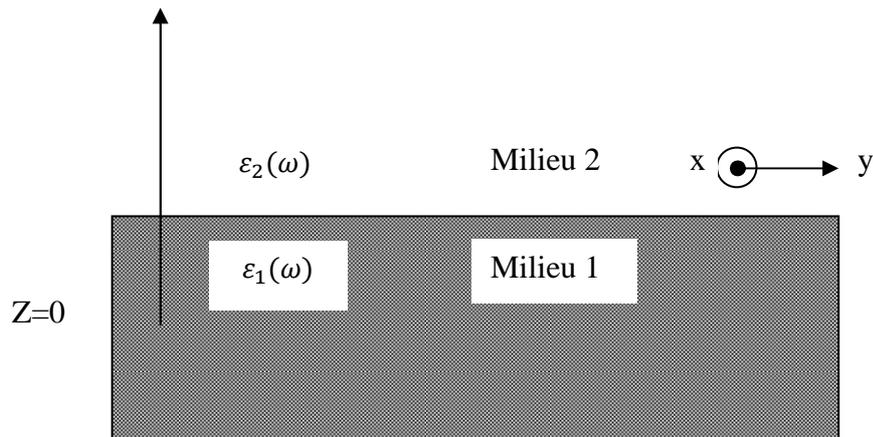


Fig.1.7 : géométrie du système étudié

L'espace est divisé en deux milieux semi-infinis (le milieu 1 et le milieu 2), linéaires, homogènes, isotropes et non magnétiques.

Ils sont séparés par une interface plane telle que : pour $z < 0$, $\epsilon(\omega) = \epsilon_1(\omega)$ et pour $z > 0$, $\epsilon(\omega) = \epsilon_2(\omega)$. L'axe z est perpendiculaire à l'interface et le plan x - y parallèle à celle-ci. Les vecteurs unitaires associés aux trois axes seront notés X, Y et Z . Pour un point $r = (x, y, z) = xX + yY + zZ$ de l'espace, on notera $r = (\mathbf{R}, z)$, \mathbf{R} étant la composante du vecteur parallèle au plan x - y .

b) Résolution électromagnétique :

Pour la géométrie considérée nous cherchons des ondes solutions des équations de Maxwell, qui se propagent parallèlement à l'interface et dont l'amplitude décroît exponentiellement avec la distance à l'interface.

Ceci définit un mode du système appelé onde de surface. Le champ électrique dans chacun des deux milieux s'écrit de la manière suivante :

$$E(r, t) = \begin{pmatrix} E_{x,1} \\ E_{y,1} \\ E_{z,1} \end{pmatrix} \exp[i(\mathbf{K} \cdot \mathbf{R} - \gamma_1 z - \omega t)] \quad \text{Pour } z < 0 \text{ (Milieu1)} \quad (\text{I.23a})$$

$$E(r, t) = \begin{pmatrix} E_{x,2} \\ E_{y,2} \\ E_{z,2} \end{pmatrix} \exp[i(\mathbf{K} \cdot \mathbf{R} - \gamma_2 z - \omega t)] \quad \text{Pour } z > 0 \text{ (Milieu2)} \quad (\text{I.23b})$$

Où \mathbf{K} est la composante du vecteur d'onde parallèle à l'interface (et $\mathbf{K} = |\mathbf{K}|$ son module);

γ_1 et γ_2 sont déterminés par :

$$\gamma_1^2 = k_0^2 \varepsilon_1 - K^2 \quad \text{avec } \text{Im}(\gamma_1) > 0 \text{ et } \text{Re}(\gamma_1) \geq 0 \quad \text{si } \text{Im}(\gamma_1) = 0 \quad (\text{I.24a})$$

$$\gamma_2^2 = k_0^2 \varepsilon_2 - K^2 \quad \text{avec } \text{Im}(\gamma_2) > 0 \text{ et } \text{Re}(\gamma_2) \geq 0 \quad \text{si } \text{Im}(\gamma_2) = 0 \quad (\text{I.24a})$$

Où $k_0^2 = \omega^2 / c^2$, c étant la vitesse de la lumière dans le vide.

Décomposons maintenant la polarisation sur la base TE (transverse électrique) et TM (transverse magnétique) et regardons les relations entre les grandeurs du système pour que les équations de Maxwell soient respectées. On va s'intéresser dans un premier temps aux contraintes qu'imposent les conditions aux limites entre deux milieux.

* La polarisation s ou TE :

Commençons par une polarisation TE. Pour cette polarisation seule le composante suivant Y du champ électrique est non nulle.

Le champ donc pour expression :

$$E(r, t) = E_{y,1} \exp[i(\mathbf{K} \cdot \mathbf{x} - \gamma_1 z - \omega t)] \quad \text{pour } z < 0 \quad (\text{I.25a})$$

$$E(r, t) = E_{y,2} \exp[i(\mathbf{K} \cdot \mathbf{x} - \gamma_2 z - \omega t)] \quad \text{pour } z > 0 \quad (\text{I.25a})$$

En écrivant la continuité de la composante tangentielle du champ électrique, c'est-à-dire la continuité de E_y , on montre que $E_{y,1} = E_{y,2} = E_{y,0}$. De plus, le champ magnétique \mathbf{B} étant continu $-\frac{\partial E_y}{\partial z}$ est continu, donc on a

$$\gamma_1 + \gamma_2 = 0 \quad (\text{I.26})$$

Cependant, comme nous avons $\text{Im}(\gamma_1) > 0$ et $\text{Im}(\gamma_2) > 0$, cette relation n'est jamais satisfaite.

Remarque : En polarisation s, il n'existe pas d'onde de surface.

***La polarisation p ou TM :**

Considérons maintenant le système de la figure 1.8, qui est une interface plane séparant deux milieux 1 et 2. Une onde incidente plane de vecteur d'onde k_i éclaire la structure. Nous avons représenté le système en polarisation p, qui est la polarisation sur la quelle nous allons raisonner dans la suite.

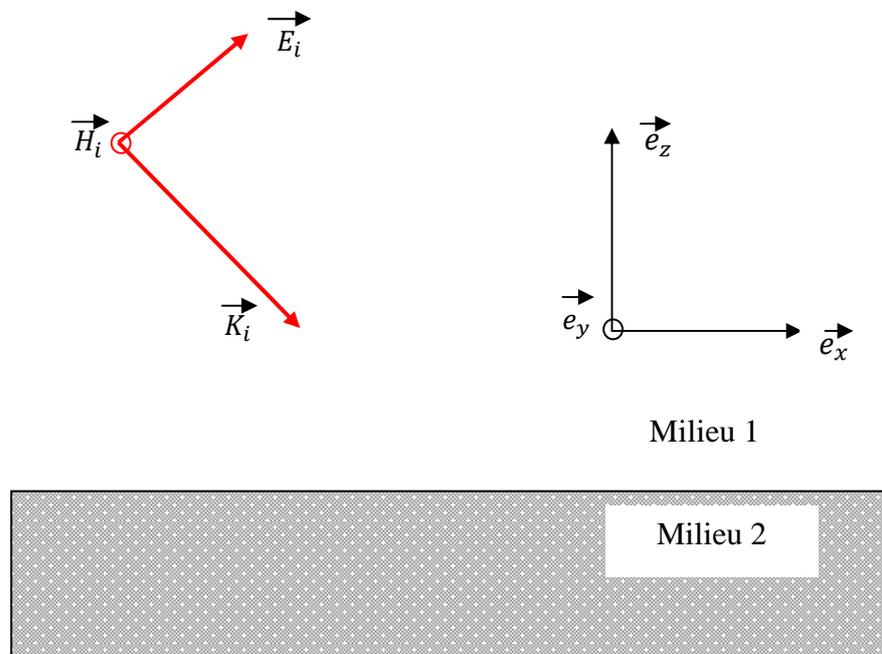


Fig. 1.8 – Cas de la polarisation p.

Dans toute la suite ε_j est la permittivité du milieu j . Les indices i , r et t correspondent respectivement aux champs incidents, réfléchi et transmis. Dans le cas de polarisation p , le champ magnétique H est une grandeur scalaire, c'est-à-dire qu'il ne se projette que sur l'axe Oy : c'est donc sur ce champ que nous allons raisonner dans la suite. Il est possible d'exprimer H_r et H_t (ondes sortantes du système) en fonction de H_i (seule onde entrante du système).

En utilisant les coefficients de réflexion r et de transmission t de l'interface, il vient :

$$H_r = rH_i \quad (\text{I.27})$$

$$H_t = tH_i \quad (\text{I.28})$$

Ces deux équations traduisent une relation entre les ondes sortantes et les ondes entrantes pour le système considéré (l'interface plane séparant les milieux 1 et 2). Une résonance peut exister si les coefficients r et t admettent des pôles.

L'apparition d'une onde de surface est donc liée au fait que l'on peut ou non voir apparaître un pôle dans le coefficient de réflexion de Fresnel (ou de transmission, ce qui reviendra au même comme nous allons le voir). Nous allons retrouver rapidement l'expression de ces coefficients. Les vecteurs d'onde peuvent se décomposer sur les axes Ox et Oz . On écrit :

$$\mathbf{K} = K_{//}e_x + \gamma e_z \quad (\text{I.29})$$

De plus, les relations de Descartes imposent :

$$(K_{//})_t = (K_{//})_r = (K_{//})_i = K_{//} \quad (\text{I.30})$$

$$\gamma_r = -\gamma_i \text{ on pose } \gamma_i = \gamma_1 \text{ et } \gamma_t = \gamma_2$$

Lorsque l'on se place en régime monochromatique, les équations de Maxwell donnent de manière classique des équations de Helmholtz pour le champ total de la forme suivante, dans le milieu 1 :

$$\Delta E + \varepsilon_1 \mu_0 \omega^2 E = 0 \quad (\text{I.31})$$

$$\Delta H + \varepsilon_1 \mu_0 \omega^2 H = 0 \quad (\text{I.32})$$

Et dans le milieu 2 :

$$\Delta E + \varepsilon_2 \mu_0 \omega^2 E = 0 \quad (\text{I.33})$$

$$\Delta H + \varepsilon_2 \mu_0 \omega^2 H = 0 \quad (\text{I.34})$$

Nous avons vu que dans le cas de polarisation p, le vecteur champ magnétique \mathbf{H} n'a qu'une projection sur l'axe Oy.

On peut donc obtenir des équations scalaires en projetant sur cet axe, et obtenir les solutions suivantes :

$$H_1 = \underbrace{A_1 e^{iK_{//x}} e^{-i\gamma_1 z}}_{\text{onde incidente}} + \underbrace{B_1 e^{iK_{//x}} e^{+i\gamma_1 z}}_{\text{onde réfléchie}} \quad (\text{I.35})$$

$$H_2 = \underbrace{A_2 e^{iK_{//x}} e^{-i\gamma_2 z}}_{\text{onde transmise}} \quad (\text{I.36})$$

En écrivant les conditions de continuité pour \mathbf{H} et \mathbf{E} , on retrouve facilement les coefficients de réflexion et de transmission de Fresnel (pour \mathbf{H}) dans le cas de polarisation p :

$$r_p = \frac{B_1}{A_1} = \frac{\varepsilon_2 \gamma_1 - \varepsilon_1 \gamma_2}{\varepsilon_2 \gamma_1 + \varepsilon_1 \gamma_2} \quad (\text{I.37})$$

$$t_p = \frac{A_2}{A_1} = \frac{2\varepsilon_2 \gamma_1}{\varepsilon_2 \gamma_1 + \varepsilon_1 \gamma_2} \quad (\text{I.38})$$

Les modes résonants de l'interface plane n'apparaissent donc que dans des conditions précises et en particulier en polarisation p.

Une onde de surface est de la forme :

$$H = H_0 e^{iK_{//x}} e^{i\gamma z} e^{-i\omega t} \quad (\text{I.39})$$

Ou γ est un imaginaire pur (l'onde de surface est évanescence, c'est-à-dire décroît exponentiellement suivant l'axe Oz) et $K_{//}$ un complexe, ce qui traduit à la fois un effet de propagation le long de l'interface (partie réelle) et un effet d'atténuation (partie imaginaire). Cette onde possède une relation de dispersion, facile à mettre en évidence analytiquement dans le cas d'une interface plane.

En reprenant les équations de Helmholtz écrites au début de cette partie et en les projetant, il vient :

$$-(k_{//}^2 + \gamma_1^2) + \varepsilon_1 \mu_0 \omega^2 = 0 \quad (\text{I.40})$$

$$-(k_{//}^2 + \gamma_2^2) + \varepsilon_2 \mu_0 \omega^2 = 0 \quad (\text{I.41})$$

Et en couplant ces deux équations avec la relation suivante (pôle du coefficient de réflexion de Fresnel) :

$$\varepsilon_2 \gamma_1 + \varepsilon_1 \gamma_2 = 0 \quad (\text{I.42})$$

On peut déduire de cette dernière équation une expression γ_2 de en fonction de ε_2 , ε_1 et γ_1 :

$$\gamma_2^2 = \frac{\varepsilon_2^2 \gamma_1^2}{\varepsilon_1^2} \quad (\text{I.43})$$

En réinjectant cette expression dans l'équation (I.41), et en combinant avec l'équation (I.40), on peut faire disparaître le terme, γ_1 il vient :

$$k_{//}^2 \left(1 - \frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1^2}\right) = \mu_0 \omega^2 \left(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1^2}\right) \quad (\text{I.44})$$

On obtient alors la relation de dispersion de l'onde de surface :

$$k_{//}^2 = \mu_0 \omega^2 \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1} \quad (\text{I.45})$$

Cette relation relie la pulsation ω et le vecteur d'onde parallèle k définissant l'onde de surface : cette relation est appelée la relation de dispersion du polariton de surface.

Tableau pour les deux conditions de polarisation

Onde polarisée dont E est normal au plan d'incidence	Onde polarisée dont E est parallèle au plan d'incidence
$\perp(N)$	$\parallel(p)$
horizontal	vertical
TE	TM
S	p

Table 1.1 : façons équivalentes de qualifier chacune des deux conditions de polarisation. En optique, les conventions réfèrent habituellement au champ électrique.

1.2.3. Conditions d'existence d'un polariton de surface sur une interface plane en l'absence de pertes

Nous avons déjà vu que les ondes de surface n'apparaissent qu'en polarisation **p**, suppose maintenant que le milieu 2 soit un milieu dans lequel il y a propagation sans atténuation. C'est-à-dire que $\varepsilon_2(\omega)$ soit un réel positif. La relation (I.42) montre alors qu'il faut que $\varepsilon_2(\omega) < 0$. On dit que le milieu constitue le milieu 1 «actif». Ainsi :

- le polariton n'apparaît qu'en polarisation p (TM).
- la relation de dispersion du polariton de surface s'écrit :

$$k = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1(\omega)\varepsilon_2(\omega)}{\varepsilon_2(\omega) + \varepsilon_1(\omega)}} \quad (\text{I.46})$$

- lorsque le milieu 2 est sans pertes, le polariton n'apparaît que si $\varepsilon_1 < 0$. le milieu 1 est alors appelé le milieu actif. de surcroît, n'est réel que si $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 < 0$, c'est-à-dire si $\varepsilon_1 < -\varepsilon_2$.

Conclusion :

Nous avons montré dans ce chapitre que l'interface plane entre deux milieux pouvait supporter des ondes de surface sous certaines conditions : polarisation p(TM) du champ électrique, constante diélectrique négative et vérification de la relation de dispersion

Références:

- [1] C.BONNAND, Couplage fort entre plasmons de surface et excitons de semiconducteur organique(2006)
- [2] H. Raether, Surface Plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings, Springer Tracts on modern physics, Springer-Verlag, Berlin(1988)
- [3] M .Kanso, Modélisation, réalisation et caractérisation d'un capteur plasmonique à fibre optique : Effets de la rugosité, des réactions de surface et de la cinétique dans un système microfluidique (2008)
- [4] Rémi Lehe et Swann Piatecki, Étude de plasmons de surface (26juin2008)
- [5] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa et Y. Arakawa, Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity, Physical Review Letters 69 (23),3314(1992)
- [8] A. Otto, Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustated total reflection, Zeitschrift für Physik 216,398(1968)
- [9] E. Kretschmann et H. Raether, Zeitschrift Naturforsch 23a, 2135(1968)
- [10] A.Otto, Experimenta linvestigation of surface polaritons on plane interface dans Festkörperproblem 14- Advances in solid state physics, H.J. Queisser editeur, Pergamon-Vieweg, Stuttgart (1974)
- [11] M. Sorin TASCU, Etude en champ proche optique de guides optiques, de luminescence et d'effets photoréfractifs dans des cristaux (2003)
- [12] Frédérique de Fornel, Les ondes évanescentes en optique et en optoélectronique, édité chez Eyrolles (1999).
- [13] W. Barnes, A. Dereux, T. Ebbesen, Surface plasmon subwavelength optics, Nature 424 (2003)824-830.

[14] S.Collin, F. Pardo, J.L.Pelouard, Nanostructures métalliques pour applications photoniques, CNTS/LPN, 2003-2004.

[15] www.bulletins-electroniques.com/actualites/42862.htm .

[16] Jean-Philippe MULET, Modélisation du rayonnement thermique par une approche électromagnétique. Rôle des ondes de surface dans le transfert d'énergie aux courtes échelles et dans les forces de Casimir(2003).

Chapitre II

*La Microscopie en champ proche et
Les caractéristiques optiques des métaux
nobles*

Chapitre II

La Microscopie en champ proche

et Les caractéristiques optiques des métaux nobles

Introduction :

Lorsque l'on éclaire un métal par une onde lumineuse à différentes longueurs d'onde, nous nous apercevons que l'onde est transmise à partir d'une certaine longueur d'onde. Généralement cette transition se situe dans la limite Ultra-Violet/Visible ou dans le Visible [1]. Cette transition dont les propriétés optiques apparaissent dans l'expression de la constante diélectrique, correspond à une résonance des électrons en volume: c'est la résonance de plasmon de volume [2]. Dans le cas d'une surface plane, l'onde associée au plasmon peut se propager sur des distances de quelques microns. D'autre part, nous allons introduire ce qui fut l'outil expérimental principal de ce travail : le microscope optique en champ proche.

Dans ce chapitre nous présenterons tout d'abord dans une première partie certains aspects de la description des métaux nobles massifs. Puis, nous rappellerons le modèle de Drude qui permet de décrire les propriétés optiques des métaux. Nous examinerons dans la partie qui suit le microscope optique en champ proche, Nous commencerons par une présentation de la microscopie en champ proche, ou nous nous efforcerons de ne pas tomber dans l'inventaire, mais plutôt d'introduire les concepts.

2.1 Présentation des métaux nobles massifs

2.1.1 Propriétés électroniques

Afin de décrire les propriétés optiques spécifiques des nanoparticules de métaux nobles, il est nécessaire de passer en revue certaines caractéristiques de ces métaux à l'état massif.

L'or et l'argent massifs sont des métaux nobles constitués d'atomes possédant la même structure électronique: leurs orbitales d sont complètement remplies et ils possèdent chacun un seul électron sur une orbitale de type s. Ce sont ces électrons qui, délocalisés dans le réseau cristallin, rempliront les bandes de conduction dans le matériau massif. Le réseau cristallin est de type cubique à faces centrées (cfc) [3].

Ces deux métaux possèdent des structures de bandes similaires, comprenant un ensemble de cinq bandes de valence peu dispersées (dites bandes d car essentiellement formées à partir des niveaux électroniques provenant des orbitales d des atomes) et d'une bande s – p à moitié pleine, dite bande de conduction. Cette dernière est quasi-parabolique, ce qui justifie le terme couramment employé d'électrons quasi-libres pour les électrons de conduction. Le niveau de Fermi, d'énergie E_F , désigne le niveau de plus haute énergie occupé par les électrons de conduction à température nulle.

La structure électronique de l'or et de l'argent massif ainsi que les valeurs respectives de la densité d'électrons de conduction n_c , de la masse effective m_{eff} des électrons de conduction, de l'énergie et de la vitesse de Fermi sont rappelées dans le tableau 2.1.

Métal	Structure électronique	$n_c (\times 10^{28} m^{-3})$	m_{eff}/m_e	$E_F (eV)$	$v_F (nm/fs)$
Ag	$4d^{10}5s^1$	5.86	0.96	5.49	1.39
Au	$4f^{14}5d^{10}6s^1$	5.90	0.99	5.53	1.40

2.2 Propriétés optiques des métaux nobles

2.2.1 Réponse optique

Un champ électromagnétique se propageant dans un milieu matériel induit une polarisation. Dans le cas d'un milieu isotrope, la réponse optique reliant la polarisation au champ incident est décrite par la constante diélectrique relative $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega)$, grandeur scalaire complexe dépendant de la pulsation du champ, ou, de manière équivalente par l'indice complexe de réfraction $n = n_1 + in_2$, avec $n^2 = \varepsilon$.

Même si certaines quantités physiques explicites, comme le coefficient d'absorption du milieu $k = 2 \frac{\omega}{c} n_2$ sont directement reliées à la partie imaginaire de l'indice de réfraction, la plupart des résultats présentés dans le chapitre suivant s'exprimeront plus facilement en termes de «constante diélectrique». Pour les métaux, la constante diélectrique peut s'écrire comme la somme de deux termes:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon^D(\omega) + \delta\varepsilon^{IB}(\omega) \quad (2.1)$$

– Le premier terme représente la composante intrabande de la constante diélectrique. Il est relié aux transitions optiques d'un électron libre de la bande de conduction vers un niveau d'énergie plus élevée de cette même bande. Ce terme est bien décrit par le modèle de Drude, d'où l'indice « D ».

– Le second terme correspond à la composante interbandes de la constante diélectrique, liée aux transitions optiques entre les bandes de valence (essentiellement la bande **d**) et la bande de conduction **s – p**. En raison du principe d'exclusion de Pauli, un électron d'une bande de valence ne peut être promu que vers la bande de conduction. Il existe, par conséquent, un seuil d'énergie E_{IB} pour les transitions interbandes (situé dans le domaine visible (pour l'or : 2,4 eV soit 517nm) ou l'ultraviolet (pour l'argent : 3,9 eV soit 318 nm)). Cette composante peut être négligée dans le domaine infrarouge, où la réponse optique est dominée par l'absorption intrabande. Ces transitions dominent la réponse optique au-delà de E^{IB} .

2.2.2 Transitions intrabande: Modèle de Drude

Ce modèle phénoménologique introduit par Paul Drude en 1900, s'inspire des concepts de la théorie cinétique des gaz. Il donne une bonne description de la dynamique intrabande des électrons de conduction.

Le modèle de Drude permet de prédire qualitativement le comportement des électrons dans un métal. Il suppose que le métal massif peut être vu comme un ensemble de charges positives

(les ions) immobiles et de charges négatives libres (les électrons de conduction) délocalisés dans tout le métal. Dans ce modèle, on fait deux approximations :

- Les électrons sont considérés comme libres et indépendants.
- Les interactions électron-électron et électron-photons sont négligées, l'effet du champ magnétique n'est pas pris en compte.

La fonction diélectrique du métal peut alors se calculer en résolvant l'équation de mouvement d'un électron libre sous l'effet d'un champ électrique.

L'équation donnant la position \mathbf{r} de l'électron autour de sa position d'équilibre est donnée par:

$$m_e \frac{\partial^2 \mathbf{r}}{\partial t^2} + m_e \gamma \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial t} = -e \mathbf{E}_0 e^{-i\omega t} \quad (2.2)$$

Où m_e est la masse effective de l'électron (proche de la masse réelle de l'électron),

e la charge élémentaire. Le champ électrique $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}$ et γ la constante de relaxation. en résolvant l'équation(1.1), nous obtenons l'équation du déplacement en fonction du temps et nous en déduisons le moment dipolaire électrique défini par $\mathbf{p} = -e\mathbf{r}$. La polarisation électronique \mathbf{P} est alors la densité de moments dipolaires par unité de volume: $\mathbf{P} = n\mathbf{p}$

avec n représente la densité de dipôles par unité de volume. la constante diélectrique $\epsilon(\omega)$ du milieu est reliée à la polarisation par : $\mathbf{P} = \epsilon_0(\epsilon(\omega) - 1)\mathbf{E}$

On obtient l'expression connue pour la fonction diélectrique :

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\omega\gamma)} \quad (2.3)$$

Où la pulsation plasma ω_P est défini par:

$$\omega_p^2 = \frac{ne^2}{m_e \epsilon_0}$$

Si les électrons libres ne sont pas dans le vide et que l'ensemble des charges positives possède une constante diélectrique que l'on notera ϵ^∞ , constante pour des fréquences nettement supérieures à ω_p , on pourra alors écrire l'équation (2.3):

$$\epsilon(\omega) = \epsilon^\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\omega_\tau)} \quad (2.4)$$

Ce modèle constitue une bonne approximation pour les métaux simples comme l'aluminium et les métaux alcalins.

Par contre, les métaux nobles tels que le cuivre, l'argent et l'or ont une structure électronique plus complexe : ils possèdent une bande de valence **(n-1) d** complètement remplie et seulement un électron sur la couche externe **ns** ($5d^{10} 6s^1$ pour l'or, $4d^{10} 5s^1$ pour l'argent, $3d^{10} 4s^1$ pour le cuivre). Dans le matériau massif, les électrons **s** sont délocalisés dans le réseau cristallin et forment un gaz d'électrons quasi-libres. La contribution des électrons de la bande **s** à la fonction diélectrique du métal est donc bien décrite par la fonction de Drude. Par contre, il existe une transition électronique dite hybride faisant passer un électron de la couche **d** pleine vers la couche **s** à demi remplie. Ceci se traduit par une évolution de la fonction diélectrique au voisinage de ces transitions que le modèle de Drude ne prend pas en compte.

	Aluminium	cuivre	Or	Argent
ω_p (rad /s)	$1,76 \times 10^{16}$	$1,38 \times 10^{16}$	$1,36 \times 10^{16}$	$1,35 \times 10^{16}$
ω_τ (rad /s)	$7,68 \times 10^{13}$	$4,61 \times 10^{13}$	$1,65 \times 10^{13}$	$7,62 \times 10^{13}$

Table.2.1 : Paramètres utilisés pour le calcul de la fonction diélectrique de

l'aluminium, du cuivre, de l'or et de l'argent.

2.2.3 Transitions interbandes: Constante diélectrique totale

Contrairement au cas des métaux alcalins, la réponse optique des métaux nobles massifs ne peut être complètement décrite par le modèle de Drude. La constante diélectrique interbandes peut être évaluée à l'aide d'un calcul quantique qui dépasse le cadre de cette section introductive.

Nous nous contenterons de définir la composante interbandes comme la différence entre les mesures expérimentales de la constante diélectrique et les valeurs de la contribution intrabande données par le modèle de Drude.

Nous pouvons écrire la constante diélectrique totale du métal selon:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{DC} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega+i\gamma)} + \delta\varepsilon^{IB}(\omega) \quad (2.5)$$

où $\varepsilon_{DC} = \varepsilon^{IB}(0) + 1$ est la valeur de la constante diélectrique en régime statique.

Nous avons écrit la constante diélectrique interbandes $\varepsilon^{IB}(\omega) = \varepsilon^{IB}(0) + \delta\varepsilon^{IB}(\omega)$ comme la somme d'un terme statique et d'un terme dépendant de ω . La constante réelle $\varepsilon^{IB}(0)$ traduit la contribution statique des électrons liés (essentiellement les électrons des bandes d) à la constante diélectrique. Elle est nulle dans le cas du modèle de Drude où seuls les électrons de conduction sont considérés.

L'effet principal des électrons liés, est d'atténuer la fréquence d'oscillation plasma dans le métal massif d'un facteur $\approx \sqrt{\varepsilon_{DC}}$ par rapport au modèle de Drude.

Dans le domaine optique, les fréquences sont telles que $\omega \gg \gamma$, ce qui nous autorise à exprimer les parties réelle et imaginaire de la constante diélectrique selon:

$$\varepsilon_1(\omega) = \varepsilon_{DC} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} + \delta\varepsilon_1^{IB}(\omega) \quad (2.6)$$

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{\omega_p^2}{\omega^3} \gamma + \delta\varepsilon_2^{IB}(\omega) \quad (2.7)$$

2.3 Permittivité optique du milieu diélectrique

La présence d'un champ électrique dans un milieu isotrope entraîne le déplacement par rapport à leur position d'équilibre des charges positives et négatives de chaque atome, ou molécules. Dans la plupart des matériaux diélectriques, cette séparation de charge sera directement proportionnelle au champ électrique appliqué [9].

Dans nos expériences, le milieu diélectrique est caractérisé par sa permittivité ϵ_d . Dans le chapitre suivant nous serons montrés que la relation de dispersion de plasmon montre que le phénomène de résonance des plasmons de surface dépend très fortement de la nature du diélectrique. Dans le cadre de notre étude, nous avons supposé que le diélectrique est parfaitement transparent (vide), c'est à dire que la partie imaginaire de sa constante diélectrique est nulle.

2.4 Microscopie en champ proche : principe et mise en œuvre

2.4.1 Concept de champ proche

Considérons un objet limité dans l'espace et éclairons le par exemple avec un rayonnement monochromatique de longueur d'onde λ (*Fig. 2.1*). Si l'on analyse la lumière diffusée par l'objet, on s'aperçoit qu'elle comprend deux familles d'ondes. Des ondes dites radiatives ou propagatives qui peuvent se propager loin de l'objet (jusqu'à l'infini en l'absence d'absorption) et des ondes dites non-radiatives ou évanescentes dont l'amplitude décroît exponentiellement à mesure que l'on s'éloigne de l'objet. On peut définir le champ proche de cet objet comme la zone de l'espace où l'amplitude des ondes évanescentes n'est pas négligeable devant celle des ondes radiatives. Il s'agit donc d'une zone située au voisinage de l'objet, à une distance très inférieure à la longueur d'onde d'illumination.

Dans le spectre visible par exemple, la zone de champ proche sera limitée à quelques centaines de nanomètres autour de l'objet. Au-delà, on se trouve dans le champ lointain de l'objet. Mais qu'ont donc de si intéressantes ces fameuses ondes évanescentes ? On peut montrer

que la propagation se comporte comme un filtre passe-bas pour les fréquences spatiales, c'est-à-dire que les hautes fréquences spatiales du champ (liées aux détails les plus fins de la structure du champ) disparaissent au cours de la propagation de ce champ de la zone proche

de l'objet étudié vers la zone lointaine [10]. En d'autres termes, l'information sur les hautes fréquences spatiales est contenue dans les ondes évanescentes et toute observation d'un objet en champ lointain est forcément limitée en résolution. Ce résultat est bien connu en optique sous le nom de limite de diffraction [11]. En effet, le critère de Rayleigh-Abbe pour la microscopie optique classique stipule qu'un microscope ayant une pupille circulaire, un angle d'ouverture θ et baignant dans un milieu d'indice n possède une limite de résolution latérale d donnée par :

$$d = \frac{0.61\lambda}{n \sin \theta}$$

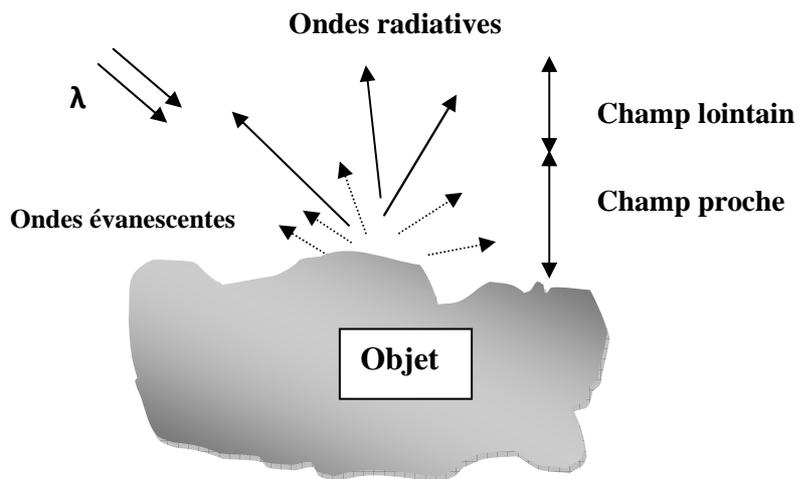


Fig.2.1-objet éclairé en réflexion. L'objet diffracte des ondes radiatives et des ondes évanescentes.

Pour avoir une résolution élevée, on peut choisir d'utiliser un milieu incident d'indice élevé (C'est le principe du microscope à immersion) ou bien d'utiliser un éclairage à faible longueur d'onde on quitte alors la microscopie optique visible pour entrer dans les microscopies UV, X et électronique. La dernière possibilité est de récupérer l'information sur les hautes fréquences spatiales qui est contenue dans les ondes évanescentes. Dans ce cas, on peut s'affranchir de la limite de diffraction, et on entre de plein pied dans le monde de la microscopie en champ proche.

2.4.2 Détection des ondes évanescentes : sonde sub-longueur d'onde

Nul besoin d'entrer dans un laboratoire de physique pour voir un microscope de champ proche : il suffit de se rendre chez son médecin. Le stéthoscope est en effet un microscope de champ proche acoustique.

Bien que les ondes acoustiques que le stéthoscope détecte aient des longueurs d'onde de l'ordre du mètre, Le stéthoscope de Laennec appartient à la famille des microscopes de champ proche qui utilisent une sonde de champ proche pour convertir localement une partie des ondes évanescentes émises par l'objet en un signal détectable en champ lointain. Mais revenons à l'optique et à la Fig. 2.1. Imaginons qu'une sonde constituée d'un milieu d'indice optique différent de un et dont les dimensions sont petites devant λ soit déplacée dans le champ proche de l'objet, par exemple a une hauteur constante au-dessus de l'objet. Le champ diffus par l'objet va éclairer la sonde, qui va ainsi baigner dans un champ comprenant à la fois des ondes radiatives et évanescentes. Supposons de plus que pour chaque position de la sonde on puisse détecter en champ lointain les ondes diffusées par la sonde - par exemple en imaginant que la sonde est l'extrémité d'une fibre optique amincie reliée à un photodétecteur. L'image ainsi formée dépendra de l'éclairement de la sonde et donc des ondes évanescentes diffusées par l'objet : l'image pourra transcrire les hautes fréquences spatiales du champ. La sonde de champ proche joue ici le rôle d'un convertisseur d'ondes évanescentes en ondes propagatives (ou en modes guides dans le cas où la sonde est une fibre optique).

Ce principe de fonctionnement est à l'œuvre dans les microscopes en champ proche fonctionnant en mode collection, ainsi que dans les microscopes sans ouverture (nous reviendrons sur ces termes plus tard).

2.4.3 Génération d'ondes évanescentes : source sub-longueur d'onde

Historiquement, ce n'est pas l'idée précédente, à savoir la détection en champ proche, qui fut proposée la première. En 1928, Synge imagina en effet l'idée réciproque [12]. Il proposa d'éclairer l'objet à étudier au travers d'un trou de dimensions faibles devant la longueur d'onde percé dans un écran métallique, et de déplacer ce trou parallèlement à la surface de l'objet. Si les dimensions du trou sont assez petites, la lumière qui en émerge contient forcément des ondes évanescentes. Si de plus l'écran est placé assez près de l'objet, ce dernier sera éclairé par un spot contenant des ondes évanescentes.

Le signal recueilli en champ lointain au travers de l'objet résultera de la diffraction de ces ondes évanescentes par l'objet : il aura donc une résolution dépassant le critère de Rayleigh-Abbe. Comme on peut le voir, le principe proposé par Synge est conceptuellement assez simple.

Néanmoins, il pose des problèmes pratiques qui étaient considérés à l'époque comme insurmontables, notamment le fait de maintenir le trou près de la surface de l'objet tout en le déplaçant parallèlement à celle-ci. Il faudra attendre 1972 pour cette idée soit concrétisée par Ash et Nicholls, dans le domaine des ondes centimétriques [12]. La réalisation dans le domaine optique ne sera possible que grâce aux progrès considérables réalisés dans le domaine des céramiques piézo-électriques (pour gérer des déplacements sur des distances de l'ordre du nanomètre avec une grande précision) et de l'électronique (pour les asservissements et l'acquisition en temps réel).

Conclusion :

Nous avons présenté dans ce chapitre notre choix de modèle numérique et les caractéristiques optiques des métaux nobles et en suite nous donnerons un brève revue sur le Concept de champ proche.

Références

- [1] C.Kittel, Physique de l'état solide, 5^{ème} édition, Dunod Université (1983)
- [2] H.Raether, Surface Plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1988)
- [3] S.BERCIAUD, Détection photothermique et spectroscopie d'absorption de nano-objets individuels: nanoparticules métalliques, nanocristaux semiconducteurs, et nanotubes de carbone (2006).
- [4] A.Ouzounian, Elaboration et étude photophysique de nouvelles nanoparticules d'or fonctionnalisées par des phospholes
- [5] K. L. Kelly, E. Coronado, L.L. Zhao, G.C. Schatz. The Optical Properties of Metal Nanoparticles The Influence of Size, Shape, and Dielectric Environment. *J. Phys. Chem. B.* (2003).
- [6] C. Dahmen, G. von Plessen, Optical Effects of Metallic Nanoparticles. *Aust. J. Chem.* 2007, Vol. 60, pp. 447–456.
- [7] A. Kawabata, R. Kubo, Electronic properties of fine metallic particles. II. Plasma resonance absorption. *J. Phys. Soc. Japan.* (1966).
- [8] S. L. Logunov, T. S. Ahmadi, M. A. El-Sayed, Electron Dynamics of Passivated Gold Nanocrystals Probed by Subpicosecond Transient Absorption Spectroscopy. *J. Phys. Chem. B.* (1997)
- [9] K. Malak, Modélisation, réalisation et caractérisation d'un capteur plasmonique à fibre optique : Effets de la rugosité, des réactions de surface et de la cinétique dans un système microfluidique (2008)

[10] Davy Gérard, Etude en champ proche et en champ lointain de composants périodiquement nanostructures : cristaux photoniques et tamis à photons (2004).

[11] Born (M.) et Wolf (E.), Principles of Optics, 6 éd., Cambridge University Press, Cambridge, (1980).

[12] Synge (E. H.), Suggested method for extending microscopic resolution into the ultra-microscopic region, Philos. (1928).

Chapitre III

Résultat obtenu et discussion

Chapitre III

Résultats obtenus et discussions

Introduction

Dans cette partie, nous reportons les résultats numériques obtenus depuis les calculs analytiques que nous avons évoqués précédemment et qui concernent la description des modes de propagation d'une onde électromagnétique (de fréquence $\omega = 2\pi c/\lambda$) à son interaction avec une structure métal/diélectrique.

Nous tenons à préciser que nous travaillons dans les conditions d'exciter l'onde plasmon-polariton de surface se propageant à une fréquence, $\omega_{\text{SPP}} \leq \omega$ (dans le spectre visible et infrarouge) consignant en particulier le signe négatif de la fonction diélectrique du métal ($\epsilon_r < 0$). Les données de cette fonction diélectriques complexes sont obtenues depuis le modèle de Drude. Les tracés de cette fonction sont obtenus en utilisant le langage "Fortran".

3.1. Caractéristiques optiques du matériau

A la réponse d'un champ électromagnétique d'une onde avec un matériau donné, deux contributions optiques interviennent :- l'effet de dispersion et de l'absorption. Ces effets optiques sont décrits respectivement par les termes réel et imaginaire de la fonction complexe du matériau.

En se permettant de rappeler le modèle de la permittivité diélectrique du matériau. D'après le modèle de Drude, on a :

$$\epsilon_m(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} \quad (\text{III.1})$$

Où ω_p est la fréquence plasma (valeur caractéristique du métal) et γ est le terme d'atténuation par absorption [1], qui caractérise le frottement de l'électron avec le métal. . Nous explicitons l'équation (III.1) complexe sous la forme $\epsilon_m = \epsilon_m' + i\epsilon_m''$ (voir annexe A) :

$$\epsilon_m' = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} \quad (\text{III.2.(a)})$$

et

$$\epsilon_m'' = \frac{\omega_p^2 \gamma}{(\omega^2 + \gamma^2) \omega} \quad (\text{III.2. (b)})$$

Pour le cuivre et l'argent, les profils de ces termes sont tracés en fonction de la longueur d'onde dans le spectre visible.

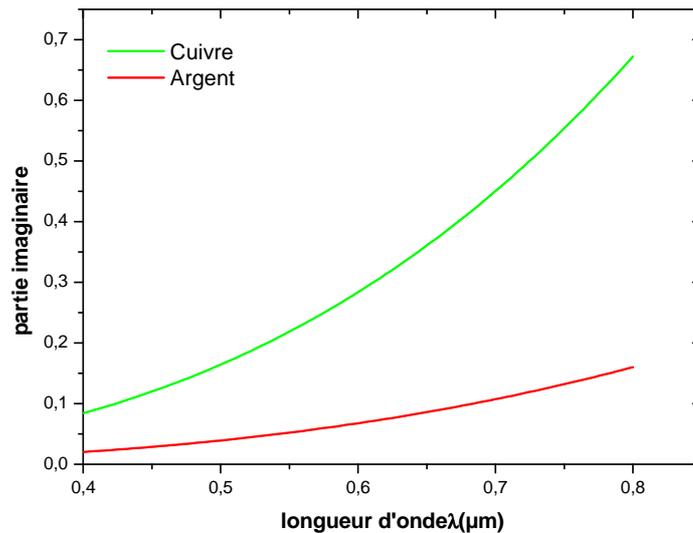
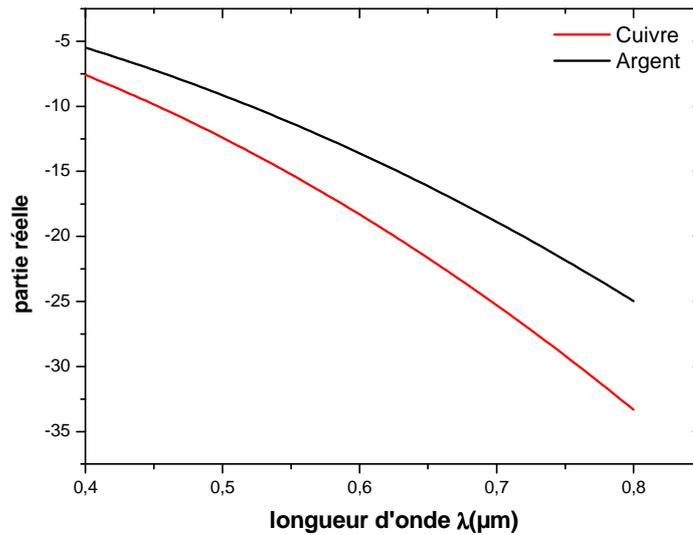


Fig.3.1 - Parties réelle et imaginaire de la fonction diélectrique complexe du cuivre et l'argent possédants les paramètres caractéristiques : $\omega_{p\text{cuivre}} = 1,38 \times 10^{16} \text{ rad/s}$, $\Gamma_{\text{Cuivre}} = 4,61 \times$

10^{13}rad/s et $\omega_{p\text{Argent}} = 1,2 \times 10^{16} \text{ rad/s}$, $\Gamma_{\text{Argent}} = 1,45 \times 10^{13} \text{rad/s}$) dans l'intervalle spectrale visible et infrarouge.

Le comportement de la fonction diélectrique (partie réelle) en fonction de la longueur d'onde fait remarquer que les modes plasmons associés aux deux matériaux Cu et Ag sont excités dans la condition particulière où leurs parties réelles évoluent de façon décroissante. Une forte contribution des pertes d'énergie par absorption est nettement apparente entre le Cu et Ag ; c'est-à-dire que les modes excités à des longueurs d'onde associées aux basses fréquences sont affectés par des pertes plus importantes. Si nous tenons à faire un choix sur un matériau fonctionnant comme un guide photonique, l'argent est le meilleur candidat.

3.2.Exemple de plasmon-polariton de surface à l'interface métal/diélectrique

3.2.1 Représentation de la relation de dispersion

Pour avoir une idée sur le caractère de propagation des modes plasmons de surface sur une interface plane entre un milieu matériel et un diélectrique, nous considérons la relation de dispersion. A partir de la relation (I.46) nous reportons le tracer de la pulsation ω du plasmon polariton de surface en fonction du vecteur d'onde k . Nous étudions ici le cas du cuivre et d'argent.

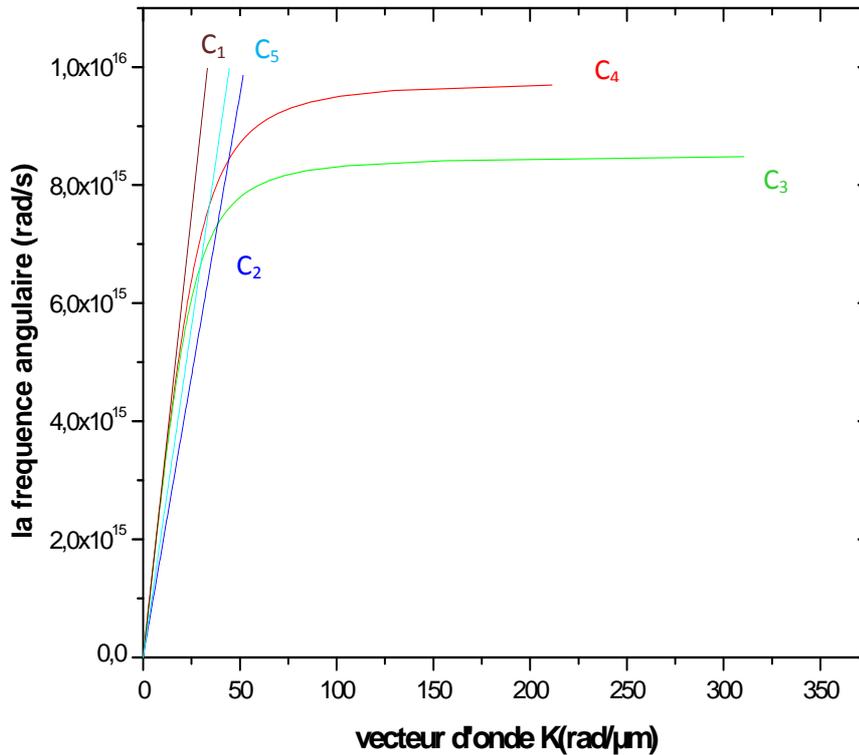


Figure 3.2-La relation de dispersion des plasmons de surface pour un système prisme/métal (cuivre ou l'argent)/diélectrique possédants les paramètres caractéristiques : $\omega_{pCuivre} = 1,38 \times 10^{16} \text{ rad/s}$, $\Gamma_{Cuivre} = 4 \times 4,61 \times 10^{13} \text{ rad/s}$ et $\omega_{pArgent} = 1,2 \times 10^{16} \text{ rad/s}$, $\Gamma_{Argent} = 1,45 \times 10^{13} \text{ rad/s}$).
La permittivité relative de diélectrique =1 et la permittivité de prisme $\epsilon_p = 2.48$.

- C_1 : représente la relation $k_1 = \omega / c$ (line de lumière).
- C_2 : représente la relation de dispersion $k_2 = k_1 \sqrt{\epsilon_p}$ à travers d'un prisme.
- C_3 : représente la relation $k_{Argent} = k_1 \sqrt{\frac{\epsilon_d(\omega)\epsilon_m(\omega)}{\epsilon_d(\omega)+\epsilon_m(\omega)}}$
- C_4 : représente la relation $k_{Cuivre} = k_1 \sqrt{\frac{\epsilon_d(\omega)\epsilon_m(\omega)}{\epsilon_d(\omega)+\epsilon_m(\omega)}}$
- C_5 : représente la relation $k_5 = k_1 \sqrt{\epsilon_p} \sin\theta$

La courbe que nous avons tracée présente deux régions :

- ❖ Pour les faibles vecteurs d'onde ; i.e., grandes longueurs d'onde, la relation de dispersion du plasmon de surface est très proche de la droite de lumière (relation de dispersion de la lumière dans le milieu diélectrique d'indice optique n_d formant l'interface avec le métal), d'équation $\omega = k c / n_d$. La relation de dispersion du plasmon de surface s'en éloigne ensuite lorsque le vecteur d'onde augmente.
- ❖ Pour les grands vecteurs d'onde ; i.e., courtes longueurs d'onde, la fréquence angulaire ω tend vers une valeur limite constante (fréquence du plasmon) $\omega_{PPS} = \omega_p / \sqrt{2}$, avec ω_p la pulsation plasma. Soit pour le cas du cuivre et l'argent, les fréquences limites des plasmons respectifs sont $\omega_{SPP(Cu)} = 9,84 \times 10^{15} \text{ rad/s}$ et $\omega_{SPP(Ag)} = 8,56 \times 10^{15} \text{ rad/s}$. La relation de dispersion possède une asymptote horizontale. L'instrument optique de couplage intercepte la courbe du plasmon à une fréquence angulaire ω_{PPS} fixée.

Nous voyons que le couplage entre un plasmon-polariton de surface et la lumière n'est possible que si cette dernière se propage dans un milieu d'indice $\epsilon_p > 1$. Il s'agit d'un prisme disposé dans les configurations d'Otto ou de Kretschmann – Raether.

3.3 Les paramètres associés aux modes des PPS

L'excitation des modes PPS sur un matériau donné offre l'avantage de dimensionner cette structure dans une échelle inférieure à la longueur d'onde de l'onde électromagnétique incidente [2]. Pour la réalisation de circuit photonique, il est important de miniaturiser le composant. Dans cet ordre d'échelle, Barnes donne l'idée d'utiliser l'Ag pour lequel, il est défini quatre paramètres relatifs associés aux modes des PPS :

1-La longueur d'onde normalisée $\lambda_{PPS} / \lambda_0$

2-La longueur de propagation des PPS δ_{PPS}

3-La longueur de pénétration dans le métal δ_m

4-La longueur de pénétration dans le diélectrique δ_d

Dans la partie suivante nous allons examiner ces quatre échelles en regardant leurs amplitudes pour le cas de cuivre et l'argent dans l'intervalle spectral visible et l'infrarouge.

3.3.1 Longueur d'onde de plasmon polariton de surface

Nous commençons par examiner la longueur d'onde de PPS qui peut être exprimée à partir de la partie réelle de la relation de dispersion qui elle est décrit sous la forme :

$$k'_{PPS} = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon'_m}{\varepsilon_d + \varepsilon'_m}} \quad (\text{III.3})$$

avec $k_0 = \frac{\omega}{c}$, ω : la fréquence angulaire, c : la vitesse de la lumière, ε_d est la permittivité relative du milieu diélectrique supposé l'air ($\varepsilon_d = 1$) et ε'_m est la permittivité relative du métal (l'argent ou le cuivre).

A partir de l'Eq. III. 3, nous écrivons : $\lambda_{PPS} = 2\pi/k'_{PPS}$

donc

$$\lambda_{PPS} = \frac{2\pi}{k_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_d + \varepsilon'_m}{\varepsilon_d \varepsilon'_m}} \quad (\text{III.4. (a)})$$

ou encore

$$\lambda_{PPS} = \lambda_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_d + \varepsilon'_m}{\varepsilon_d \varepsilon'_m}} \quad (\text{III.4. (b)})$$

Où λ_0 représente la longueur d'onde dans l'espace libre de propagation qui est donnée par :

$$\lambda_0 = 2\pi/k_0$$

D'autre part nous pouvons déduire l'expression de la longueur d'onde normalisée de PPS (λ_{spp}/λ_0) qui s'écrit:

$$\frac{\lambda_{spp}}{\lambda_0} = \sqrt{\frac{\varepsilon_d + \varepsilon'_m}{\varepsilon_d \varepsilon'_m}} \quad (\text{III.5})$$

avec : ε'_m est la partie réelle de la permittivité du métal considéré.

Pour les cas de l'argent et le cuivre, le comportement de la longueur d'onde normalisée des plasmons en fonction de la longueur d'onde dans le spectre visible est reporté sur la fig.(3.3).

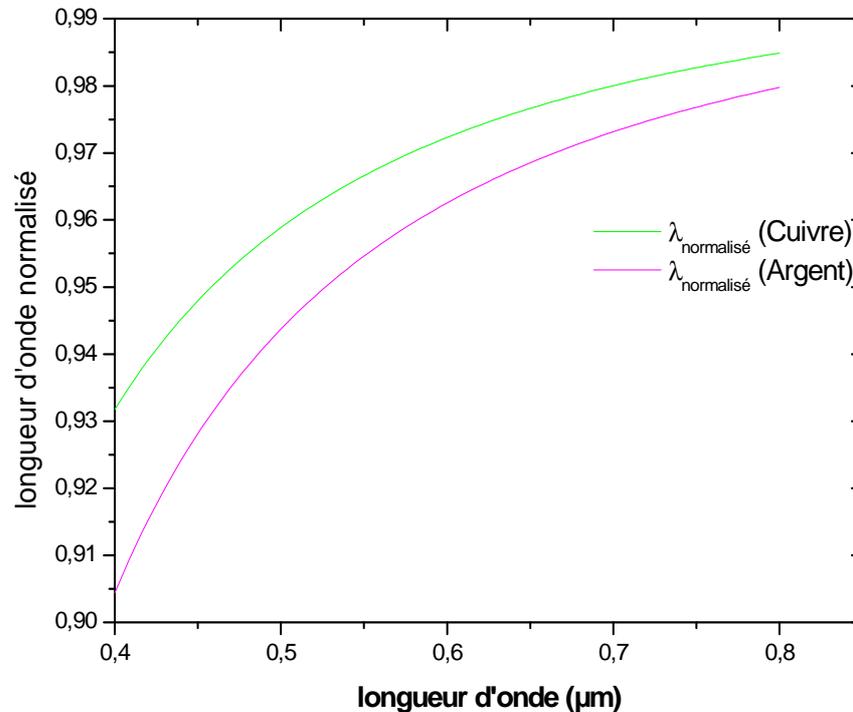


Fig.3.3 : Evolution de la longueur d'onde normalisée des plasmons polaritons de surface en fonction de la longueur d'onde dans le spectral visible . Les paramètres caractéristiques des deux métaux sont : $\omega_{\text{pcuivre}} = 1,38 \times 10^{16} \text{rad/s}$, $\Gamma_{\text{cuivre}} = 4.61 \times 10^{13} \text{rad/s}$ et $\omega_{\text{pArgent}} = 1,2 \times 10^{16} \text{rad/s}$, $\Gamma_{\text{Argent}} = 1,45 \times 10^{13} \text{rad/s}$.

Nous pouvons voir d'après la figure (3.3) que la longueur d'onde du PPS (λ_{PPS}), augmente avec la longueur d'onde λ_0 balayée dans le spectre visible. Ce comportement évolue faiblement dans le cas de l'argent par rapport au cuivre.

3.3.2 Longueur de pénétration de plasmon polariton de surface (PPS)

Le caractère évanescent du mode PPS est défini par la longueur de pénétration dont le champ électrique associé est évanescent de part et d'autre de l'interface qui est exprimée à

partir de la partie imaginaire de la relation de dispersion (vecteur d'onde des PPS) qui est exprimée [3]:

$$k''_{PPS} = k_0 \frac{\varepsilon''_m}{2(\varepsilon'_m)^2} \left(\frac{\varepsilon'_m \varepsilon_d}{\varepsilon'_m + \varepsilon_d} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (\text{III.6})$$

avec : ε'_m et ε''_m sont les parties réelle et imaginaire de la permittivité du métal,

D'autre part ; la longueur de propagation des PPSs est donnée par la formule suivante :

$$\delta_{PPS} = \frac{1}{2k''_{PPS}}$$

Soit

$$\delta_{PPS} = \lambda_0 \frac{(\varepsilon'_m)^2}{2\pi\varepsilon''_m} \left(\frac{\varepsilon'_m + \varepsilon_d}{\varepsilon'_m \varepsilon_d} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (\text{III.7})$$

Lorsque on a un métal sans perte, la condition $|\varepsilon'_m| \gg |\varepsilon_d|$ est satisfaite. On peut approximer alors la longueur de pénétration δ_{PPS} sous la forme :

$$\delta_{PPS} = \lambda_0 \frac{(\varepsilon'_m)^2}{2\pi\varepsilon''_m} \quad (\text{III.8})$$

A partir de l'équation (III.7), nous voyons que pour une grande longueur de propagation, il est recommandé d'avoir un matériau qui possède une grande partie réelle de sa permittivité ε'_m , et une petite partie imaginaire ε''_m , c'est le cas d'un métal sans perte.

Maintenant, le comportement de la longueur de propagation d'onde des plasmons en fonction de la longueur d'onde dans le spectre visible est reporté sur la fig. (3.3) pour le cas du cuivre et l'argent.

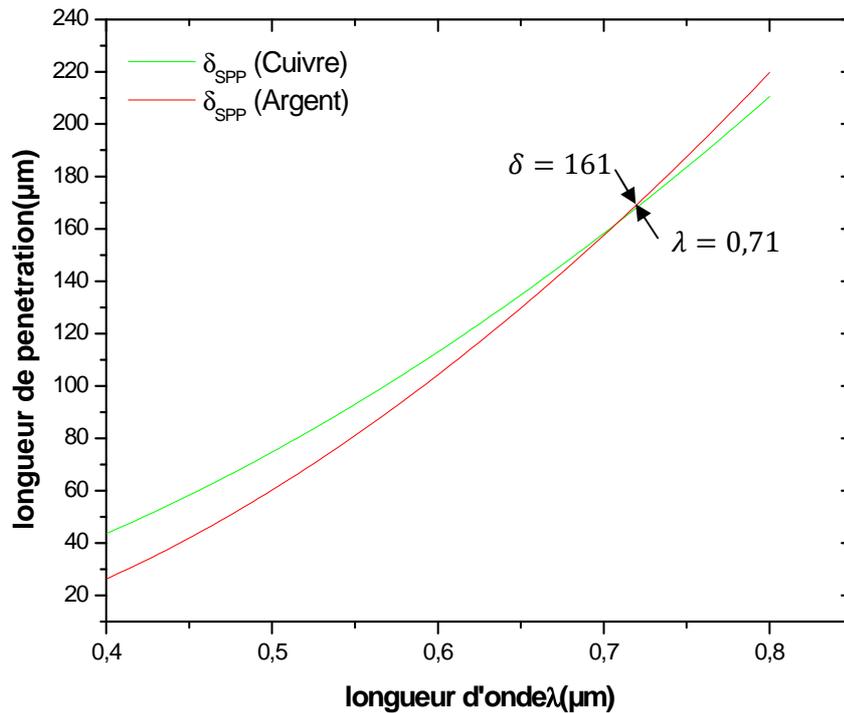


Fig.3.4. longueur de pénétration de plasmon polariton de surface (PPS) en fonction de la longueur d'onde dans l'intervalle spectral visible pour le cuivre et l'argent possédants les paramètres caractéristiques. ($\omega_{\text{pCuivre}} = 1,38 \times 10^{16} \text{rad/s}$, $\Gamma_{\text{Cuivre}} = 4.61 \times 10^{13} \text{rad/s}$ $\omega_{\text{pArgent}} = 1,2 \times 10^{16} \text{rad/s}$, $\Gamma_{\text{Argent}} = 1,45 \times 10^{13} \text{rad/s}$). La permittivité relative de diélectrique = 1

D'après la figure au dessus Plusieurs implications peuvent être tirées. D'abord, nous voyons que la longueur de pénétration augment lorsque la longueur d'onde augment et quand en tend vers les hautes fréquences nous voyons une longueur de propagation élevé.

En second lieu, nous remarquons que la longueur de propagation de PPS est plus grande que la longueur d'onde de PPS, C'est -à-dire ($\delta_{\text{PPS}} \gg \lambda_{\text{PPS}}$).

3.3.3 Profondeur de pénétration du champ de plasmon polariton de surface

Dans un matériau avec une permittivité relative ϵ_i le vecteur d'onde total de la lumière de vecteur d'onde k_0 donne par $\epsilon_i k_0^2$, avec z la direction perpendiculaire au plan

dans le quel le PPS se propage donc la relation entre le vecteur d'onde totale et cette composante z donner par :

$$\varepsilon_i k_0^2 = k_{Spp}^2 + k_{z,i}^2 \quad (\text{III.10})$$

Comme nous l'avons déjà noté, le vecteur d'onde de plasmon polariton de surface est toujours supérieur à celle de photon propageant librement dans le milieu (cf. chapitre 1), c'est -à-dire $k_{Spp}^2 > \varepsilon_i k_0^2$ donc le vecteur d'onde de la composante z dans les deux milieux est imaginaire, ce qui représente le décroît exponentiel du champ dans les deux milieux.

Nous avons utilisé les équations (I.46) et (III.10) pour écrire la profondeur de pénétration dans le diélectrique δ_d , et dans le métal δ_m comme suite:

$$\delta_d = \frac{1}{k_0} \left| \frac{\varepsilon'_m + \varepsilon_d}{\varepsilon_d^2} \right|^{\frac{3}{2}} \quad (\text{III.11})$$

$$\delta_m = \frac{1}{k_0} \left| \frac{\varepsilon'_m + \varepsilon_d}{\varepsilon_m^2} \right|^{\frac{3}{2}} \quad (\text{III.12})$$

3.3.3.1 Profondeur de pénétration de plasmon polariton de surface dans le diélectrique

La profondeur de pénétration du champ dans le diélectrique donne une mesure des échelles de longueur selon la quelle le mode de PPS est sensible à la présence des changements de l'indice de réfraction, par exemple présence d'un coupleur de prisme dans la configuration d'Otto pour coupler la lumière au PPS.

Nous reportons le tracer de δ_d à partir de l'équation (III.11) en fonction de la longueur d'onde dans l'intervalle spectral visible, (Cf. la figure (III.5))

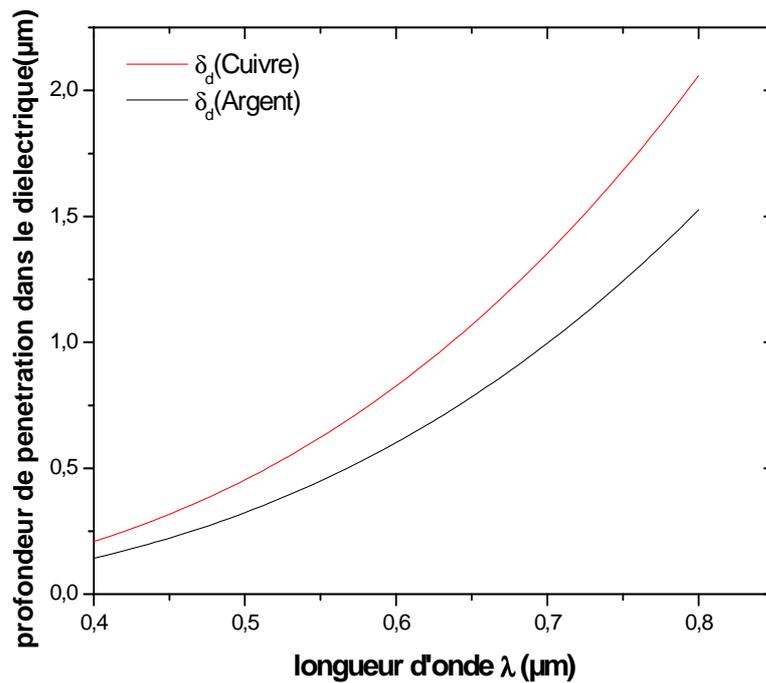


Fig.3.5. profondeur de pénétration dans le diélectrique en fonction de la longueur d'onde dans le domaine de visible et l'infrarouge pour le cuivre et l'argent . Les données ont été calculées en utilisant l'approximation de Drude pour la permittivité relative de métal (avec ω_p cuivre = $1,38 \times 10^{16} \text{rad/s}$, $\Gamma_{\text{Cuivre}} = 4.61 \times 10^{13} \text{rad/s}$ et ω_p Argent = $1,2 \times 10^{16} \text{rad/s}$, $\Gamma_{\text{Argent}} = 1.45 \times 10^{13} \text{rad/s}$)

.La permittivité relative de diélectrique =1.

Nous avons vu d'après la figure au dessus que pour les grandes longueurs d'onde, la profondeur de pénétration dans le diélectrique est plus profonde que les petites longueurs d'onde. Ce comportement évolue faiblement dans le cas de l'argent par rapport au cuivre.

Cette augmentation, relativement de la longueur d'onde est constatée parce qu'en tant qu'on se déplace vers les plus grands longueurs d'onde le métal est a un meilleur conducteur et le mode a un vecteur d'onde qui est plus proche du vecteur d'onde.

3.3.3.2 Profondeur de pénétration de plasmon polariton de surface dans le métal

La profondeur de pénétration dans le métal nous donne une mesure de l'épaisseur du métal qui permette l'accouplement pour la propagation libre de la lumière dans l'accouplement de prisme dans la configuration de Kretschmann, La profondeur de pénétration dans le métal nous donne également au moins une idée sur les tailles de dispositif qu'on a besoin de commander le PPS, les dispositifs soient beaucoup plus petite que la profondeur de pénétration dans le métal ils auront un effet diminutif sur le mode de PPS. Ainsi la rugosité des petite échelles (nanomètre) associe a plusieurs des techniques utilisée pour rendre les films de métal utilisés dans le mode de PPS est généralement suffisant pour fournir une perturbation minimal au mode.

Nous venons maintenant à tracer la profondeur de pénétration dans le métal δ_m en fonction de la longueur d'onde dans l'intervalle spectrale visible et infrarouge.

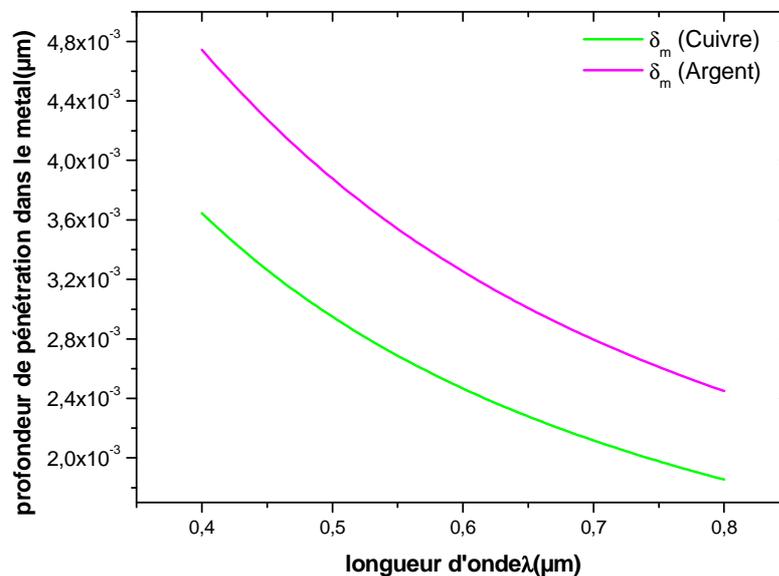


Fig.3.6. profondeur de pénétration dans le métal (cuivre et l'argent) en fonction de la longueur d'onde dans le domaine de visible et l'infrarouge. Les données ont été calculées en utilisant l'approximation de Drude pour la permittivité relative de métal (avec $\omega_{p\text{Cuivre}} = 1,38 \times 10^{16} \text{ rad/s}$, $\Gamma_{\text{Cuivre}} = 4,61 \times 10^{13} \text{ rad/s}$ et $\omega_{p\text{Argent}} = 1,2 \times 10^{16} \text{ rad/s}$, $\Gamma_{\text{Argent}} = 1,45 \times 10^{13} \text{ rad/s}$)

D'après la figure 3.6, nous avons vu que lorsque la longueur d'onde augmente la profondeur de pénétration dans le métal diminue c'est-à-dire que la pénétration dans le métal est inversement proportionnelle à la longueur d'onde. Ce comportement est

Dans la pratique, les modes de SPP dans le domaine de visible a besoin donc des structures avec des configurations de taille d'ordre de 400-1000 nanomètre [Barns].

3.4 Comparaison entre les caractéristiques des modes PPS pour l'argent et le cuivre :

Dans cette partie nous avons fait une comparaison entre les caractéristiques des modes PPS pour deux métaux : l'argent et le cuivre

		$\delta_{pps}(\mu m)$	$\delta_d(\mu m)$	$\delta_m(\mu m)$	ω_p	$E = \hbar\omega_p$
Argent	$\lambda = 0.4nm$	25	0,1	$4,8 \times 10^{-3}$	$1,2 \times 10^{16} rad/s$	$7,95 \times 10^{-18} J$
	$\lambda = 0.8nm$	220	1,5	$2,4 \times 10^{-3}$		
Cuivre	$\lambda = 0.4nm$	45	0,25	$3,7 \times 10^{-3}$	$1,38 \times 10^{16} rad/s$	$9,14 \times 10^{-8} J$
	$\lambda = 0.8nm$	210	2,0	$1,9 \times 10^{-3}$		

Tableau 3.1- Caractéristiques de mode PPS pour le cuivre et l'argent dans le domaine visible et l'infrarouge.

D'après le tableau 3 .nous avons remarque dans une première partie, si nous avons examiné la longueur de pénétration de PPS (δ_{pps}), nous avons conclure que δ_{pps} dans le cas du cuivre est plus profonde que l'argent ceci qui est implique que le cuivre est un métal moins perte que l'argent, mais quand en déplacé vers les hautes fréquence l'argent devient moins perte que le cuivre .

En suit, nous examinons la profondeur de pénétration dans le métal et dans le diélectrique nous avons déduire que le cuivre est le meilleur conducteur et il permet une fort confinement du champ

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit les paramètres relatifs associés aux modes des PPS pour l'argent et le cuivre .la couche métallique qui constitue le mode permet de déterminer l'effet de la longueur d'onde sur les ordres des longueurs, la longueur d'onde de PPS, la profondeur de pénétration et la longueur de propagation. En suit nous avons fait une comparaison entre les paramètres des PPS de deux métaux pour connaitre qui est le matériel le moins perd et le bon conducteur que l'autre, ces caractéristiques sont également liée à la largeur du plasmon qui sera donc plus faible pour un bon conducteur ce qui va dans le bon sens pour l'obtention du régime de couplage fort.

Référence

[1] Clément Bonnard .Couplage fort entre plasmons de surface et excitons de semiconducteur organique

[2] AENATALLAH Mohammed. Interaction des ondes électromagnétique avec des micro-structures dopes (2010)

[3] William L Barnes. Surface plasmon–polariton length scales: a route to sub-wavelength optics (2006)

Chapitre IV

Densité d'état électromagnétique

Chapitre 4

Densité d'état électromagnétique

Introduction

Dans ce chapitre nous allons faire quelques rappels sur le rayonnement du corps noir. En suite nous verrons qu'il est possible de formuler la théorie du rayonnement thermique dans le cadre de l'électrodynamique classique. Nous pourrions alors calculer la densité d'énergie dans le cas le plus général à condition de connaître sa constante diélectrique.

En suite nous avons calculé la densité d'énergie électrique associée au rayonnement thermique. Nous avons déduit une expression exacte dans le cas d'une interface plane. D'ailleurs nous verrons que la signification physique des différents termes est aisée à donner. Nous avons alors étudié cette densité d'énergie électromagnétique dans le cas d'une interface vide/cuivre en fonction de la pulsation et de la distance d'observation.

Dans ce premier paragraphe nous allons faire quelques brefs rappels sur les concepts de corps noir. En suite nous introduirons les idées de base qui permettent de traiter du rayonnement thermique en électromagnétisme : courants fluctuants, théorème de fluctuation - dissipation et nous précisons la manière dont nous calculons le champ électromagnétique associé au rayonnement thermique. Enfin nous montrerons comment la densité d'énergie et la densité d'état électromagnétique peuvent être mesurées.

4.1 Rayonnement thermique

Le rayonnement thermique est le rayonnement produit par l'agitation thermique des électrons, des atomes ou des molécules qui constituent la matière. Ce rayonnement existe dès lors que la température d'un corps est strictement supérieure à 0K.

4.1.1 Corps noir

Considérons un objet quelconque susceptible d'interagir avec la lumière. Cet objet est désigné comme corps noir si cet objet absorbe intégralement le rayonnement incident, quel que soit la longueur d'onde de ce rayonnement, son angle d'incidence ou sa polarisation.

Supposons maintenant que ce corps noir soit en équilibre thermique avec un thermostat à la température T (enceinte isotherme). Du fait de l'existence de cet équilibre thermique, le rayonnement émis par le corps noir est exactement compensé par le rayonnement absorbé. Ainsi nous comprenons que le rayonnement émis par un corps noir dépend de sa température.

4.2 Rayonnement thermique en électromagnétique

4.2.1 Relation de fluctuation-dissipation

Le rayonnement thermique classique est basé sur des hypothèses qui cessent d'être valables dans certaines conditions. Ces hypothèses sont celles de la radiométrie : le rayonnement se propage en ligne droite (en milieu homogène) et les champs sont incohérents (deux rayonnements issus de surfaces émettrices différentes ne peuvent interférer). On se contente ainsi de sommer les intensités lumineuses produites par différents 'rayons lumineux'. Ces hypothèses sont valables lorsque les distances mises en jeu sont faibles devant la longueur d'onde [1].

Dans le cas contraire, il convient de revenir aux équations fondamentales régissant tous les phénomènes électromagnétiques : les équations de Maxwell. Dans les années 50, Rytov a développé une théorie permettant de calculer les champs électromagnétiques en présence de sources thermiques. Il a repris le formalisme utilisé par Langevin qui, pour modéliser le mouvement Brownien sur des macromolécules, introduisit une force aléatoire agissant sur les molécules.

Le point clé de cette approche est que la fonction de corrélation de cette force aléatoire est reliée aux pertes dans le système.

En électromagnétisme, le problème peut être interprété de la manière suivante : dans tout matériau, l'agitation thermique met en mouvement à l'échelle microscopique les charges comme les électrons d'un métal ou les ions d'un cristal. Ces charges fluctuantes engendrent un courant fluctuant qui lui-même rayonne un champ électromagnétique.

Ce champ électromagnétique créé est connu si on connaît les propriétés statistiques des courants et la réponse à un courant élémentaire dans la géométrie du système.

Les propriétés statistiques des courants (fonctions de corrélation) sont données par le théorème de fluctuation-dissipation. Comme nous le verrons, ce théorème relie les fluctuations des courants à la dissipation dans le système i.e. à la partie imaginaire de la susceptibilité reliant le courant au champ.

Le champ créé par un courant élémentaire est donné par le tenseur de Green du système. Ce dernier est connu dans quelques cas simples auxquels nous nous intéresserons comme un système à une ou plusieurs interfaces.

4.2.2 Condition d'application le théorème

Nous allons maintenant rappeler les conditions d'application de ce théorème nous considérons un milieu matériel (non magnétique) décrit d'un point de vue électromagnétique par sa constante diélectrique $\epsilon(\omega)$.

Cette permittivité est supposée être une grandeur locale c'est-à-dire que la polarisation en un point du milieu est directement proportionnelle au champ électrique en ce point et ne dépend pas directement du champ en d'autres points.

Par ailleurs ce milieu est supposé être à l'équilibre thermodynamique local (ETL) c'est à dire qu'entre autres, une température d'équilibre T peut être définie en tout point du système et ce ci a chaque instant. Dans ces conditions considérons deux éléments de courants $j^f(r, \omega)$ et $j^f(r', \omega')$ situés respectivement au point r et au point r' à l'intérieur du matériau et oscillant respectivement à la pulsation ω et à la pulsation ω' .

Le théorème de fluctuation-dissipation est une relation portant sur le tenseur des corrélations qui stipule que :

$$\langle j_m^f(r, \omega) j_n^f(r', \omega')^* \rangle = 2 \frac{\omega \varepsilon_0}{\pi} \varepsilon''(\omega) \theta(\omega, T) \delta_{m,n} \delta(r - r') \delta(\omega - \omega') \quad (\text{IV.1})$$

*les crochets $\langle \rangle$ indiquent que nous réalisons une moyenne d'ensemble ;

*les indices $m, n=x, y, z$ correspondent aux différentes composantes spatiales des courantes (en coordonnées cartésiennes) ;

* ε_0 est la permittivité diélectrique du vide et $\varepsilon''(\omega)$ la partie imaginaire de la constante diélectrique du milieu ; corrélé

* $\theta(\omega, T)$ est l'énergie moyenne d'un oscillateur harmonique quantique à la pulsation ω et à la température T.

* $\delta_{m,n}$ est le symbole de Kronecher ;

* δ est la distribution de Dirac.

Il est important de voir ici qu'à partir du moment où la constante diélectrique du milieu est connue. Nous connaissons la manière dont le milieu rayonne dans l'espace et même si le théorème de fluctuation dissipation ne fait apparaitre que la partie imaginaire de la constante diélectrique, il est également nécessaire de connaître sa partie réelle pour savoir comment se propage le champ dans l'espace. Le théorème de fluctuation dissipation relie simplement l'absorption proportionnelle à la partie imaginaire de la constante diélectrique à l'émission. Il nous reste maintenant à écrire la manière dont nous calculons le champ électromagnétique associé au rayonnement thermique Ceci est l'objet du paragraphe suivant.

4.3 Théorème de fluctuation-dissipation pour les courants électriques, le champ électrique et le champ magnétique

Pour le champ électromagnétique, la situation est plus compliquée. Le champ électromagnétique est en effet constitué du champ électrique \mathbf{E} et du champ magnétique \mathbf{H} .

la relation linéaire entre les courants (l'excitation) et les champs (la réponse) s'exprime aux moyens de tenseurs, dits *tenseurs de Green*. Donc un élément de courant ponctuel $\mathbf{j}_m^f(\mathbf{r}', \omega')$ situé au point \mathbf{r}' et rayonnant à la pulsation ω ;

Le champ électrique \mathbf{E} et le champ magnétique \mathbf{H} est donne respectivement par :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = (i\omega\mu_0) \int_V d^3\mathbf{r}' \mathbf{G}_E(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \cdot \mathbf{j}^f(\mathbf{r}', \omega) \quad (\text{IV.2})$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) = \int_V d^3\mathbf{r}' \mathbf{G}_H(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \cdot \mathbf{j}^f(\mathbf{r}', \omega) \quad (\text{IV.3})$$

Où \mathbf{G}_E et \mathbf{G}_H sont les tenseurs de Green du système respectivement pour le champ électrique et le champ magnétique. En physique, ces tenseurs représentent la propagation du champ à la pulsation ω , du point \mathbf{r}' au point \mathbf{r} . (Voir l'annexe)

Le volume V correspond à l'espace $z < 0$ (espace inférieure où se situent les sources du rayonnement)

Nous allons maintenant appliquer le théorème de fluctuation dissipation de façon analogue à l'Equation (4.4) pour voir qui concerne les champs électriques et magnétiques.

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)^* \rangle &= \langle |i\omega\mu_0 \int_V d^3\mathbf{r}' \mathbf{G}_E(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \cdot \mathbf{j}^f(\mathbf{r}', \omega)|^2 \rangle \\ &= \mu_0^2 \omega^2 \int_V d^3\mathbf{r}' \int_V d^3\mathbf{r}'' \sum_{l,m,n=x,y,z} G_{l,m}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) G_{l,n}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}'', \omega)^* \\ &\quad \times \langle \mathbf{j}_m^f(\mathbf{r}', \omega) \mathbf{j}_n^f(\mathbf{r}'', \omega)^* \rangle \end{aligned} \quad (\text{IV.4})$$

La double intégration se réduit à une seule, d'après le théorème de fluctuation dissipation donc nous obtenons :

$$\langle \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)^* \rangle = 2\mu_0^2 \omega^2 \times \frac{\omega \varepsilon_0}{\pi} \varepsilon''(\omega) \theta(\omega, T) \int_V d^3\mathbf{r}' G_{l,m}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) G_{l,n}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}'', \omega)^* \quad (\text{IV.5})$$

Pour le champ magnétique :

$$\langle \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega)^* \rangle = \langle \left| \int_V d^3 \mathbf{r}' \mathbf{G}_H(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \cdot \mathbf{j}^f(\mathbf{r}', \omega) \right|^2 \rangle \quad (\text{IV.6})$$

$$= \int_V d^3 \mathbf{r}' \int_V d^3 \mathbf{r}'' \sum_{l,m,n=x,y,z} G_{l,m}^H(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) G_{l,n}^H(\mathbf{r}, \mathbf{r}'', \omega)^* \times \langle \mathbf{j}_m^f(\mathbf{r}', \omega) \mathbf{j}_n^f(\mathbf{r}'', \omega)^* \rangle \quad (\text{IV.7})$$

Donc, si bien que nous obtenons :

$$\langle \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega)^* \rangle = 2 \times \frac{\omega \varepsilon_0}{\pi} \varepsilon''(\omega) \theta(\omega, T) \int_V d^3 \mathbf{r}' G_{l,m}^H(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) G_{l,n}^H(\mathbf{r}, \mathbf{r}'', \omega)^* \quad (\text{IV.8})$$

4.4 La densité d'énergie au-dessus d'une interface

Dans ce paragraphe, nous allons rappeler la géométrie du système étudié, nous détaillerons le calcul de la densité d'énergie à partir de la description du rayonnement thermique que nous avons faite précédemment et enfin nous parlons sur la densité d'état, les résultats obtenus nous présenterons pour le cuivre (Cu).

4.4.1 Géométrie du système étudié

La géométrie que nous avons étudiée est divisée en deux milieux semi-infinis : pour $z \leq 0$, le milieu est un matériau linéaire, homogène, isotrope et non magnétique, de permittivité diélectrique $\varepsilon(\omega)$, maintenu à la température uniforme $T > 0$; au dessus de ce milieu, séparé par une interface plane, il y a du vide de constante diélectrique égale à 1. Un point de l'espace est repéré par ses coordonnées cartésiennes $\mathbf{r}(x, y, z)$.

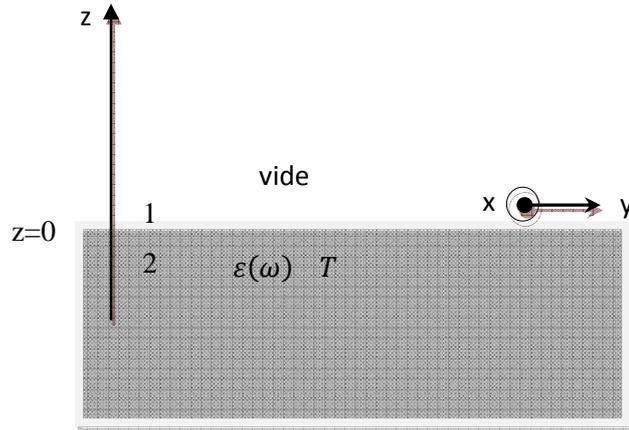


Fig4.1- La géométrie du système étudié

4.4.2 Densité d'énergie électromagnétique dans le vide

Par définition, la densité d'énergie électromagnétique près d'une interface maintenue à une température T associée à un champ électrique $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$ et un champ magnétique $\mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega)$, est égale :

$$u(\mathbf{r}, \omega, T) = 2 \times \left[\frac{\epsilon_0}{2} \langle \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)^* \rangle + \frac{\mu_0}{2} \langle \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega)^* \rangle \right] \quad (\text{IV.9})$$

Cette densité d'énergie électromagnétique est en $\text{J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{Hz}^{-1}$. Elle est égale $u_e(\mathbf{r}, \omega, T)$ en terme électrique :

$$u_e(\mathbf{r}, \omega, T) = 2 \times \frac{\epsilon_0}{2} \langle \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)^* \rangle \quad (\text{IV.10})$$

Et en terme magnétique $u_m(\mathbf{r}, \omega, T)$:

$$u_m(\mathbf{r}, \omega, T) = 2 \times \frac{\mu_0}{2} \langle \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega)^* \rangle \quad (\text{IV.11})$$

Nous avons vu précédemment que :

$$\langle \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)^* \rangle = 2\mu_0^2 \omega^2 \times \frac{\omega \varepsilon_0}{\pi} \varepsilon''(\omega) \theta(\omega, T) \int_V d^3 \mathbf{r}' G_{l,m}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) G_{l,n}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}'', \omega)^* \quad (\text{IV.12})$$

En rappelant que nous avons la relation $\mu_0 \varepsilon_0 c^2 = 1$, nous obtenons alors :

$$\varepsilon_0 \langle \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)^* \rangle = 2 \frac{\omega^3}{\pi c^4} \varepsilon''(\omega) \theta(\omega, T) \int_V d^3 \mathbf{r}' G_{l,m}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) G_{l,n}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}'', \omega)^* \quad (\text{IV.13})$$

Maintenant il s'agit de calculer le terme $G_{l,m}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) G_{l,n}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}'', \omega)^*$.

Le tenseur du champ électrique est exprimé sous la forme (cf. Annexe):

$$\mathbf{G}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \int \frac{d^2 \mathbf{K}}{(2\pi)^2} \mathbf{g}^E(\mathbf{K}, z, z', \omega) \exp[i\mathbf{K} \cdot (\mathbf{R} - \mathbf{R}')] \quad (\text{IV.14})$$

Où $\mathbf{r} = (\mathbf{R}, z)$ et $\mathbf{r}' = (\mathbf{R}', z')$. ce développement est simplement une relation de transformée de Fourier entre \mathbf{G}^E et \mathbf{g}^E . \mathbf{K} est le vecteur correspond à la composante parallèle à l'interface d'une onde plane de vecteur d'onde \mathbf{k} dans le substrat.

Donc :

$$\begin{aligned} \int_V d^3 \mathbf{r}' G_{l,m}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) G_{l,n}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}'', \omega)^* &= \iint \frac{d^2 \mathbf{K}}{(2\pi)^2} \frac{d^2 \mathbf{K}'}{(2\pi)^2} \exp[i(\mathbf{K} - \mathbf{K}') \cdot \mathbf{R}] \\ &\times \int_{-\infty}^0 dz' g_{l,m}^E(\mathbf{K}, z, z', \omega) g_{l,n}^E(\mathbf{K}', z, z', \omega)^* \\ &\int d^2 \mathbf{R}' \exp[-i(\mathbf{K} - \mathbf{K}') \cdot \mathbf{R}'] \end{aligned} \quad (\text{IV.15})$$

Nous avons $\int d^2 \mathbf{R}' \exp[-i(\mathbf{K} - \mathbf{K}') \cdot \mathbf{R}'] = 4\pi^2 \delta(\mathbf{K} - \mathbf{K}')$

La dépendance par rapport à \mathbf{R} disparaît (invariance par translation dans un plan parallèle à x - y) donc l'équation (IV.15) s'écrit :

$$\int_V d^3\mathbf{r}' G_{l,m}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) G_{l,m}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)^* =$$

$$\int \frac{d^2\mathbf{K}}{(2\pi)^2} \left[\int_{-\infty}^0 dz' g_{l,m}^E(\mathbf{K}, z, z', \omega) g_{l,m}^E(\mathbf{K}, z, z', \omega)^* \right] \quad (\text{IV.16})$$

Par ailleurs, nous pouvons montrer que \mathbf{g}^E est de la forme (cf. Annexe B) :

$$g^E(K, z, z', \omega) = g^E(K, \omega) \exp[i(\gamma_0 z - \gamma z')] \quad (\text{IV.17})$$

Avec γ_0 et γ sont les composantes perpendiculaires à l'interface du vecteur d'onde, respectivement dans le vide et dans le substrat et elles sont données par :

$$\gamma_0^2 = k_0^2 - K^2 \quad \text{avec } \text{Re}(\gamma_0) \geq 0 \quad \text{et} \quad \text{Im}(\gamma_0) \geq 0 \quad (\text{IV.18})$$

$$\gamma^2 = k_0^2 \varepsilon - K^2 \quad \text{avec } \text{Re}(\gamma) \geq 0 \quad \text{et} \quad \text{Im}(\gamma) \geq 0 \quad (\text{IV.19})$$

Ainsi :

$$g_{l,m}^E(\mathbf{K}, z, z', \omega) g_{l,m}^E(\mathbf{K}, z, z', \omega)^* = g_{l,m}^E(\mathbf{K}, \omega) g_{l,m}^E(\mathbf{K}, \omega)^* \exp(-2\gamma_0'' z) \exp(2\gamma'' z') \quad (\text{IV.20})$$

De plus :

$$\int_{-\infty}^0 dz' \exp(2\gamma_0'' z') = \left[\frac{1}{2\gamma''} \exp(2\gamma_0'' z') \right]_{z'=-\infty}^{z'=0} = \frac{1}{2\gamma''} \quad (\text{IV.21})$$

En injecte cette équation dans l'équation (IV.18), nous obtenons :

$$\int_V d^3\mathbf{r}' G_{l,m}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) G_{l,m}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)^* = \int \frac{d^2\mathbf{K}}{(2\pi)^2} \frac{1}{2\gamma''} g_{l,m}^E(\mathbf{K}, \omega) g_{l,m}^E(\mathbf{K}, \omega)^* \exp(-2\gamma_0'' z) \quad (\text{IV.22})$$

Il reste donc à évaluer la quantité $g_{l,m}^E(\mathbf{K}, \omega)g_{l,m}^E(\mathbf{K}, \omega)^*$.

Les calculs détaillés seront reportés en annexe (en utilisant l'expression de g^E). Donc le résultat final se met sous la forme (la somme sur les indices répétés l et m est encore implicite) :

$$g_{l,m}^E(\mathbf{K}, \omega)g_{l,m}^E(\mathbf{K}, \omega)^* = \frac{1}{4} \left[\frac{|t_s|^2}{|\gamma|^2} + \frac{(K^2 + |\gamma_0|^2)(K^2 + |\gamma|^2)}{k_0^4 |n|^2} \frac{|t_p|^2}{|\gamma|^2} \right] \quad (\text{IV.23})$$

Où t_s et t_p sont les facteurs de Fresnel en transmission(en amplitude) du milieu inferieur vers le milieu supérieur est sont donne par :

$$t_s = t_s(\mathbf{K}, \omega) \quad \text{et} \quad t_p = t_p(\mathbf{K}, \omega) \quad (\text{IV.24})$$

$n(\omega) = \sqrt{\varepsilon(\omega)}$ est l'indice optique du substrat.

D'après les calculs précédent nous obtenons alors l'expression de la densité d'énergie électrique $u_e(z, \omega, T)$ au dessus de l'interface :

$$u_e(z, \omega, T) = 2 \frac{\omega^3}{\pi c^4} \varepsilon''(\omega) \theta(\omega, T) \times \int \frac{d^2 K}{(2\pi)^2} \frac{1}{2\gamma''} \frac{1}{4} \left[\frac{|t_s|^2}{|\gamma|^2} + \frac{(K^2 + |\gamma_0|^2)(K^2 + |\gamma|^2)}{k_0^4 |n|^2} \frac{|t_p|^2}{|\gamma|^2} \right] \exp(-2\gamma_0'' z) \quad (\text{IV.25})$$

À cause de l'invariance par translation et de la symétrie cylindrique (les axes x et y jouent le même rôle pour le problème), tous les termes de l'intégrant ($\gamma_0, \gamma, t_s, t_p$) ne dépendent que de $K = |\mathbf{K}|$. nous pouvons donc effectuer la transformation suivante.

$$\int \frac{d^2K}{(2\pi)^2} = \iint \frac{dk_x dk_y}{(2\pi)^2} \rightarrow \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \frac{K dK d\theta}{(2\pi)^2} = \int_0^\infty \frac{K dK}{2\pi} \quad (\text{IV.26})$$

D'autre part nous avons :

$$2\text{Re}(\gamma)\text{Im}(\gamma) = K_0^2 \text{Im}(\varepsilon) \quad (\text{IV.27})$$

Donc :

$$\frac{\varepsilon''(\omega)}{2\gamma''} = \frac{\gamma'}{K_0^2} \quad (\text{IV.28})$$

D'où

$$u_e(z, \omega, T) = \frac{1}{4} \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \theta(\omega, T) \times \int_0^\infty \frac{K dK}{K_0} \gamma' \left[\frac{|t_s|^2}{|\gamma|^2} + \frac{(K^2 + |\gamma_0|^2)(K^2 + |\gamma|^2)}{k_0^4 |n|^2} \frac{|t_p|^2}{|\gamma|^2} \right] \exp(-2\gamma'' z) \quad (\text{IV.29})$$

4.4.3 Contribution des ondes propagatives et des ondes évanescentes

A cause de la nature des ondes transmises du substrat vers le vide nous devons

introduire la distinction qu'il y a entre les ondes propagatives et les ondes évanescentes. $K \leq$

$$K_0 : \text{ondes propagatives} \rightarrow \gamma_0 = \text{Re}(\gamma_0) = |\gamma_0| \text{ et } \text{Im}(\gamma_0) = 0 \quad (\text{IV.30})$$

$$K \geq K_0 : \text{ondes évanescentes} \rightarrow \gamma_0 = i\text{Im}(\gamma_0) = i|\gamma_0| \text{ et } \text{Im}(\gamma_0) \neq 0 \quad (\text{IV.31})$$

Les ondes propagatives dans le milieu 2 (vide) se propagent sans s'atténuer et les ondes

évanescentes dans le milieu 2 ne se propagent pas.

Ainsi, l'intégration dans l'équation (IV.29) séparée en deux terme celui qui il correspondant aux ondes propagative et l'autre correspondant aux ondes évanescentes

Les ondes propagatives :

$$K^2 + |\gamma_0|^2 = K^2 + (k_0^2 - K^2) = k_0^2 \quad (\text{IV.32})$$

D'autre part nous avons :

$$Re(\gamma)(K^2 + |\gamma_0|^2) = k_0^2 Re(\epsilon\gamma^*) \quad (\text{IV.33})$$

$$Im(\gamma)(|\gamma_0|^2 - K^2) = k_0^2 Im(\epsilon\gamma^*) \quad (\text{IV.34})$$

D'après l'équation (IV.32) ,nous avons :

:

$$\frac{\gamma'(K^2 + |\gamma_0|^2)}{k_0^2} = Re(\epsilon\gamma^*) \quad (\text{IV.35})$$

Or d'après l'annexe C, nous avons :

$$\frac{\gamma'|t_s|^2}{|\gamma|^2} = \frac{1}{|\gamma_0|} (1 - |r_s|^2) \quad (\text{IV.36})$$

$$\frac{Re(\epsilon\gamma^*)|t_p|^2}{|n|^2|\gamma|^2} = \frac{1}{|\gamma_0|} (1 - |r_p|^2) \quad (\text{IV.37})$$

r_s et r_p sont les facteurs de Fresnel en réflexion du milieu supérieurs vers le milieu inférieur.

Nous en déduisons l'expression finale de la densité d'énergie électrique pour les ondes propagatives :

$$u_e^{prop}(z, \omega, T) = \frac{1}{2} u_\omega^0(T) \times \int_0^{k_0} \frac{K dK}{K_0 |\gamma_0|} \frac{1}{2} \left[(1 - |r_s|^2) + (1 - |r_p|^2) \right] \quad (IV.38)$$

$$\text{Avec } u_\omega^0(T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \theta(\omega, T)$$

Pour les ondes propagatives γ_0 est réel et γ_0'' donc le terme en $\exp(-2\gamma'' z)$ a disparu.

Pour les ondes évanescentes l'équation (IV.34) réécrite sous la forme :

$$K^2 + |\gamma_0|^2 = K^2 + (K^2 - k_0^2) = 2K^2 - k_0^2 = k_0^2 \left(2 \frac{K^2}{k_0^2} - 1 \right) \quad (IV.39)$$

Et l'équation (4.38) est également valable pour les ondes évanescentes.

D'autre part :

$$\frac{\gamma' |t_s|^2}{|\gamma|^2} = \frac{1}{|\gamma_0|} 2 \text{Im}(r_s) \quad (IV.40)$$

$$\frac{\text{Re}(\epsilon \gamma^*) |t_p|^2}{|n|^2 |\gamma|^2} = \frac{1}{|\gamma_0|} 2 \text{Im}(r_p) \quad (IV.41)$$

Nous déduisons alors :

$$u_e^{évan}(z, \omega, T) = u_\omega^0(T) \times \int_{k_0}^{\infty} \frac{K dK}{K_0 |\gamma_0|} \frac{1}{2} \left[\text{Im}(r_s) + \left(2 \frac{K^2}{k_0^2} - 1 \right) \text{Im}(r_p) \right] \exp(-2\gamma'' z) \quad (IV.42)$$

Nous remarquons que pour les ondes évanescentes, les termes en polarisation s et en polarisation p ne sont pas symétriques : ceci est tout à fait normale car en polarisation s , \mathbf{E} est perpendiculaire au plan d'incidence et en polarisation p , \mathbf{E} est dans le plan d'incidence. Dans chacun des cas, ce n'est pas la même géométrie pour le champ ; cela est normal que les deux contributions aient des expressions différentes.

4.4.4 Densité d'énergie électromagnétique au-dessus de l'interface

Voici les résultats que nous obtenons par le calcul :

$$u_e^{prop}(z, \omega, T) = \frac{1}{2} u_\omega^0(T) \times \int_0^{k_0} \frac{KdK}{K_0|\gamma_0|^2} \frac{1}{2} \left[(1 - |r_s|^2) + (1 - |r_p|^2) \right] \quad (\text{IV.43a})$$

$$u_m^{prop}(z, \omega, T) = u_e^{prop}(z, \omega, T) \quad (\text{IV.43b})$$

$$u_e^{évan}(z, \omega, T) = u_\omega^0(T) \times \int_{k_0}^{\infty} \frac{KdK}{K_0|\gamma_0|^2} \frac{1}{2} \left[\text{Im}(r_s) + \left(2 \frac{K^2}{k_0^2} - 1\right) \text{Im}(r_p) \right] \mathbb{E}xp(-2\gamma_0''z) \quad (\text{IV.44b})$$

$$u_m^{évan}(z, \omega, T) = u_\omega^0(T) \times \int_{k_0}^{\infty} \frac{KdK}{K_0|\gamma_0|^2} \frac{1}{2} \left[\text{Im}(r_p) + \left(2 \frac{K^2}{k_0^2} - 1\right) \text{Im}(r_s) \right] \mathbb{E}xp(-2\gamma_0''z) \quad (\text{IV.44b})$$

Pour la contribution des ondes propagatives, nous remarquons que la densité d'énergie magnétique est la même que celle du terme électrique et dans la contribution des ondes évanescentes est exactement symétrique par rapport à la polarisation.

En somme l'énergie électrique et magnétique nous obtenons la densité d'énergie électromagnétique monochromatique :

$$u(z, \omega, T) = u^{prop}(z, \omega, T) + u^{évan}(z, \omega, T) \quad (\text{IV.45})$$

Avec :

$$u^{prop}(z, \omega, T) = u_\omega^0(T) \times \int_0^{k_0} \frac{KdK}{K_0|\gamma_0|^2} \frac{1}{2} \left[(1 - |r_s|^2) + (1 - |r_p|^2) \right] \quad (\text{IV.45a})$$

$$u^{évan}(z, \omega, T) = 4u_\omega^0(T) \times \int_{k_0}^{\infty} \frac{K^3 dK}{k_0^3 |\gamma_0|^2} \frac{1}{2} \left[\text{Im}(r_s) + \text{Im}(r_p) \right] \mathbb{E}xp(-2\gamma_0''z) \quad (\text{IV.45b})$$

4.5 Densité d'état électromagnétique

Dans une situation d'équilibre, il est possible de relier proprement la densité d'état électromagnétique à la densité d'énergie. En effet, la densité d'énergie en un lieu donné \mathbf{r} peut toujours s'exprimer comme le produit de la densité d'état électromagnétique $\rho(\mathbf{r}, \omega)$ par

l'énergie de l'état $\hbar\omega$ et par la population du mode à la température T c'est-à-dire la distribution de Bose-Einstein $\frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right)-1}$ [2].

$$u(\mathbf{r}, \omega) = \rho(\mathbf{r}, \omega) \frac{\hbar\omega}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right)-1} \quad (\text{IV.46})$$

Pour une situation hors d'équilibre comme ici (substrat à la température $T > 0$ émettant dans le vide supposé à 0K). Le calcul de la densité d'énergie par le théorème de fluctuation-dissipation permet donc de calculer La densité d'état.

$$u(\mathbf{r}, \omega) = 2 \frac{\omega^3}{\pi c^4} \theta(\omega, T) \varepsilon''(\omega) \times \sum_{l,m} \int_V d^3\mathbf{r}' \left[|G_{l,m}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)|^2 + \frac{1}{k_0^2} |G_{l,m}^H(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)|^2 \right] \quad (\text{IV.47})$$

Où V correspond au volume des sources, $\varepsilon''(\omega)$ est la partie imaginaire de la constante diélectrique complexe dépendant de la pulsation G^E et G^H sont les tenseurs de Green du système respectivement pour le champ électrique et magnétique. Nous définissons alors la densité d'états par l'équation suivante :

$$\rho(\mathbf{r}, \omega) = 2 \frac{\omega^3}{\pi c^4} \varepsilon''(\omega) \times \sum_{l,m} \int_V d^3\mathbf{r}' \left[|G_{l,m}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)|^2 + \frac{1}{k_0^2} |G_{l,m}^H(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)|^2 \right] \quad (\text{IV.48})$$

Nous avons remarqué que la densité d'état électromagnétique ne dépend que de la fonction de Green du système auquel on s'intéresse. Elle ne dépend donc que de sa géométrie et de sa composition [3]. En effet, la densité d'états définie ne tient compte que des modes du champ électromagnétique pouvant exister dans le vide pour $z < 0$. Aussi, les ondes qui pourraient venir du vide pour $z > 0$ ne sont-elles pas incluses dans le calcul. Ceci a été fait par Di Stefano et al. (2000).

On peut électivement montrer que lorsque l'on s'approche de l'interface, la densité d'état locale ρ dépend de la fréquence ω et de la distance z à l'interface, nous nous concentrons sur la contribution évanescente donc quand $\lambda = 2\pi \frac{c}{\omega} \gg z$ le terme exponentiel $\exp(-2\gamma_0''z)$ devient petit devant $k \gg \lambda/(4\pi z) \gg 1$ [4].

Les facteurs de Fresnel réduisant à :

$$\text{Lim}_{k \rightarrow \infty} r_{12}^s = \frac{\varepsilon - 1}{4k^2} \quad (\text{IV.49a})$$

$$\text{Lim}_{k \rightarrow \infty} r_{12}^p = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \quad (\text{IV.49b})$$

Donc l'expression finale de la densité d'état électrique $\rho^E(z, \omega)$ et magnétique $\rho^H(z, \omega)$ sont donne respectivement par les expressions suivantes :

$$\rho^E(z, \omega) = \frac{\rho_v}{|\varepsilon + 1|^2} \frac{\varepsilon''}{4k_0^3 z^3} \quad (\text{IV.50})$$

$$\rho^H(z, \omega) = \rho_v \left[\frac{\varepsilon''}{16k_0 z} + \frac{\varepsilon''}{4|\varepsilon + 1|^2 k_0 z} \right] \quad (\text{IV.51})$$

$$\text{Avec } \rho_v = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3}$$

4.5.1 Champ électrique

Pour étude le comportement de la contribution du champ E proche nous avons tracé la figure (4.1) qui représente la densité d'état électrique $\rho^E(z, \omega)$ en fonction de la fréquence angulaire a partir de l'expression (IV.50) pour différentes hauteurs d'observation $z = 10\text{nm}$, $1\mu\text{m}$ et $z > \mu\text{m}$.

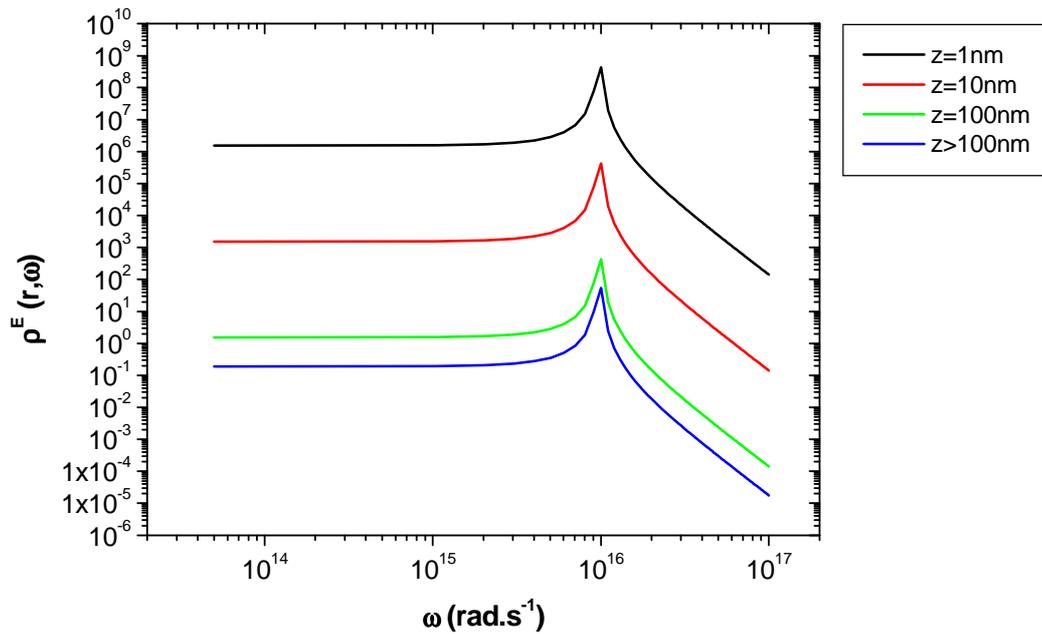


Fig.4.1- Comportement de la densité d'état $\rho^E(z, \omega)$ en fonction de la pulsation pour différentes positions z .

Si nous examinons les données de la figure 4.1, nous pouvons remarquer que pour chaque position z , la densité d'état est quasiment constante pour des faibles pulsations ω pour atteindre ensuite un maximum autour de $\omega_{max} = 10^{+16} \text{ rad} \times \text{s}^{-1}$. Ce comportement est significatif ; c'est-à-dire que la contribution du champ électrique mesuré en champ proche dans la zone d'évanescence (zone de transmission) rend compte que la structure est radiative autour de ce pic de transmission. Cette pulsation correspond donc à la pulsation de résonance du plasmon polariton de surface pour le cuivre. Le taux de la densité d'état est maximum autant que l'on se place à une distance z la proche de l'échantillon. Cela revient au fait que l'on se trouve dans la zone de transmission. Il est prédit que la densité d'énergie augmente d'environ 6 ordres de grandeur en passant de $z = 10\text{nm}$ à $z = 1\mu\text{m}$.

Cette forte augmentation de la densité d'état en s'approchant de plus en plus de l'interface entre le cuivre et l'air montre bien le caractère évanescent et résonnant de modes propres de surface pour une détection en champ proche. Ces interprétations quantitatives pour la densité d'état sont résumées dans la table 4.1.

z (nm)	1	10	100	$z > 100$
$\rho^E(z, \omega)$	$4,87 \times 10^8$	$5,4 \times 10^5$	502,03	68,91

Table. (4.1) : Paramètres caractéristiques de la résonance angulaire de la densité d'état électrique $\rho^E(z, \omega)$ mesurés sur le cuivre pour différentes positions z .

4.5.2 Champ magnétique

De façon similaire que précédemment, nous reportons l'étude analytique de la densité d'état $\rho^H(z, \omega)$ pour une contribution du champ magnétique en fonction de la fréquence angulaire ω . Son expression est déduite à partir de l'équation (IV.51), pour différentes positions z .

Suite à une étude analytique, nous reportons le tracer de $\rho^H(z, \omega)$ (Cf. Fig.4.2).

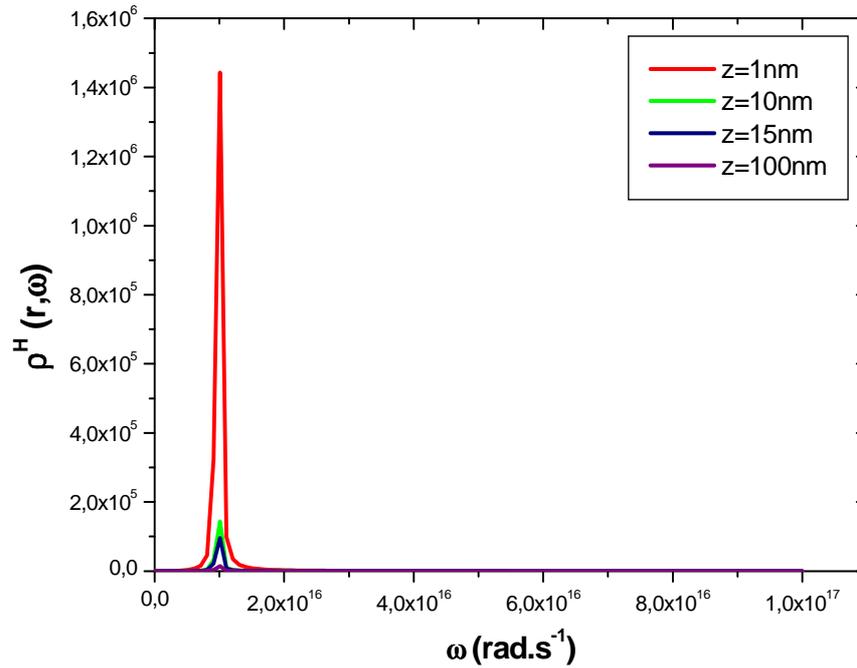


Fig.4.2 - Comportement de la densité d'état $\rho^H(z, \omega)$ en fonction de la pulsation pour différents positions $z= 1, 10, 15,$ et 100nm .

Pour la contribution du champ magnétique, la densité d'état augmente autour de la fréquence angulaire $\omega_{max} = 9,97 \times 10^{15} \text{ rd/s}$ autant que l'on se trouve à des positions z proches de l'interface cuivre- air. Nous résumons les données de la densité d'état selon la table (4.2).

$z \text{ (nm)}$	<i>1</i>	<i>10</i>	<i>15</i>	<i>100</i>
$\rho^H(z, \omega)$	$1,457 \times 10^6$	$1,482 \times 10^5$	$1,051 \times 10^5$	$2,515 \times 10^4$

Table. (4.2) : Paramètres caractéristiques de la résonance angulaire de la densité d'état $\rho^H(z, \omega)$ avec la contribution du champ magnétique mesurés sur le cuivre pour différentes positions $z = 1, 10, 15$ et 100nm .

4.6 Densité d'énergie avec la contribution du champ électrique

Dans les deux parties précédentes, nous avons montré que sur la mesure de la densité d'état en champ proche, nous pouvons prédire la nature d'émission radiative de structure en incluant la nature de l'onde électromagnétique et en se plaçant à des distances proches de l'échantillon. En fait, ce ne sont pas les seules conditions qui puissent modifier le phénomène du champ proche des modes excités au voisinage des interfaces matériaux-diélectrique. Nous avons introduit cette fois-ci l'effet thermique pour prédire le comportement de la densité d'état. Pour toute fluctuation en température, les propriétés optiques des matériaux sont modifiées (variation d'un gradient d'indice). Ainsi, nous pouvons prédire l'émission thermique de toute structure en champ proche.

Pour se faire, nous avons utilisé les équations (IV.46) et (IV.50) pour écrire la densité d'état comme suite:

$$u^E(\omega, z, T) = \frac{\rho_v}{|\varepsilon+1|^2} \frac{\varepsilon''}{4k_0^3 z^3} \times \frac{\hbar\omega}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right)-1} \quad (\text{IV.52})$$

Avec ε'' est la partie imaginaire de la permittivité diélectrique, \hbar est le constante de Planck divisé par 2π , k_B est le constante de Boltzmann

Sur les figures (4.3) et (4.4), nous avons représenté la densité d'énergie électrique en fonction de la fréquence angulaire ω pour différents position $z=15, 10, 5$ et 1nm et des températures $T=100\text{K}$ et 300K .

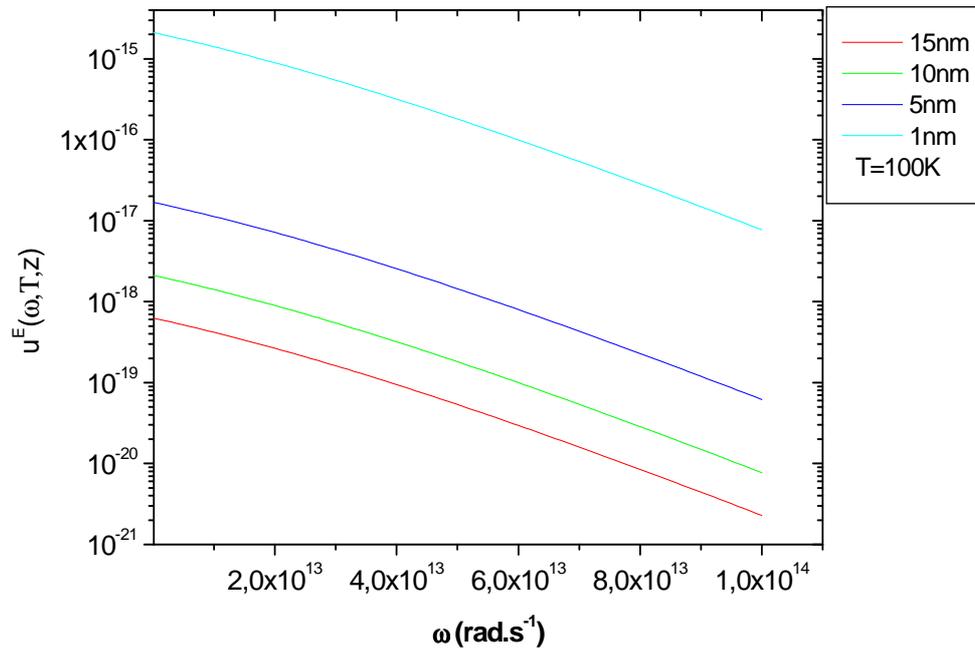


Fig.4.3-Densité d'énergie électrique $u^E(\omega, z, T)$ en fonction de la fréquence angulaire pour différentes positions z et pour une $T=100K$ en échelle lin-log

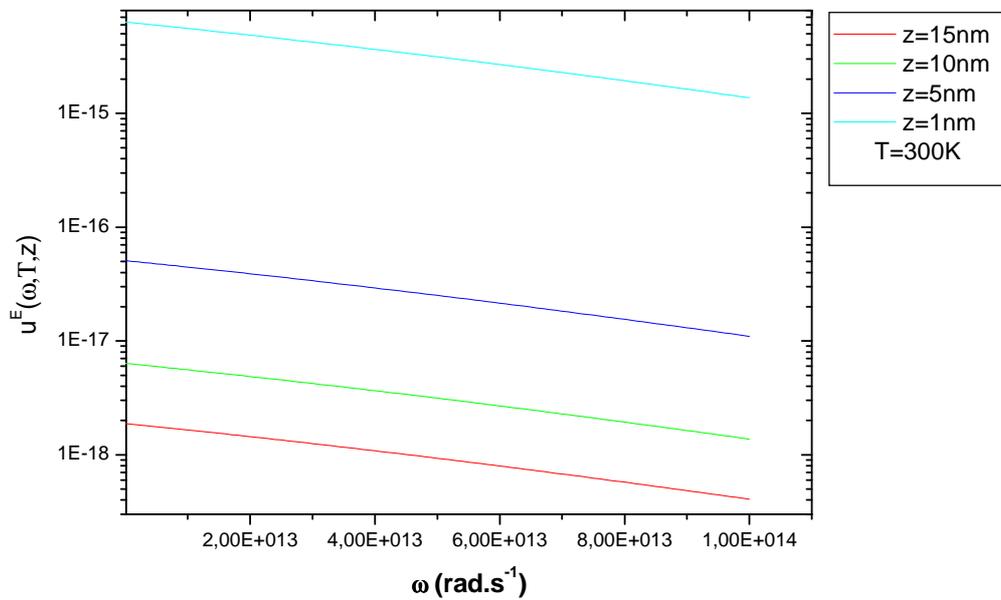


Fig.4.4-Densité d'énergie électrique $u^E(\omega, z, T)$ en fonction de la fréquence angulaire pour différentes positions z pour $T=300K$

Si nous examinons les données de la figure (4.3) et (4.4), nous pouvons remarquer que la densité d'état augmente lorsqu'en s'approchant de plus en plus de l'interface entre le cuivre et l'air, d'ailleurs on peut également faire intervenir la notion de la température qui modifie les propriétés optique du cuivre

Pour bien prédire le comportement de la densité d'état avec l'effet thermique à une distance de 1nm d'un échantillon de cuivre, nous reportons le tracer de $u^e(\omega, T)$ (Cf. Fig.4.5).

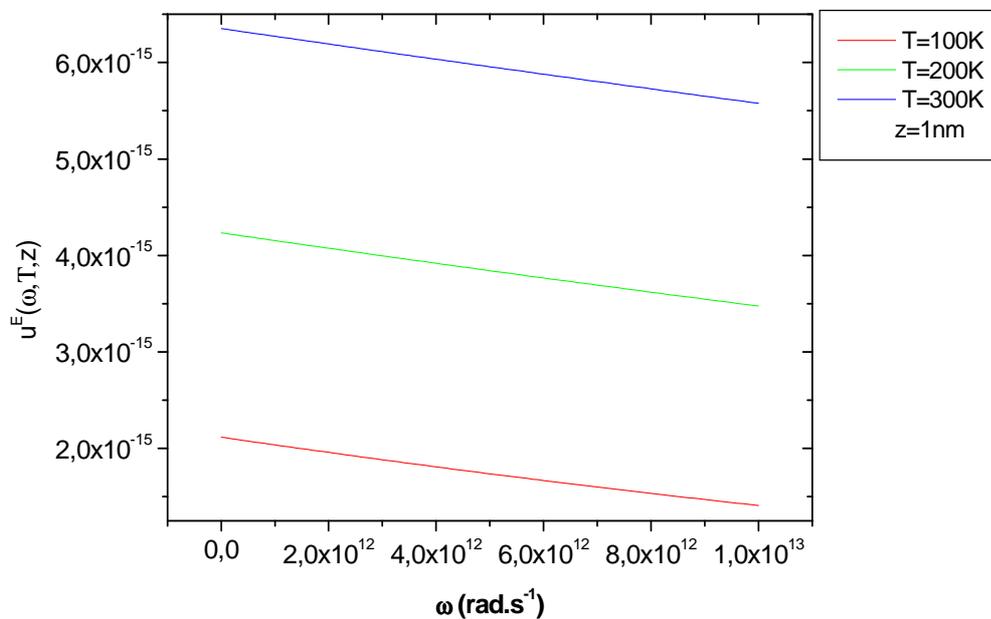


Fig.4.5-Densité d'énergie électrique $u^E(\omega, z, T)$ en fonction de la fréquence angulaire pour $T=300K$, $200K$, $100K$ avec $z=1nm$.

D'après la figure au dessus, il est prédit que la densité d'état avec la contribution du champ électrique est maximum autant que l'on augmente la température. Ce signifie que pour toute fluctuation en température, les propriétés optiques des matériaux sont modifiées (variation d'un gradient d'indice). Ainsi, nous pouvons prédire l'émission thermique de toute structure en champ proche.

4.7 Densité d'énergie avec la contribution du champ magnétique

De façon similaire que précédemment, nous reportons l'étude analytique de la densité d'énergie $u^H(z, \omega)$ pour une contribution du champ magnétique en fonction de la fréquence angulaire ω . Son expression est déduite à partir de les équations (IV.49) et (IV.51) pour différentes positions z . Suite à une étude analytique, nous reportons le tracer de $u^H(z, \omega)$ (Cf.Fig. (4.6) et (4.7)).

Nous avons utilisé les expressions (IV.49) et (IV.51) nous avons trouvé :

$$u^H(\omega, z, T) = \rho_v \left[\frac{\varepsilon''}{16k_0z} + \frac{\varepsilon''}{4|\varepsilon+1|^2k_0z} \right] \times \frac{\hbar\omega}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right)-1} \quad (\text{IV.53})$$

Nous avons représenté dans les figures (4.6) et (4.7) la densité d'énergie magnétique en fonction de la fréquence angulaire ω pour différents position z ($z=15\text{nm}$, 10nm , 5nm et 1nm) et pour $T=100\text{K}$ et $T=300\text{K}$

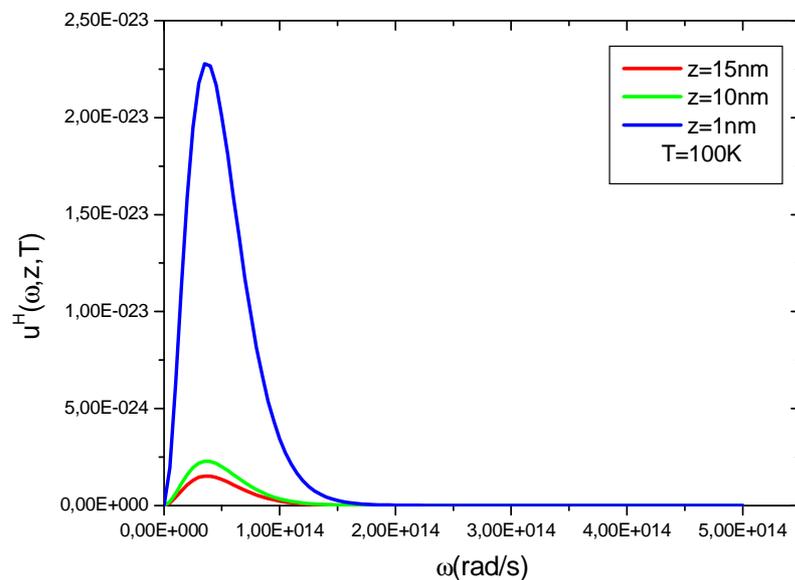


Fig.4.6-Densité d'état magnétique en fonction de la fréquence angulaire ω pour différentes positions z ($T=100\text{k}$)

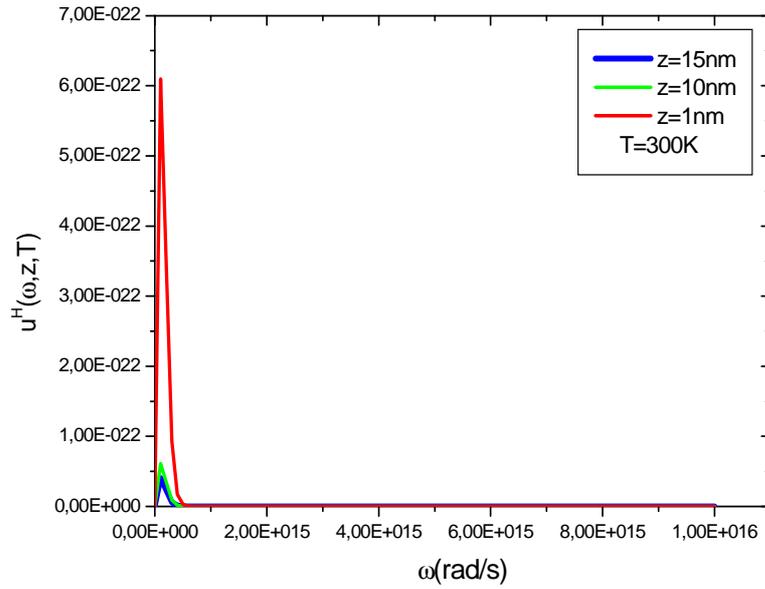


Fig.4.7-Densité d'état magnétique en fonction de la fréquence angulaire ω pour différentes positions z ($T=300k$)

Pour la contribution du champ magnétique avec la température $T= 100K$, la densité d'état augmente autour de la fréquence angulaire $\omega_{max} = 3,72 \times 10^{13} \text{ rd/s}$ et $\omega_{max} = 1,42 \times 10^{14} \text{ rd/s}$ pour $T=300$ autant que l'on se trouve à des positions z proches de l'interface cuivre- air. Nous résumons les données de la densité d'état selon les tables (4.3) et (4.4).

$z(\text{nm})$	1nm	10nm	15nm
$u^H(\omega, z, T)$	$2,28 \times 10^{-23}$	$2,54 \times 10^{-24}$	$1,8 \times 10^{-24}$

Table. (4.3) : Paramètres caractéristiques de la résonance angulaire de la densité d'énergie avec la contribution du champ magnétique $U^H(z, T, \omega)$ mesurés sur le cuivre pour différentes positions Z avec la température $T=100K$

z (nm)	1nm	10nm	15nm
$u^H(\omega, z, T)$	$6,13 \times 10^{-22}$	$6,22 \times 10^{-23}$	$3,79 \times 10^{-23}$

Table. (4.3) : Paramètres caractéristiques de la résonance angulaire de la densité d'état électrique $U^H(z, T, \omega)$ mesurés sur le cuivre pour différentes positions Z avec la température $T=300K$

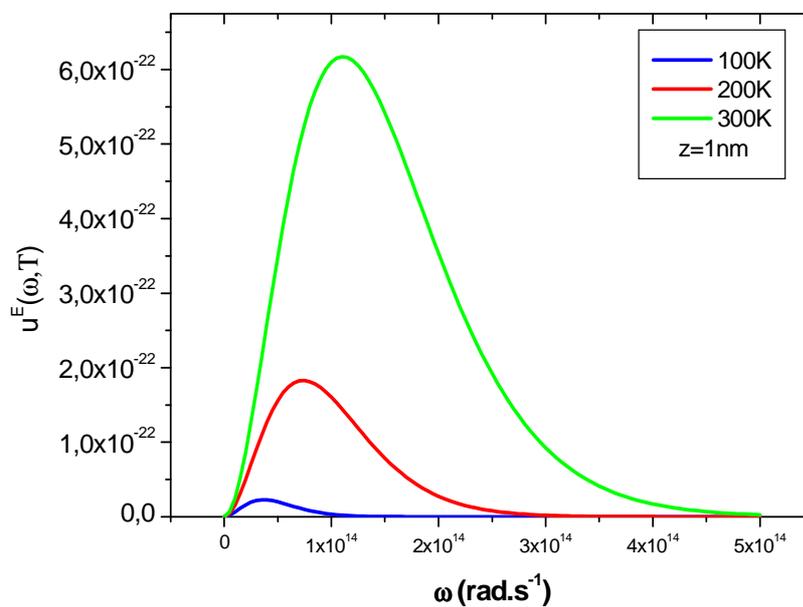


Fig.4.7-Densité d'état magnétique en fonction de la fréquence angulaire ω pour la position $z = 1\text{nm}$ avec la température $T=100k, 200k, 100K$.

Dans le cas de la contribution magnétique et pour $z = 1\text{nm}$, l'augmentation de la température entraîne une augmentation de la densité d'énergie. Ce comportement est significatif ; c'est-à-dire que la contribution du champ magnétique mesuré en champ proche rend compte que la structure est radiative autour d'un pic de transmission. Ainsi il est prédit que la résonance angulaire est décalée vers les hautes fréquences autant que l'on augmente la température.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré que sur la mesure de la densité d'état en champ proche, nous pouvons prédire la nature d'émission radiative de structure en incluant la nature de l'onde électromagnétique et en se plaçant à des distances proches de l'échantillon. Ainsi, nous avons montré que les paramètres de cette émission radiative mesurable en transmission sont contrôlés sur la distance z . On peut également intervenir la notion de la température qui modifie le phénomène du champ proche des modes excités au voisinage des interfaces matériaux-diélectrique et les propriétés optiques des matériaux.

Référence :

[1] Jean-Philippe MULET, Modélisation du rayonnement thermique par une approche électromagnétique. Rôle des ondes de surface dans le transfert d'énergie aux courtes échelles et dans les forces de Casimir(2003).

[2] C. Henkel, K. Joulain, J.-P.Mulet and J.-J. Greffet, Coupled surface polaritons and the Casimir Force, Phys. Rev. A, 69,023808(2004).

[3] Karl JOULAIN Transferts aux petites échelles: application au rayonnement thermique, aux forces de Casimir et à la conduction thermique

[4] Karl Joulain, Rémi Carminati, Jean-Philippe Mulet et Jean-Jacques Greffet, Definition and Measurement of the Local Density of Electromagnetic States close to an interface.

Conclusion générale

Conclusion générale

Conclusion générale

Ma thèse a été consacrée à les plasmons polaritons de surface, Dans le premier chapitre de ce manuscrit, nous avons présenté une approche générale des ondes de surface. Nous avons resitué ce phénomène dans son contexte physique, c'est-à-dire une résonance de la matière qui se traduit par l'apparition d'un champ électromagnétique résonant, cette résonance a été étudié par les équations de Maxwell.

D'autre part nous avons rappelé les conditions d'existence de plasmon polariton de surface sur une interface plane constituée d'un matériau conducteur et un milieu diélectrique (l'air ambiant). Nous avons ainsi fait quelques rappels sur les principes domaines d'application. Nous avons conclu le premier chapitre de cette thèse par la possibilité de coupler ces ondes de surface à des ondes propagatives et nous avons déduit une relation de dispersion qui relie la fréquence d'apparition du polariton avec les caractéristiques spatiales du champ électromagnétique.

Le second chapitre a présenté les caractéristiques optique des métaux nobles comme l'argent l'or et nous avons fait une rappelle sur le modèle de Drude qui permet de décrire les propriétés optique des métaux ensuite nous avons fait une rappelle sur la microscopie en champ proche

Le chapitre 3 a été consacré au résultat numérique obtenus depuis les calculs analytique et qui concerne l'étude des paramètres associés aux modes des PPS manipulés à l'échelle sub-longueur d'onde : La longueur d'onde normalisée λ_{PPS}/λ_0 , La longueur de propagation des PPS δ_{PPS} , La longueur de pénétration dans le métal δ_m et dans le diélectrique δ_d . Nous rapportons ces quatre paramètres en fonction de la longueur d'onde dans l'intervalle spectral visible et infrarouge pour le cuivre et l'argent, nous tenons à faire un choix sur le métal qui est fonctionnant comme un bon conducteur , le cuivre est le meilleur candidat.

Nous allons calculé dans le prochain chapitre la densité d'énergie électromagnétique au-dessus d'une interface radiative sub-longueur d'onde. Cette méthode, exacte dès lors que l'on peut considérer la constante diélectrique comme une grandeur locale, nous avons montré que la contribution du champ électrique mesuré en champ proche dans la zone d'évanescence (zone de transmission) rend compte que la structure est radiative autour d'un pic de transmission. En suit nous avons montré que sur la mesure de la densité d'état en champ proche, nous pouvons prédire la nature d'émission radiative de structure en incluant la nature de l'onde électromagnétique et en se plaçant à des distances proches de l'échantillon., ce ne sont pas les seules conditions qui puissent modifier le phénomène du champ proche des modes excités au voisinage des interfaces matériaux-diélectrique. Nous avons montré que pour toute fluctuation en température, les propriétés optiques des matériaux sont modifiées (variation d'un gradient d'indice). Ainsi, nous avons prédire l'émission thermique de toute structure en champ proche.



Annexe
Annexe

Annexe A :

La partie réelle et imaginaire de la permittivité diélectrique

Dans cette partie nous avons cherché la partie réelle et la partie imaginaire de la permittivité diélectrique c'est pour ça nous avons utilisé une permittivité diélectrique complexe de la forme $\varepsilon_m = \varepsilon_m' + i\varepsilon_m''$

D'après le modèle de Drude la permittivité diélectrique du matériau est donnée par la formule suivante :

$$\varepsilon_m(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} \quad (\text{A.1})$$

Où ω_p est la fréquence plasma, γ est le terme d'atténuation par absorption.

D'après (A.1) nous avons trouvé :

$$\varepsilon_m(\omega) = \frac{\omega^2 + i\omega\gamma}{\omega^2 + i\omega\gamma} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} \quad (\text{A.2})$$

$$= \frac{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} \quad (\text{A.3})$$

$$= \frac{(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_p^2)(\omega^2 - i\omega\gamma)}{(\omega^2 + i\omega\gamma)(\omega^2 - i\omega\gamma)} \quad (\text{A.4})$$

$$= \frac{\omega^4 - i\omega^3\gamma + i\omega^3\gamma + \omega^2\gamma^2 - \omega_p^2\omega^2 + i\omega_p^2\omega\gamma}{\omega^4 - i\omega^3\gamma + i\omega^3\gamma + \omega^2\gamma^2} \quad (\text{A.5})$$

$$= \frac{\omega^4 - \omega^2\gamma^2 - \omega_p^2\omega^2 + i\omega_p^2\omega\gamma}{\omega^4 + \omega^2\gamma^2} \quad (\text{A.6})$$

$$= \frac{\omega^2(\omega^2 + \gamma^2) - \omega_p^2\omega^2 + i\omega_p^2\omega\gamma}{\omega^2(\omega^2 + \gamma^2)} \quad (\text{A.7})$$

Donc

$$\varepsilon_m(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} + i \frac{\omega_p \gamma}{(\omega^2 + \gamma^2)\omega} \quad (\text{A.8})$$

D'autre part, nous avons : $\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_m'(\omega) + i\varepsilon_m''(\omega)$

Donc

$$\varepsilon_m'(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} \quad \text{et} \quad \varepsilon_m''(\omega) = i \frac{\omega_p \gamma}{(\omega^2 + \gamma^2)\omega} \quad (\text{A.9})$$

Annexe B

Tenseur de Green de l'espace libre

B.1 Formalisme de Green

B.1.1 Position du problème

On se place dans un milieu, homogène et isotrope, de constante diélectrique $\epsilon(\omega)$. Le milieu est également supposé être non-magnétique. Un des problèmes courants que nous avons à traiter est de calculer le rayonnement (i.e. le champ électromagnétique) d'un dipôle ou d'un élément de courant, d'un point source \mathbf{r}' vers un point d'observation \mathbf{r} (cf. Fig. 1)

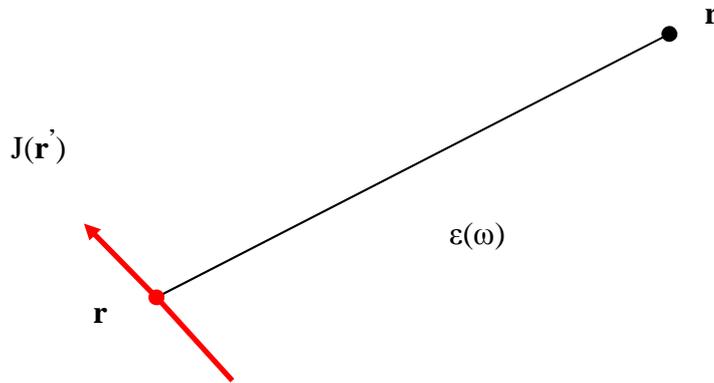


Fig .1.B : Rayonnement d'un élément de courant dans un milieu linéaire, homogène, isotrope et non magnétique de constante diélectrique $\epsilon(\omega)$.

B.1.2 Introduction du tenseur de Green

Considérons une distribution de courants $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ répartie dans l'espace ; cette distribution peut être continue ou discret .notons que \mathbf{j} est homogène à une densité volumique de courant en $A.m^{-2}$ (SI). Ces courants " source " rayonnent un champ électrique $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ au point \mathbf{r} (et également un champ magnétique).En combinant les équation de Maxwell dans le milieu, nous obtenons la relation qui relie le courant et le champ :

$$\mathbf{rot}_r \mathbf{rot}_r \mathbf{E}(\mathbf{r}) - k_0^2 \epsilon \mathbf{E}(\mathbf{r}) = (i\omega\mu_0) \mathbf{j}(\mathbf{r}) \quad (\text{B .1})$$

Où $k_0^2 = \omega^2/c^2$, c étant la vitesse de la lumière dans le vide.

D'autre part :

$$\mathbf{rot}_r \mathbf{rot}_r \mathbf{G}_0^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - k_0^2 \varepsilon \mathbf{G}_0^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \mathbf{I} \delta(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \quad (\text{B.2})$$

Avec : \mathbf{G}_0^E est le tenseur de Green, \mathbf{I} : le tenseur unité et δ la distribution de Dirac (notons que δ est ici homogène à l'inverse d'un volume, c'est-à-dire en m^{-3}).

Donc nous pouvons déterminer le champ électrique rayonné au point \mathbf{r} par l'élément de courant situé en \mathbf{r}' par la relation suivant :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{G}_0^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot [(i\omega\mu_0)\mathbf{j}(\mathbf{r}')] \quad (\text{B.3})$$

Pour une distribution volumique de courant, une intégration sur le volume V des sources est nécessaire :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = (i\omega\mu_0) \int_V \mathbf{G}_0^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{j}(\mathbf{r}') d^3\mathbf{r}', \quad d^3\mathbf{r}' = dx' dy' dz'$$

A.2 Détermination du tenseur de Green pour le champ électrique

B.2.1 Transformée de Fourier du tenseur de Green

Dans la plupart des cas, il est difficile de déterminer l'expression analytique du tenseur de Green c'est pour ça il est possible de calculer la transformée de Fourier spatiale de ce tenseur puisque le tenseur ne dépend que ($\mathbf{r} - \mathbf{r}'$). Nous effectuons le développement de Fourier par rapport à la variable $\mathbf{r} - \mathbf{r}'$ donc :

$$\mathbf{G}_0^E(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \mathbf{g}_0^E(\mathbf{k}) \exp[i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')] \quad (\text{B.4})$$

Où $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$ est le vecteur d'onde et $d^3\mathbf{k} = dk_x dk_y dk_z$. \mathbf{g}_0^E est la transformée de Fourier spatiale du tenseur de Green \mathbf{G}_0^E

B.2.2 Détermination de l'équation vérifiée par \mathbf{g}_0^E

Si nous prenons le rotationnel de l'équation (B.4), donc :

$$\mathbf{rot}_r [\mathbf{G}_0^E(\mathbf{r} - \mathbf{r}')] = \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \mathbf{rot}_r \{ \mathbf{g}_0^E(\mathbf{k}) \exp[i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')] \} \quad (\text{B.5})$$

$$\underbrace{\mathbf{rot}_r[\mathbf{G}_0^E(\mathbf{r} - \mathbf{r}')]_{\text{tenseur}}}_{\text{tenseur}} = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \underbrace{[\mathbf{ik} \times \mathbf{g}_0^E]_{\text{tenseur}}}_{\text{tenseur}}(\mathbf{k}) \exp[\mathbf{ik} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')] \quad (\text{B .6})$$

Avec :

$$[\mathbf{ik} \times \mathbf{g}_0^E]_{jn}(\mathbf{k}) = i\epsilon_{jlm} k_l g_{0mn}^E(\mathbf{k}) \quad (\text{B .7})$$

Avec ϵ_{jlm} est le symbole de Levi-Civita défini par :

$$\epsilon_{xyz} = \epsilon_{yzx} = \epsilon_{zxy} = 1 \quad (\text{B .8(a)})$$

$$\epsilon_{xzy} = \epsilon_{yxz} = \epsilon_{zyx} = -1 \quad (\text{B .8(b)})$$

Pour tous les autres $\epsilon_{jlm} = 0$

Donc :

$$\mathbf{rot}_r \mathbf{rot}_r \mathbf{G}_0^E = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} [\mathbf{ik} \times (\mathbf{ik} \times \mathbf{g}_0^E)](\mathbf{k}) \exp[\mathbf{ik} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')] \quad (\text{B .9})$$

$$\mathbf{ik} \times (\mathbf{ik} \times \mathbf{g}_0^E) = \underbrace{(\mathbf{k} \cdot \mathbf{k})}_{\text{tenseur}} \mathbf{g}_0^E - \underbrace{(\mathbf{k} \cdot \mathbf{g}_0^E)}_{\text{vecteur}} \mathbf{k} \quad (\text{B .10})$$

Et

$$(\mathbf{k} \cdot \mathbf{g}_0^E)_m = k_n g_{0mn}^E(\mathbf{k}) \quad (\text{B .11(a)})$$

$$(\mathbf{k} \cdot \mathbf{g}_0^E)_m = (\mathbf{k}\mathbf{k}) g_0^E \quad (\text{B .11(b)})$$

$$(\mathbf{k}\mathbf{k})_{mn} = k_m k_n \quad (\text{B .11(c)})$$

Donc la relation (B .10) égale :

$$\mathbf{ik} \times (\mathbf{ik} \times \mathbf{g}_0^E) = (\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}) \mathbf{g}_0^E - (\mathbf{k}\mathbf{k}) \mathbf{g}_0^E \quad (\text{B .12})$$

Ainsi

$$\mathbf{rot}_r \mathbf{rot}_r \mathbf{G}_0^E = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} [(\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}) \mathbf{g}_0^E - (\mathbf{k}\mathbf{k}) \mathbf{g}_0^E] \exp[\mathbf{ik} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')] \quad (\text{B.13})$$

En combinant les équations (B.2) et (B.14), nous obtenons l'équation tensorielle vérifiée par \mathbf{g}_0^E :

$$[(k^2 - k_0^2 \varepsilon) \mathbf{I} - \mathbf{k}\mathbf{k}] \mathbf{g}_0^E(\mathbf{k}) = \mathbf{I} \quad (\text{B.14})$$

$$k^2 = \mathbf{k} \cdot \mathbf{k} = |\mathbf{k}|^2$$

Nous pouvons déduire l'expression du tenseur de Green :

$$\mathbf{G}_0^E(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} [(k^2 - k_0^2 \varepsilon) \mathbf{I} - \mathbf{k}\mathbf{k}]^{-1} \exp[i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')] \quad (\text{B.15})$$

B.2.3 Inversion formelle du tenseur $[(k^2 - k_0^2 \varepsilon) \mathbf{I} - \mathbf{k}\mathbf{k}]$

Nous remarquons que : $\mathbf{k}\mathbf{k}^2 = k^2 \mathbf{k}\mathbf{k}$. Donc nous écrivons :

$$[(k^2 - k_0^2 \varepsilon) \mathbf{I} - \mathbf{k}\mathbf{k}]^{-1} = \frac{1}{k^2 - k_0^2 \varepsilon} \left[\mathbf{I} - \frac{\mathbf{k}\mathbf{k}}{k^2 - k_0^2 \varepsilon} \right]^{-1} \quad (\text{B.16(a)})$$

$$= \frac{1}{k^2 - k_0^2 \varepsilon} \sum_{n=0}^{+\infty} \left(\frac{\mathbf{k}\mathbf{k}}{k^2 - k_0^2 \varepsilon} \right)^n \quad (\text{B.16(b)})$$

Or, $\forall n \geq 1, \mathbf{k}\mathbf{k}^n = k^{2n-2} \mathbf{k}\mathbf{k}$, d'où :

$$\begin{aligned} [(k^2 - k_0^2 \varepsilon) \mathbf{I} - \mathbf{k}\mathbf{k}]^{-1} &= \frac{1}{k^2 - k_0^2 \varepsilon} \left[\mathbf{I} + \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{k^{2n-2}}{(k^2 - k_0^2 \varepsilon)^n} \mathbf{k}\mathbf{k} \right] \\ &= \frac{1}{k^2 - k_0^2 \varepsilon} \left[\mathbf{I} + \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{k^{2n}}{(k^2 - k_0^2 \varepsilon)^{n+1}} \mathbf{k}\mathbf{k} \right] \\ &= \frac{1}{k^2 - k_0^2 \varepsilon} \left[\mathbf{I} + \frac{1}{k^2 - k_0^2 \varepsilon} \frac{1}{1 - \frac{k^2}{k^2 - k_0^2 \varepsilon}} \mathbf{k}\mathbf{k} \right] \\ &= \frac{1}{k^2 - k_0^2 \varepsilon} \left[\mathbf{I} - \frac{1}{k_0^2 \varepsilon} \mathbf{k}\mathbf{k} \right] \end{aligned}$$

Donc l'expression tensorielle de \mathbf{g}_0^E est donnée par :

$$\mathbf{g}_0^E(\mathbf{k}) = \frac{1}{k^2 - k_0^2 \varepsilon} \left[\mathbf{I} - \frac{1}{k_0^2 \varepsilon} \mathbf{k}\mathbf{k} \right] \quad (\text{B.17})$$

Expression du tenseur de Green \mathbf{G}_0^E de l'espace libre

En injectant l'équation (B.17) dans l'équation(B.4), nous obtenons l'expression finale suivant du tenseur de Green G_0^E :

$$G_0^E(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{1}{k^2 - k_0^2 \varepsilon} \left[\mathbf{I} - \frac{1}{k_0^2 \varepsilon} \mathbf{k}\mathbf{k} \right] \exp[i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')] \quad (\text{B.18})$$

B.2.4 Développement de Weyl du tenseur de Green

Nous réalisons une intégration suivant k_z de l'équation (B.18). Avec $\mathbf{r} = (\mathbf{R}, z)$, $\mathbf{r}' = (\mathbf{R}', z')$ $\mathbf{K} = (k_x, k_y, k_z)$ et $K = |\mathbf{K}|$

Notons γ la grandeur complexe suivante :

$$\gamma = \sqrt{k_0^2 \varepsilon - K^2}, \text{ avec } \text{Re}(\gamma) \geq 0 \text{ et } \text{Im}(\gamma) \geq 0 \quad (\text{B.19})$$

Nous avons donc $\mathbf{k} = (\mathbf{K}, \gamma)$.

D'autre part l'équation (B.18) réécrire sous la forme :

$$G_0^E(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} g_0^E(\mathbf{K}, z, z') \exp[i\mathbf{K} \cdot (\mathbf{R} - \mathbf{R}')] \quad (\text{B.20})$$

Cette équation appelée le développement de Weyl du tenseur de Green.

Avec

$$g_0^E(K, z, z') = \int \frac{dk_z}{2\pi} \frac{1}{k_z^2 - \gamma^2} \left[\mathbf{I} - \frac{1}{k_0^2 \varepsilon} \mathbf{k}\mathbf{k} \right] \exp[ik_z(z - z')] \quad (\text{B.21})$$

B.2.5 Expression du tenseur $g_0^H(K, z, z')$

De la même maniere que pour le champ électrique, nous écrivons le champ magnétique \mathbf{H} , pour nous introduisons le tenseur de Green \mathbf{G}_0^H :

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \int_V \mathbf{G}_0^H(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}') d^3r', \quad d^3r' = dx' dy' dz' \quad (\text{B.22})$$

Donc

$$G_0^H(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} g_0^H(\mathbf{K}) \exp[i\mathbf{K} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')] \quad (\text{B.23})$$

Tenseur de Green à une interface en fonction de la position d'observation

C.1 Définition des facteurs de Fresnel pour une interface plane

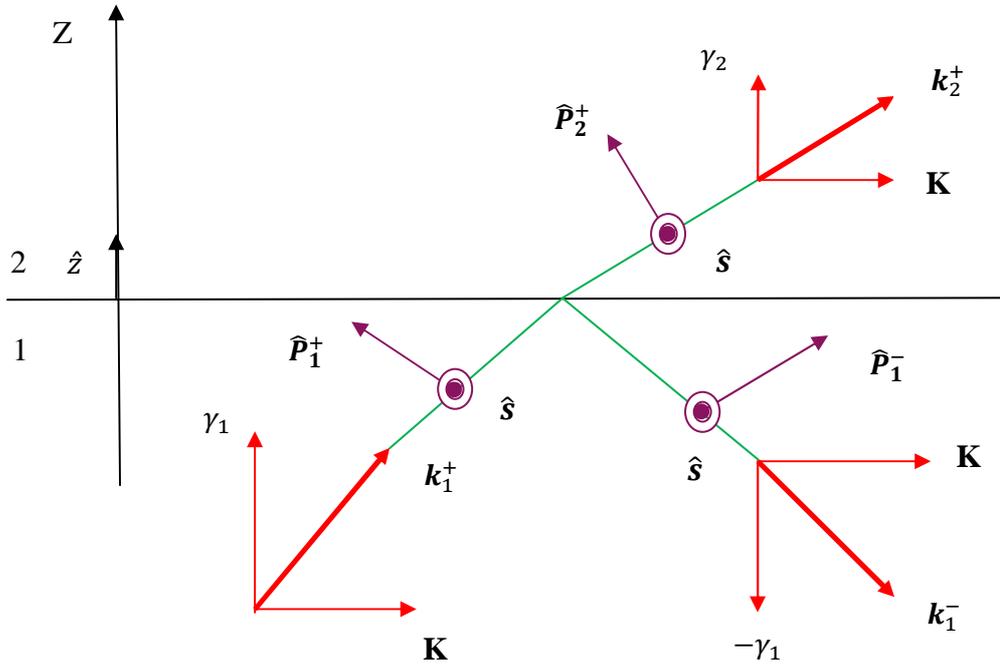


Fig.C.1-Description des différents vecteurs introduits dans le formalisme de Sipe

Considérons deux demi-espaces linéaires, homogènes, isotropes et non magnétiques, l'interface entre ces deux milieux est une interface plane correspondant au plan $z = 0$ (Fig.1). Une onde plane d'amplitude E_{inc} et de vecteur d'onde $\mathbf{k}_1^+ = (\mathbf{K}, \gamma_1)$, incidente sur l'interface et va être réfléchié dans le milieu 1 suivant le vecteur d'onde $\mathbf{k}_1^- = (\mathbf{K}, \gamma_1)$, avec une amplitude $E_r^s = r_{12}^s E_{inc}$ si l'onde incidente est polarisée \mathbf{s} ($\mathbf{E} = E_{inc} \hat{\mathbf{s}}$) et avec une amplitude $E_r^p = r_{12}^p E_{inc}$ si l'onde incidente est polarisée \mathbf{p} ($\mathbf{E} = E_{inc} \hat{\mathbf{p}}$) et elle va être transmise dans le milieu 2 suivant le vecteur d'onde $\mathbf{k}_2^+ = (\mathbf{K}, \gamma_2)$ avec une amplitude $E_t^s = t_{12}^s E_{inc}$ si l'onde incidente est polarisée \mathbf{s} et avec une amplitude $E_t^p = t_{12}^p E_{inc}$ si l'onde est polarisée \mathbf{p} .

Ces coefficients $r_{12}^s, r_{12}^p, t_{12}^s, t_{12}^p$ sont les facteurs de Fresnel respectivement en réflexion et en transmission pour la polarisation **s** et pour la polarisation **p** respectivement.

$$r_{12}^s = \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} \quad (\text{C.1(a)})$$

$$r_{12}^p = \frac{\varepsilon_2 \gamma_1 - \varepsilon_1 \gamma_2}{\varepsilon_2 \gamma_1 + \varepsilon_1 \gamma_2} \quad (\text{C.1(b)})$$

$$t_{12}^s = \frac{2\gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} \quad (\text{C.1(c)})$$

$$t_{12}^p = \frac{2n_1 n_2 \gamma_1}{\varepsilon_2 \gamma_1 + \varepsilon_1 \gamma_2} \quad (\text{C.1(d)})$$