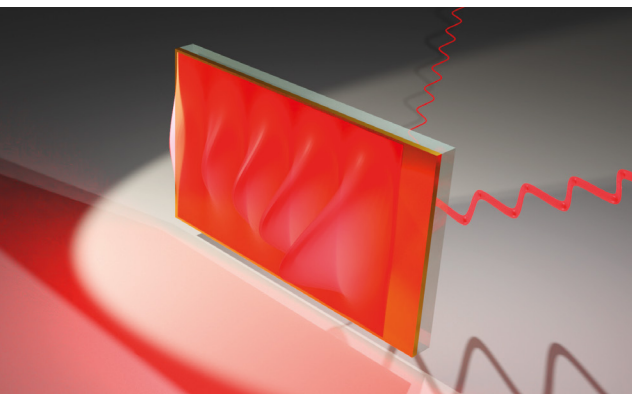


PLASMONS POLARITONS DE SURFACE

Julien MOREAU¹, Lionel LARTIGUE¹

¹ Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Graduate School, 91120 Palaiseau, France,

*julien.moreau@institutoptique.fr



La plasmonique est l'étude de l'interaction entre les électrons libres d'un métal et la lumière. Les plasmons polaritons de surface sont des modes plasmoniques localisés au niveau d'une interface entre un métal et un diélectrique. Ces ondes évanescentes, qui peuvent être obtenues expérimentalement par différentes approches, ont des propriétés de confinement du champ électrique qui trouvent de nombreuses applications dans le domaine des capteurs et de la spectroscopie.

<https://doi.org/10.1051/photon/202211246>

Article publié en accès libre sous les conditions définies par la licence Creative Commons Attribution License CC-BY (<https://creativecommons.org/licenses/by/4.0>), qui autorise sans restrictions l'utilisation, la diffusion, et la reproduction sur quelque support que ce soit, sous réserve de citation correcte de la publication originale.

P. Drude and H.A. Lorentz ont été les premiers à proposer le concept de gaz d'électrons libres au tout début du XX^e siècle pour décrire les propriétés élémentaires des métaux, en particulier leur conductivité électrique et thermique élevée. Le terme de « gaz » signifiant que ces électrons de valence sont libres de se déplacer dans le réseau cristallin du métal comme des molécules à l'état gazeux, sans interaction entre les électrons. En plus des propriétés thermique et électriques, ce concept peut aussi être utilisé avec les équations de Maxwell pour décrire l'interaction de la lumière avec les métaux et expliquer

un certain nombre de leurs propriétés optiques. Concrètement, lorsque l'on éclaire un métal, le champ électrique de la lumière génère une oscillation collective du gaz d'électrons libres. Cette oscillation, qui correspond à l'excitation d'un mode électromagnétique du métal appelé *plasmon polariton de volume*, est décrite par une pulsation caractéristique : la pulsation plasma ω_p (voir encadré 1). Typiquement, cette pulsation plasma se situe dans l'ultraviolet pour des métaux nobles comme l'or ou l'argent et elle permet de décrire la réponse optique du métal. Ainsi, dans le modèle de Drude, la permittivité d'un métal sans perte s'écrit très simplement :

$$\epsilon_m = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

Si la pulsation de la lumière incidente est plus faible que la pulsation plasma, ce qui est le cas pour la lumière visible, la permittivité devient négative et l'indice de réfraction du métal ($n_m^2 = \epsilon_m$) imaginaire pure. Or un indice optique imaginaire pure signifie que la lumière ne peut pas se propager, comme il est classiquement observé avec des métaux éclairés par de la lumière visible.

Dans le cas d'un métal semi-infini qui possède donc une interface avec un milieu diélectrique extérieur, un second mode est observé expérimentalement à une pulsation et donc une énergie plus faible, en raison de la présence de l'interface. Il s'agit d'un mode guidé le long de l'interface, appelé plasmon polariton

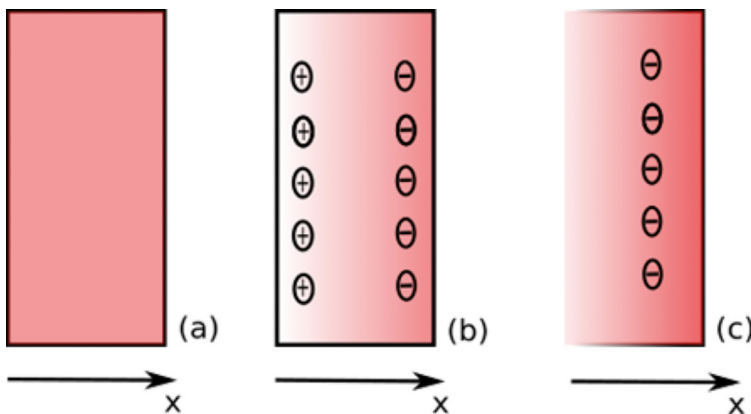


PICOQUANT

par OPTON LASER INTERNATIONAL

Une façon simple de retrouver l'expression de la pulsation plasma est d'écrire l'équation du mouvement 1D d'un gaz d'électrons après avoir été excité par un champ électrique suivant l'axe x (voir Fig. 1). Le champ appliqué induit une séparation des charges, d'une distance $x(t)$, assimilable à celle d'un condensateur plan (Fig 1a et b). Si la densité volumique d'électrons du métal est notée n , la charge surfacique s'exprime comme $\sigma = n.e.x(t)$ et donc le champ électrique créé par cette distribution de charges s'écrit : $E_x(t) = \frac{nex(t)}{\epsilon_0}$. Ce champ va induire une oscillation du gaz d'électrons. Sans source de frottement, l'équation du mouvement du gaz d'électron est celle d'un oscillateur harmonique de pulsation caractéristique $\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{m\epsilon_0}}$ appelée pulsation plasma :

$$\frac{d^2x(t)}{dt^2} = -\frac{e}{m} E_x(t) = -\frac{ne^2}{m\epsilon_0} x(t) = -\omega_p^2 x(t)$$



Gaz d'électrons libres de conduction

Figure 1. Schéma de principe d'un gaz d'électrons libres sans champ électrique (a) et soumis à un champ électrique suivant l'axe x (b) et (c). En régime quasi-statique, la distribution de charges dans un métal (b) peut être assimilée à celle d'un condensateur plan. Dans le cas d'une interface métallique (c), une seule interface chargée peut être considérée.

Si l'on considère maintenant une seule interface (voir Fig 1c), le champ électrique induit par la distribution de charges devient deux fois plus faible : $E_x(t) = \frac{nex(t)}{2\epsilon_0}$. Cela conduit à une nouvelle pulsation $\omega_p / \sqrt{2}$ caractéristique de ce mode de surface. Il est possible de démontrer que si le diélectrique au-dessus du métal n'est pas de l'air mais est caractérisé par une permittivité ϵ_d , cette pulsation caractéristique s'écrit alors : $\omega_p / \sqrt{1 + \epsilon_d}$.

Modules de comptage de photon résolu en temps

- ▲ De 2 à 64 voies
- ▲ Résolution temporelle jusqu'à 1ps
- ▲ Temps mort record jusqu'à 650ps
- ▲ Interfaces USB, PCIe, FPGA



Sources pulsées ps haute cadence

- ▲ De 266 à 1990nm
- ▲ Durée de pulses jusqu'à 40ps
- ▲ Cadence jusqu'à 100MHz
- ▲ Modes d'émission bursts et continu



Votre contact :
Sylvain.Martin@optonlaser.com



www.optonlaser.com

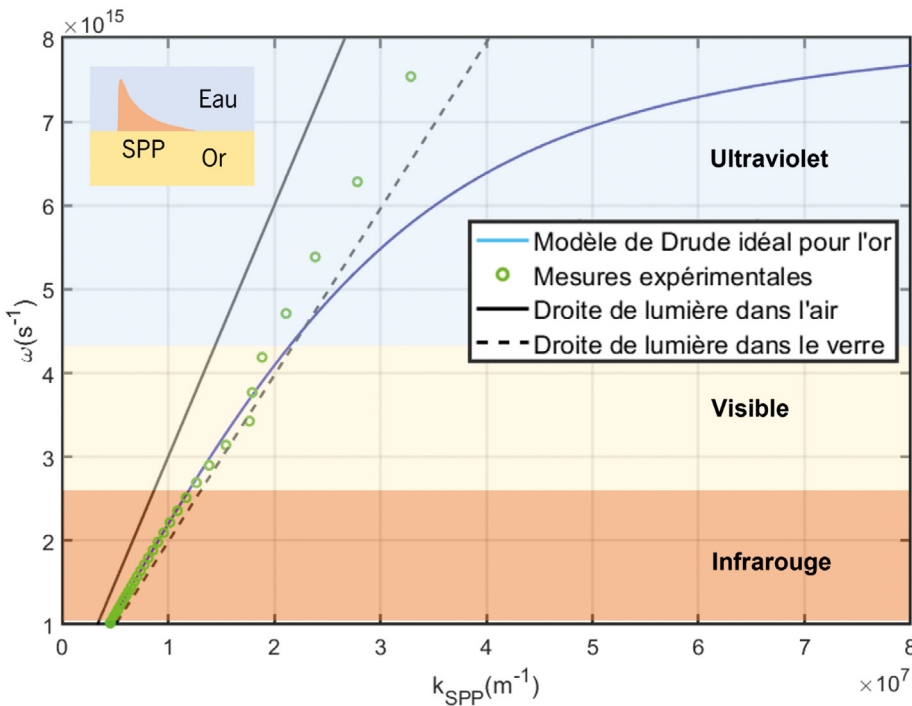


Figure 2. Diagramme de dispersion $\omega=f(k)$ pour le mode de plasmon de surface sur un film d'or recouvert d'eau, calculé avec un modèle de Drude d'un métal idéal et avec les valeurs réelles de la permittivité de l'or. Les cônes de lumière dans l'air et du verre BK7 sont également tracés pour indiquer le couplage possible entre lumière incidente et plasmons de surface.

$$k_{SPP}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_d \frac{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}{1 + \epsilon_d - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}$$

Pour de l'or recouvert d'eau, la relation de dispersion associée $\omega(k_{SPP})$ est représentée en figure 2, calculée avec le modèle de Drude ci-dessus et avec des valeurs expérimentales de la permittivité de l'or. Plusieurs observations importantes peuvent être faites. Tout d'abord, il est apparent que le modèle de Drude n'est valable que dans l'IR et dans le visible et s'éloigne considérablement des observations expérimentales aux plus faibles longueurs d'onde (grandes pulsations). En restant dans le domaine visible ou IR, on observe également que, pour une lumière incidente de pulsation inférieure à la pulsation maximum ($\omega < \omega_p/\sqrt{1 + \epsilon_d}$), le vecteur d'onde du plasmon de surface est positif, réel, mais toujours supérieur au vecteur d'onde de la lumière dans le diélectrique au-dessus du métal : $k_0 = \sqrt{\epsilon_d} \frac{\omega}{c}$. La relation de dispersion du plasmon ne coupe donc jamais celle de la lumière incidente dans le diélectrique. Or pour pouvoir exciter efficacement un mode guidé comme celui-ci, il faut que la projection

de surface (SPP) ou plus simplement plasmon de surface. C'est une onde évanescente dont l'amplitude décroît exponentiellement avec la distance à l'interface. Dans le domaine visible et proche IR, plusieurs métaux permettent d'obtenir ces plasmons de surface. Dans la majorité des applications c'est de l'or ou l'argent qui est utilisé. Dans l'ultraviolet, l'aluminium fonctionne également.

VECTEUR D'ONDE DU PLASMON ET RELATION DE DISPERSION

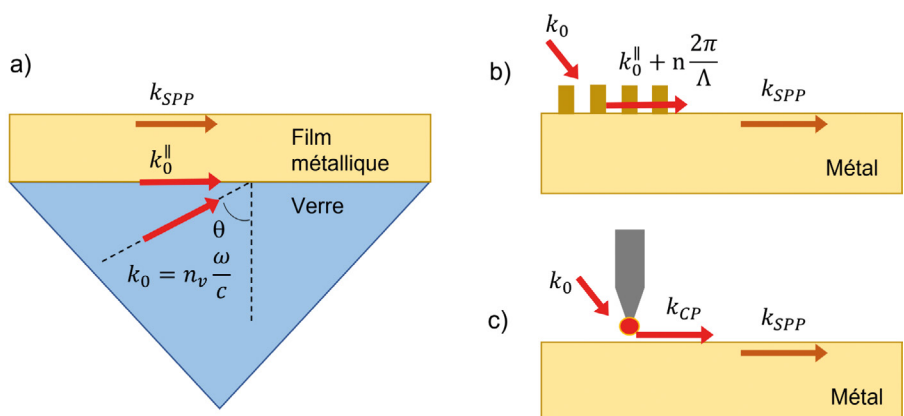
Ce plasmon de surface est caractérisé par son vecteur d'onde. Son expression en fonction des permittivités du métal ϵ_m , du diélectrique au-dessus ϵ_d et de la pulsation ω de la lumière incidente peut être retrouvée à partir de l'équation d'Helmholtz et des relations de continuité [1]:

$$k_{SPP}^2 = \frac{\omega^2 \epsilon_d \epsilon_m}{c^2 \epsilon_d + \epsilon_m}$$

Le fait que ce vecteur d'onde plasmon dépende de la permittivité du diélectrique au-dessus du métal est

à la base de toutes les applications de ces SPP dans le domaine capteur. Il est instructif d'exprimer ce vecteur d'onde du plasmon de surface en prenant le modèle de Drude pour un métal idéal :

Figure 3. Principales configurations optiques pour augmenter la composante du vecteur d'onde de la lumière incidente sur l'interface métal/diélectrique afin de se coupler aux plasmons de surface. a) configuration de Kretschmann où l'on éclaire un film métallique très fin à travers un prisme. b) Utilisation d'un réseau de diffraction gravé à la surface du métal. c) Excitation d'une source de champ proche au voisinage du métal.



du vecteur d'onde incident le long de l'interface soit égale au vecteur d'onde du mode. On ne peut donc pas générer les modes de plasmons de surface en éclairant simplement l'interface métallique.

CONFIGURATIONS OPTIQUES POUR GÉNÉRER LES MODES SPP

Trois types de configuration existent pour générer des plasmons de surface avec la lumière (figure 3). Le couplage à travers un substrat transparent, d'indice plus élevé que le diélectrique situé de l'autre côté d'un film métallique, appelé configuration de Kretschmann, le couplage par l'intermédiaire d'une structure diffractive sur la surface métallique et le couplage par champ proche. Dans toutes ces configurations, l'idée générale est d'augmenter le vecteur d'onde de la lumière incidente le long de l'interface k_{\parallel} pour pouvoir égaier celui du mode de plasmons de surface.

Dans la configuration de Kretschmann, on utilise le fait que la norme du vecteur d'onde de la lumière est augmentée dans un diélectrique proportionnellement à l'indice optique. En éclairant un film métallique à travers un substrat de verre et en réglant l'angle d'incidence θ , la condition $k_0^{\parallel} = n_n \frac{\omega}{c} \sin \theta = k_{SPP}$ peut être facilement atteinte pour une pulsation incidente donnée. Visuellement, cela se traduit par une chute de la réflectivité du film métallique en polarisation TM à une valeur quasiment nulle lorsque toute l'énergie de la lumière incidente est transmise aux électrons. En pratique, dans le domaine visible, un prisme en verre est utilisé comme substrat pour obtenir plus aisément les angles d'incidence élevés nécessaires. Cette technique de couplage est préférée dans la grande majorité des applications car elle permet de générer des plasmons de surface sur

l'ensemble de la surface éclairée à faible coût. Cependant, cette configuration ne peut fonctionner que si le film métallique est suffisamment fin (quelques dizaines de nm typiquement) pour que la lumière puisse se coupler efficacement avec l'interface supérieure.

Une deuxième approche pour générer localement un mode SPP est de coupler la lumière incidente avec un réseau de diffraction gravé sur la surface métallique. Pour un réseau de période Λ , la composante parallèle du vecteur d'onde va augmenter d'une quantité égale à celle du réseau : $k_0^{\parallel} + n \frac{2\pi}{\Lambda}$. Ce type de couplage est principalement utilisé pour de la plasmonique dans des circuits photoniques où l'objectif est de générer, guider ou combiner des plasmons de surface.

Enfin, la propriété générale en électromagnétisme qu'une source de taille sub-longueur d'onde génère en ●●●



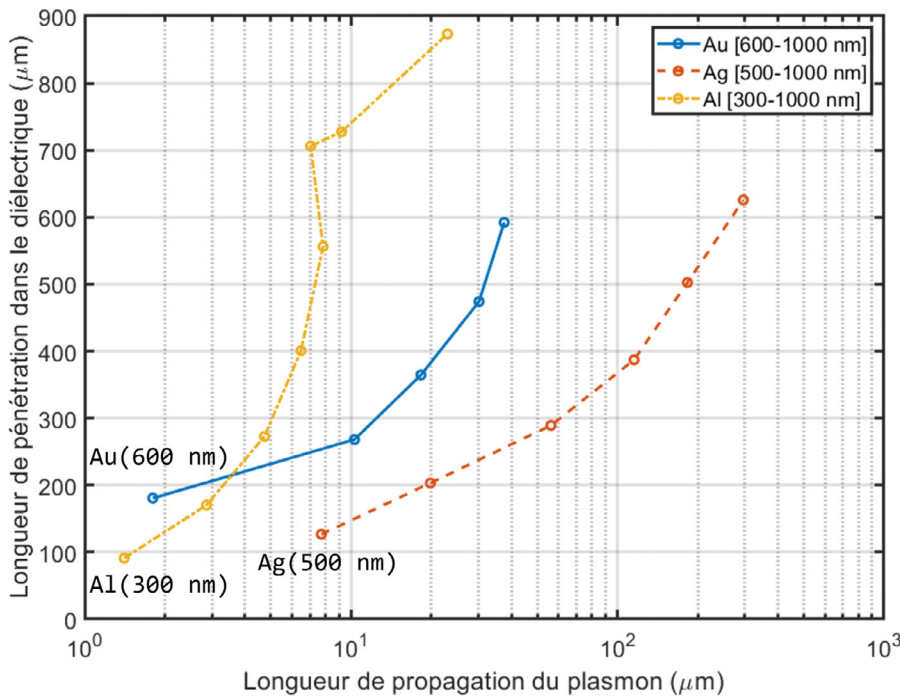


Figure 4. Evolution de la longueur de propagation du plasmon de surface et de la distance d'atténuation de l'onde évanescente dans le diélectrique (de l'eau) au-dessus du métal en fonction de la longueur d'onde de la lumière incidente, pour les trois métaux les plus utilisés en plasmonique : Or, Argent et Aluminium.

champ proche des vecteurs d'onde de norme élevée peut également être utilisée. En éclairant une pointe de type AFM, placée très proche de la surface, il est ainsi possible de la coupler au mode de plasmon de surface du film métallique.

PROPRIÉTÉS DES MODES SPP

Quel que soit le mode d'excitation choisi, le mode de plasmon de surface est une onde évanescente se propageant à la surface du métal. Les deux grandeurs géométriques qui caractérisent cette onde évanescente sont la longueur de propagation du plasmon le long de l'interface et son étendue dans le milieu diélectrique au-dessus de la couche métallique.

La longueur de propagation finie vient du fait que, contrairement au modèle idéal de Drude, un métal réel a des pertes qui vont atténuer progressivement le plasmon lors de sa propagation le long de l'interface. Cette longueur de propagation peut

varier de quelques microns pour des métaux à fortes pertes comme de l'aluminium dans l'UV, à quelques dizaines de microns dans un métal à faibles pertes tel que l'Ag dans le proche IR (figure 4). Il s'agit bien évidemment de distances de propagation très faibles comparées à ce qui peut être observé dans des guides d'onde en silice et c'est une limitation majeure de ces modes plasmoniques. Perpendiculairement à la surface, la distance typique d'atténuation de l'onde évanescente est de quelques centaines de nanomètres et, quel que soit le métal, cette longueur

augmente avec la longueur d'onde. Une conséquence importante de ce confinement vertical est une exaltation de l'intensité du champ électrique au voisinage de la surface métallique, de l'ordre d'un ordre de grandeur. Pour des applications en détection comme les capteurs SPR par exemple, l'exaltation et le caractère évanescent sont essentiels car ils assurent que seuls les événements à la surface du capteur seront mesurés.

CONCLUSION

Le plasmon polariton de surface est une onde évanescente à l'interface entre un métal et un diélectrique, résultant de l'interaction entre la lumière et les électrons libres du métal. Dans la plupart des cas, ce plasmon de surface est généré à la surface d'une couche d'or éclairée par de la lumière visible. Différentes techniques de couplage sont utilisées : directement en champ lointain à travers un substrat de verre, grâce à des structures diffractives ou par l'intermédiaire d'une pointe en champ proche. En raison de la grande symétrie du problème, les propriétés de ces plasmons sont assez peu modifiables et vont être fixées par le choix du métal et de la longueur d'onde d'excitation. Pour des applications qui demandent un plus grand contrôle des propriétés de résonance, que ce soit d'un point de vue spectral ou de confinement du champ électrique, on utilise des modes plasmoniques générés dans des nanoparticules métalliques, appelés plasmons localisés dont les propriétés sont pilotables par la géométrie des nanoparticules utilisées. ●

RÉFÉRENCES

[1] J. Homola Surface plasmon resonance based sensors, Springer (ISBN: 978-3-540-33919-9)
 [2] H. Benisty, J.J. Greffet, P. Lalanne. Introduction to Nanophotonics, Oxford university press (ISBN: 9780198786139)