

Ondes nonlinéaires couplant plasmons et solitons : modèles vectoriels et designs réalistes

Nonlinear waves coupling plasmons and solitons: vectorial models and realistic design

Wiktor Walasik,* Yaroslav Kartashov,** et Gilles Renversez,***

**Institut Fresnel, CNRS UMR 7249, Université d'Aix-Marseille, Campus de St. Jérôme, 13013 Marseille, France, wikt.walasik@fresnel.fr*

***ICFO, Universitat Politècnica de Catalunya, 08860 Castelldefels (Barcelona), Spain, yaroslav.kartashov@icfo.es*

****Institut Fresnel, CNRS UMR 7249, Université d'Aix-Marseille, Campus de St. Jérôme, 13013 Marseille, France, gilles.renversez@fresnel.fr*

Mots-clefs : solitons optiques spatiaux (spatial optical solitons), plasmons de surface (surface plasmons), effet Kerr optique (optical Kerr effect), guides d'ondes planaires (planar waveguides), modélisation (modelling)

Résumé

Nous étudions systématiquement des ondes couplant plasmon et soliton optique dans des structures planaires métal-diélectrique dont une couche diélectrique exhibe un effet Kerr optique. Pour cela, nous avons généralisé des modèles électromagnétiques vectoriels existants. En utilisant l'un d'eux, nous décrivons le diagramme de phase des solutions nonlinéaires en fonction des paramètres de la structure. Nous présentons aussi, pour la première fois, des plasmons–solitons de basse puissance dans des structures compatibles avec la technologie de fabrication actuelle des guides d'ondes à base de chalcogénure.

Introduction

La plasmonique et les solitons optiques sont des branches importantes de l'optique moderne. La fusion des ces deux domaines a débuté il y a plusieurs décennies : les premières ondes stationnaires unidimensionnelles constituées d'une partie soliton spatial couplée à un plasmon ont été prédites il y a plus de 30 ans [1–3]. Récemment, le sujet connaît un regain d'intérêt qui permet une meilleure compréhension de l'interaction entre plasmons et solitons [4–8]. Néanmoins, aucune observation expérimentale de ces ondes nonlinéaires n'a été publiée à ce jour. La raison principale est simple : dans toutes les structures proposées l'augmentation d'indice causée par la nonlinéarité optique (ou de manière équivalente la puissance maximale) est trop élevée pour les matériaux réels utilisés en optique intégrée. Dans cette étude, nous proposons des solutions réalistes devant conduire à la première observation expérimentale de ces ondes.

1. Méthodes

Pour rendre possible cette observation des plasmons–solitons, nous avons étudié la propagation d'ondes unidimensionnelles nonlinéaires dans des structures planaires multicouches. Grâce aux outils développés, nous avons pu étudier de manière systématique les solutions de la configuration la plus simple, composée d'un diélectrique nonlinéaire et d'un métal, jusqu'à celles d'une configuration à quatre couches constituée d'un diélectrique nonlinéaire de type Kerr, d'un diélectrique linéaire et d'un métal en contact avec un milieu extérieur linéaire. Le schéma de cette dernière configuration est présenté Fig. 1(a).

Nous utilisons deux modèles vectoriels complémentaires basés sur les équations de Maxwell pour calculer, dans les configurations de deux à quatre couches, la relation de dispersion nonlinéaire d'ondes de type TM, les profils de champs correspondants, et leurs pertes. Le premier modèle vectoriel (A) est basé sur le travail d'Ariyasu *et al.* [2] étendu à une configuration à quatre couches où nous avons de plus amélioré le traitement du terme nonlinéaire. Bien que la nonlinéarité soit toujours traitée de manière approchée, le modèle fournit des résultats précis dans le cas d'une faible modification de l'indice de réfraction (ce qui est notre cadre d'étude). L'avantage principal de ce modèle est qu'il nous permet d'obtenir des expressions analytiques pour les profils des champs. Le

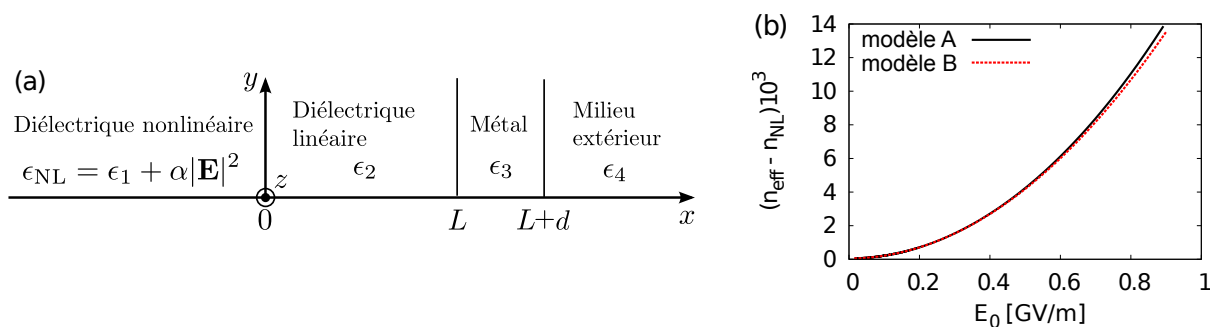


Fig. 1. Géométrie de la configuration à 4 couches. Courbes de dispersion pour deux de nos modèles en fonction de l'amplitude du champ électrique à l'interface du diélectrique nonlinéaire E_0 .

deuxième modèle (B) est l'extension d'un modèle plus récent développé par Yin *et al.* [6]. Ce modèle donne les relations de dispersion en traitant la nonlinéarité de manière exacte mais en calculant numériquement les profils des champs. La comparaison des relations de dispersion obtenues avec les généralisations de ces deux modèles est présentée Fig. 1(b). L'accord entre les deux courbes est excellent pour une faible modification nonlinéaire d'indice de réfraction Δn , et l'écart relatif entre les deux solutions ne dépasse pas 5% pour Δn aussi grand que $3 \cdot 10^{-2}$. De plus, nous utilisons aussi une méthode des éléments finis 'maison' adaptée pour la nonlinéarité de type Kerr pour vérifier nos résultats semi-analytiques. En utilisant ces outils, nous avons déterminé les types et le nombre de solutions possibles selon les paramètres opto-géométriques des structures étudiées [voir Fig. 2].

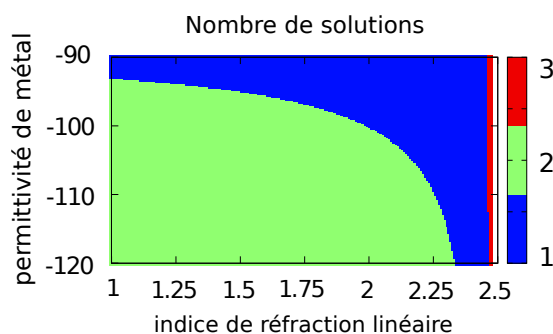


Fig. 2. Nombre de solutions nonlinéaires existantes en fonction de la permittivité du métal et de l'indice de réfraction du milieu extérieur pour une configuration à 4 couches (voir Fig. 1): verre de chalcogénure/diélectrique linéaire/métal/air, $L=15$ nm, $d=40$ nm.

2. Plasmons–solitons de basse puissance

Notre analyse montre que les plasmons–solitons de basse puissance avec une partie plasmonique s'étendant dans un diélectrique de bas indice de réfraction (comme l'air ou l'eau) n'existe pas pour des configurations à deux ou trois couches. La configuration la plus simple qui supporte ce type de solutions doit être décrit par un modèle à quatre couches et est composé d'une structure à trois couches en contact avec un milieu extérieur (voir Fig. 1). La structure est composée d'un verre de chalcogénure, d'une couche de silice et d'une couche de métal, et est compatible avec la technologie actuelle de fabrication et de caractérisation de guides d'ondes en chalcogénure [9]. En utilisant des paramètres de matériaux disponibles nous avons pu concevoir des structures qui exhibent un couplage entre plasmon et soliton pour une puissance optique considérablement réduite (2 ordres de magnitude par rapport aux travaux précédents) [10] avec l'eau ou l'air comme milieu extérieur. La puissance maximale de l'onde de plasmon–soliton obtenue est d'environ 1 GW/cm^2 (dans la Ref. [9] $P_{\text{max}} \simeq 2 \text{ GW/cm}^2$), ce qui correspond à une modification nonlinéaire d'indice de réfraction de l'ordre de 10^{-4} . Les profils d'intensité sont donnés Fig. 3. On remarque que la position du centre de la partie solitonique du plasmon–soliton se déplace vers l'interface diélectrique nonlinéaire/diélectrique linéaire quand l'intensité du champ électrique à cette interface augmente.

Il est important de noter que nos modèles peuvent aussi étudier d'autres types de plasmons–solitons dont le profil est de nature plus plasmonique comme cela est visible sur la figure 4. Mais pour ce type de solution, la puissance maximale est beaucoup plus importante que pour les solutions de type plus solitoniques décrites précédemment.

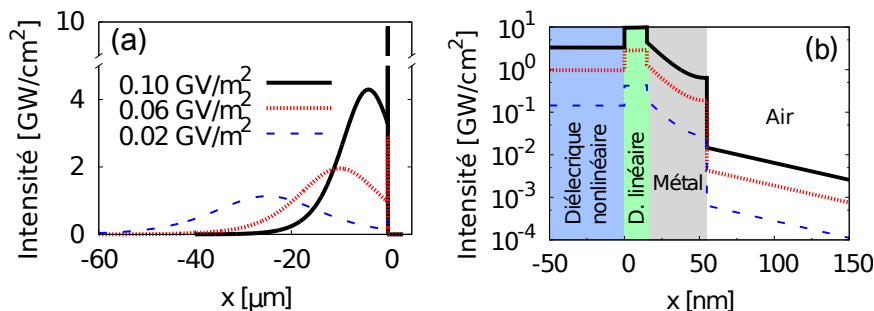


Fig. 3. Profils d'intensité dans la configuration décrite dans la Ref. [10] (a) et zoom sur la partie plasmonique pour différentes valeurs de E_0 (b).

(dans la région nonlinéaire correspondant au verre de chalcogénure elle s'approche du seuil d'endommagement). On remarque aussi que le pic d'intensité est désormais localisé sur vers l'interface externe de la couche métallique.

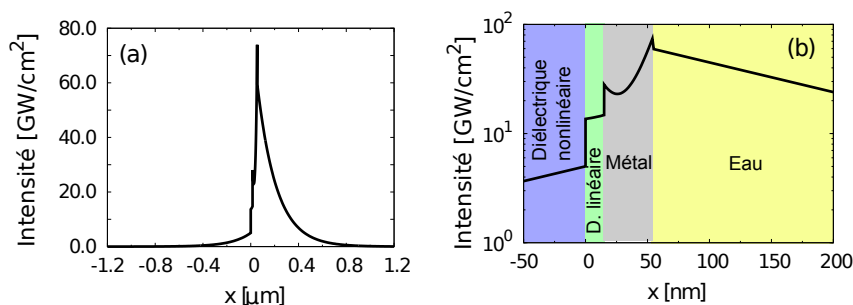


Fig. 4. Profils d'intensité pour un plasmon-soliton de type plasmonique pour la même structure que dans la figure 3 mais avec de l'eau et non de l'air comme milieu extérieur.

3. Conclusion et perspectives

Nous avons développé des modèles nonlinéaires rigoureux nous permettant d'aborder de manière systématique l'étude du couplage entre soliton optique spatial et plasmon. Ces résultats nous ont permis d'acquérir une compréhension fine de ce couplage grâce à laquelle nous avons pu concevoir la première structure réaliste où ces ondes nonlinéaires de type plasmon-soliton pourraient être enfin observées après avoir été prédites il y a plus de trente ans. Dans le cadre d'une collaboration entre plusieurs laboratoires français et un laboratoire tchèque, nous avons déjà fait fabriquer les premiers échantillons tests, leurs caractérisations sont actuellement en cours.

Références bibliographiques

- 1 - V. M. Agranovich, V. S. Babichenko, and V. Y. Chernyak. Nonlinear surface polaritons. *JETP Lett.*, 32(8):512–215, 1980.
- 2 - J. Ariyasu, C. T. Seaton, G. I. Stegeman, A. A. Maradudin, and R. F. Wallis. Nonlinear surface polaritons guided by metal films. *J. Appl. Phys.*, 58(7):2460–2466, 1985.
- 3 - A. D. Boardman, G. S. Cooper, A. A. Maradudin, and T. P. Shen. Surface-polariton solitons. *Phys. Rev. B*, 34(12):8273–8278, 1986.
- 4 - E. Feigenbaum and M. Orenstein. Plasmon-soliton. *Opt. Lett.*, 32(6):674–676, 2007.
- 5 - K. Y. Bliokh, Y. P. Bliokh, and A. Ferrando. Resonant plasmon-soliton interaction. *Phys. Rev. A*, 79:41803, 2009.
- 6 - H. Yin, C. Xu, and P. M. Hui. Exact surface plasmon dispersion relations in linear-metal-nonlinear dielectric structure of arbitrary nonlinearity. *Appl. Phys. Lett.*, 94:221102, 2009.
- 7 - A. R. Davoyan, I. V. Shadrivov, and Y. S. Kivshar. Self-focusing and spatial plasmon-polariton solitons. *Opt. Express*, 16(24):21732–21737, 2009.
- 8 - C. Milián, D. E. Ceballos-Herrera, D. V. Skryabin, and A. Ferrando. Soliton-plasmon resonances as Maxwell nonlinear bound states. *Opt. Lett.*, 37(20):4221–4223, 2012.

- 9 - M. Chauvet, G. Fanjoux, K. P. Huy, V. Nazabal, F. Charpentier, T. Billeton, G. Boudebs, M. Cathelinaud, and S.-P. Gorza. Kerr spatial solitons in chalcogenide waveguides. *Opt. Lett.*, 34:1804–1806, 2009.
- 10 - W. Walasik, V. Nazabal, M. Chauvet, Y. Kartashov, and G. Renversez. Low-power plasmon–soliton in realistic nonlinear planar structures. *Opt. Lett.*, 37(22):4579–4581, 2012.