

Interaction 2D d'un faisceau gaussien avec une surface dichroïque pour la modélisation de systèmes quasi-optiques

Kevin Elis, Alexandre Chabory, Jérôme Sokoloff, Sylvain Bolioli

► **To cite this version:**

Kevin Elis, Alexandre Chabory, Jérôme Sokoloff, Sylvain Bolioli. Interaction 2D d'un faisceau gaussien avec une surface dichroïque pour la modélisation de systèmes quasi-optiques. JNM 2011, 17èmes Journées Nationales Micro-ondes, May 2011, Brest, France. pp xxx. hal-01022223

HAL Id: hal-01022223

<https://hal-enac.archives-ouvertes.fr/hal-01022223>

Submitted on 22 Sep 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Interaction 2D d'un faisceau gaussien avec une surface dichroïque pour la modélisation de systèmes quasi-optiques

Kevin Elis^{1,2,3}, Alexandre Chabory¹, Jérôme Sokoloff³, Sylvain Bolioli⁴

¹ENAC, Département CNS, 7 av. E. Belin, 31055 Toulouse, kevin.elis@recherche.enac.fr

²CNES, service Antennes, 18 av. E. Belin, 31401 Toulouse

³Université Paul Sabatier, LAPLACE, 118 route de Narbonne, 31062 Toulouse

⁴ONERA, DEMR, 2 av. E. Belin, 31055 Toulouse

Résumé

Une des solutions pour modéliser des systèmes quasi-optiques, dispositifs comportant divers éléments dont des surfaces dichroïques, est d'utiliser des techniques asymptotiques comme celles basées sur les faisceaux gaussiens. Or, les surfaces dichroïques sont pour certaines composées d'éléments périodiques de dimension inférieure à la longueur d'onde, ce qui n'est actuellement pas modélisable par de telles méthodes. Nous proposons dans cet article une technique permettant de traiter l'interaction d'un faisceau gaussien avec une surface dichroïque. Pour ce faire, nous supposons qu'un faisceau incident donne naissance à deux faisceaux, un transmis et un réfléchi, dont les caractéristiques sont modifiées. Les résultats de cette technique sont ensuite comparés numériquement à la méthode des moments (MoM).

1. Introduction

En ondes millimétriques, les systèmes quasi-optiques sont utilisés pour guider, filtrer, séparer ou encore mélanger un signal d'entrée avec un signal référence. Ces différentes fonctions sont associées à des dispositifs variés pouvant comprendre lentilles, réflecteurs, lames diélectriques ou encore surfaces dichroïques, dont la taille est nécessairement grande devant la longueur d'onde. Modéliser ces systèmes par des méthodes telles que l'Optique Physique (OP) ou des techniques de rayons peut ainsi devenir coûteux en terme de temps de calcul ou de mémoire. En effet, pour représenter fidèlement un champ, il faut un grand nombre de rayons ou encore un maillage fin avec l'OP, maillage qui devient d'autant plus handicapant que les objets sont grands. Avec les Faisceaux Gaussiens (FG), ce nombre peut être fortement réduit. Ainsi, les techniques de décomposition du champ basées sur les faisceaux gaussiens [1,2,3] se sont révélées particulièrement adaptées. La méthode consiste à décomposer le champ en FG, puis à poursuivre chaque faisceau à travers le système [4]. Chaque interface rencontrée donne naissance à deux faisceaux, un réfléchi et un transmis, dont les paramètres sont calculés à l'aide de la technique du raccordement de phase [5].

Pour la problématique des surfaces dichroïques, la stratégie est différente : il s'agit généralement de dispositifs périodiques dont les motifs ont une dimension inférieure à la longueur d'onde. Les techniques asymptotiques ne sont donc plus adaptées pour les modéliser et il est nécessaire de les hybrider avec d'autres méthodes. Une solution pour intégrer ces éléments consiste à calculer leur réponse à une excitation par ondes planes à l'aide du formalisme des modes de Floquet et d'une technique numérique (MoM, éléments finis, etc.). Ceci permet de représenter la surface dichroïque avec des coefficients de réflexion et transmission.

Dans cet article nous analysons l'interaction d'un faisceau gaussien avec une surface dichroïque dans le but d'inclure ce dispositif à la technique présentée dans [4]. Nous proposons de traiter cette surface en approchant les champs réfléchi et transmis par deux faisceaux gaussiens dont les paramètres, par rapport au faisceau incident, sont modifiés.

Cet article se divise en cinq parties. La première rappelle quelques généralités sur les FG. La seconde détaille le contexte et la configuration étudiée. La troisième décrit les principes de la méthode et donne les principaux résultats analytiques. La quatrième partie expose les résultats obtenus par la simulation. Dans la dernière partie, nous discutons du domaine de validité de la technique et des évolutions possibles.

2. Faisceau gaussien

2.1. Faisceau gaussien fondamental

Comme dans la technique présentée dans [4], nous considérons des FG fondamentaux en régime harmonique. L'étude est en deux dimensions, avec y comme direction d'invariance. Le cas détaillé par la suite sera Transverse Électrique (TE) par rapport à z . L'étude du cas transverse magnétique peut être menée de façon similaire.

2.2. Expression analytique vectorielle

Dans le repère du FG incident, et dans le cadre de

l'approximation paraxiale, les champs électrique et magnétique incidents s'écrivent

$$\begin{aligned} E_i(x_i, z_i) &= u_i(x_i, z_i) \hat{y}_i, \\ H_i(x_i, z_i) &= \frac{-1}{Z_0} \left(u_i(x_i, z_i) \hat{x}_i - \frac{j}{k} \frac{\partial u_i(x_i, z_i)}{\partial x_i} \hat{z}_i \right), \end{aligned} \quad (1)$$

avec Z_0 l'impédance du vide, k le nombre d'onde et u_i la formulation scalaire du FG donnée par

$$u_i(x_i, z_i) = a_{i0} \sqrt{\frac{q_{i0}}{q_i(z_i)}} \exp\left(-j \frac{k}{2q_i(z_i)} x_i^2\right) \exp(-jk z_i). \quad (2)$$

Dans cette expression, $q_i(z_i)$ représente le rayon de courbure complexe du FG. Son évolution selon z_i est donnée par

$$q_i(z_i) = q_{i0} + z_i. \quad (3)$$

Nous rappelons que $\text{Re}(q_{i0})$ et $\text{Im}(q_{i0})$ caractérisent respectivement la position et la taille de la ceinture du FG.

2.3. Formulation champ lointain

En champ lointain, l'approximation paraxiale produit une importante erreur de phase qui peut être très pénalisante lors de la sommation de plusieurs FG ayant des directions de propagation différentes. Pour éviter ce problème, il existe une formulation alternative ne dépendant que d'une approximation champ lointain qui, en coordonnées sphériques, s'écrit

$$\begin{aligned} E_i(r_i, \theta_i) &= u_i(r_i, \theta_i) \cos \theta_i \hat{y}_i, \\ H_i(r_i, \theta_i) &= \frac{-u_i(r_i, \theta_i)}{Z_0} (\cos \theta_i \hat{x}_i - \sin \theta_i \hat{z}_i), \end{aligned} \quad (4)$$

avec

$$\begin{aligned} u_i(r_i, \theta_i) &= a_{i0} \sqrt{q_{i0}} \cos \theta_i \exp\left(j \frac{k}{2} \sin^2 \theta_i q_{i0}\right) \\ &\cdot \frac{\exp(-jk r_i)}{\sqrt{r_i}}. \end{aligned} \quad (5)$$

3. Contexte et configuration

La configuration étudiée est présentée sur la Figure 1.

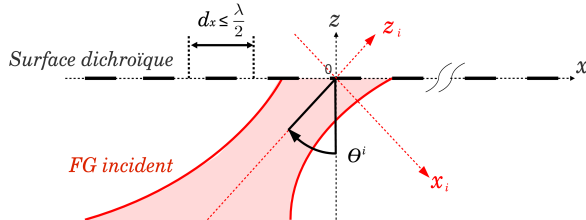


Figure 1. Configuration.

Le faisceau gaussien incident est caractérisé par son repère propre $(0, \hat{x}_i, \hat{z}_i)$, son amplitude a_{i0} et par q_{i0} . La surface dichroïque, symbolisée par des traits noirs, est placée en $z=0$. Elle possède une période d_x inférieure ou égale à $\lambda/2$, ce qui reste assez courant pour les systèmes quasi-optiques.

Nous supposons connue la réponse de la surface dichroïque à une excitation par ondes planes TE et

d'incidences quelconques. En pratique, cette réponse peut être calculée numériquement à l'aide d'une méthode basée sur les modes de Floquet, par exemple avec un logiciel commercial tel que HFSS.

4. Méthode

4.1. Principe

Nous supposons que le faisceau incident donne naissance à deux FG, un transmis et un réfléchi. La méthode étant similaire pour ces deux FG, et par soucis de concision, seule l'étude du champ transmis sera présentée dans cette partie.

Sur la figure 2, nous pouvons voir que le repère du FG transmis est caractérisé par un décalage spatial et angulaire (x_{t0}, δ_t) .

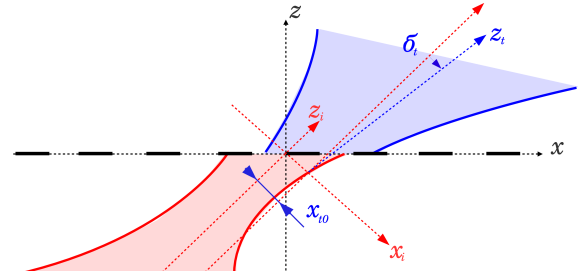


Figure 2. FG transmis (bleu).

Nous associons à ce FG, une amplitude a_{t0} et un rayon de courbure complexe q_{t0} en $z_t=0$. Ces paramètres seront déterminés à l'aide du FG incident et de la réponse de la surface afin de représenter au mieux le champ transmis.

4.2. Raccordement spectral

La méthode consiste en un raccordement de spectres dans le repère du faisceau incident. Le spectre angulaire d'ondes planes en $z_i=0$ du FG incident est donné par

$$\tilde{u}_i(k_{xi}) = a_{i0} \sqrt{-j \frac{2\pi}{k} q_{i0}} \exp\left(j \frac{k_{xi}^2}{2k} q_{i0}\right). \quad (6)$$

En tenant compte de la rotation δ_t et du décalage x_{t0} , le spectre du FG transmis dans le repère du FG incident vaut

$$\begin{aligned} \tilde{u}_t(k_{xi}) &= a_{t0} \exp\left(j \frac{(k_{xi} \cos(\delta_t) - \sqrt{k^2 - k_{xi}^2} \sin(\delta_t))^2}{2k} q_{t0}\right) \\ &\cdot \exp(jk_{xi} x_{t0}), \end{aligned} \quad (7)$$

Notons que cette formulation n'est valable que pour un dépointage δ_t faible. Les simulations de la partie 5 confirmeront la validité de cette hypothèse.

Maintenant que nous avons exprimé les spectres des champs incident et transmis, nous pouvons les raccorder en écrivant

$$\tilde{u}_t(k_{xi}) = \tilde{T}(k_{xi}) \tilde{u}_i(k_{xi}), \quad (8)$$

avec $\tilde{T}(k_{xi})$ coefficient de transmission de la surface dichroïque.

Afin de réaliser l'identification, la deuxième étape de la méthode consiste à faire une approximation à l'ordre deux de la réponse de la surface dichroïque, exprimée

dans le repère du FG incident, autour de $k_{xi}=0$. Cette approximation est de la forme

$$\tilde{T}(k_{xi}) \approx \exp(T_0 + T_1 k_{xi} + T_2 k_{xi}^2), \quad (9)$$

les paramètres T_0 , T_1 et T_2 pouvant être complexes. Dans cet article, cette opération est réalisée numériquement à partir d'une technique de moindres carrés.

4.3. Identification

Afin de pouvoir réaliser l'identification des paramètres du FG transmis dans (8) à l'aide de (7) et (9), nous utilisons l'approximation paraxiale qui permet de négliger les termes en k_{xi} d'ordres supérieur à 2 et par conséquent d'avoir

$$\sqrt{k^2 - k_{xi}^2} \approx k - \frac{k_{xi}^2}{2k}, \quad (10)$$

Finalement, nous obtenons

$$\delta_t = \frac{-1}{2} \arctan\left(\frac{2 \operatorname{Re}(T_1)}{2k \operatorname{Re}(T_2) - \operatorname{Im}(q_i)}\right), \quad (11)$$

$$q_t = \frac{q_i - j 2k T_2}{\cos(2\delta_t)}, \quad (12)$$

$$x_{i0} = \operatorname{Im}(T_1) - \operatorname{Re}(q_t) \frac{\sin(2\delta_t)}{2}, \quad (13)$$

$$a_{i0} = a_{i0} \sqrt{-j \frac{2\pi}{k} q_{i0} \exp\left(T_0 - j q_t k \frac{1 - \cos(2\delta_t)}{4}\right)}. \quad (14)$$

4.4. Propagation

Pour calculer les champs E_t et H_t associés au FG transmis, il suffit de reprendre les expressions (1) ou (4) en se plaçant dans le repère du FG transmis et en utilisant ses paramètres.

4.5. Formulation simplifiée

Lorsque les effets de la surface dichroïque sur le FG incident sont faibles, nous pouvons simplifier la méthode. En effet, si T_1 et T_2 sont proches de 0, il vient $\delta_t=0$, $q_t=q_i$, $x_{i0}=0$. Ceci revient à dire que le FG transmis est le même que le FG incident à un coefficient près. Ce coefficient est donnée par la réponse de la surface dichroïque pour $k_{xi}=0$.

5. Résultats de simulation

5.1. Surface dichroïque planaire

La première surface dichroïque simulée est placée en $z=0$. Elle est composée d'éléments de dimension $\lambda/2$ avec une métallisation parfaitement conductrice de $0,4\lambda$. Ces dimensions ont été choisies de telle sorte à avoir un diviseur de puissance. Nous avons choisi pour le FG incident une taille de ceinture égale à λ positionnée en $z_i=0$, et une direction d'incidence de 45° . La fréquence est fixée à 200GHz. Le champ proche total est présenté figure 3, à gauche. Sur cette même figure, à droite, le champ proche est comparée à celui obtenu avec la méthode de référence [6].

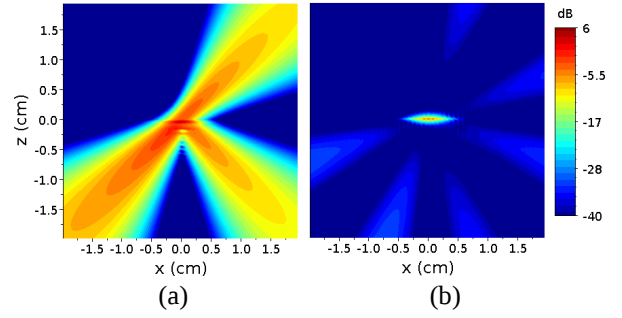


Figure 3. (a) Champ électrique total obtenu avec le raccordement spectral, en dB. (b) Différence avec MoM, en dB.

Nous pouvons voir sur cette figure que notre méthode donne de très bon résultats, avec une différence en dessous de -40 dB. Les seules différences sont dues à la non prise en compte des ondes évanescentes en $z=0$ et à la faible paraxialité du faisceau incident. En effet, nous pouvons voir sur les trois FG apparaître une erreur résiduelle due à la formulation champ proche qui est limitée par la paraxialité du champ.

Sur la figure 4, nous pouvons voir qu'en champ lointain, les résultats sont là aussi très proches de la méthode référence.

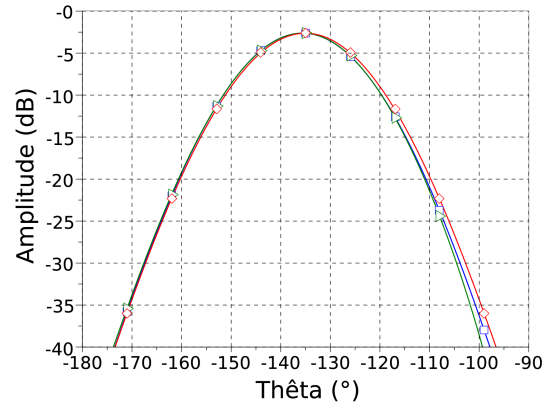


Figure 4. Champ électrique transmis lointain normalisé par rapport au FG incident. Comparaison MoM (\blacktriangleright vert), raccordement spectral (\square bleu) et formulation simplifiée (\diamond rouge).

Cette simulation nous a permis de trouver $\delta_t \approx 0,7^\circ$ et $x_{i0} \approx 0,04\lambda$. Ces valeurs étant relativement faibles, nous pouvons voir sur la figure 4 que le champ calculé avec la formulation simplifiée est proche de la solution de référence. Dans cette configuration, cette méthode qui est plus rapide, conduit à des résultats satisfaisant.

5.2. Surface dichroïque sur diélectrique

Cette seconde surface dichroïque est composée d'éléments de dimension $\lambda/2$ avec une métallisation parfaitement conductrice de $0,1\lambda$. Elle est posée sur un diélectrique ayant une épaisseur de $\lambda/8$ et un ϵ_r de 2,1. Nous avons choisi pour le FG incident une taille de ceinture égale à 2λ positionnée en $z_i=0$. La direction

d'incidence à cette fois-ci été choisie à 70° afin de tester la méthode avec un cas contraignant. La fréquence est la même que précédemment. Le champ proche est présenté sur la figure 5 et le champ lointain sur la figure 6.

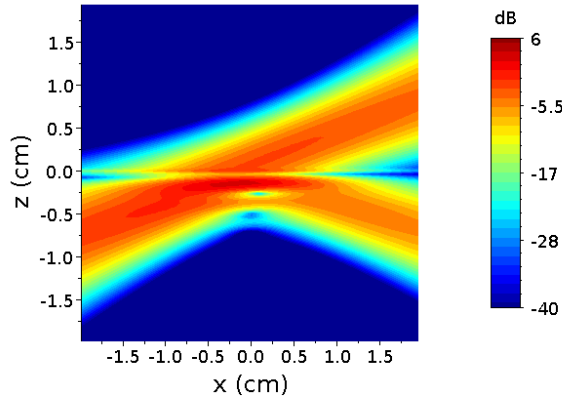


Figure 5. Champ électrique total obtenu avec raccordement spectral, en dB.

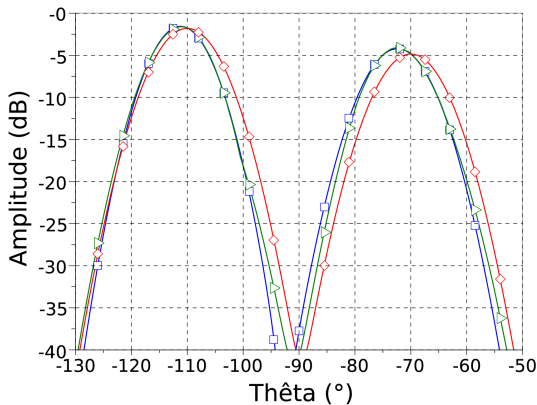


Figure 6. Champ électrique lointain normalisé par rapport au FG incident. Comparaison Mom (\blacktriangleright vert), raccord. spectral (\square bleu) et formulation simplifiée (\blacklozenge rouge). Champ transmis entre -130° et -90° et réfléchi entre -90° et -50° .

On peut voir sur la figure 6 que le champ est fortement modifié par la présence de la surface dichroïque et qu'appliquer un simple coefficient aux champs transmis/réfléchi n'est plus suffisant. Nous avons trouvé $\delta_t \approx 1,3^\circ$ et $x_{t0} \approx 0,45\lambda$ pour le champ transmis et $\delta_r \approx 2,3^\circ$ et $x_{r0} \approx 0,33\lambda$ pour le champ réfléchi. De plus les matrices de courbures de ces deux FGs sont également fortement modifiées. Malgré l'utilisation d'une incidence forte et d'un diélectrique épais, les résultats sont proches de la référence. Nous observons toutefois de légères différences pour les niveaux inférieurs à -15 dB. Ces différences sont dues au fait que nous atteignons les limites de la méthode, à savoir que le champ transmis n'est plus tout à fait un FG.

6. Conclusion

Dans cet article, nous avons analysé l'interaction d'un FG avec une surface dichroïque dans le but d'inclure ce

dispositif à un code quasi-optique existant. Nous avons proposé une nouvelle méthode permettant d'approcher les champs transmis et réfléchi par deux FGs dont les paramètres, par rapport au faisceau incident, sont modifiés. Ceci nous permet d'avoir une formulation analytique des champs.

Nous avons testé avec succès cette technique dans les deux cas tests. Nous avons également remarqué que, dans le cas où la surface dichroïque modifie peu le champ incident, un simple coefficient multiplicateur appliqué aux champs transmis et réfléchi paraît suffisant, accélérant ainsi le temps de calcul.

La suite de cette étude est donc d'étendre cette théorie au cas 3D, toujours dans le but d'inclure les surfaces dichroïques à un code quasi-optique existant. Ceci permettra de simuler un plus grand nombre de systèmes existants.

7. Remerciements

Nous remercions le CNES et l'ENAC de financer cette étude qui fait l'objet d'une thèse.

8. Bibliographie

- [1] A. Chabory, J. Sokoloff, S. Bolioli, P.F. Combes, « *Computation of electromagnetic scattering by multilayer dielectric objects using Gaussian beam based techniques* », Comptes Rendus Physique, vol. 6, pp. 654-662, juillet-août 2005.
- [2] D. Luga, C. Letrou, « *Alternative to Gabor's representation of plane aperture radiation* », Electronics Letters, vol. 34, n° 24, pp. 2286-2287, novembre 1998.
- [3] J.J. Maciel, L.B. Felsen, « *Discretized Gabor-based beam algorithm for time-harmonic radiation from two dimensional truncated planar aperture distributions – I : Formulation and solution* », IEEE Transactions on Antennas Propagation, vol. 50, n° 12, pp. 1751-1759, décembre 2002.
- [4] A. Chabory, J. Sokoloff, S. Bolioli, K. Elis, « *Application of Gaussian-Beam based Techniques to Quasi-Optical Systems of Radiofrequency Radiometers* », EuCAP'2010 : the 4th European Conference on Antennas and Propagation, Barcelone (Espagne), avril 2010.
- [5] G.A. Deschamps, « *Ray techniques in electromagnetics* », Proceedings of the IEEE, vol. 60, n° 9, pp. 1687-1693, février 1969.
- [6] R. Mittra, C. H. Chan, T. Cwik « *Techniques for analysing frequency selective surfaces – A review* », Proceedings of the IEEE, vol. 76, n° 12, pp. 1593-1615, décembre 1988.