



HAL
open science

Étude de la dispersion de cristaux diélectriques imprimés en 3D pour des applications d'antennes à résonateur diélectrique

G Antoine, R Pascaud, C Morlaas, A Chabory, G Mazingue, V Laquerbe

► To cite this version:

G Antoine, R Pascaud, C Morlaas, A Chabory, G Mazingue, et al.. Étude de la dispersion de cristaux diélectriques imprimés en 3D pour des applications d'antennes à résonateur diélectrique. Journées Nationales Microondes (JNM), Jun 2024, Antibes Juan les-Pins, France. hal-04625232

HAL Id: hal-04625232

<https://hal.science/hal-04625232>

Submitted on 26 Jun 2024

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.

Étude de la dispersion de cristaux diélectriques imprimés en 3D pour des applications d'antennes à résonateur diélectrique

G. Antoine^{1,2}, R. Pascaud¹, C. Morlaas², A. Chabory², G. Mazingue³, V. Laquerbe⁴

¹ISAE-SUPAERO, 10 avenue Édouard Belin, 31400 Toulouse

²ENAC, 7 avenue Édouard Belin, 31400 Toulouse

³ANYWAVES, 2 esplanade Compans Caffarelli Hall D, 31000 Toulouse

⁴CNES, 18 avenue Édouard Belin, 31400 Toulouse

gaetan.antoine@isae-supero.fr

Résumé — La conception d'antennes à résonateur diélectrique (ARD) imprimées en 3D avec des cellules unitaires périodiques requiert la connaissance de la permittivité effective du diélectrique artificiel. Dans ce but, trois méthodes permettant d'extraire cette permittivité effective sont comparées. Nous montrons également qu'il est possible de concevoir des antennes à résonateur diélectrique composées de cellules unitaires en régime dispersif à l'aide d'une de ces méthodes, la méthode d'expansion de l'onde plane. Ce résultat ouvre la possibilité de concevoir des ARD imprimées en 3D fonctionnant à plus hautes fréquences que les solutions actuelles.

1. Introduction

Les antennes à résonateur diélectrique (ARD) possèdent une efficacité de rayonnement élevée et une taille compacte. Malgré ces propriétés intéressantes, les ARD n'ont pas connu autant d'applications qu'elles le devraient, principalement en raison de leur processus de fabrication complexe.

Récemment, l'impression tridimensionnelle (3D) de matériaux diélectriques a été envisagée pour fabriquer des ARD originaux et peu coûteux, en contrôlant par exemple leur constante diélectrique [1]. Pour cela, on imprime en 3D des cellules unitaires périodiques de dimensions sub-longueur d'onde mélangeant plusieurs composés diélectriques. D'un point de vue macroscopique, ces cellules unitaires présentent une constante diélectrique effective qui peut être déterminée par différentes méthodes d'homogénéisation. Cependant, la question se pose sur la taille limite de ces cellules pour qu'elles soient considérées comme sub-longueur d'onde à la fréquence d'intérêt.

Brakora *et al.* ont dérivé empiriquement cette limite quasi-statique comme $a_{uc} < \lambda/3$ pour une cellule cubique isotrope, avec a_{uc} la taille de la cellule unitaire et λ la longueur d'onde dans le diélectrique artificiel [2]. Cependant, ces résultats proviennent de l'étude d'une structure non résonante, à savoir une lentille de Luneburg. En ce qui concerne les structures résonantes telles que les ARD, une règle empirique souvent utilisée dans la littérature consiste à maintenir la taille des cellules unitaires

en dessous de $\lambda/10$ [3]. Cette condition, associée à la résolution des imprimantes 3D, conduit à une limitation des fréquences maximales d'utilisation des ARD imprimées en 3D.

Dans cet article, nous étudions le comportement de résonateurs diélectriques (RD) et d'ARD, tous deux constitués de cellules unitaires avec des dimensions allant jusqu'à $\lambda/3$. Tout d'abord, les topologies des cellules unitaires étudiées sont présentées dans la Section 1. Puis trois méthodes d'homogénéisation pour extraire la permittivité effective sont comparées à une référence dans la Section 2. Dans la Section 3, la dispersion de chaque topologie de cellule unitaire est analysée et ses effets sur le comportement des RD imprimés en 3D sont étudiés numériquement. Finalement, une ARD composée de cellules unitaires cubiques plus grandes que $\lambda/10$ est analysée. Enfin, quelques conclusions sont tirées.

2. Topologies des cellules unitaires

Parmi les réseaux cristallins, le réseau cubique est le plus utilisé pour la conception d'antennes imprimées en 3D car il est facile à imprimer et possède de bonnes propriétés d'isotropie. Ici, deux topologies de cellule unitaire cubique sont étudiées : la cubique simple (CS) et la cubique à faces centrées (CFC). Elles sont représentées sur la Figure 1, avec le diélectrique imprimé en 3D en bleu et des inclusions sphériques d'air de rayon r .

Maintenant que les cristaux diélectriques imprimés en 3D ont été décrits, des méthodes pour extraire leur permittivité effective sont introduites.

3. Méthodes d'extraction de la permittivité effective de cellules unitaires

Pour trouver les fréquences de résonance associées aux différents modes d'un RD, la méthode la plus précise consiste à effectuer une analyse de ses modes propres. Cependant, pour un RD composé de cellules unitaires périodiques, cette méthode numérique nécessite un temps de calcul qui augmente avec le nombre de cellules.

Afin de réduire ce temps, il peut être judicieux d'analyser une seule cellule unitaire du RD imprimé en 3D.

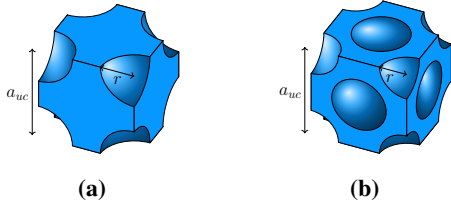


FIGURE 1. Cellules unitaires (a) CS et (b) CFC

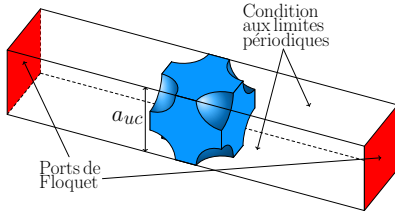


FIGURE 2. Configuration de la simulation pour la méthode de Nicolson-Ross-Weir

L'objectif de cette étude est de comparer trois méthodes permettant d'extraire la permittivité effective de telles cellules. Il est à noter que les simulations décrites dans la section suivante sont effectuées avec le logiciel Ansys HFSS.

3.a. Méthode des modes propres du RD

Dans un premier temps, un RD cubique dont la permittivité est assignée sur Ansys HFSS, aussi appelé modèle plein, est considéré pour l'analyse de ses modes propres. Plus précisément, cette analyse est effectuée pour trouver la fréquence de résonance de son mode fondamental.

Dans un second temps, une analyse des modes propres d'un RD composé de cellules unitaires périodiques (se référer à la Figure 1 pour leurs formes), ici appelé modèle 3D, est réalisée. En faisant varier le rapport entre diélectrique et air des cellules unitaires, et donc la permittivité effective du RD, on ajuste la fréquence de résonance du mode fondamental à la même fréquence que celui du modèle plein. On obtient ainsi les dimensions des cellules unitaires se comportant comme le matériau diélectrique plein que l'on cherche à synthétiser.

3.b. Approximation de Maxwell Garnett

L'approximation de Maxwell Garnett (AMG) décrit la permittivité relative effective $\varepsilon_{r,eff}$ d'un matériau diélectrique de permittivité relative ε_m rempli de sphères de diélectrique de permittivité relative ε_i comme

$$\varepsilon_{r,eff} = \varepsilon_m \frac{2\delta_i(\varepsilon_i - \varepsilon_m) + \varepsilon_i + 2\varepsilon_m}{2\varepsilon_m + \varepsilon_i - \delta_i(\varepsilon_i - \varepsilon_m)} \quad (1)$$

où δ_i est la fraction volumique des inclusions sphériques. Il est à noter que l'AMG est supposée être valide pour de faibles fractions volumique δ_i .

3.c. Méthode de Nicolson-Ross-Weir

La méthode de Nicolson-Ross-Weir (MNRW) repose sur la simulation numérique d'une cellule unitaire avec des conditions aux limites périodiques et des ports de Floquet

tel que représentée sur la Figure 2. Les ports de Floquet permettent de simuler une onde plane d'incidence normale dont la polarisation est fixée par l'utilisateur. Les paramètres S simulés sont alors utilisés pour extraire la permittivité effective de la cellule unitaire en fonction de la fréquence à l'aide de la méthode décrite dans [4]. L'impédance z de la cellule unitaire et l'indice de réfraction n sont donnés par

$$z = \sqrt{\frac{(1 + S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1 - S_{11})^2 - S_{21}^2}}, \quad (2)$$

$$n = \frac{1}{k_0 a_{uc}} \cos^{-1} \left[\frac{1}{2S_{21}} (1 - S_{11}^2 + S_{21}^2) \right] \quad (3)$$

et la permittivité relative effective est calculée comme $\varepsilon_{r,eff} = n/z$.

3.d. Méthode d'expansion de l'onde plane

La méthode d'expansion de l'onde plane (MEOP) suppose qu'une onde électromagnétique se propageant dans une structure périodique infinie peut être exprimée comme une fonction d'onde plane uniforme modulée par une fonction d'amplitude périodique $\vec{A}(\vec{r})$. Le champ électrique \vec{E} peut alors être décrit par le théorème de Bloch comme suit : $\vec{E}(\vec{r}) = \vec{A}(\vec{r}) e^{j\vec{\beta} \cdot \vec{r}}$ où \vec{r} est le vecteur position et $\vec{\beta}$ le vecteur d'onde de Bloch.

La MEOP utilise le théorème de Bloch pour résoudre les équations de Maxwell dans des structures périodiques en formulant un problème de valeurs propres [2]. On calcule alors les modes propres électromagnétiques qui correspondent aux conditions limites imposées par les $\vec{\beta}$ sélectionnés et leurs valeurs propres k_0 respectives.

La configuration de la simulation consiste en une cellule unitaire, comme sur la Figure 1, avec des conditions aux limites périodiques tout autour. La simulation fournit alors les valeurs propres associées à chaque mode propre. En traçant le diagramme de dispersion, on peut obtenir la permittivité relative effective sous la forme

$$\varepsilon_{r,eff} = \left(|\vec{\beta}|/k_0 \right)^2 \quad (4)$$

3.e. Comparaison des différentes méthodes

Les cellules unitaires cubiques représentées sur la Figure 1 sont analysées en considérant un côté a_{uc} égal à 4 mm et de la zircone ($\varepsilon_{r1} = 32.5$ et $\tan \delta = 1.9 \times 10^{-4}$) comme matériau imprimé (en bleu sur la figure). Leur taux de remplissage, qui dépend du rayon r des inclusions sphériques d'air, est optimisé pour obtenir la même fréquence de résonance du mode fondamental f_0 qu'un RD modèle plein avec une permittivité de référence $\varepsilon_r = 15$.

Les résultats des simulations sont présentés dans le Tableau 1. La permittivité effective $\varepsilon_{r,eff}$ de la cellule unitaire à $f_0 = 3.192$ GHz du RD, et la différence en pourcentage par rapport à la référence de $\varepsilon_r = 15$ sont indiquées pour chaque méthode, topologie et taille de cellule.

On peut voir que la MNRW donne des résultats significativement différents en fonction des topologies de cellules unitaires. De plus, cette tendance est accentuée avec

l'augmentation de la taille des cellules unitaires. En effet, plus a_{uc} est proche de la longueur d'onde λ , plus les effets dus à la dispersion rendent les résultats de la MNRW peu fiables, voir non physiques. Dans le cas où $a_{uc} = \lambda/1.5$, les résultats de la MNRW sont notés N/A (non applicable). Au contraire, la MEOP est toujours applicable pour une dimension de cellule unitaire proche de λ bien que les effets dus à la dispersion soient également présents.

En conclusion, la MOEP reste la méthode la plus précise pour estimer $\varepsilon_{r,eff}$ quelle que soit la topologie et la taille de la cellule unitaire dans notre exemple.

TABEAU 1. Comparaison de $\varepsilon_{r,eff}$ à $f_0 = 3.192$ GHz pour différentes tailles de cellule a_{uc}

$a_{uc} = 4$ mm ($\lambda/6$)	méthode 1 AMG		méthode 2 MNRW		méthode 3 MEOP	
topologie	$\varepsilon_{r,eff}$	erreur	$\varepsilon_{r,eff}$	erreur	$\varepsilon_{r,eff}$	erreur
CS	14.60	2.67%	15.48	3.20%	15.01	0.07%
CFC	14.47	3.53%	15.04	0.27%	14.98	0.13%
$a_{uc} = 8$ mm ($\lambda/3$)	méthode 1 AMG		méthode 2 MNRW		méthode 3 MEOP	
topologie	$\varepsilon_{r,eff}$	erreur	$\varepsilon_{r,eff}$	erreur	$\varepsilon_{r,eff}$	erreur
CS	13.65	9.00%	19.07	27.13%	15.14	0.93%
CFC	14.20	5.33%	15.23	1.53%	14.92	0.53%
$a_{uc} = 16$ mm ($\lambda/1.5$)	méthode 1 AMG		méthode 2 MNRW		méthode 3 MEOP	
topologie	$\varepsilon_{r,eff}$	erreur	$\varepsilon_{r,eff}$	erreur	$\varepsilon_{r,eff}$	erreur
CS	14.08	6.13%	N/A	N/A%	15.80	5.33%
CFC	13.00	13.33%	N/A	N/A%	14.78	1.47%

4. Antennes composées de cellules unitaires

Une analyse détaillée de RD et d'ARD composés de cellules unitaires est effectuée en fonction de la fréquence avec la MEOP.

4.a. Analyse de la dispersion fréquentielle

Premièrement, la dépendance en fréquence de $\varepsilon_{r,eff}$ est calculée en utilisant la MEOP et (4) pour des cellules unitaires CS et CFC. Notons que nous considérons un vecteur de Bloch selon une des coordonnées principales du système cubique, à savoir la direction x , y , ou z . En effet, comme le système cubique possède une symétrie de rotation, ces trois chemins fournissent le même résultat [5].

Deuxièmement, plusieurs RD constitués de ces cellules unitaires cubiques sont étudiés. Comme on peut le voir sur la Figure 3, des RD cubiques de côté W égal à 8, 12, 16, et 20 mm, soit respectivement 2, 3, 4, et 5 cellules unitaires par côté sont considérés. La fréquence de résonance f_0 du mode fondamental de ces RD est ensuite obtenue en effectuant une analyse des modes propres.

Enfin, les mêmes analyses sont effectuées sur des RD cubiques standard dont la permittivité homogène est assignée dans Ansys HFSS. Ces RD ont exactement la même taille que les modèles 3D mentionnés ci-dessus, à savoir $W = 8, 12, 16, \text{ ou } 20$ mm. L'objectif est de trouver, à partir de ces dernières simulations, la valeur de la permittivité du modèle plein telle que la fréquence de résonance de son mode fondamental soit égale à celle du modèle 3D.

4.b. Résultats et discussion

La Figure 4 montre les permittivités effectives simulées $\varepsilon_{r,eff}$ pour les cellules unitaires CS et CFC. Les

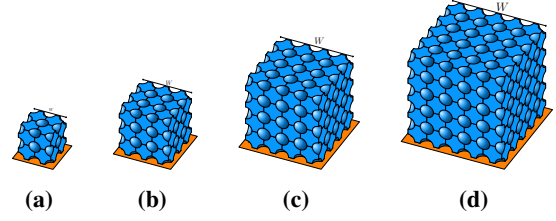


FIGURE 3. RD cubiques composés de 2, (b) 3, (c) 4 et (d) 5 cellules unitaires CS par côté avec $a_{uc} = 4$ mm.

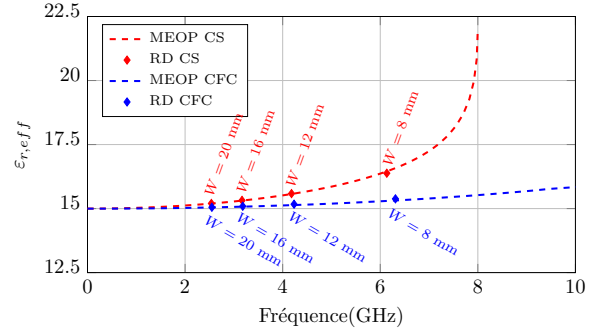


FIGURE 4. Permittivité effective $\varepsilon_{r,eff}$ calculée en fonction de la fréquence pour des cellules unitaires CS et CFC avec $a_{uc} = 4$ mm.

courbes en pointillés représentent les résultats de la MEOP appliquée aux cellules unitaires, tandis que les marqueurs rouges et bleus indiquent les valeurs obtenues en comparant les résultats de la simulation des modes propres pour le mode fondamental des modèles plein et 3D.

En outre, la bonne concordance observée entre les résultats des deux méthodes permet de justifier le dimensionnement des RD en s'appuyant sur la MEOP. De plus, qu'importe la topologie de la cellule, $\varepsilon_{r,eff}$ présente une augmentation de sa valeur avec la fréquence. Il est à noter que cette dispersion en fréquence est moins importante pour la cellule CFC que pour son homologue CS. Pour la cellule CS, $\varepsilon_{r,eff}$ diffère de plus de 1 % de sa valeur quasi-statique à 2.2 GHz, alors que pour la cellule CFC, cette différence apparaît à 4.5 GHz. Lorsque la limite quasi-statique est dépassée, les dépendances fréquentielle et spatiale de la permittivité sont liées [6]. Par conséquent, la présence de points de réseau supplémentaires aux centres des faces de la maille CFC, résultant en une meilleure isotropie, conduit cette cellule à être moins affectée par la dispersion que la maille CS à la même fréquence.

On peut également noter que la courbe de la permittivité effective s'arrête à 8 GHz pour la cellule unitaire CS. Au-dessus de cette fréquence, des résonances apparaissent dans le cristal, et $\varepsilon_{r,eff}$ ne peut plus être calculé avec (4). Le même comportement apparaît pour le réseau CFC, mais à des fréquences plus élevées.

4.c. Comparaison d'ARD

Les analyses des modes propres des RD modèles plein et 3D montrent un bon accord entre les permittivités effectives extraites des fréquences de résonance des RD et

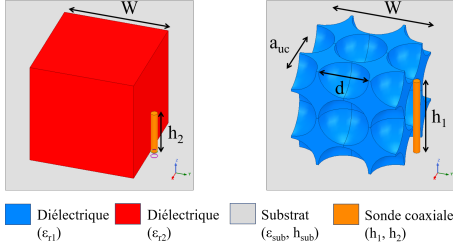


FIGURE 5. Modèles plein et 3D d'ARD cubique composé de 2 cellules unitaires CS de côté

$(W = 8 \text{ mm}, a_{uc} = 4 \text{ mm}, h_1 = 6.05 \text{ mm}, h_2 = 3.3 \text{ mm}, \varepsilon_{r1} = 32.5, \varepsilon_{r2} = 16.38, d = 3.835 \text{ mm}, \varepsilon_{sub} = 3, \text{ et } h_{sub} = 0.4 \text{ mm})$.

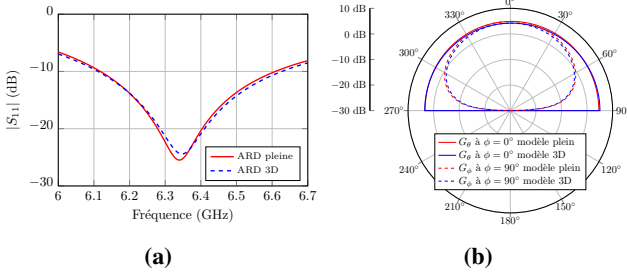


FIGURE 6. Performances des ARD simulés : (a) $|S_{11}|$ et (b) diagramme de rayonnement en gain simulé à $f_0 = 6.35 \text{ GHz}$ dans les plans $\phi = 0^\circ$ et $\phi = 90^\circ$.

celles calculées avec la MEOP. Toutefois, cela n'implique pas nécessairement que les performances des ARD correspondantes seront équivalentes. La sous-section suivante compare donc les caractéristiques des ARD modèles plein et 3D.

Une ARD cubique imprimée en 3D, composée de 2 cellules unitaires CS par côté et alimentée par une sonde coaxiale, a été simulée comme montré en Figure 5. La fréquence de résonance du RD non couplé est $f_0 = 6.1345 \text{ GHz}$ et la permittivité effective de cette cellule unitaire CS calculée avec la MEOP est $\varepsilon_{r,eff} = 16.38$ à cette fréquence. Le côté a_{uc} de cette cellule unitaire cubique est donc égal à $\lambda/3$, ce qui est trois fois plus élevé que le critère $a_{uc} < \lambda/10$ souvent utilisé dans la littérature.

Les performances de cette ARD imprimée en 3D sont comparées à celles d'une ARD pleine également représentée sur la Figure 5 et ayant les mêmes dimensions, une permittivité homogène non dispersive $\varepsilon_{r2} = 16.38$ et une tangente de perte $\tan \delta = 1.9 \times 10^{-4}$. Les deux ARD sont alimentées par une sonde coaxiale dont les dimensions ont été optimisées pour l'adaptation d'impédance.

La norme du paramètre S_{11} simulé est représentée sur la Figure 6 en fonction de la fréquence pour les deux ARD. On observe que les fréquences de résonance et les bandes passantes des deux ARD sont identiques et égales à 6.35 GHz et 8.03 %, respectivement. Le léger décalage de fréquence de 3 % par rapport à la fréquence de résonance du RD seul est dû au couplage avec la sonde coaxiale.

Le diagramme de rayonnement en gain simulé à $f_0 =$

6.35 GHz pour les plans $\phi = 0^\circ$ et 90° est présenté sur la Figure 6b. Un bon accord est observé entre l'ARD pleine et imprimée en 3D. Il convient de mentionner que les valeurs de gain à 6.35 GHz sont légèrement inférieures pour l'ARD modèle 3D, avec une valeur maximale de 4.15 dB contre 4.75 dB pour le modèle plein.

Au final, malgré le fait que les dimensions des cellules unitaires CS constituant l'ARD imprimée en 3D soient de l'ordre de $\lambda/3$, ses performances sont quasi identiques à celles de l'ARD pleine. Ces résultats démontrent qu'il est possible de concevoir des ARD imprimées en 3D en réduisant la contrainte imposée sur la taille des cellules unitaires. Cependant, ces résultats doivent encore être vérifiés par la fabrication et la mesure de l'ARD.

5. Conclusion

Dans cet article, une ARD imprimée en 3D composée de cellules unitaires CS électriquement grandes a été simulée et ses performances ont été comparées à celles d'une ARD pleine. Plus précisément, la MEOP permet de prédire le comportement dispersif de la permittivité relative effective de ces cellules unitaires cubiques imprimées en 3D. Les performances équivalentes des modèles ARD plein et imprimé en 3D ouvrent des perspectives pour la conception d'ARD imprimée en 3D à plus haute fréquence que ce qui est habituellement fait dans la littérature.

6. Remerciements

Les auteurs remercient le CNES et l'AID pour le financement de ces travaux.

Références

- [1] G. Mazingue, B. Byrne, M. Romier, and N. Capet, "3d printed ceramic antennas for space applications," in *2020 14th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, 2020.
- [2] K. Brakora, C. Barth, and K. Sarabandi, "A plane-wave expansion method for analyzing propagation in 3d periodic ceramic structures," in *2005 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, vol. 2B, 2005, pp. 192–195 vol. 2B.
- [3] C. D. Morales, C. Morlaas, A. Chabory, R. Pascaud, M. Grzeskowiak, and G. Mazingue, "3d-printed ceramics with engineered anisotropy for dielectric resonator antenna applications," *Electronics Letters*, vol. 57, no. 18, pp. 679–681, 2021.
- [4] A. B. Numan and M. S. Sharawi, "Extraction of material parameters for metamaterials using a full-wave simulator," *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 55, no. 5, pp. 202–211, 2013.
- [5] R. Rumpf, *Engineering the Dispersion and Anisotropy of Periodic Electromagnetic Structures*, 03 2015, p. 37.
- [6] A. Sihvola, *Electromagnetic Mixing Formulas and Applications*, ser. Electromagnetic Waves. Institution of Engineering and Technology, 1999.