基于劈裂环的光学天线研究

张锦华1,张益华2,田汶翔1

¹上海理工大学光电信息与计算机工程学院,上海 ²西安建筑科技大学信息与控制工程学院,陕西 西安

收稿日期: 2024年6月20日; 录用日期: 2024年7月14日; 发布日期: 2024年7月22日

摘要

光学天线是一个新兴领域,可以与自由空间电磁波发生相互作用,把光场限制在亚波长的尺寸,促使天 线狭缝处电场的局域增强。光学天线的提出使得在亚波长尺寸下调控光场成为可能,在光学成像、光学 传感、纳米光学等领域具有广泛的应用。本文将对劈裂环天线进行深入研究,在电场作用下劈裂环将产 生两种共振模式,分别是低频的电感 - 电容(LC)共振和高频的偶极共振,在天线表面形成环形振荡电流 和线性振荡电流。两种共振模式可以很好地实现电场局域增强。

关键词

光学天线,劈裂环,LC共振,偶极共振,电场局域增强

Research on Optical Antenna Based on Split Ring Resonator

Jinhua Zhang¹, Yihua Zhang², Wenxiang Tian¹

¹School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai

²School of Information and Control Engineering, Xi'an University of Architecture and Technology College, Xi'an Shaanxi

Received: Jun. 20th, 2024; accepted: Jul. 14th, 2024; published: Jul. 22nd, 2024

Abstract

Optical antennas are a new field, which can interact with free-space electromagnetic waves, limit the light field to the subwavelength size, and promote the local enhancement of the electric field at the antenna slit. The proposed optical antenna makes it possible to regulate the light field at sub-wavelength size, and has wide applications in optical imaging, optical sensing, nano-optics and other fields. In this paper, the split-ring antenna will be deeply studied. Under the action of electric field, the split-ring will produce two resonance modes, namely, low-frequency inductance capacitance (LC) resonance and high-frequency dipole resonance, which will form a ring oscillation current and a linear oscillation current on the antenna surface. The two resonance modes can realize the local enhancement of electric field well.

Keywords

Optical Antenna, Split Ring Resonator, LC Resonance, Dipole Resonance, Electric Field Local Enhancement

Copyright © 2024 by author(s) and Hans Publishers Inc. This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY 4.0). <u>http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/</u> CC Open Access

1. 引言

天线的概念最早源于射频和微波波段,是一种用于实现传输线中电流或磁流能量与自由空间或介质空间 中传输的电磁波能量之间转换的装置。在无线通信中,天线具有至关重要的作用,并且在无线通信、雷达系 统、卫星通信、无线电和微波通信等领域有着广泛的应用。随着微纳加工平面化和集成化技术的不断发展, 微纳尺寸天线的工作频段逐渐拓展到光学波段。光学天线[1]-[5]的设计目标是通过人为设计亚波长尺寸结构 将自由空间中的光频电磁波聚焦于天线表面的亚波长尺度区域内,从而显著提高光子的态密度,实现电场的 局域增强[6] [7]。这一特性使得光学天线在突破衍射极限和增强光与物质之间相互作用方面具有重要应用价 值。对于光学天线而言,共振模式的基本特性和规律是在电磁波作用下天线特有的行为。光学天线具有多种 共振模式,比如偶极共振[8] [9]、表面等离子体共振[10]、LC 共振[8] [11]-[13]等,促成了光学天线的多样应 用,如完美吸收体、偏振转换器和超透镜等创新光学器件的实现。2012 年,西班牙光子科学研究所的 S. Thongrattanasiri 等人设计了基于石墨烯圆盘光学天线[14],介质底层为金衬底,作为器件的反射层,实现了 电磁波的完美吸收。2015 年,南开大学的 H. Cheng 等研究学者基于石墨烯光学天线实现了中红外波段可调 谐宽带波束偏转器[15],该波束偏转器的每个周期单元由十个石墨烯十字架组成,彼此之间旋转角度相差 π/10。数值仿真结果表明,该石墨烯光学天线结构可对不同手性的圆极化入射光束实现不同方向的偏转。

本文系统研究劈裂环(Split Ring Resonator, SRR) [16]-[20]天线在电场作用下的共振模式。采用时域有限差分法(FDTD)进行数值仿真来分析劈裂环天线的共振机理,通过模拟天线的透射谱、表面电场分布以及表面电流分布来确定 SRR 所具有的不同共振模式,并且不同共振模式下局域的电场能量存在差异,以此定性研究劈裂环。在此基础上对劈裂环的结构参数进行扫描以定量研究各参数对共振频率的影响。

2. SRR 共振原理

基于时域有限差分法,我们利用电磁仿真软件 FDTD (Lumerical Solution) [21] [22]进行数值仿真。仿 真设置如下:光源采用入射功率归一化的平面电磁波,沿 z 方向正入射金属表面,在 x 和 y 方向上采用 Floquet 周期循环边界条件。在 z 方向上使用完美匹配层(PML)吸收边界条件来吸收来 z 自方向上的反射 波和透射波。考虑到效率和精度之间的权衡,网格参数分为两种类型:在空气 - 金属和介电 - 金属界面 附近,网格设置为 0.1 µm 立方体;远离金属结构,网格设置为 0.5 µm 立方体。劈裂环天线的设计和结构 如图 1 所示,具体结构参数如下:长度 L1 和宽度 L2 是 550 µm,狭缝间隙为 5 µm,金属线宽为 5 µm, 金属厚度为 50 nm,周期为 45 µm。金属结构的复介电常数由 Drude 模型给出,

$$\varepsilon_m = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma_n \omega} \tag{1}$$

其中金的等离子频率 $\omega_p = 1.37 \times 10^{16} \text{ rad/s}$, 散射率 $\gamma_p = 4.08 \times 10^{13} \text{ rad/s}$, ω 是入射波的角频率, *i* 是虚 数单位[13]。



仿真结果如下,电场方向与 SRR 狭缝平行时,SRR 的透射光谱如图 2 所示,可以清晰的看到 SRR 在 0.1 THz ~5.5 THz 范围内存在两个透射峰,靠近低频的透射峰的带宽比高频的相对较窄,但几乎同时在共振频点处达到了完全透射。为了进一步深入理解 SRR 的两个响应峰的来源,我们对 SRR 对应共振频率处的 表面电流分布和电场分布进行了绘制。低频共振峰位于 1.278 THz 处,高频共振峰位于 4.068 THz 处。



Figure 2. Transmission spectrum of SRR antenna 图 2. 劈裂环天线的透射谱图

从图 3(a)可以看出,对于低频共振峰,SRR 表面是一环形电流,起始于 SRR 开口的一侧,终止于另一侧,这说明电磁波的电场偏振方向与开口平行时金属表面的电荷被极化,进而通过 SRR 结构实现了电荷的环形振荡。由于在 SRR 中存在这一环形电流使得 SRR 此时类似于一个线圈,内部将出现由该环形电流产生的磁场,因此这一体系将会出现磁响应。由于这一原因,该低频共振峰也被称为电致磁响应峰。

(2)

我们将这样的环形振荡电流等效为 LC 电路,由于 SRR 开口处积累大量电荷,所以右侧开口等效为电容 C,左侧金属臂等效为电感 L。电感的感抗和频率成正比,电容的容抗与频率成反比。当频率达到某个特 定值时,LC 串联电路的感抗和容抗数值相等,符号相反,形成 LC 共振模式。等效电容 C、等效电感 L 和共振频率的关系如下[16]:



Figure 3. Current distribution, electric field distribution and equivalent model of SRR surface during LC resonance and dipole resonance

图 3. LC 共振和偶极共振时 SRR 表面的电流分布、电场分布及等效模型

对于高频共振峰,情况完全不同。从我们的仿真结果中可以看到,如图 3(b)所示,此时上下两臂以及 两边侧臂均存在电流,并且电流不是环形振荡而是局域振荡的。上下金属臂上的电流是横向振荡的,而左 右金属臂中的电流沿电场方向振荡。由于此时电流并未形成环流,因此不会带来磁效应,而仅仅是电荷的 振荡,因此这一高频共振峰常被称为电响应峰。我们将这种线性振荡电流模式等效为偶极共振,对于 SRR 右侧金属臂,由于共振时开口处的电场最大、相应的电流为 0,所以将右侧臂等效为开路共振;对于左侧 金属臂,由于共振时电荷积累在上下两端,金属中间的电流达到最大,因此将左侧金属臂等效为短路共振。 SRR 高频偶极共振峰是由这两侧金属臂不同的偶极共振类型所共同作用的。偶极天线的共振频率为:

$$f_{\rm dipole} = \frac{c}{l} \tag{3}$$

式中 *c* 为真空中光速, *l* 为偶极天线的长度[23]。需要注意的是,由于光学波段 SRR 为微米量级, SRR 两侧金属臂等效的偶极天线的间隔远小于波长,因此它们具有近场耦合。

3. 结构参数扫描

基于以上模型,接下来我们试图通过进一步详细的数值模拟,即各结构参数进行扫描来探究共振频率与 SRR 的各种参数之间的关系。

3.1. 单元周期 T 对 SRR 响应的影响

数值模拟中我们选取的参数为: SRR 的 L1 = L2 = 31 μ m,开口宽度 G = 5 μ m,线宽 W = 3 μ m,周

期 T 的取值为 35、40、45、50、55 μm。结果如图 4 所示。由于我们的模拟频率范围可以达到 5.5 THz, 因此随着频率的增大,高频会逐渐成为非亚波长频率,此时即会出现如图 4 中所示的高频的振荡现象, 该现象是干涉效应的反映。由于我们更为关心的是结构共振的特性,因此这一高频振荡现象并不会对我 们的讨论带来影响。在图 4 中,对于每一个周期在我们的模拟频率范围内也都得到了两个标准共振响应, 即低频的 LC 共振和高频的偶极共振,它们的来源与我们前面讨论的一致。我们进一步分析了高低频共 振频率与周期 T 之间的关系,结果如图 4 所示可以发现,对于低频共振响应,随着周期 T 的增加,LC 共振的带宽也随之变窄,但是共振频点的位置几乎没有移动,由LC等效电路可知,等效电容 C 和等效 电感 L 共同决定了 LC 共振的共振频率,所以当改变周期的大小时对 L 和 C 的影响几乎微乎其微,所有 的共振频率点的改变量都在我们的计算误差允许范围之内,因此实际上该共振频点几乎不受周期改变的 影响。这说明该响应可以看成是单个劈裂环的响应。而高频共振响应则与此不同,可以发现随着周期 T 的增加,偶极共振的频点随之移动。由光学天线知,偶极天线的辐射方向是以偶极天线为轴的全向辐射, 所以相邻偶极天线会相互作用于对方,不仅如此同一轴向上的偶极天线都会相互影响,所以周期大小的 改变对偶极共振的影响较大,即高频响应易于受阵列结构单元之间的耦合效应影响。



Figure 4. Transmission spectrum with spatial period T changed 图 4. 空间周期 T 改变情况下的透射谱

3.2. 横向边长 L1/纵向边长 L2 对 SRR 响应的影响

接下来我们模拟计算了横向边长 L1 和纵向边长 L2 对 SRR 的影响。如图 5 所示,当 L1 增加时,SRR 的面积随之增大。对于 LC 共振,等效电感 L 与 SRR 面积成正比,即面积越大电感 L 越大,代入公式(1) 可知,共振频率 *f*_{LC} 减小,共振峰向低频移动。由于偶极共振的是由偶极天线的臂长所决定的,而改变 L1 并没有对天线臂长产生影响,所以从理论上来看,偶极共振不受影响。

当 L2 增加时,等效偶极天线的臂长也随之增大,代入公式(2)可知,偶极共振频率向低频移动,如 图 6;与此同时器件的面积同样也增大,所以 LC 共振频率 *f*_{LC} 也逐渐向低频移动。

3.3. 金属线宽 W 对 SRR 响应的影响

我们模拟计算了不同线宽 W 对 SRR 的影响。线宽 W 取值为 1、3、5、7、9 μm。分析图 7 可以发现, 在金属线宽度 W 改变的过程中, LC 共振响应的共振峰线宽均随着线宽 W 的增大而逐步变宽,并且共振 频率 *f*_{LC} 逐步向高频移动。因此我们利用金属线宽来调节 SRR 的 LC 共振频点。



Figure 5. Transmission spectrum with lateral side length L1 changed 图 5. 横向边长 L1 改变情况下的透射谱



Figure 6. Transmission spectrum with longitudinal side length L2 changing 图 6. 纵向边长 L2 改变情况下的透射谱



Figure 7. Transmission spectrum with metal line width W varying 图 7. 金属线宽 W 改变情况下的透射谱

3.4. 开口宽度 G 对 SRR 响应的影响

我们模拟计算了不同开口宽度 G 对 SRR 的影响。宽度 G 取值为 1、3、5、7、9 μm。分析图 8 可以 发现,在金属线宽度 W 改变的过程中,LC 共振响应的共振频率均随着线宽 W 的增大而逐步向高频移动。 对于等效电容 C 的计算公式为 C = εS/d,当开口宽度 G 增大时极板间距 d 也随之增大,所以电容 C 减小,共振频率 f_{LC} 逐渐增大。



Figure 8. Transmission spectrum with opening width G changing 图 8. 开口宽度 G 改变情况下的透射谱

4. 总结

综上所述, SRR 是一种典型的光学天线结构,当其特征尺寸在深亚波长和与波长相比拟频段,受电 磁激励可分别产生环形振荡电流的 LC 共振和线性振荡电流偶极共振,两种共振都能实现 SRR 缝隙处电 磁场能量局域增强。通过研究 SRR 的透射谱、表面电流分布和表面电场分布可以确定两种不同的共振模 式,给出两种共振的定性研究;通过参数扫描对劈裂环的共振频率进行定量,特别是 LC 共振,局域的 电场达到偶极共振的两倍。因此 SRR 将自由空间中的光频电磁波聚焦于天线表面的亚波长尺度区域内, 从而显著提高光子的态密度。这一特性使得光学天线在突破衍射极限和增强光与物质之间相互作用方面 具有重要应用价值。

参考文献

- [1] Tong, J., Muthee, M., Chen, S., Yngvesson, S.K. and Yan, J. (2015) Antenna Enhanced Graphene THz Emitter and Detector. *Nano Letters*, **15**, 5295-5301. <u>https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.5b01635</u>
- [2] Zak, A., Andersson, M.A., Bauer, M., Matukas, J., Lisauskas, A., Roskos, H.G., et al. (2014) Antenna-Integrated 0.6 THz FET Direct Detectors Based on CVD Graphene. Nano Letters, 14, 5834-5838. <u>https://doi.org/10.1021/nl5027309</u>
- [3] Hong, L., Wang, L., Cai, M., Yao, Y., Guo, X. and Zhu, Y. (2023) Sensitive Room-Temperature Graphene Photothermoelectric Terahertz Detector Based on Asymmetric Antenna Coupling Structure. *Sensors*, 23, Article No. 3249. <u>https://doi.org/10.3390/s23063249</u>
- [4] Seo, M.A., Park, H.R., Koo, S.M., Park, D.J., Kang, J.H., Suwal, O.K., *et al.* (2009) Terahertz Field Enhancement by a Metallic Nano Slit Operating Beyond the Skin-Depth Limit. *Nature Photonics*, 3, 152-156. https://doi.org/10.1038/nphoton.2009.22
- [5] Guo, W., Wang, L., Chen, X., Liu, C., Tang, W., Guo, C., et al. (2018) Graphene-Based Broadband Terahertz Detector Integrated with a Square-Spiral Antenna. Optics Letters, 43, Article No. 1647. <u>https://doi.org/10.1364/ol.43.001647</u>
- [6] Park, Q. (2009) Optical Antennas and Plasmonics. *Contemporary Physics*, **50**, 407-423. https://doi.org/10.1080/00107510902745611

- [7] Guo, W., Dong, Z., Xu, Y., Liu, C., Wei, D., Zhang, L., *et al.* (2020) Sensitive Terahertz Detection and Imaging Driven by the Photothermoelectric Effect in Ultrashort-Channel Black Phosphorus Devices. *Advanced Science*, 7, Article ID: 1902699. <u>https://doi.org/10.1002/advs.201902699</u>
- [8] Cui, N., Guan, M., Xu, M., Zhao, C., Shao, H., Zhang, Y., et al. (2021) High Electric Field-Enhanced Terahertz Metamaterials with Bowtie Triangle Rings: Modeling, Mechanism, and Carbohydrate Antigen 125 Detection. The Journal of Physical Chemistry C, 125, 19374-19381. <u>https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.1c05483</u>
- [9] Yang, Y., Zhang, W. and Singh, R. (2014) Resonance Properties of THz Plasmonic Dipole-Bowtie Antenna Array: The Critical Role of the Substrate. *Chinese Physics B*, 23, Article ID: 128702. https://doi.org/10.1088/1674-1056/23/12/128702
- [10] Dias, E.J.C. and Peres, N.M.R. (2017) Controlling Spoof Plasmons in a Metal Grating Using Graphene Surface Plasmons. ACS Photonics, 4, 3071-3080. https://doi.org/10.1021/acsphotonics.7b00629
- [11] Asgari, M., Riccardi, E., Balci, O., De Fazio, D., Shinde, S.M., Zhang, J., et al. (2021) Chip-Scalable, Room-Temperature, Zero-Bias, Graphene-Based Terahertz Detectors with Nanosecond Response Time. ACS Nano, 15, 17966-17976. https://doi.org/10.1021/acsnano.1c06432
- [12] Li, J., Zhou, Y., Quan, B., Pan, X., Xu, X., Ren, Z., et al. (2014) Graphene-Metamaterial Hybridization for Enhanced Terahertz Response. Carbon, 78, 102-112. <u>https://doi.org/10.1016/j.carbon.2014.06.053</u>
- [13] Linden, S., Enkrich, C., Wegener, M., Zhou, J., Koschny, T. and Soukoulis, C.M. (2004) Magnetic Response of Metamaterials at 100 Terahertz. *Science*, **306**, 1351-1353. <u>https://doi.org/10.1126/science.1105371</u>
- [14] Thongrattanasiri, S., Koppens, F.H.L. and García de Abajo, F.J. (2012) Complete Optical Absorption in Periodically Patterned Graphene. *Physical Review Letters*, **108**, Article ID: 047401. <u>https://doi.org/10.1103/physrevlett.108.047401</u>
- [15] Cheng, H., Chen, S., Yu, P., Liu, W., Li, Z., Li, J., et al. (2015) Dynamically Tunable Broadband Infrared Anomalous Refraction Based on Graphene Metasurfaces. Advanced Optical Materials, 3, 1744-1749. https://doi.org/10.1002/adom.201500285
- [16] Kim, N., In, S., Lee, D., Rhie, J., Jeong, J., Kim, D., *et al.* (2017) Colossal Terahertz Field Enhancement Using Split-Ring Resonators with a Sub-10 nm Gap. ACS Photonics, 5, 278-283. https://doi.org/10.1021/acsphotonics.7b00627
- [17] Hesmer, F., Tatartschuk, E., Zhuromskyy, O., Radkovskaya, A.A., Shamonin, M., Hao, T., *et al.* (2007) Coupling Mechanisms for Split Ring Resonators: Theory and Experiment. *Physica Status Solidi* (b), **244**, 1170-1175. https://doi.org/10.1002/pssb.200674501
- [18] Corrigan, T.D., Kolb, P.W., Sushkov, A.B., Drew, H.D., Schmadel, D.C. and Phaneuf, R.J. (2008) Optical Plasmonic Resonances in Split-Ring Resonator Structures: An Improved LC Model. *Optics Express*, 16, 19850-19864. <u>https://doi.org/10.1364/oe.16.019850</u>
- [19] Mao, X., Hang, Y., Zhou, Y., Zhu, J., Ren, Q., Zhuo, J., *et al.* (2020) Probing Composite Vibrational Fingerprints in the Terahertz Range with Graphene Split Ring Resonator. *IEEE Photonics Journal*, **12**, 1-8. https://doi.org/10.1109/jphot.2020.3017375
- [20] Lai, W., Li, B., Fu, S. and Lin, Y. (2023) Tunable Mems-Based Terahertz Metamaterial for Pressure Sensing Application. *Micromachines*, 14, Article No. 169. <u>https://doi.org/10.3390/mi14010169</u>
- [21] Zivanovic, S.S., Yee, K.S. and Mei, K.K. (1991) A Subgridding Method for the Time-Domain Finite-Difference Method to Solve Maxwell's Equations. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **39**, 471-479. https://doi.org/10.1109/22.75289
- [22] Luebbers, R., Hunsberger, F.P., Kunz, K.S., Standler, R.B. and Schneider, M. (1990) A Frequency-Dependent Finite-Difference Time-Domain Formulation for Dispersive Materials. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 32, 222-227. https://doi.org/10.1109/15.57116
- [23] Razzari, L., Toma, A., Clerici, M., Shalaby, M., Das, G., Liberale, C., et al. (2012) Terahertz Dipole Nanoantenna Arrays: Resonance Characteristics. Plasmonics, 8, 133-138. <u>https://doi.org/10.1007/s11468-012-9439-0</u>