

doi: 10.3788/gzxb20164510.1024002

# 缝隙八木纳米天线设计及宽波段吸收特性

朱路, 王杨, 刘媛媛, 黄志群, 慈白山

(华东交通大学 信息工程学院, 南昌 330013)

**摘 要:** 针对传统光伏电池能量收集易受环境与光照时间限制的问题, 本文设计了一种用于太阳能收集的缝隙八木纳米天线单元及阵列. 采用时域有限差分法分析缝隙间距对纳米天线远场方向性和近场分布的影响, 并研究缝隙八木纳米天线阵列的吸收特性及不同缝隙间距对阵列天线吸收率的影响. 研究远场方向性发现, 当缝隙间距增加到一定距离时, 天线方向图出现多个副瓣并产生新的辐射模式; 通过对近场分析表明, 新辐射模式的产生来源于高阶模式的局域表面等离子激元. 天线阵列吸收率的仿真结果表明: 在 400~1 500 nm 波段, 随着缝隙间距的增加, 缝隙八木纳米天线阵列吸收率呈上升趋势, 当缝隙间距等于 80 nm 时, 在 400~660 nm、760~1 300 nm 两个波段内吸收率较高, 吸收峰值最大可以达到 98%; 以吸收率大于 50% 为基准, 当缝隙间距等于 80 nm 时, 其吸收波段最宽.

**关键词:** 表面等离子激元; 能量收集; 缝隙八木纳米光学天线; 时域有限差分; 远场方向性; 吸收特性

中图分类号: O431.1

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2016)10-1024002-8

## Design of Slot Yagi-Uda Nanoantennas and Their Broadband Absorption Properties

ZHU Lu, WANG Yang, LIU Yuan-yuan, HUANG Zhi-qun, CI Bai-shan

(Department of Information Engineering, East China Jiaotong University, Nanchang 330013, China)

**Abstract:** Aim at the problem that the energy collection of traditional photovoltaic cells is susceptible to environment and illumination time constraints, a slot Yagi-Uda nanoantenna unit and array was proposed for solar energy harvest. By adopting the finite difference time domain method, the influence of gap spacing on the nano antenna far field directivity and the near field distribution was analyzed. The influence of the absorption characteristics of slot Yagi-Uda nanoantenna array and the different slot spacing on the array antenna absorption rate was studied. The study of far field directivity shows that, when the slot spacing increases to a certain distance, the antenna far-field pattern appears multi-sidelobe and a new radiation pattern. The analysis of the near field shows that, the new radiation pattern is derived from the high order mode of localized surface plasmon. The simulation results of the antenna array absorption rate show that, in the waveband range from 400nm to 1500nm, with the increase of slot spacing, the absorption rate shows a trend of rising. When the slot spacing is equal to 80nm, the antenna absorption rate is higher in the band range from 400nm to 660nm and the range from 760nm to 1300nm, the absorption peak value can reach 98%. The absorption rate exceeds 50% as a benchmark, when the slot spacing is equal to 80nm, the absorption band is widest.

**Key words:** Surface plasmon polaritons; Energy harvest; Slot Yagi-Uda nano optical antenna; Finite difference time domain; Far-field directivity; Absorption characteristics

**OCIS Codes:** 240.6680; 300.1030; 310.6628; 350.6050; 040.1240

基金项目: 国家自然科学基金(Nos. 31101081, 61162015)和江西省科技支撑项目(No. 20151BBE50095)资助

第一作者: 朱路(1976-), 男, 副教授, 博士, 主要研究方向为无线传感器网络、微波辐射成像. Email: luyuanwanwan@163.com

通讯作者: 刘媛媛(1978-), 女, 副教授, 硕士, 主要研究方向为无线传感器网络、压缩感知. Email: lyy.78@163.com

收稿日期: 2016-05-04; 录用日期: 2016-07-29

<http://www.photon.ac.cn>

## 0 引言

太阳能作为可持续使用的绿色能源,其能量密度大、分布范围广.太阳能收集被广泛应用于低能耗的无线传感器网络中<sup>[1]</sup>.然而,传统的太阳能电池面板利用光伏特效实现光电转化,只接收可见光波段能量;同时,易受环境和地理因素影响,尤其在阴暗天气和夜晚,这些面板几乎失去作用.由于转换效率较低,且收集的能量具有不确定性和局限性,传统太阳能电池难以解决无线传感器网络能量受限问题.文献[2]研究表明,太阳能量辐射光谱包括紫外线、可见光及红外光,这3种谱分别占太阳辐射到地面能量的9%、46%、45%,其中红外波段下的能量主要集中在700~1500nm的近红外光部分.因此,研究可见光和近红外光的宽波段能量吸收,对太阳能的开发与利用是非常有意义的.

利用金属材料制成的纳米天线在可见光与红外光波段具有较高的吸收率.由于金属材料在可见光波段和远红外波段下的介电常数为负数,当光照射在金属与介质界面时,金属表面的自由电子在电场的作用下将产生振荡;一旦自由电子的振荡频率和入射电磁波的频率一致时就会产生共振,将在金属界面上产生表面等离子激元<sup>[3]</sup>(Surface Plasmon Polaritons, SPPs).SPPs是将电磁能量局域在亚波长的空间内,使纳米结构表面出现增强的局域电磁近场<sup>[4-5]</sup>.对于纳米天线而言,SPPs的作用将形成电磁能量束缚在金属表面附近,实现了入射场与局域场的相互转换<sup>[6]</sup>,形成局域表面等离子激元<sup>[7]</sup>(Localized Surface Plasmons, LSPs).基于LSPs的纳米天线能产生光场增强、光场约束及光场重定向等重要作用<sup>[8]</sup>,其中金属纳米光学天线在可见光波段和远红外波段的场增强作用尤为显著.因此,利用纳米光学天线制备纳米金属平板的太阳能电池,能收集可见光和红外波段的辐射能量,不仅能提高太阳能转换效率,还可以突破传统光伏电池受光照时间与气候条件的限制.

目前,关于金属纳米光学天线的研究主要集中在对称振子、球体、棒状及其所形成的阵列结构,圆盘结构、蝶形结构及双蝶形结构等方面<sup>[9]</sup>,这些工作主要实现场增强.此外,研究人员还针对纳米球壳及其阵列结构、三维阵列或对数周期阵列等复杂的天线结构进行了研究<sup>[11]</sup>,这些复杂的天线结构具有新颖的效应和较高的性能,但其制备难度和使用范围成为限制其发展的主要因素.文献[12]提出花型纳米天线用于能量收集,在红外光波段具有较高的吸收效率,但结构较复杂且未对可见光波段下的能量收集进行研究.文献[14]设计螺旋型与光栅结构接收太阳辐射能量,接收波段位于远红外光波段且天线制备复杂.能量转换效率受

天线吸收特性影响较大,吸收特性主要受带宽、场增强等影响,提高场增强和带宽是能量收集的关键.文献[15]提出的单缝隙天线在可见光波段具有良好的场增强效应,结构较为简单,然而单缝隙天线不存在缝隙间耦合作用,天线可调控参数较少,且未对天线吸收特性进行研究.

本文针对传统光伏电池及纳米天线工作波段窄、效率低的问题,提出了缝隙八木天线单元结构,并在金属平板上放置此单元结构形成天线阵列,其结构简单、易于集成,并在400~1500nm宽波段(覆盖了可见光与大部分红外光)下具有良好的吸收特性.同时,采用时域有限差分(Finite Difference Time Domain, FDTD)方法研究天线不同缝隙间隔距离下的近场和远场特性,分析对比基于单缝隙天线结构的阵列天线与基于缝隙八木天线结构的阵列天线在可见光和红外光波段的吸收特性.此外,还分析了天线缝隙之间的距离对缝隙八木天线阵列吸收率产生的影响.

## 1 缝隙八木天线单元及特性分析

### 1.1 天线单元结构模型

缝隙八木纳米光学天线的结构模型如图1,图中箭头S表示偶极子激励源,放置在缝隙八木天线中心的正上方.金属纳米平板上刻蚀三个长度分别为 $L_1$ 、 $L_2$ 、 $L_3$ 的缝隙结构,缝隙结构之间的距离为 $d$ ,缝隙宽度为 $g$ ,天线的厚度为 $H$ .单元天线缝隙的几何参数的确定由文献[15]、[17]可知,即

$$l + \tau\omega = m(\lambda_{\text{eff}}/2) \quad (1)$$

$$\lambda_{\text{eff}} = n_1 + n_2(\lambda/\lambda_p) \quad (2)$$

根据八木天线的基本原理<sup>[18]</sup>与式(1)、式(2),可以确定天线基本尺寸,银平板的长度和宽度为 $W_1 = L_1 = 480 \text{ nm}$ ;平板上缝隙长度分别 $L_1 = 470 \text{ nm}$ ,  $L_2 = 410 \text{ nm}$ ,  $L_3 = 370 \text{ nm}$ ,宽度 $g$ 为60 nm;缝隙八木天线高度 $H$ 为300 nm.

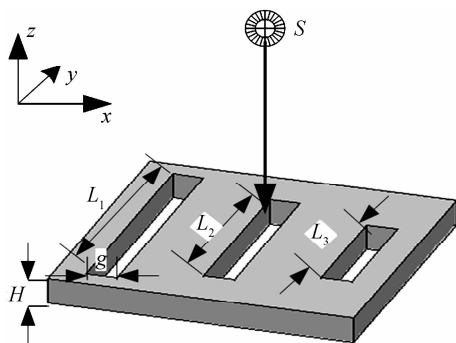


图1 缝隙八木单元天线结构模型

Fig. 1 Structural model of slot Yagi-Uda element antenna

考虑金属纳米平板在光波段具有色散特性,其光学常数亦会随入射光频率的变化而变化<sup>[12]</sup>.因此,当光照射到金属上时,必然会和入射光束相互作用、相互

影响,产生诸多现象.本文的缝隙八木天线的材料选择贵金属银,因为银的表面等离子元大部分处于可见光波段范围,当入射光处于该波段范围内,将会使纳米天线附近的场增强,且在此频段内场增强的效果最为显著.贵金属银的介电常量选择 palik 模型的实验测定值描述.

## 1.2 天线单元辐射特性分析

由于缝隙八木天线辐射特性受缝隙间距影响较大,本文采用 FDTD 方法计算和分析缝隙间距  $d$  对辐射特性的影响.整个仿真区域大小设置为  $1\ 200\ \text{nm} \times 1\ 200\ \text{nm} \times 1\ 200\ \text{nm}$ .对于超出计算区域的部分,采用完全匹配层(Perfectly Matched Layer, PML)来吸收超出区域的辐射.仿真环境的背景材料设置为易于集成的材料硅(Si, 折射率为 3.5),入射光的波长为 850 nm,缝隙之间的距离  $d$  从 20 nm 增加到 100 nm.仿真计算不同距离下的归一化的远场方向图如图 2.

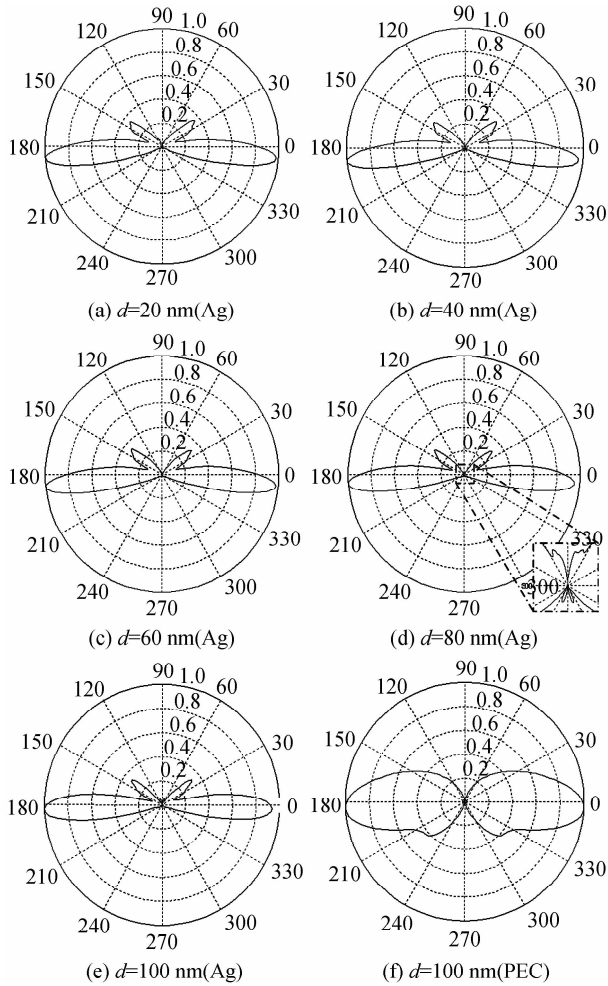


图2 不同缝隙间距  $d$  对远场方向性的影响  
Fig. 2 Influence of different slot space( $d$ ) on the far-field directivity

从图 2(a)~(c)中可看出,缝隙枝节的间距在 20 nm、40 nm、60 nm 时,在银纳米缝隙八木天线的上表面都产生了旁瓣;图 2(d)和(e),在 80 nm、100 nm 的缝隙距离下,天线的上下表面都产生了旁瓣且产生高阶的谐振模式,同时产生高阶 LSPs.这是因为在电场作用下缝隙八木天线表面的自由电子与入射电磁波产生共振,在其表面产生了 SPPs.由于纳米天线缝隙宽度较小,具有很强的静电耦合,从而产生巨大的局部电磁场,在强电场的作用下能量被集中束缚在金属表面,形成高阶 LSPs.方向图中旁瓣的产生与金属纳米粒子 LSPs 有关,LSPs 的激发改变了天线表面的电流分布,进而对天线远场辐射产生了影响.

为进一步验证远场方向图的旁瓣是由金属 LSPs 产生,提取缝隙八木天线不同缝隙距离下天线上表面( $z=0$  平面)的电场分布图,如图 3.从图 3(a)~(e)可以看出,随着距离  $d$  的增加,天线上表面的局域场明显增强,天线间隙处周围的场强逐渐增大,电磁场高度局域.当缝隙间距  $d$  为 20 nm 和 40 nm 时,天线局域场主要集中在中心区域,两边缝隙枝节电场较弱,因此天线的方向图在中心区域形成旁瓣.当缝隙间距  $d$  为 60 nm 时,场增强区域由中心位置扩展到两边缝隙枝节,但其耦合特性较弱,故而没有高阶 LSPs 产生.当  $d$  为 80 nm 和 100 nm 时,缝隙之间相互耦合作用较强,都形成了高阶 LSPs;且在  $d$  为 80 nm 时,场增强区域分布最广.因此可以发现,当缝隙间距超过一定距离后,天线表面电子分布发生改变,缝隙间的耦合特性逐渐减弱.天线方向图出现微弱旁瓣是因为天线上表面形成的 SPPs 散射场很难穿透一定厚度的纳米天线<sup>[9]</sup>,但纳米天线缝隙结构上耦合、衍射特性的存在,仍有一部分光波通过缝隙结构穿透到天线下表面形成 LSPs,因此在副瓣周围及下表面又形成了较弱的旁瓣.

由于入射光与金属纳米结构的相互作用,将入射光转换为 SPPs,金属自由电荷的运动和在边缘的累积,从而形成局域场增强,但对不同间距的缝隙结构,其表面自由电荷分布不同,因此入射光激发的表面等离子元也不同.此外,对于不同的缝隙间距,其缝隙枝节的共振模式、耦合强度不同,因而对远场和近场产生的影响也不同.最后,保持天线的其他参数不变,将天线材料银换为不受 LSPs 影响的理想导体(Perfect Electrical Conductor, PEC),其归一化的方向性图如图 2(f),图中材料换为 PEC 后并未产生旁瓣.这也证明了天线远场方向旁瓣的产生确实受到 LSPs 的影响.

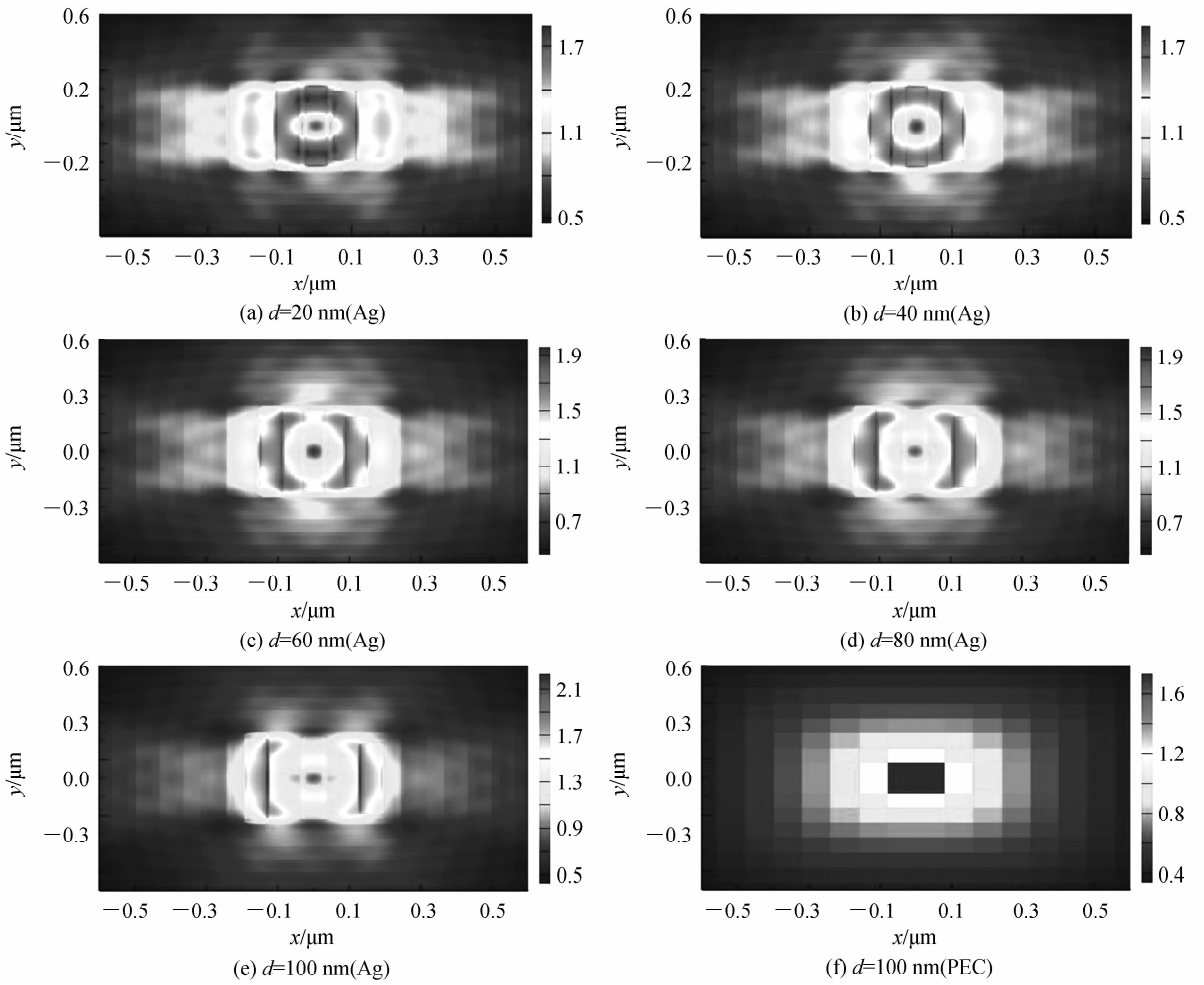


图3 不同缝隙间距  $d$  对应的电场  $|E_x|$  ( $z=0$  平面) 分布  
Fig. 3 Electric-field  $|E_x|$  ( $z=0$  plane) distribution of different slot space ( $d$ )

## 2 缝隙八木天线阵列及吸收特性

### 2.1 缝隙八木天线阵列

缝隙八木天线阵列是将缝隙八木天线单元周期性排列放置在金平板结构上. 阵列天线结构如图4, 周期为  $T$ , 金平板高度为  $I$ . 采用 FDTD 方法, 计算区域在  $x, y$  方向上设置为周期边界条件模拟金平板在  $x, y$  方向上无限大及阵元结构沿此方向上周期排列,  $z$  方向上设置成 PML 边界条件用以吸收超出区域的辐射. 网

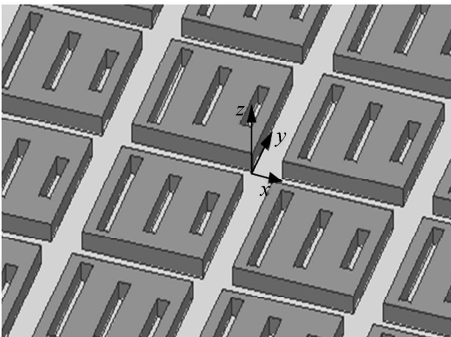


图4 缝隙八木天线阵列模型

Fig. 4 The model of slot Yagi-Uda nano antenna array

格加密步长设置为 2 nm. 选择平面波作为入射光源, 入射光沿  $z$  轴射入结构且沿  $x$  方向偏振; 其波长范围 400~1 500 nm, 电场的幅值设定为 1V/m.

在 FDTD 计算过程中, 衬底材料选用贵金属金, 其在光频段的介电常数通过修正的 Drude 色散模型<sup>[16]</sup> 描述, 即

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + j\omega\gamma} \quad (3)$$

式中,  $\epsilon_{\infty}$  是频率接近无穷大时的介电常数,  $\omega_p$  是等离子体的角频率,  $\gamma$  是震荡的阻尼频率. 根据光学手册中的实验室数据进行拟合计算<sup>[16]</sup>, 选择金在光频段的参数为  $\epsilon_{\infty} = 9.5$ ,  $\omega_p = 8.53 \times 10^{16}$  rad/s,  $\gamma = 6.531 \times 10^{15}$  rad/s.

缝隙八木天线阵列尺寸设置为: 保持单元天线基本参数不变, 天线缝隙间距  $d$  为 80 nm, 阵元之间的距离(周期)  $T$  为 40 nm, 纳米天线衬底采用金平板结构, 其厚度  $I$  为 400 nm.

### 2.2 缝隙八木天线阵列吸收特性分析

从能量角度描述物体的吸收特性, 当光束照射到物体上, 光的能量可以分为 3 个部分, 即被物体反射的

能量、透过物体的能量及被物体所吸收的能量<sup>[19-20]</sup>. 因此物体表面的反射率 (Reflectivity,  $R$ )、透射率 (Transmittivity,  $T$ )与吸收率 (Absorptivity,  $A$ )分别可以定义为物体反射、透射、吸收的能量(功率)与穿过面积为物体横截面的入射波的入射能量(功率)的比值,其总和为 1,故而物体的吸收率可以表示为  $A=1-$

$R-T$ .

为分析缝隙八木天线阵列的在可见光与红外波段的吸收特性及缝隙对其吸收率的影响,本文采用 FDTD 方法计算缝隙八木天线阵列在 400~1 500 nm 波段的反射率和吸收率,其反射率与吸收率随波长变化的曲线、天线阵元上表面的场增强分布如图 5.

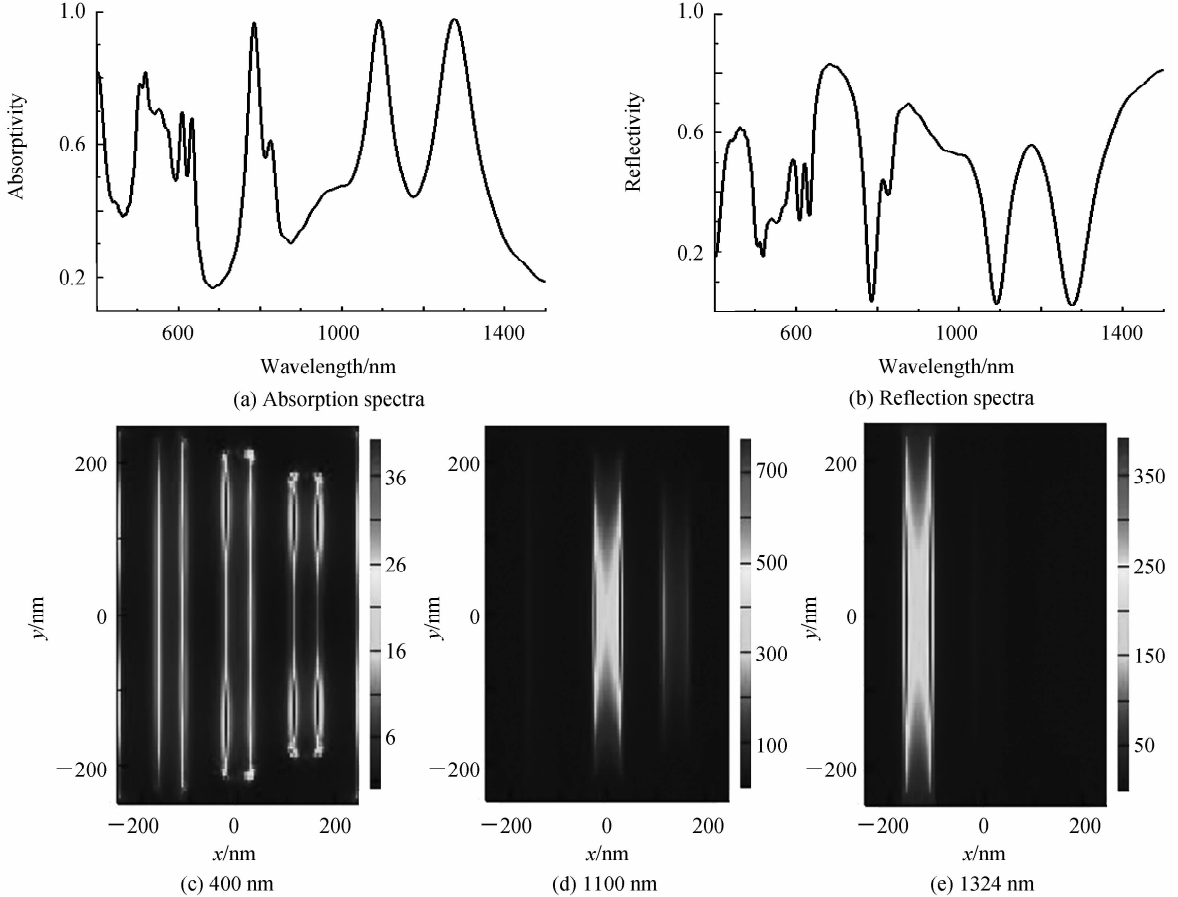


图 5 缝隙八木天线阵列的吸收率和反射率,缝隙八木天线阵列在波长 400 nm、1 100 nm、1 324 nm 天线上表面电场的强度分布  $|E|^2$

Fig. 5 Absorptivity and reflectivity of slot Yagi-Uda nano antenna array, electric-field intensity distribution  $|E|^2$  of the antenna top plane with 400 nm, 1 100 nm and 1 324 nm band respectively

其中,缝隙八木纳米天线阵列的吸收率和反射率分别如图 5(a)和(b),分析结果发现,缝隙八木天线阵列的透射率几近于 0,而天线阵列在 400~1 500 nm (即可见光和近红外光波段)波段有较高的吸收率,并在波长为 400 nm、500 nm、800 nm、1 100 nm、1 300 nm 出现吸收峰,且吸收谱线(即  $A \geq 50\%$  时的波长范围,下同)较宽. 缝隙八木纳米天线阵列吸收率较高的波段主要集中在 400~660 nm、760~1 300 nm. 从图 5(b)中可以看出,在天线的谐振点处,纳米缝隙八木天线阵列的反射率较低,故而天线在谐振点处的吸收率较高,出现吸收峰值. 与偶极子纳米天线<sup>[19]</sup>、圆盘纳米天线<sup>[9]</sup>、“H”型、“U”型纳米天线<sup>[10]</sup>相比,缝隙八木天线具有吸收波段宽,吸收率高的特点. 缝隙八木纳米天线在 400~1 500 nm 波段的平均吸收率可以达到 60%.

文献[19]描述偶极子纳米天线的吸收率大于 50%的波段主要集中在 690~730 nm,在 400~850 nm 波段内平均吸收率约在 30%左右. 根据文献[9]中提出的银圆盘纳米天线结构,采用 FDTD 方法计算得出银圆盘纳米天线在 400~1 500 nm 波段的平均吸收率约为 20%. 此外,文献[10]描述的“H”、“U”型纳米天线的吸收波段分别主要集中在 5 260~5 500 nm 与 3 520~3 750 nm 波段,其波段宽度约为 240 nm 与 220 nm,波段宽度较窄. 缝隙八木纳米天线吸收率较高是由于银纳米板蚀刻缝隙结构,使得金属固有结构发生了改变,进而改变了金属表面的自由电子分布,异性电荷在缝隙边缘处聚集;在电子束的照射下,与入射波产生共振,形成多个谐振点,且在纳米天线表面形成 LSPs. 此外,少量光波通过缝隙穿透到下表面产生共振形成微

弱的 LSPs. 在上下表面 LSPs 的共同作用下, 激发出更强的局域电场. 天线将共振时的能量束缚在表面附近, 减小被天线表面反射的能量.

另外, 单个周期内天线单元表面的场增强分布如图 5(c)~(e). 在不同的波长作用下, 天线缝隙出现了多个谐振模式, 场增强程度也不同, 在谐振点处的场增强明显较高. 与传统八木天线不同的是, 在不同波长下, 不同长度缝隙枝节可以与对应频率形成独立的共振. 当波长为 400 nm 时, 在长度为  $L_2$  和  $L_3$  的缝隙枝节产生两个共振模式(图 5(c)); 当波长为 1 100 nm 时, 在长度为  $L_2$  的缝隙枝节上产生一个共振模式(图 5(d)); 当波长为 1 324 nm 时, 在长度为  $L_1$  的缝隙枝节上产生一个共振模式(图 5(e)). 共振模式的不同以及天线缝隙间相互耦合、干涉等作用, 改变了 LSPs 模式及天线表面的电场强度, 使得天线的谐振频率点增多

且场增强区域增加. 这也恰恰说明: 由于天线的共振作用, 在天线表面上形成 SPPs; 将入射场转换成局域场, 能量被束缚在天线表面, 使其反射率降低, 吸收率增加.

为进一步验证缝隙八木天线的缝隙间相互作用对天线阵列的吸收特性的影响, 本文与文献[15]提出的单缝隙天线结构的阵列天线吸收特性相对比. 单缝隙天线阵列计算区域参数的设置与计算缝隙八木天线阵列吸收率时参数设置相同. 其天线阵元的尺寸与缝隙八木天线相同, 即长度和宽度  $L_1 = W_1 = 480$  nm, 缝隙长度  $L$  为 410 nm, 宽度  $g$  为 40 nm,  $H$  为 300 nm, 阵列天线阵元间隔  $T$  为 40 nm. 天线阵列在 400~1 500 nm 波段的反射率和吸收率随波长变化曲线及阵元上表面的场强分布如图 6.

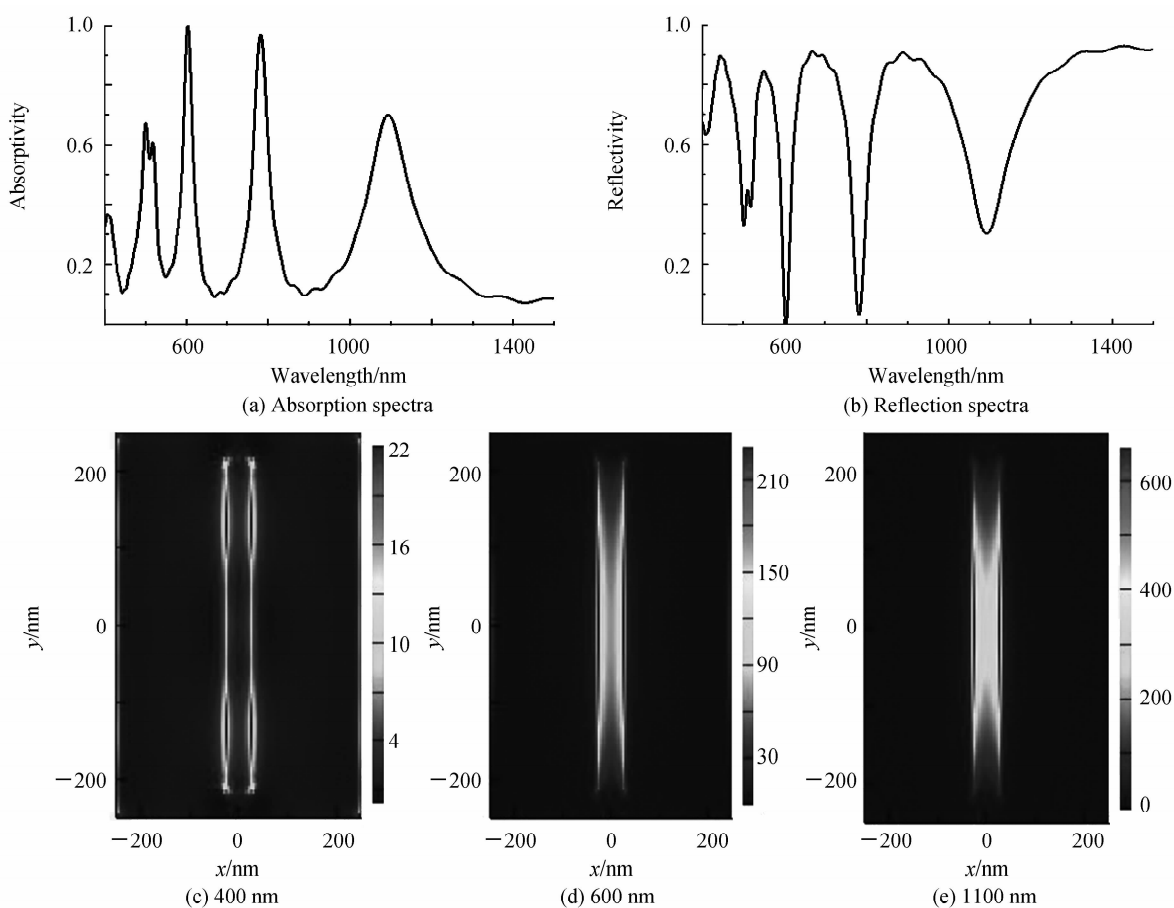


图 6 单缝隙纳米天线阵列的吸收率和反射率, 单缝隙纳米天线阵列在波长 400 nm、600 nm、1 100 nm 天线上表面电场的强度分布  $|E|^2$

Fig. 6 Absorptivity and reflectivity of single slot nano antenna array, electric-field intensity distribution  $|E|^2$  of the antenna top plane with 400 nm, 600 nm and 1 100 nm band respectively

图 6(a)和(b)分别为单缝隙天线阵列的吸收率与反射率曲线. 如图 6(a), 单缝隙天线阵列在 400~700 nm 波段范围内, 吸收率曲线有 3 个明显的吸收峰. 但是吸收曲线较尖锐, 且谱线较窄; 在 700~1 500 nm 波段内, 阵列天线吸收曲线出现了两个峰值, 谱线也相

对较窄. 单缝隙天线阵列在 400~1 500 nm 波段下的平均吸收率大约为 30%. 与缝隙八木天线阵列相比, 其吸收谱线远远窄于缝隙八木天线阵列. 综合表明, 单缝隙天线阵列吸收率较低, 且天线的谐振频率点个数明显少于缝隙八木天线阵列结构.

图 6(c)~(e)表示单缝隙天线阵列在一个周期内天线上表面的场强分布,与缝隙八木天线阵列相似,单缝隙天线阵列在不同波长下,缝隙枝节上均形成不同模式的共振,天线表面同样形成了 LSPs;并在 LSPs 作用下,激发产生了较强的局域电场.但对比两种阵列天线的场增强分布图可以发现,单缝隙天线的场增强效应明显小于缝隙八木天线阵列.这是因为单缝隙天线只有一个缝隙结构,不存在缝隙间耦合以及缝隙共振干涉等作用,故而对天线的谐振模式及辐射模式影响较小,因此可以发现,单缝隙天线阵列的吸收率曲线波动较小,天线阵列的吸收特性受天线缝隙影响较大,不同长度的缝隙会产生不同的共振模式,而缝隙间的相互作用,对天线局部场增强效应也会产生不同影响.

### 2.3 缝隙间隔 $d$ 对缝隙八木天线阵列吸收特性的影响

通过 1.2 节分析可知,缝隙间距对单元天线的辐射特性与近场电场影响较大,进而影响 LSPs 的产生.因此,本节分析缝隙间距对缝隙八木天线阵列吸收特性的影响.采用 FDTD 方法,其仿真参数与上节缝隙八木天线阵列计算时保持一致,缝隙间距  $d$  从 20 nm 增加到 100 nm(步长为 20 nm),计算各个缝隙间距下天线阵列的吸收率.不同缝隙距离下吸收率随波长的变化曲线如图 7.

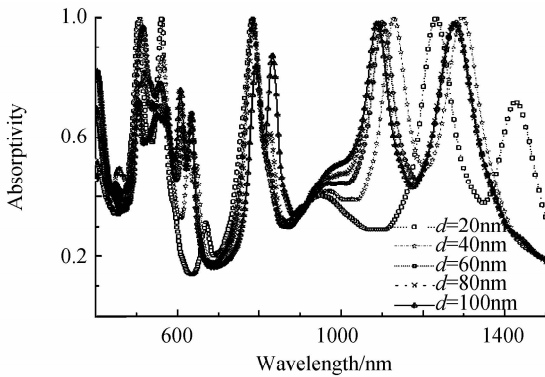


图 7 不同缝隙间隔  $d$  对银纳米缝隙八木天线阵列吸收率的影响

Fig. 7 Influence of different slot space( $d$ ) on the slot Yagi-Uda antenna array absorptivity

图 7 表示缝隙间距  $d$  为 20 nm、40 nm、60 nm、80 nm、100 nm 在 400~1 500 nm 波段下缝隙八木天线阵列吸收率曲线.在 400~460 nm,700~1 500 nm 波段下,缝隙八木纳米天线阵列的吸收率随着间距  $d$  的增加,其吸收率呈现上升趋势;但在 460~760 nm 波段下,由于各个缝隙间谐振相互耦合,导致天线阵列的吸收曲线波动很大.虽然随着间距  $d$  的增加,纳米天线阵列的吸收率在某些波段内有小幅度减小,但其吸收谱线却在不断的展宽.此外,由于缝隙间相互耦合特性的存在,使得天线在每个频段的场增强分布与 LSPs 的激发变得较为复杂,因此天线的吸收率特性在每个缝隙

间距下出现不规则变化.综合分析,以吸收率大于 50% 为基准,缝隙间距  $d$  为 80 nm 的吸收率相对其他距离来说,吸收率较为稳定,吸收谱线也最宽.

天线阵元的远场方向性(图 2)和近场局部电场(图 3)表明随着距离  $d$  的改变,其 LSPs 与共振模式都发生了改变,随着高阶 LSPs 的产生,使得天线表面电场局域,场增强因子显著提高,进而能量被束缚在天线结构表面,导致反射率下降,吸收率增加.

缝隙八木纳米天线是在纳米银平板上刻蚀不同长度的枝节缝隙结构,由于不同的缝隙枝节长度,其边缘累积的电荷不同,在不同频率的电子束照射下,各个缝隙枝节上产生多种谐振模式,激发纳米粒子产生 LSPs.而 LSPs 使得天线表面电流分布发生改变,并对缝隙八木天线枝节相互耦合特性产生影响.同时又因为长度不一的缝隙会产生不同共振模式,其共振模式之间存在相互干涉、耦合等效应,这些效应对天线阵列的远场特性及局部电场产生不同程度的影响,因此天线阵列的吸收曲线产生较大的凹陷和波动,不同缝隙间距下的吸收率变化呈现非线性关系.当单元天线缝隙间距较大时,天线表面上较易形成 LSPs,耦合特性增强电场高度局域,因此天线阵列的吸收率较高,吸收谱线相对较宽.然而,距离达到一定程度时,远距离使得缝隙间耦合作用减弱,吸收率逐渐降低.

## 3 结论

本文采用 FDTD 方法,研究了缝隙八木纳米光学单元天线在不同参数下的远场方向性和近场分布特性.当缝隙间距  $d$  增加到 80 nm 时,可以激发出高阶的 LSPs.然后,基于缝隙八木天线单元设计出天线阵列,分析了不同缝隙间距对缝隙八木天线阵列吸收特性的影响.随着缝隙间距的增加,天线阵列的吸收率呈上升趋势;当缝隙间距等于 80 nm 时,天线阵列吸收率较高,峰值最大达到 98%,在 400~1 500 nm 宽波段下平均吸收率达 60%.仿真结果表明,缝隙间距是影响天线单元辐射特性与强烈 LSPs 的产生重要因素,当间距合适时,在天线上下表面可以形成高阶的 LSPs,进而使得天线单元所形成的天线阵列吸收率大幅增加.这些结果对实现宽波段、高吸收太阳能纳米电池板具有一定参考价值,为解决无线传感器网络传统能量受限问题提供了思路.基于本文提出的缝隙八木纳米光学天线实验工作,仍需进一步深入研究.

### 参考文献

- [1] SHIGETA R, SASAKI T, QUAN D M, *et al.* Ambient RF energy harvesting sensor device with capacitor-leakage-aware duty cycle control[J]. *IEEE Sensors Journal*, 2013, **13**(8): 2973-2983.
- [2] HENRY C H. Limiting efficiencies of ideal single and multiple energy gap terrestrial solar cells[J]. *Journal of Applied Physics*, 1980, **51**(8): 4494-4500.

- [3] ZHAO W, ZHAO X P. Relationship of surface plasmon polaritons and nanoparticles morphology[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2011, **40**(4): 556-560.  
赵炜, 赵晓鹏. 纳米粒子形貌与表面等离子体激元关系[J]. 光子学报, 2011, **40**(4): 556-560.
- [4] ZHU J, LI J J, ZHAO J W. Distance-dependent fluorescence quenching efficiency of gold nanodisk effect of aspect ratio dependent plasmonic absorption[J]. *Plasmonics*, 2011, **111**(28): 1-7.
- [5] JIANG Shuang-feng, KONG fan-min, LI Kang, *et al.* Study of far-field directivity of optical dipole antenna [J]. *Acta Physica Sinica*, 2011, **60**(4): 371-375.  
蒋双凤, 孔凡敏, 李康等. 光偶极子天线的远场方向性研究[J]. 物理学报, 2011, **60**(4): 371-375.
- [6] SHEN S, FORSBERG E, HAN Z, *et al.* Strong resonant coupling of surface plasmon polaritons to radiation modes through a thin metal slab with dielectric gratings[J]. *Optics Express*, 2016, **24**(2): 225-230.
- [7] EIZNER E, AVAYU O, DITCOVSKI R, *et al.* Aluminum nanoantenna complexes for strong coupling between excitons and localized surface plasmons[J]. *Nano Letters*, 2015, **15**(9): 6215-21.
- [8] OLIVIA N, MARTIJN W, MORTENSEN N A. Plasmon modes of a single silver nanorod: an electron energy loss study [J]. *Optics Express*, 2011, **19**(16): 15371-15379.
- [9] LI Hong-guang. Far-field characteristics of silver nanodisk optical antenna[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2012, **41**(8): 977-981.  
李宏光. 银纳米圆盘光天线的远场方向性研究[J]. 光子学报, 2012, **41**(8): 977-981.
- [10] ZARRABI F B. Sub wavelength plasmonic nano-antenna with H and U shape for enhancement of multi resonance[J]. *Optik International Journal for Light and Electron Optics*, 2016, **127**(10): 4490-4494.
- [11] MIROSHNICHENKO A E, MAKSYMOV I S, DAVOYAN A R, *et al.* An arrayed nanoantenna for broadband light emission and detection[J]. *Physica Status Solidi (RRL) - Rapid Research Letters*, 2011, **5**(9): 347 - 349.
- [12] LIN N, WEN F, ZHAO Y, *et al.* Individual nanoantennas loaded with three-dimensional optical nanocircuits[J]. *Nano Letters*, 2013, **13**(1): 142-147.
- [13] HUSSEIN M, FAHMY AREED N F, HAMEED M F O, *et al.* Design of flower-shaped dipole nano-antenna for energy harvesting[J]. *Iet Optoelectronics*, 2014, **8**(8): 167-173.
- [14] KOTTER D K, NOVACK S D, SLAFER W D, *et al.* Theory and manufacturing processes of solar nanoantenna electromagnetic collectors [J]. *Journal of Solar Energy Engineering*, 2010, **132**(1): 937-937.
- [15] ZHANG J, ZHANG W, ZHU X, *et al.* Resonant slot nanoantennas for surface plasmon radiation in optical frequency range[J]. *Applied Physics Letters*, 2012, **100**(24): 241115.
- [16] JOHNSON P B. Optical constants of the noble metals[J]. *Physical Review B*, 1972, **6**(12): 4370-4379.
- [17] NOVOTNY L, HULST N V. Antennas for light[J]. *Nature Photonics*, 2011, **5**(2): 83-90.
- [18] TAMINIYAU T H, STEFANI F D, HULST N F V. Enhanced directional excitation and emission of single emitters by a nano-optical Yagi-Uda antenna [J]. *Optics Express*, 2008, **16**(14): 10858-10866.
- [19] DENG Hu, CHEN Qi, HE Xiao-yang, *et al.* Power combining technology in three-way terahertz photoconductive antenna[J]. *Chinese Journal of Luminescence*, 2014, **35**(12): 1500-1505.  
邓琥, 陈琦, 何晓阳, 等. 三路太赫兹光导天线的功率合成技术[J]. 发光学报, 2014, **35**(12): 1500-1505.
- [20] 王珩. 光学纳米天线设计及吸收增强特性研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2013.