

光电导天线太赫兹辐射峰值调控研究*

熊中刚^{1,2}, 邓 琥¹, 熊 亮¹, 杨洁萍¹, 尚丽平¹

(1. 西南科技大学 信息工程学院, 四川 绵阳 621010; 2. 桂林航天工业学院 机械工程学院, 广西 桂林 541004)

摘 要: 针对微结构光电导天线与飞秒激光之间相互作用效应以及辐射太赫兹波调控问题进行了研究。采用德鲁德-洛伦兹理论模型获得微结构光电导天线辐射光电流密度, 通过时域有限差分把光电流密度迭代在激励网格上, 结合麦克斯韦方程求解时变电场, 并通过传输线格林函数获得多层介质近场到远场的辐射太赫兹波, 建立了辐射光电流与辐射阻抗、电磁共振模式之间的关系模型, 模拟仿真分析了微结构 S 型光电导天线太赫兹波辐射调控机理。研究结果表明: 微结构改变了天线等效模型的辐射阻抗; 同时得知耦合系数不为零时存在耦合作用, 且随着耦合系数增大共振频率峰值发生辐射增强和位移; 并通过设计 S 型光电导天线获得辐射峰值频率调整范围为 0.50~0.80 THz 之间, 对比工形天线辐射峰值频率由原来的 0.40 T 移动到 0.76 T, 频率调整度 75%, 峰值辐射效率约提高 70%。该研究工作为后续高功率光导天线太赫兹波辐射的共振中心频点以及结构设计奠定重要基础。

关键词: 太赫兹波; 光电导天线; 德鲁德洛伦兹模型; 电磁共振模式; 辐射峰值

中图分类号: TN201

文献标志码: A

doi: 10.11884/HPLPB202032.190302

Research on terahertz radiation peak control of photoconductive antenna

Xiong Zhonggang^{1,2}, Deng Hu¹, Xiong Liang¹, Yang Jieping¹, Shang Liping¹

(1. School of Information Engineering, Southwest University of Science and Technology, Mianyang 621010, China;

2. School of Mechanical Engineering, Guilin University of Aerospace Technology, Guilin 541004, China)

Abstract: This paper studies the interaction effect between the micro-structure photoconductive antenna (PCA) and femtosecond laser, the control of radiated terahertz (THz) wave, and the radiation regulation mechanism of the THz wave for the photoconductive antenna (PCA). The Drude-Lorentz theory model is used to solve the photocurrent density, which is then iterated to the excitation grid by FDTD method. And then the time-varying electromagnetic fields is solved by Maxwell's equations. The radiated THz wave from the near field to far field in the multi-layer medium is got through the Green's Function of transmission line, and the relationship between the photocurrent and impedance of the radiation is established. At the same time, the relationship between the photocurrent and the magnetic resonance model is also established. The control mechanism of THz wave radiation from micro-structure S-shaped PCA is analyzed by simulation. The results show that the radiation impedance of the equivalent model is changed after split ring resonator (SRR) is introduced into the H-shaped PCA. Meanwhile, it is known that the coupling effect exists when the coupling coefficient is not zero. With the increasing of the coupling coefficient, and the radiation intensity of the resonance frequency peak increases and shifts. The adjusting range of the center frequency between 0.50–0.80 THz, the frequency modulation degree is 75%, and the peak radiation efficiency increases by 70% after simulating the S-shaped PCA. This work lays an important foundation for the design of THz wave resonance center frequency range and structure of high-power PCA.

Key words: THz wave; photoconductive antenna; Drude-Lorentz model; electromagnetic resonance mode; radiation peak

太赫兹波段 (THz) 是 0.3 到 30 THz (ITU) 之间的电磁频谱区域, 位于微波和红外 (IR) 频段之间, 也被称为 THz 间隙^[1-2]。然而这一电磁波谱区域在显微镜、医学成像、医药应用、通信、癌症检测、炸药、毒品和武器安全

* 收稿日期: 2019-08-16; 修订日期: 2019-12-27

基金项目: 国防基础科研计划项目 (JCKY2018404C007); 国防技术基础项目 (JSZL2018204C002, JSZL2017404A001); 四川省科技厅重点研发项目 (2019YFG0114); 广西自然科学基金资助项目 (2019GXNSFBA185013)

作者简介: 熊中刚 (1986—), 男, 博士研究生, 副教授, 主要从事太赫兹光电导天线、机械检测与控制方面的研究工作; xzglsl2013@163.com。

通信作者: 尚丽平 (1968—), 女, 博士后, 教授, 博士生导师, 主要从事太赫兹技术、传感检测等方面研究工作; shangliping@swust.edu.cn。

方面有各种潜在的应用^[3-5],其中,光电导天线(PCA)被作为 THz 源或探测器最常用器件之一应用于上述领域^[6]。THz 辐射源主要分为窄带连续源和宽频带脉冲源,当以光电导机制方法产生宽频带 THz 源的光电导天线作为发射器时,若飞秒激光超短脉冲激发装置在光电导衬底材料上 PCA 间隙的介质表面时,将会产生载流子(电子-空穴对),光生载流子在金属电极直流偏置电压作用下被加速后诱导出皮秒量级的瞬变电流,进而向外辐射出 THz 波。

目前,THz 技术面临的瓶颈是 THz 天线的低输出功率。为了提高 THz 天线的输出功率,众多学者开展了大量研究工作。随着 THz 超材料的发展,金属微结构提供了一种增强电磁波与天线结构相互作用的手段。金属微结构引入到工形天线中,与 THz 波产生相互作用,将能量集中在所需频段内,改善 THz 输出脉冲波形而实现对光电导天线辐射性能调控是当前研究的热点问题之一。美国洛斯阿拉莫斯国家实验室 O'Hara John F 等人^[7]在传统 II 型偶极子天线的电极引入一个电开口谐振环结构(eSRR)结构,实验发现在 eSRR 结构谐振频率附近 THz 波输出功率有所增强,但是没有对峰值频率形成和辐射增强机理进行研究,也未研究峰值频率与微结构尺寸间的关系。日本大阪大学 Keisuke Takano 等人^[8]将太赫兹波段超材料调制器原理,引入到光导天线中,发现其形状、方向和位置都对辐射特性产生较大影响,并通过附加光脉冲诱导光导材料的变化,改变了开口谐振环(Split Ring Resonator, SRR)的共振特性,实现了对 THz 辐射脉冲光谱和偏振的动态调控,但未对结合微结构等效电路模型与辐射阻抗关系进行研究。日本新宿大学 Miyamaru F 等人^[9]研究了基于 H 型偶极子光电导天线分形结构 THz 辐射特性。由于分形结构的自相似性,金属分形结构表面存在局域电磁模式,结果显示了局域电磁模式共振可以增强 THz 辐射,并使 THz 辐射产生多波段发射,该结构峰值频率的发射强度约为蝴蝶结天线的两倍。但是仅提出电磁模式共振可以增强 THz 辐射,并未对电磁模式共振与 Q 值间关系进行进一步详细研究。

本文主要以实现微结构 THz 波辐射中心频点可设计和提高频谱范围可调整度的研究为目标,针对微结构光电导天线与飞秒激光之间相互作用效应以及辐射 THz 波调控问题,采用德鲁德-洛伦兹理论模型求解获得了微结构光电导天线辐射光电流密度表达式,通过时域有限差分法、麦克斯韦方程以及传输线格林函数实现了多层介质近场到远场的辐射 THz 波求解,并建立了辐射光电流与微结构天线等效模型辐射阻抗、电磁共振模式之间关系模型,最后通过模拟仿真对比分析了微结构天线与工形天线辐射时域波形、散射频域谱,以及耦合系数对微结构之间耦合强度的影响,并通过设计 S 型天线实现了共振中心频点范围及位置调整度研究。

1 德鲁德-洛伦兹理论模型的辐射太赫兹波

众所周知,德鲁德和洛伦兹提出的经典自由电子气体模型忽略了半导体中的扩散效应,将光生载流子视为电子气,同时考虑了空间电荷场屏蔽效应,有效描述了激光激励光电导天线时载流子输运过程。当飞秒激光脉冲激励 PCA 间隙时产生了电子空穴对,这些载流子在外加电场作用下快速向相反的方向进行漂移运动,且由于强场作用下漂移运动产生的漂移电流远大于扩散效应产生的扩散电流,故而本设计中同样忽略扩散效应;同时光生载流子密度和光生电流由于电子空穴对的复合作用而减小,相应的载流子密度动力学可表示为^[10]

$$\frac{dn(t)}{dt} = -\frac{n(t)}{\tau_c} + G(t) \quad (1)$$

式中: $n(t)$ 是自由载流子密度; τ_c 是自由载流子寿命(载流子捕获时间),其值一般是 ps 量级; $G(t) = n_0 \exp(t/\Delta t)^2$ 表示激光脉冲激发时与激光照射时间相关的载流子产生率; Δt 表示取值在 30~150 fs 之间的激光脉冲持续时间; n_0 表示时间 $t = 0$ 时刻的光生载流子密度。

在偏压作用情况下,考虑到电子的有效质量远远小于空穴质量,从而电子移动速度远大于空穴移动速度,此过程中空穴产生的电流作用可以忽略,故而光生载流子运动速度与时间关系可以表示为

$$\frac{dv_e}{dt} = -\frac{v_e(t)}{\tau_s} + \frac{e}{m_e} E_{\text{total}}(t) \quad (2)$$

式中: $v_e(t)$ 表示载流子(电子)的平均速度; τ_s 表示半导体中载流子漂移速度从零达到稳态值所需要的动量弛豫时间; m_e 表示电子的有效质量; $E_{\text{total}}(t)$ 是局域电场。

半导体在飞秒激光和外加直流偏置电场作用下,产生的载流子在内部形成了与外加电场方向相反的内建电场,由于空间电荷屏蔽效应,局域电场 E_{total} 发生明显下降,相关表达式可以表示为

$$E_{\text{total}}(t) = E_{\text{DC}} - \frac{P(t)}{\xi \epsilon} \quad (3)$$

式中： E_{DC} 表示外加直流偏置电场； ξ 表示半导体几何因子； $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ 表示半导体相对介电常数， ε_0 是自由空间介电常数， ε_r 是半导体材料的介电常数； $P(t)$ 表示空间电荷电子-空穴对分离产生的极化。

极化与时间关系可表示为

$$\frac{dP(t)}{dt} = -\frac{P(t)}{\tau_{rec}} + J(t) \quad (4)$$

式中： τ_{rec} 表示半导体中电子空穴对复合时间； $J(t)$ 表示半导体材料表面电流密度。

忽略空穴对产生电流作用，可知相应关系表达式如下

$$J(t) = en(t)v_e(t) = en(t)\mu_e E_{total}(t) \quad (5)$$

由于电子迁移率远大于空穴，本设计中上述表达式(5)只考虑电子作用产生的电流密度，根据德鲁德-洛伦兹模型(Drude-Lorentz, DL)和参考文献[11]可得到光电导天线的光电流表达式

$$I_{pc}(t) = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \mu_e E_{DC} I_{opt} \left[\exp\left(\frac{\tau_p^2}{4\tau_c^2} - \frac{t-t_0}{\tau_c}\right) \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{\tau_p}{2\tau_c} - \frac{t-t_0}{\tau_p}\right) - \exp\left(\frac{\tau_p^2}{4\tau_{cs}^2} - \frac{t-t_0}{\tau_{cs}}\right) \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{\tau_p}{2\tau_{cs}} - \frac{t-t_0}{\tau_p}\right) \right] \quad (6)$$

式中： $1/\tau_{cs} = 1/\tau_c + 1/\tau_s$ ； $\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} \exp(-t^2) dt$ ； μ_e 是电子迁移率； I_{opt} 是高斯形入射激光脉冲的光强； t_0 是高斯脉冲的延迟时间； τ_p 为激光脉冲宽度。

最后通过FDTD算法把光电流密度迭代在激励网格上，再结合下列旋度微分形式的麦克斯韦方程式可以得到时变电磁场，进而通过传输线格林函数求解多层介质中近场到远场的辐射太赫兹^[12-13]。

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} = -\varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{J}(t) \end{cases} \quad (7)$$

综合上述表达式，可以得到远场辐射太赫兹波的表达式为

$$E_i(r, t) = -\frac{S}{4\pi\varepsilon_0 c^2 r} \frac{dJ(t)}{dt} \propto \frac{dJ(t)}{dt} \propto \frac{dI_{pc}(t)}{dt} \quad (8)$$

式中： S 表示电流可以流经区域的面积； ε_0 表示真空中介电常数； c 表示真空中光速； r 表示距离辐射天线的直线距离。

故而结合式(5)和(8)求偏导可得太赫兹辐射场为

$$E_{THz} = \frac{S}{4\pi\varepsilon_0 c^2 r} \frac{\partial J(t)}{\partial t} \propto ev(t) \frac{\partial n(t)}{\partial t} + en(t) \frac{\partial v(t)}{\partial t} \quad (9)$$

2 光导天线结构基础模型与耦合模理论

图1所示为设计的S型微结构光电导天线结构视图。传统的光电导天线中，天线阻抗 Z_a 是一个与频率无关的量，而对于微结构光导天线来说，由于电磁共振模式的存在，它对频率具有选择作用，其等效电路模型会引入如图2所示的电感和电容元件。

经过分析确定等效模型中电容、电感和辐射阻抗与结构参数之间关系，有助于更清楚地分析研究微结构光电导天线特性。在传统工形天线中引入微结构后，可将相应的等效电路模型中天线阻抗 Z' 表述为^[14-16]

$$Z' = \left[\frac{1}{Z_a} + \frac{1}{j\omega L} + j\omega C \right]^{-1} \quad (10)$$

式中：近似开口环的感应电感 $L = \mu_0 l^2 / h$ ， μ_0 表述真空中的磁导率，表示SRR的臂长， h 表示金属SRR厚度；感应电容 $C = \varepsilon_0 w h / d$ ， ε_0 表示真空中的介电常数， w 表示金属SRR宽度， d 表示间隙大小； $\omega = 2\pi f$ 。金属厚度 h 通常情况下取值是大于激光激励深度的7~8倍，进而通过调整SRR的臂长 l 和间隙大小 d 的值完成结构的谐振频率 $f = 1 / (2\pi \sqrt{LC})$ 调控。进一步可以得出回路等效阻抗为

$$Z(t) = Z_p(t) + Z' = Z_p(t) + \left[\frac{1}{Z_a} + \frac{1}{j\omega L} + j\omega C \right]^{-1} \quad (11)$$

当激光照射激励光电导天线间隙时，在辐射天线两端的电压可以描述为

$$V_{rad}(t) = I_{pc}(t) Z' \quad (12)$$

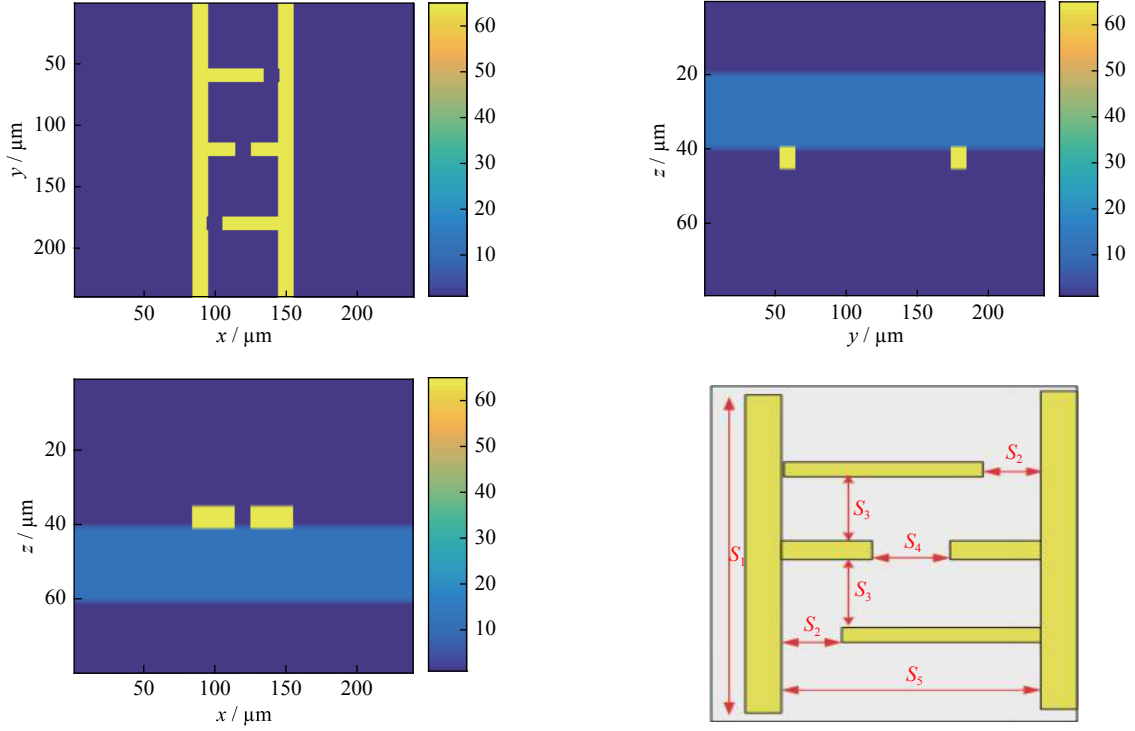


Fig. 1 Schematic diagram of S-shaped PCA structure

图 1 S 型微结构光电导天线结构示意图

因此可知, 在微结构光导天线中, 引入微结构等效于模型中有电感和电容的作用, 此时天线辐射阻抗项 Z' 具有谐振回路特征, 太赫兹辐射是一个与频率相关的量, 而不同的设计结构和物理特性参数影响光电流的产生和天线阻抗的变化, 从而改变 THz 波的辐射特性。

本文设计中为了清楚阐述微结构光导天线 THz 波辐射机理问题, 初略建立了瞬态电流和电磁共振模式之间的耦合模型, 通过时域耦合波理论分析了 THz 辐射脉冲延迟以及远场能量干涉与电磁共振模式特性之间的关系。本文设计的微结构光导天线太赫兹辐射时域耦合数值模型可以描述为^[17]

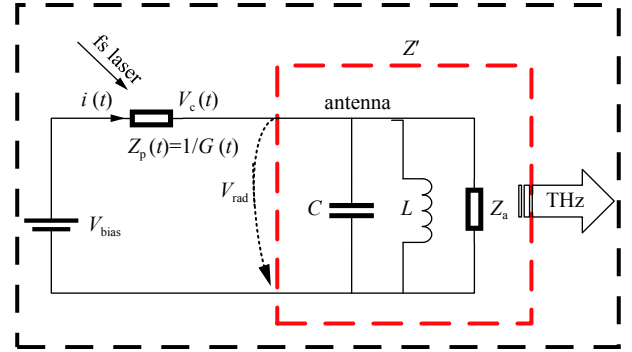


Fig. 2 Equivalent circuit diagram of the microstructured PCA

图 2 微结构光导天线等效电路图

$$\begin{cases} \frac{dA_1(t)}{dt} = (j\omega_0 - \Gamma_0)A_1(t) + k_0 \exp(j\omega t) + k_{12}A_2(t) + k_{13}A_3(t) \\ \frac{dA_2(t)}{dt} = (j\omega_1 - \Gamma_1)A_2(t) + k_{21}A_1(t) \\ \frac{dA_3(t)}{dt} = (j\omega_2 - \Gamma_2)A_3(t) + k_{31}A_1(t) \end{cases} \quad (13)$$

式中: $A_1(t)$ 对应于本设计中工形天线的共振幅度; $A_2(t)$, $A_3(t)$ 对应于引入工形天线中 SRR 的共振幅度; ω_0 , Γ_0 对应于工形天线的共振频率和辐射损耗。其中 γ_a 和 γ_r 分别是本征损耗和能量泄漏损耗, 令 $\Gamma_1 = \Gamma_2$, $\Gamma_n = \gamma_a + \gamma_r$ ($n=0, 1, 2$); ω_1 , ω_2 , Γ_1 , Γ_2 对应于 SRR 的共振频率和辐射损耗; 假设介质无损耗时, 统一设 $k_{12} = k_{13} = k_{21} = k_{23} = k = \omega_0 / (2Q_c)$ 为工形天线与 SRR 间的电磁耦合系数, Q_c 为结构间直接耦合品质因素, 通过三阶龙格-库塔方法建立相关模型, 并结合耦合方程 (13), 由初始条件 $t=0$ 处输入场的幅值为 $A_1(0)$, 并选取适当的距离步长 Δt , 可求出电磁波中的辐射振幅为

$$\begin{cases} A_1(t) = A_1(0)[1 - (k/\Delta\beta)^2 \sin^2(\Delta\beta t)] \\ A_2(t) = A_1(0)(k/\Delta\beta)^2 \sin^2(\Delta\beta t) \\ A_3(t) = A_1(0)(k/\Delta\beta)^2 \sin^2(\Delta\beta t) \end{cases} \quad (14)$$

其中, $\Delta\beta = \left[k^2 + \left(\frac{\beta_1 - \beta_2}{2} \right)^2 \right]^{1/2}$, 耦合距离表述为 $L = \pi/\Delta\beta$, β_1 和 β_2 表示传播常数。进一步通过对三阶龙格-库塔法迭代求解振幅 $A_1(t)$, $A_2(t)$ 和 $A_3(t)$, 最终经过计算可求得共振振幅表达式为

$$\begin{cases} A_1(t) = \frac{k_0(j\omega - j\omega_1 + \Gamma_1)}{(j\omega - j\omega_0 + \Gamma_0)(j\omega - j\omega_1 + \Gamma_1) - 2k_1^2} \\ A_2(t) = \frac{k_1}{j\omega - j\omega_1 + \Gamma_1} A_1(t) \\ A_3(t) = \frac{k_1}{j\omega - j\omega_1 + \Gamma_1} A_1(t) \end{cases} \quad (15)$$

远场时域波形可以描述为 $A_1(t) + A_2(t) + A_3(t)$ 的一阶时域微分, 然后对时域波形进行傅里叶变换得到其相应的频域谱。

3 仿真实验与讨论

仿真时, 当激光脉冲照射到低温砷化镓光导衬底材料极间间隙上时, 根据表中设定的仿真实验物理、工作参数和结构设计参数, 对上述相关方程描述的光电导天线的光电流产生过程进行数值模拟仿真, 获得相应仿真结果如下图所示。数值仿真模拟相关物理和工作参数设置如表1所示^[14, 18-19]。

表1 数值仿真模拟实验物理与工作参数

Table 1 Physical and working parameters of the numerical simulation experiment

parameter	symbol	value	unit
absolute temperature	T	300	K
laser wavelength	λ	800	nm
optical absorption coefficient	α	10 000	cm^{-1}
carrier relaxation time	τ_s	30	fs
delay time of Gaussian pulse	t_0	4	ps
carrier lifetime	τ_c	0.1	ps
electron mobility	μ_n	200	$\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
carrier recombination time	τ_{rec}	10	ps
semiconductor dielectric constant	ϵ	13.18	—
bias voltage	V_b	60	V
repetition frequency	f_{rep}	80	MHz
laser pulse width	τ_p	120	fs
geometric factor	ξ	3	—
thickness of the substrate	T_h	20	μm

仿真技术对研究在自由空间中天线从近场到远场的 THz 电瞬变提供了一种有力工具, 如此有利于优化天线的几何形状, 如尺寸设计和基片的介电常数。本文设计结构参数如表2所示。

表2 光电导天线结构与结构计算区域参数

Table 2 Structure parameters for PCA and structure calculation area

parameter	symbol	value	unit
length of structure calculation area	L_x	240	μm
width of structure calculation area	L_y	240	μm
thickness of structure calculation area	L_z	80	μm
width of antenna metal	W	10	μm
ground thickness	h_m	5	μm
length of biased lines of s-shaped antenna	S_1	250	μm
separation of biased lines and microstructure of s-shaped antenna	S_2	10	μm
distance between microstructure and antenna electrode	S_3	20, 30, 40	μm
photoconductive gap	S_4	10	μm
separation between the lines	S_5	50	μm

根据上述参数设置及仿真工作要求,可以得到光生电流的仿真时域波形,如图3所示。

微结构 THz 光导天线的辐射过程中,辐射波主要来自于两部分:一是载流子在外场中加速运动而直接辐射到远场;另外一部分是耦合到局域电磁模式中的能量通过散射的形式再辐射到远场。由于局域电磁模式对辐射脉冲的延迟作用,来自于两部分的电磁脉冲通过共振散射作用,将吸收的能量散射到远场,并在远场进行干涉叠加后在散射谱上表现出峰值,从而调控 THz 波辐射的时域波形,影响 THz 辐射光谱。

因此,电磁共振模式的特性对于微结构光导天线的辐射起了非常重要的作用。本文对该过程通过模拟仿真得到微结构天线辐射时域波形与工形天线辐射时域波形对比情况如图4所示,将时域波形通过 Fourier 变换,得到相应的远场散射频域谱如图5所示。

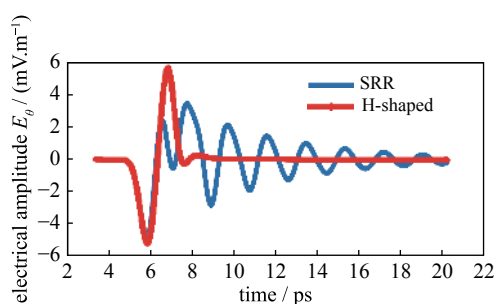


Fig. 4 Comparison of the far-field time-domain waveform of split ring resonator (SRR) structure and H-shaped antenna

图4 SRR结构与工形天线的远场时域波形对比图

从图4可以看出,工形天线与微结构天线在7 ps以前辐射波形几乎一致。微结构天线中,由于能量在结构中能够储存一定时间使局域电磁模式有较大Q值。储存在电磁共振模式中的能量7 ps以后以散射损耗形式逐渐释放出来,从而表现出幅度逐渐减小的振荡波形。图5频谱图上显示电磁共振模式能够使辐射的电磁能量在共振频率处得到极大增强,从而表明电磁共振模式在微结构天线太赫兹辐射调控过程中起到重要增强作用。

本文为进一步研究耦合波理论模型对 PCA THz 的调控作用,重点探讨了耦合系数对工形天线与 SRR 结构间耦合强度的影响。已知平行微带天线辐射电磁波的传播常数以及平行微带线之间的耦合系数,根据耦合波理论方程(13)计算工形结构天线传播常数及耦合系数,并取不同的耦合距离,由图5分析可知微结构作用后出现的高阶共振峰值是 $\omega = 0.60$ THz,结合前述耦合波理论求解相关方程可分别得到传统工形天线作用时耦合系数 $k = 0$,以及微结构作用时耦合系数 $k = 0.08\omega \approx 0.05$,通过仿真得到2种耦合系数情况下天线辐射的归一化频谱如图6所示。

综合图6仿真结果可知,从2个耦合系数归一化的功率谱可以看出,当耦合系数 $k = 0.05$ 即存在结构间的耦合作用时,微结构对应高频部分共振频率处的辐射得到增强,而相应的原工形天线低频处辐射峰值有所减小。最后探讨了随着不同耦合系数即相应耦合强度的变化,仿真模拟了微结构的太赫兹辐射功率谱如图7所示。

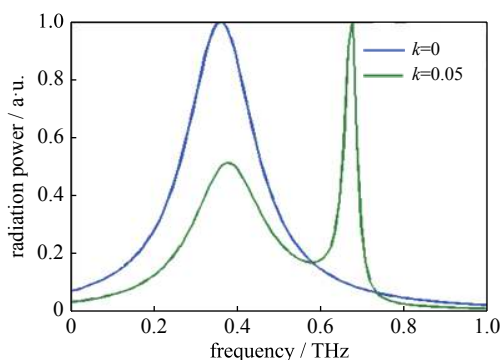


Fig. 6 Normalized antenna radiation power spectra with different coupling coefficient

图6 不同耦合系数情况下归一化的天线辐射功率谱

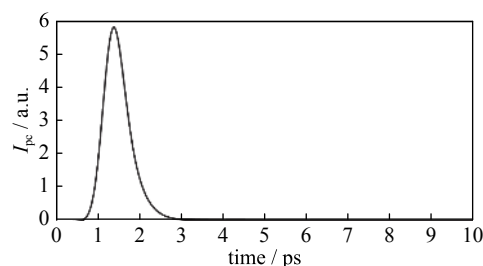


Fig. 3 Time domain waveform of the photo-generated current

图3 光生电流的时域波形

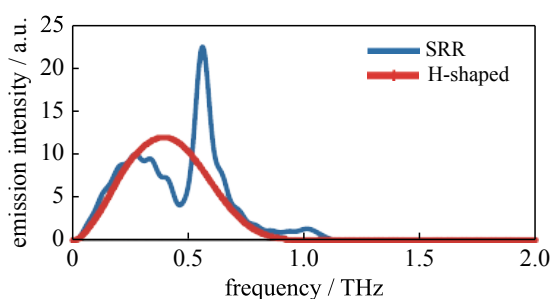


Fig. 5 Comparison of the far-field frequency-domain waveform of SRR structure and H-shaped antenna

图5 SRR结构与工形天线的远场频域波形对比图

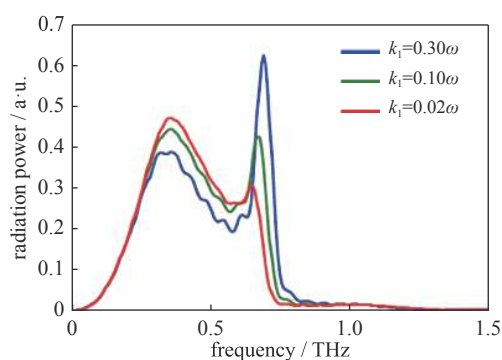


Fig. 7 Radiation power spectra of different coupling strength of micro-structure PCA

图7 微结构光导天线的不同耦合强度辐射功率谱

由于不同耦合强度可以调控 PCA THz, 从上图可知随着耦合系数变大, 结构间的耦合作用增强并可以调节结构的共振频率。同时根据前述分析, 由于存在电磁共振模式, 使磁共振模式在共振频率处辐射的电磁能量得到极大增强, 随着耦合强度的增大, 低频处峰值强度逐渐减小, 且峰值位置发生右移趋势, 高频共振峰值强度增加, 且峰值位置逐步发生左移, 电磁共振模式与耦合强度共同作用, 有效实现对微结构 PCA THz 辐射的调控。为了进一步探讨微结构 THz 波辐射峰值频率的可调整频谱范围, 仿真设计了不同的 S 型光电导天线结构参数, 通过对 S_3 参数进行调整获得了与工形天线对比辐射时域和频谱如图 8 和图 9 所示。

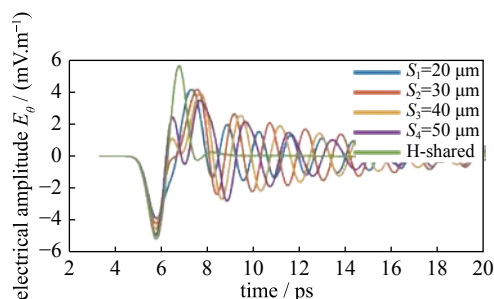


Fig. 8 Time domain waveforms of s-shaped antenna with different structural parameters

图 8 不同结构参数下 S 形天线的时域波形

从图 8 同样可以清晰看出, 工形天线与 4 种不同参数 S 型微结构天线在 7 ps 以前辐射波形几乎一致, 且有效时域波形持续 2 ps 左右。在不同 S_3 参数微结构天线中, 由于能量在结构中能储存一定时间使局域电磁模式有较大 Q 值。储存在电磁共振模式中的能量 7 ps 以后以散射损耗形式逐渐释放出来, 从而表现出幅度逐渐减小的振荡波形。经由表达式 $\eta = \Delta f_p / f_p$ 计算辐射峰值频率可调整度 (Δf_p 是微结构引入前后光电导天线辐射峰值频率的变化值, f_p 是未引入微结构时, H 型光电导天线的辐射峰值频率值)。

由 S 型光电导天线结构的仿真结果可知本设计中的辐射峰值频移范围是 0.50~0.80 THz 之间, 随着距离长 S_3 的增加峰值频率发生红移, 微结构电磁共振能量几乎全部集中在 0.50~1.0 THz 频段, 0~0.5 THz 频段能量减弱, 对比工形天线可知微结构天线辐射太赫兹能量普遍增强, 且本文设计的 S 型微结构天线能将工形天线的辐射峰值频率由原来的 0.40 T 移动到 0.76 T, 频率调整度可达到 75%, 相应的峰值辐射效率也能提高 70% 以上。

4 结 论

本文中, 我们对设计的 S 型微结构光电导天线进行了数值模拟, 仿真计算获得了太赫兹的远场辐射时域和频谱图, 得出电磁共振模式对太赫兹辐射峰值具有增强效果, 通过调整耦合系数能够调控耦合强度, 在耦合强度作用下可以使入射激光能量存储在微结构 7 ps 后辐射出去, 同时随着耦合强度的增大, 辐射频谱低频处峰值强度逐渐减小, 且峰值位置发生蓝移, 高频共振峰值强度增加, 且峰值位置逐步发生红移, 电磁共振模式与耦合强度共同作用, 有效实现了对微结构 PCA THz 辐射的调控, 并由 S 型天线的仿真结果可知可设计的辐射峰值频率范围是 0.50~0.80 THz, 频率调整度可达到 75%, 相应的峰值辐射效率也能提高 70% 以上。本研究工作为后续高功率光电导天线太赫兹波辐射共振中心频点范围以及结构设计奠定了重要基础。

参考文献:

- [1] Zhang J, Tuo M, Liang M, et al. Contribution assessment of antenna structure and in-gap photocurrent in terahertz radiation of photoconductive antenna[J]. *Journal of Applied Physics*, 2018, 124: 053107.
- [2] Nissiyah G J, Madhan M G. Graphene-based photoconductive antenna structures for directional terahertz emission[J]. *Plasmonics*, 2019, 14(4): 891-900.
- [3] Bowman T, El-Shenawee M. Nondestructive imaging of packaged microelectronics using pulsed terahertz technology[J]. *Int Symp Microelectron*, 2017(1): 709-714.
- [4] Cheon H, Yang H, Lee S, et al. Terahertz molecular resonance of cancer DNA[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6(1): 37103.
- [5] Davies A G, Burnett A D, Fan W, et al. Terahertz spectroscopy of explosives and drugs[J]. *Materials Today*, 2008, 11(3): 18-26.
- [6] Gowen A A, O'Sullivan C, O'Donnell C P. Terahertz time domain spectroscopy and imaging: Emerging techniques for food process monitoring and quality control[J]. *Trends in Food Science & Technology*, 2012, 25(1): 40-46.
- [7] O'Hara J F, Chen H T, Taylor A J, et al. Split-ring resonator enhanced terahertz antenna[J]. *Nonlinear Optics: Materials, Fundamentals and Applications*, 2007, TuB2.

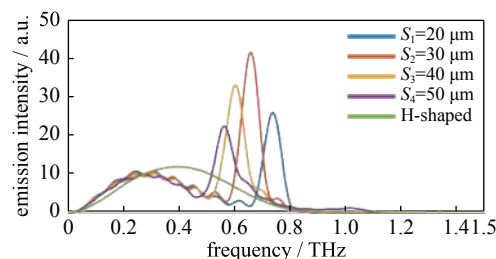


Fig. 9 Radiation spectra of s-shaped antenna with different structural parameters

图 9 不同结构参数下 S 形天线的辐射频域谱

- [8] Takano K, Chiyoda Y, Nishida T, et al. Optical switching of terahertz radiation from meta-atom-loaded photoconductive antennas[J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 99: 161114.
- [9] Miyamaru F, Saito Y, Takeda M W, et al. Emission of terahertz radiations from fractal antennas[J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 95: 221111.
- [10] Zhisheng Piao M T A K. Carrier dynamics and terahertz radiation in photoconductive antennas[J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2000, 39(96): 96-100.
- [11] Lee Y S. Principles of terahertz science and technology[M]. New York: Springer Science & Business Media, 2009.
- [12] Ma C, Yang L, Dong C, et al. An experimental study on LT-GaAs photoconductive antenna breakdown mechanism[J]. *IEEE Trans Electron Devices*, 2018, 65(3): 1043-1047.
- [13] Moreno E, Sohrabi R, Klochok G, et al. Vertical versus planar pulsed photoconductive antennas that emit in the terahertz regime[J]. *Optik*, 2018, 166: 257-269.
- [14] Malhotra I, Thakur P, Pandit S, et al. Analytical framework of small-gap photoconductive dipole antenna using equivalent circuit model[J]. *Optical and Quantum Electronics*, 2017, 49(10).
- [15] Prajapati J, Bharadwaj M, Chatterjee A, et al. Circuit modeling and performance analysis of photoconductive antenna[J]. *Optics Communications*, 2017, 394: 69-79.
- [16] Castañeda-Urbe O A, Criollo C A, Winnerl S, et al. Comparative study of equivalent circuit models for photoconductive antennas[J]. *Optics Express*, 2018, 26(22): 29017.
- [17] Liang H, Shi S, Ma L. Coupled-mode theory of nonparallel optical waveguides[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2007, 25(8): 2233-2235.
- [18] Torkaman P, Darbari S, Mohammad-Zamani M J. Design and simulation of a piezotronic GaN-based pulsed THz emitter[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2018, 36(17): 3645-3651.
- [19] Khorshidi M, Dadashzadeh G. Dielectric structure with periodic strips for increasing radiation power of photoconductive antennas: Theoretical analysis[J]. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2017, 38(5): 609-629.