光电器件

DOI：10.16818/j.issn1001－5868.2023081802

基于新电极的太赫兹光电导天线设计

潘　武*，谭明森，朱子恒，胡圣健
（重庆邮电大学 光电工程学院，重庆 400065）

摘　要： 提出了分别采用凹形电极和新叉指形电极的两种光电导天线，其电极产生的静电场电场强度是中间小而周围大，而激光光斑的光强是中间大而周围小，因此提高了衬底的抗击穿能力和光电流。相比于采用传统带状线电极的光电导天线，采用凹形电极的光电导天线产生的光电流提升了62%；相比于采用传统叉指形电极的光电导天线，采用新叉指形电极的光电导天线产生的光电流提升了41%。所设计的两种光电导天线都具有结构简单、便于加工且易与其他提高辐射功率的技术相结合的优点，其在成像、生物传感、通信和光电探测等领域有着重要的潜在应用价值。

关键词： 太赫兹；光电导天线；高功率；电极；静电场
中图分类号： TN822　**文章编号：** 1001－5868(2023)06－0827－05

Design of Terahertz Photoconductive Antenna Based on New Electrodes

PAN Wu，TAN Mingsen，ZHU Ziheng，HU Shengjian
（College of Photoelectronic Engineering，Chongqing University of Posts and Telecommunications，Chongqing 400065，CHN）

Abstract： In this paper，two kinds of photoconductive antennas with concave electrodes and new interdigital electrodes are proposed. The electrostatic field intensity generated by these electrodes was small at the middle of substrate and large in the periphery，while light intensity of the laser spot was large at the middle of the laser spot and small in the periphery，thus improving the resistance to breakdown and photocurrent of the substrate. Compared to the photoconductive antenna with traditional electrodes，the photocurrent generated by the photoconductive antenna with concave electrodes is increased by 62%. Compared to the photoconductive antenna with traditional interdigital electrodes，the photocurrent generated by the photoconductive antenna with new interdigital electrodes is increased by 41%. The two kinds of terahertz photoconductive antennas designed have the advantages of simple structure，easy processing and easy combination with other technologies to improve radiant power，which have important potential application values in imaging，biosensing，communication and photoelectric detection.

Key words： terahertz；photoconductive antenna；high power；electrode；electrostatic field

0　引言

太赫兹(terahertz)波为频率介于0.1～10 THz之间的电磁波，其波长在0.03～3 mm范围内。由于此前产生太赫兹波的器件并不成熟，对太赫兹波频段的电磁波研究相对较少，因此太赫兹波谱范围被称为“太赫兹间隙”(Terahertz Gap)[1]。目前已发展了多种产生太赫兹波的技术，其中基于光子学方法产生超宽谱太赫兹辐射的技术主要为光整流(OR)技术与光电导天线(PCA)技术。光整流的过程为一种非线性过程，当两个或及其以上的不同频率的激光照射在非线性电光晶体时，将引起差频过程与和频过程，从而产生非线性效应。当非线性部分具有太赫兹波段的分量时，便产生太赫兹波。光

收稿日期：2023－08－18.
*通信作者：潘　武　E-mail：panwu@cqupt.edu.cn

电导天线中的半导体衬底在受到激光照射后产生大量光生载流子，载流子在偏置电场的作用下形成光电流，当光照射时间为飞秒量级时，根据经典电磁辐射理论，光电流将辐射太赫兹波段的电磁波。相比于光整流技术，光电导天线产生的太赫兹波具有相干性较好和带宽较宽等优点，但亦存在转换效率低和平均功率低的缺点，因此提高光电导天线的转换效率和辐射功率成为必要。

2016 年，Emadi 等[2]设计了一种采用叉指形电极的光电导天线，采用叉指形电极的光电导天线产生的光电流为采用带状线电极的光电导天线的 4 倍。2017 年，孔姣等[3]利用金属阵列等离子体作为光电导天线的电极，从而产生巨大的局部电场增强效应，使光吸收量为原来的 1.8 倍，提高了太赫兹光电导天线的光电转化效率。同理，2019 年，Bashirpour 等[4]利用氧化锌纳米棒阵列激发局域表面等离子激元(SPP)，使光电流大小为原来的 6 倍。2019 年，李明德等[5]在金属板上引入单沟槽-狭缝结构，从而产生复合衍射倏逝波[6]，使得局域电场增强了 7 倍，从而提高光电转换效率[7]。2022 年，Cabello 等[8]报道了在砷化镓上涂覆硅纳米线(SiNW)的实验，由于涂覆硅纳米线的砷化镓反射率较低，因此光电流增加了 3 倍。

在上述设计中，Emadi 等设计的电极没有最大化利用边缘处的光生载流子，而其他方法与电极形状无关。基于上述问题，本文设计了两种新电极，其不仅增大了边缘处的光生载流子，且可以与其他方法结合使用。

1 光电导天线结构

本文设计的太赫兹光电导天线结构主要包括底部的衬底层和附着于衬底表面的金属电极层，其结构如图 1 所示，金属电极层的颜色为金黄色，而底部衬底层的颜色为淡蓝色。为了便于仿真和分析，本文对电极和衬底的尺寸进行了缩小。

这 4 种光电导天线衬底的俯视图都是边长为 10.00 μm 的正方形，衬底的厚度为 0.30 μm。4 种电极的厚度都为 0.20 μm，衬底边界和电极边界间的距离 $g=0.30$ μm。凹形电极的宽度 $w_1=3.95$ μm，长度 $l_1=9.40$ μm，其轮廓线由线段和椭圆弧构成。椭圆的长半轴 $a=9.00$ μm，短半轴 $b=1.44$ μm，线段 $w_2=1.90$ μm，上下两个椭圆弧之间的距离 $a=3.00$ μm，倒圆角 $R=0.30$ μm。在传统的带状线电极中，$l_2=9.40$ μm，$b=5.30$ μm。两个叉指形电极的叉指宽度 $m=0.21$ μm。新叉指形电极的尺寸如下所示：$a_1=6.95$ μm，$b_1=6.05$ μm，$c_1=2.05$ μm，$a_2=6.95$ μm，$b_2=6.55$ μm，$c_2=6.05$ μm，$f_1=3.79$ μm，$k_1=2.69$ μm，$h_1=1.79$ μm，$f_2=5.01$ μm，$k_2=3.40$ μm，$h_2=2.40$ μm。传统叉指形电极的尺寸如下所示：$u=6.40$ μm，$v=2.05$ μm，$n=0.54$ μm，$p=1.35$ μm。

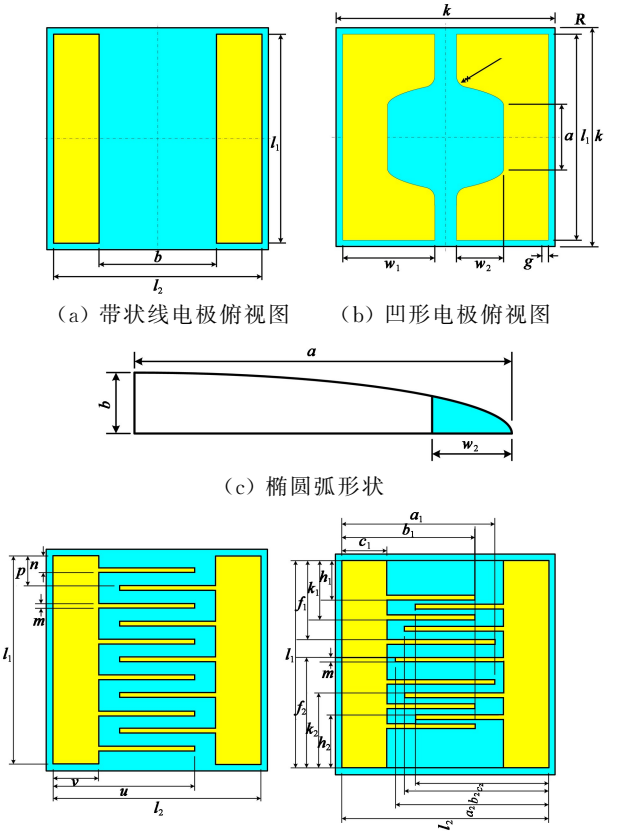


图 1 四种电极结构示意图

2 光电导天线电场仿真与分析

偏置电压过大会使衬底被击穿，因此为尽可能地提高衬底的光电流，应尽可能地让衬底各部分的光电流都大，而非某处光电流很大而其他地方很小。当触发光能较大时，光电导天线发生饱和效应[9]，但更大的边缘电场可以减小饱和效应，因此可以采用触发光能较大的激光器使光电流增加。综上所述，电极产生的静电场电场强度大小应为中间小，两边大。

2.1 凹形电极

根据唯一性定理知，可通过封闭曲面的位函数求得电场分布，且以封闭曲面的位函数求电场分布

的过程满足叠加性。其证明如下：

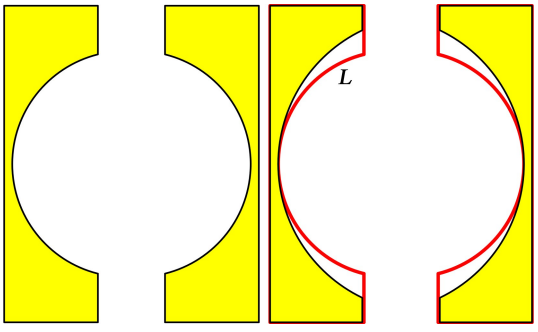
假设源 1 在空间中产生电场 $E_1(x,y,z)$，其在封闭曲面上的位函数为 $V_1(x,y,z)$，而源 2 亦在空间上产生电场 $E_2(x,y,z)$，其在同一封闭曲面上的位函数为 $V_2(x,y,z)$。而源 1 和源 2 线性叠加的源 3 也在空间上产生电场 $E_3(x,y,z)$，其在同一封闭曲面上的位函数为 $V_3(x,y,z)$。由于源产生的电场和电位满足叠加性，因此电场和电势满足以下关系：

$$E_3(x,y,z)=E_1(x,y,z)+E_2(x,y,z) \quad (1)$$

$$V_3(x,y,z)=V_1(x,y,z)+V_2(x,y,z) \quad (2)$$

又 E_3 亦可由 V_3 得到，因此可通过 V_1 和 V_2 产生的电场叠加得到封闭曲面上的 V_3 产生的电场。综上可知，以封闭曲面上的位函数求电场分布满足叠加性。

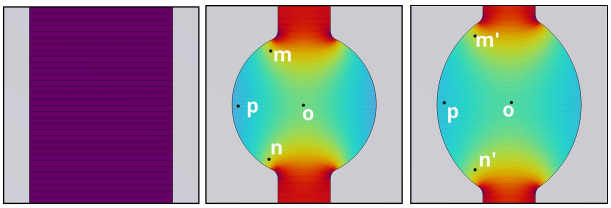
如图 2 所示，左右两图的金黄色部分为电极，两电极的形状都是由两个部分圆弧构成，且其电势都为 V，右图中红色的曲直图 L 为左图中电极 1 的轮廓线。由于沿着电场线方向电势降低，因此右图中的线段 L 处的电势必定低于左右两图中电极的电势 V。设 $V'(x,y,z)$ 为这两种电极在 L 上的电势差，则根据叠加性，电极 1 产生的电场相当于电极 2 产生的电场再叠加 $V'(x,y,z)$ 产生的电场，因此左图中电极 1 产生的电场强度大于右图中电极 2 产生的电场强度。



（a）电极 1　　（b）电极 2

图 2　两种电极的轮廓线

利用 COMSOL 多物理场仿真软件对类似结构进行仿真，结果如图 3 所示。由仿真数据可得：电极 1 在 o 处的电场强度为 5.63×10^6 V/m，在 p 处的电场强度为 3.20×10^6 V/m，这两处的电场强度之差为 2.43×10^6 V/m；而电极 2 在 o 处的电场强度为 5.26×10^6 V/m，在 p 处的电场强度为 3.58×10^6 V/m，这两处的电场强度之差为 1.68×10^6 V/m。由此可知，图 3(b)中 o 处与左端 p 处的场强之差比图 3(c)大。这是因为，相比于传统电极，电极 1（电极 2）在电极轮廓线上的最大电压差是在上下两端的 $m,n(m',n')$ 处，因此两者的电场强度之差主要是这两端的电势造成的。当电极轮廓线中的圆弧的曲率变大时，圆弧两端与中心 o 处的距离变化较大，而与最左侧 p 处的距离变化较小，因此电极 1 中 o，p 两处的电场强度之差较大。



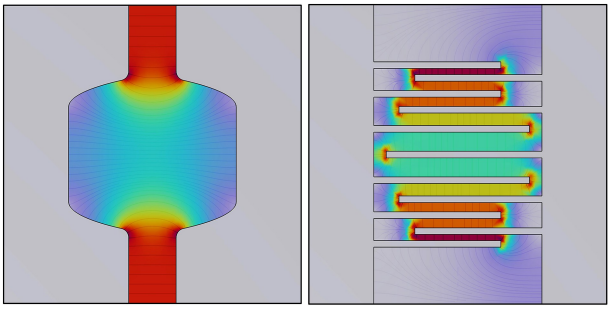
（a）传统电极　　（b）电极 1　　（c）电极 2

图 3　三种电极产生的电场分布

由前面的理论分析知，为让左右两端的电场强度与中心处的电场强度之差不太大，应将左右两侧的电极轮廓线改为曲率为 0 的直线。为让上下两侧电场更大，应将上下两侧的电极轮廓线改为长短轴比很大的椭圆弧，最终设计的凹形电极如图 1 所示，电场分布如图 4 所示。

2.2　新叉指形电极

相邻叉指之间的电场分布特性与平行金属板的电场分布特性相似，因此可通过调节间距改变竖轴方向的电场分布。叉指边缘因为尖端效应使端点处的电场强度更大，从而可改变横轴上的电场分布。为让叉指形电极产生的静电场分布变成中间小四周大，上下两端的相邻叉指之间的距离应比中间相邻的两个叉指间距小，叉指的端点应在光斑边缘，因此最终设计的叉指形电极轮廓线如图 1 所示，电场分布如图 4 所示。



（a）凹形电极　　（b）新叉指形电极

图 4　凹形电极和新叉指形电极产生的电场分布图

3　光电导天线光电流仿真与分析

若飞秒激光器发射的激光光子能量大于衬底的

禁带宽度，则衬底产生大量光生载流子，在电极产生的静电场作用下，这些光生载流子形成光电流从而辐射太赫兹波。因此用 COMSOL Multiphysics 6.0 软件对光电导天线进行模拟时，需先对电磁波频域模块进行模拟，再将得到的光生载流子在衬底的分布特性与半导体模块相结合，从而得到载流子在静电场下产生的光电流大小。

在电磁波频域模块的模拟中，飞秒激光脉冲设置为偏振方向沿 x 轴的高斯光束，其电场分布特性如下[10]：

$$E(x,y,z)=E_0\frac{w_0}{w(z)}\exp\left[-\frac{x^2+y^2}{w^2(z)}\right]\times\cos\left[k_0z+\eta(z)-k_0\frac{x^2+y^2}{2R(z)}\right] \tag{3}$$

$$w(z)=w_0\sqrt{1+\left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \tag{4}$$

$$R(z)=z\left[1+\left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right] \tag{5}$$

$$\eta(z)=\tan^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right) \tag{6}$$

$$z_0=\frac{k_0w_0^2}{2} \tag{7}$$

其中，$w(z)$ 为光束有效半径，$R(z)$ 为波前曲率半径，$\eta(z)$ 为 Gouy 相移，z_0 为瑞利距离，k_0 为激光波束，E_0 为光束的电场幅值，w_0 为高斯束腰半径。衬底的光功率通量密度及载流子生成率[11-12]为：

$$I(x,y,z)=\frac{E(x,y,z)^2}{2\eta} \tag{8}$$

$$G(t)=I(x,y,z)(4\pi k_{pc}/hc)\times\exp\left(4\ln(0.5)\frac{(t-t_0)^2}{D_t^2}\right) \tag{9}$$

其中，$I(x,y,z)$ 为光通量密度，η 为衬底介质阻抗，$G(t)$ 为载流子生成速率，k_{pc} 为衬底的折射率虚部，h 为普朗克常数，c 为光速，t_0 为高斯函数中心时间，D_t 为激光脉冲持续时间。

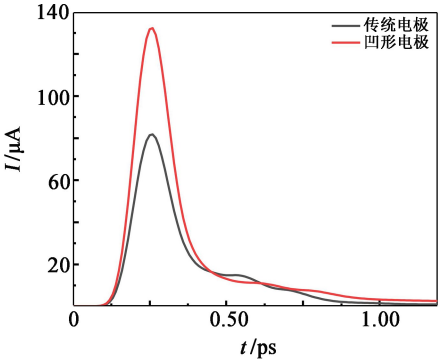
高功率太赫兹光电导天线需激光器开关时间极短，载流子复合速度快，衬底对光的吸收率高等条件。所以该天线的激光器选用飞秒激光器，衬底材料选择 LT-GaAs。表 1 是衬底和激光器的电学与光学参数。

光电导天线的击穿情况分为电击穿和热击穿两种。当温度较低且电场强度较大时，发生电击穿。当温度较高时，易发生热击穿。当电流达到某一阈值时，会使产热大于散热，此时，温度增加导致电流增大，而电流的增大又导致温度增加，因此电流和温度会一直增大，直至破坏砷化镓的共价键，从而导致介质材料永久性损坏。通常情况下，热击穿为天线在高压下被击穿的主要原因。

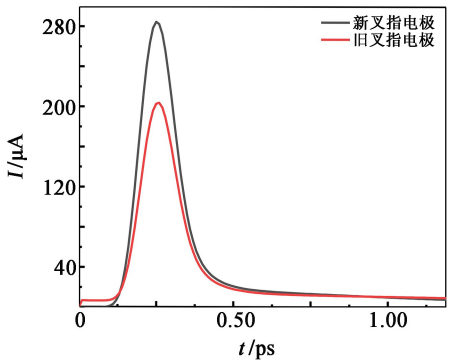
表 1 模拟光电导天线所需的电学和光学参数

参数	数值
LT-GaAs 介电常数 ε_r	12.9
LT-GaAs 折射率实部 k	3.697
LT-GaAs 折射率虚部 k_{pc}	0.069
LT-GaAs 磁导率 μ/(H/m)	1.26×10^{-6}
LT-GaAs 带隙宽度 E_g/V	1.424
LT-GaAs 亲和势 ε/V	4.07
LT-GaAs 电子迁移率 μ_e/(cm^2·V^{-1}·s^{-1})	8 500
LT-GaAs 空穴迁移率 μ_p/(cm^2·V^{-1}·s^{-1})	400
俄歇复合因子(电子)C_e/(cm^6/s)	7×10^{-30}
俄歇复合因子(空穴)C_p/(cm^6/s)	7×10^{-30}
LT-GaAs 电子寿命 τ_e/ps	0.3
LT-GaAs 空穴寿命 τ_p/ps	0.4
LT-GaAs 直接复合因子 C/(m^3/s)	7×10^{-6}
激光器频率 P/mW	120
激光器重复率 f_0/MHz	80
激光脉冲宽度 D_t/fs	100
高斯中心时间 t_0/fs	250
激光束腰半径 w_0/μm	2.5
激光波长 λ/nm	800

由于砷化镓导热性差且天线导通时间极短，因此衬底的热传导可以忽略，从而击穿点一般在温度最高的激光光斑中心。由于天线不能被击穿，因此四种电极在偏置电压的作用下，其在光斑中心处产生的静电场的电场强度应相差不大。当光斑中心的电场强度约为 2×10^6 V/m，四种电极的光电流大小随时间的变化如图 5 所示：采用凹形电极的天线的光电流为 133 μA，采用传统的带状线电极的光电导天线的光电流为 82 μA，因此前者产生的光电流要比后者高出 62%；采用新叉指形电极的光电导天线的光电流为 282 μA，而采用旧叉指形电极的天线的光电流为 200 μA，因此前者产生的光电流要比后者高出 41%。由上述数据可得：当四种光电导天线都



(a) 传统电极和凹形电极引起的光电流对比



(b) 旧叉指电极和新叉指电极引起的光电流对比

图 5　四种电极产生的光电流

不被击穿时，采用本文设计的电极的光电导天线产生的光电流几乎比采用传统电极的光电导天线产生的光电流多一半。

4　结论

本文设计了两种采用不同电极的太赫兹光电导天线，当激光的中心波长为 800 nm 时，该天线辐射出太赫兹波段的电磁波。通过数值仿真可知，采用新电极的光电导天线的光电流比采用传统电极的光电导天线高出 50%左右。该光电导天线的辐射功率较高的原因为：新电极不仅增加了静电场的大小，且使电场分布更加合理。其在成像、生物传感、通信等领域具有重要的应用前景。

参考文献：

[1] Minamide H. Development of high-power terahertz-wave sources for finding novel applications[J]. IEEE Trans. on Terahertz Science and Technol., 2015, 5(6): 1104-1109.

[2] Ramin E, Reza S, Zeidaabadi A N. Theoretical modeling of terahertz pulsed photoconductive antennas based on hot-carriers effect[J]. IEEE J. of Sel. Topics in Quantum Electron., 2017, 23(4): 1-9.

[3] Willets A K, Duyne V P R. Localized surface plasmon resonance spectroscopy and sensing[J]. Annu. Rev. Phys. Chem., 2007, 58: 267-297.

[4] Bashirpour M, Forouzmehr M, Hosseininejad S E, et al. Improvement of terahertz photoconductive antenna using optical antenna array of ZnO nanorods[J]. Scientific Reports, 2019, 9(1): 1-8.

[5] Li M, Lu G. Application of sub-wavelength grating electrodes in photo conductive antennas[J]. Plasmonics, 2019, 14(4): 807-813.

[6] Gay G, Alloschery O, Viaris de Lesegno B, et al. Optical response of nanostructured surfaces: experimental investigation of the composite diffracted evanescent wave model[J]. Nanomanipulation With Light Ⅱ, 2006, 6131: 786-794.

[7] Ung B, Sheng Y. Optical surface waves over metallo-dielectric nanostructures: Sommerfeld integrals revisited[J]. Opt. Express, 2008, 16(12): 9073-9086.

[8] Cabello N I, De Los Reyes A, Sarmiento V, et al. Terahertz emission enhancement of gallium-arsenide-based photoconductive antennas by silicon nanowire coating[J]. IEEE Trans. on Terahertz Science and Technol., 2021, 12(1): 36-41.

[9] Chen L, Bagci H. Analysis of screening effects on terahertz photoconductive devices using a fully-coupled multiphysics approach[J]. J. Lightwave Technol., 2021, 39(1): 7876-7884.

[10] Criollo C, Avila G A. Simulation of photoconductive antennas for terahertz radiation [J]. Ingenieríae Investigación, 2015, 35(1): 60-64.

[11] Bashirpour M, Ghorbani S, Kolahdouz M, et al. Significant performance improvement of a terahertz photoconductive antenna using a hybrid structure[J]. RSC Advances, 2017, 7(83): 53010-53017.

[12] Guo X, Jiang X, Zhu Y, et al. Unified description on principles of fourier transform infrared spectroscopy and terahertz time-domain spectroscopy[J]. Infrared Phys. Technol., 2019, 101: 105-109.

作者简介：

潘　武(1966—)，男，四川省大英县人，博士，教授，主要从事太赫兹技术、超介质材料及应用研究；

谭明森(1996—)，男，重庆市云阳县人，硕士研究生，研究方向为太赫兹光电导天线。