

文章编号: 1672-2892(2011)03-0325-05

大间隙 GaAs 光导天线的太赫兹辐射频谱特性

刘娟, 张照云, 李寅鑫, 高杨

(中国工程物理研究院 电子工程研究所, 四川 绵阳 621900)

摘要: 从麦克斯韦方程出发, 采用电涌模型对用飞秒激光触发大间隙光导天线产生的太赫兹脉冲远场辐射特性进行研究。文章分析了大间隙 GaAs 光电导天线的天线电极形状和参数、天线间隙对产生的 THz 脉冲频谱特性的影响。用制作不同间隙、天线形状的光导天线进行产生 THz 辐射的实验, 仿真实验结果表明: 大间隙光导天线的带宽为 0.1 THz~2 THz, 不同的电极形状主要影响 1 THz~2 THz 频段内的 THz 信号幅值; 间隙更小的光导天线的频谱带宽稍宽, 而且在 1 THz 以上的高频段信号略高一些。

关键词: 太赫兹辐射; 光电导天线; 电涌模型

中图分类号: TN911

文献标识码: A

Terahertz radiation frequency spectrum of large-aperture GaAs photoconductor antennas

LIU Juan, ZHANG Zhao-yun, LI Yin-xin, GAO Yang

(Institute of Electronic Engineering, China Academy of Engineering Physics, Mianyang Sichuan 621900, China)

Abstract: Based on Maxwell equations, the theoretical investigation on terahertz far-field radiation from large-aperture photoconductive antennas triggered by femtosecond optical pulses is presented. The frequency spectrum characteristics of THz pulse from large-aperture GaAs photoconductive antennas with different electrode shapes and gaps are analyzed. Different GaAs photoconductive antennas are fabricated and experiments are performed. The experiment results and theoretical analysis show that the bandwidth of large-aperture photoconductive antennas is 0.1 THz~2 THz; the different electrode shapes mainly effect the THz radiation amplitude in 1 THz~2 THz; smaller gap results in wider frequency and higher amplitude above 1 THz.

Key words: terahertz radiation; photoconductive antenna; current surge model

太赫兹波(Terahertz wave)是指频率在 0.1 THz~10 THz(波长在 3 mm~0.03 mm)位于微波和红外之间的电磁辐射频段。由于 THz 频段介于无线电物理和光学之间, 从天线角度称之为亚毫米波, 从光学角度则称为远红外辐射, 故可以采用电学方法^[1]、光学方法^[2]或者电光结合^[1,3]的手段来产生 THz 波。

近十几年来, 随着飞秒激光器的迅速发展, 采用电光结合的方法产生太赫兹电磁辐射也包括飞秒激光激发外偏置电场下的光电导天线^[3]、飞秒激光照射半导体表面^[4]、光整流^[1]等。其中, 用飞秒激光照射电压偏置的 GaAs 光电导天线来产生太赫兹电磁脉冲是研究的较多的一种, 常用的天线形状也包括偶极天线^[5]、赫兹天线^[5-6]、锥形天线^[7]、螺旋天线^[8]等, 在国外已有产品出现, 用于 THz 时域光谱系统和 THz 成像^[9]。根据光导天线电极之间的距离和辐射的电磁辐射波长之间的相对关系, 光导天线可分为大间隙光导天线和小间隙光导天线 2 种^[10]。大间隙光电导天线的天线间隙尺寸大于其电磁辐射中心波长; 小间隙光导天线的天线间隙尺寸与辐射波长量级相当或更小。研究表明: 与小间隙光导天线相比, 大间隙光电导天线可以接受更大的激光照射面积, 提高偏置电场, 更适合产生高功率 THz 电磁辐射^[10]。本文从电磁场的麦克斯韦方程组出发, 采用电涌模型得到大间隙光导天线的 THz 远场表达式, 分析光导天线参数对 THz 远场辐射频谱特性的影响, 并进行了实验。

1 大间隙光导天线的辐射场

天线表面电磁场可以分为由外加偏置电压产生的静态电磁场($\mathbf{E}_b, \mathbf{H}_b$)以及激光照射诱导电流产生的瞬态电磁场($\mathbf{E}_r, \mathbf{H}_r$)。($\mathbf{E}_{r,1}(t), \mathbf{H}_{r,1}(t)$)和($\mathbf{E}_{r,2}(t), \mathbf{H}_{r,2}(t)$)分别描述向半导体内部和自由空间辐射的电磁场。由于表面电流由脉冲激发触发产生,在激光脉冲没有到达光电导天线之前,只有偏置电场 \mathbf{E}_b ($\mathbf{H}_b=0$)。当光电导天线被激发时,自由载流子在偏置场作用下,形成表面电流 J_s , 如图 1 所示。

表面电流 J_s 和辐射场 \mathbf{E}_r 的关系式为:

$$\mathbf{E}_r(t) = -\eta_0 / \sqrt{\epsilon} J_s(t) \quad (1)$$

式中: η_0 为自由空间阻抗; ϵ 为半导体材料介电常数。

式(1)说明半导体材料表面辐射场的方向与表面电流 J_s 的方向相反。 J_s 可以用欧姆定律来表达:

$J_s(t) = \sigma(t)(\mathbf{E}_b + \mathbf{E}_r(t))$, 其中 $\sigma(t)$ 是发射天线的表面电导率。

表面电流 J_s 可由上述式子推出:

$$J_s(t) = \sigma(t) \mathbf{E}_b / (1 + \frac{\sigma(t)\eta_0}{1 + \sqrt{\epsilon}}) \quad (2)$$

式(2)清楚地表明诱导电流当 $\sigma(t)\eta_0 / (1 + \sqrt{\epsilon}) \geq 1$ 时(例如: 半导体材料表面受到足够高能量的激光脉冲激发)会发生饱和。根据电涌模型(Current Surge Model), 远场辐射 $\mathbf{E}_{rad}(r, t)$ 在其传播方向上可用表面电流密度表达为:

$$\mathbf{E}_{rad}(t) \cong -\frac{A}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} \frac{dJ_s(t)}{dt} \quad (3)$$

式中: A 是光电导天线激光照射面积; r 为光电导天线平面法线方向距离光电导天线中心的距离。从式(3)可知, 远场辐射正比于表面电流(密度)关于时间的导数。此处假设电极之间的光电导体被激光脉冲均匀照射, 在光电导体表面的区域, 电流密度与空间位置无关, 只是时间的函数。

使用光电流来表征表面电导:

$$\sigma_s(t) = e(1 - R_{opt}) / h\nu \int_{-\infty}^t I_{opt}(t') \mu(t, t') n(t, t') dt' \quad (4)$$

R_{opt} 是半导体的光反射率。 $u(t, t')$ 是 t' 时刻产生的光致电子在 t 时刻的迁移率。同理, $n(t, t')$ 是 t' 时刻产生的光生电子在 t 时刻的数量。电子数量以载流子寿命 τ_c 为时间常数呈指数衰减。对于高斯分布的激光来说, 式(3)可进一步表述为:

$$\mathbf{E}_{THz}(x) = -C \mathbf{E}_b \frac{S[e^{-x^2} - \tau_p / \tau_c \int_{-\infty}^x e^{-x} dx]}{\exp(x \tau_p / \tau_c) + S \int_{-\infty}^x e^{-x} dx} \quad (5)$$

式中: $C = \mu(1 + n)A / 4\pi Z_0 \tau_p z$; S 为激光功率密度的归一化值。

由上面推导的 $\mathbf{E} \sim t$ 关系式再经由 FFT 变换, 可得 $\mathbf{E} \sim \lambda$ 的关系, 即 THz 辐射的频谱特性。由于光导体材料参数和工作条件会影响表面电流, 从式(5)可知, 影响 THz 波辐射特性的主要因素为: 光导体材料的载流子寿命、光导体材料的载流子迁移率、激发光脉冲宽度、光导天线形状和参数、工作电场。研究表明: 采用载流子寿命较短、迁移率较高的半导体材料和采用脉冲宽度较窄的激光触发光导天线, 会使 THz 辐射的频谱向高频移动。天线对 THz 辐射频谱的影响的分析却不多。

2 大间隙光导天线参数对 THz 辐射频谱的影响

在建立大间隙光导天线的模型的时候, 把天线电极看成是一般的偶极子统一考虑, 并未考虑天线的形状、天线参数(阻抗)对 THz 辐射场的影响, 在这里选择几种常见形状如矩形、三角形和圆形偶极子天线形状进行分析。

2.1 不同电极形状的光生电流

由式(2)、式(5)可知, 光导体内产生的光生电流 I_{opt} 与载流子复合时间 τ_{rec} 成比例。当给光电导天线加上偏压

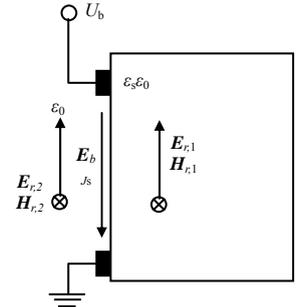


Fig.1 PCSS in biased electric field
图 1 电场偏置的 PC 器件

后, 如果泵浦激光强度不大, 在 GaAs 半导体衬底材料中, 光生载流子寿命可以近似为半导体材料内部杂质陷阱对电子的捕获时间(远小于电子—空穴对的复合时间 τ_{rec})。在真实器件中, 光生电流将受到载流子复合时间 τ_{rec} 和渡越间隙(从光激励点到电极)所用时间 τ_{tr} 的共同影响, 用 I_{ext} 来表示实际达到器件电极的电流大小。则有:

$$I_{ext} = I_{opt} \tau_{rec} / \tau_{tr} \quad (6)$$

式中 $I_{opt}=qP_{abs}/h\nu$ 。作一个简单估算, 假设载流子由激励产生后立刻达到最大漂移速度为: 10^7 cm/s(对真实器件来说, 漂移速度更低)。通常大间隙的光导天线电极间隙 ≥ 0.5 mm, 典型漂移距离为 $100 \mu\text{m}$, 则此时的瞬态传导时间 τ_{tr} 约为 1 ns。对于低温生长砷化镓来讲, 典型载流子复合时间 τ_{rec} 为: 0.1 ps~1 ps, 那么由式(6)有 $(I_{opt}/I_{ext})_{\text{LT-GaAs}}=10^3$, 这说明 LT-GaAs 大间隙光导天线产生的光电流到达电极两端时, 幅值衰减倍率为 10^3 , 而在电极两端辐射的 THz 强度衰减倍数约为 10^6 。对 Si-GaAs 材料来讲, 典型载流子寿命 $\tau_{rec} > 100$ ps, $(I_{opt}/I_{ext})_{\text{Si-GaAs}}=10$, 强度衰减系数为: 100。而得到这一结果还是基于最理想化情况的假设。由此对大间隙光导天线来讲, 电极形状、电极输入阻抗等参数对 THz 辐射波长(脉冲宽度)并不重要。

2.2 不同电极形状的电场分布

为分析不同形状的天线电极对偏置形成的场强的影响, 结合对 E_{rad} 的详细分析、归纳, 针对圆角矩形、三角形、圆形电极对外加偏置形成的场强分布进行了模拟。电极形状如图 2 所示。

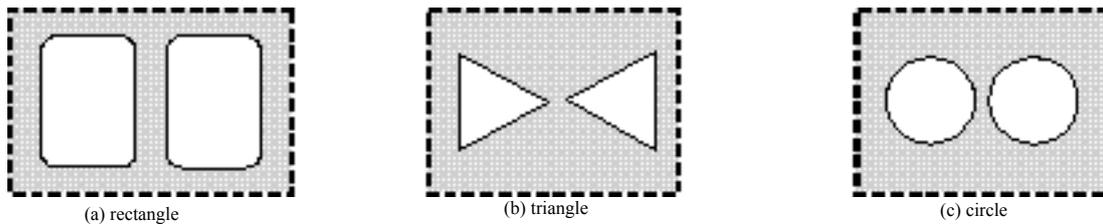


Fig.2 Different electrode shapes of dipole antenna
图 2 不同形状偶极子电极的图形

使用圆角矩形电极, 是考虑到能在电极之间提供一个尽可能匀强的电场; 三角形有着尖锐尖角, 以考察尖角间的高场强对高频段的信号提升的效果; 圆形电极是仿偶极子的外形设计的。用 ANSYS 软件对各种形状电极之间场强分布情况作了计算。设置的电极间隙为 1 mm, 电极的电压差为 200 V。空气和电极、GaAs 材料紧密接触, 不同材料的节点在边界处参数连续。其中, GaAs 的电阻率设置为 $10^5 \Omega \cdot \text{m}$ 。图 3 与图 4 分别是 2 种器件俯视和剖面场强云图, 主要比较 3 种形状电极的场强分布、极间平均场强大小、最大场强的位置和大小。

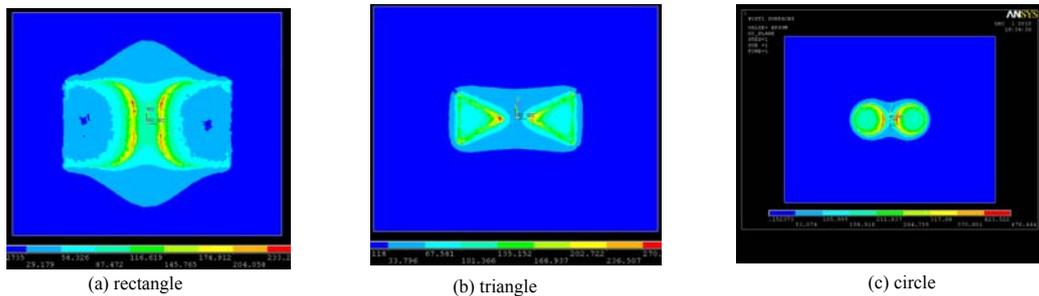


Fig.3 Current distribution planform of different electrode shapes
图 3 电场强度分布俯视图

图 3(a)、图 4(a)表明, 矩形电极的场强分布比较均匀, 平均场强也最高, 所以相同条件下, 这种形状的光导天线辐射的 THz 波的中心频率峰值强度较高, 但是高频部分信号强度相对较弱; 同时由于器件 E_{max} 较小, 使用时不易失效, 可以长时间稳定工作。图 3(b)、图 4(b)中的三角形电极的极间场强分布极不均匀, 场强最强处显示为尖角形, 最大场强 E_{max} 比矩形电极的 E_{max} 高出 30%多, 所以在电极间有部分光生载流子运动速度非常快, 反映在 THz 电磁波频谱上是高频段信号相对较强; 但是由于电场分布不均匀, 且远离电极尖端的极间平均场强还低于矩形天线的场强平均值, 参与运动的光生载流子总数不如矩形电极多, 所以中心频率的幅值会偏低, 分布在中低频的信号相对较弱; 同时由于这 2 种电极的 E_{max} 较高, 所以在接近饱和和阈值条件(电压或光强)下工作时, 存

在工作不稳定、寿命短的缺点。图 3(c)表明：圆形电极在间隙之间靠近电极附近形成月牙形的高场区，极间场强分布均匀性、最大场强、平均场强都介于矩形电极和三角形电极之间，所以产生 THz 辐射的频谱特性也是介于两者之间。

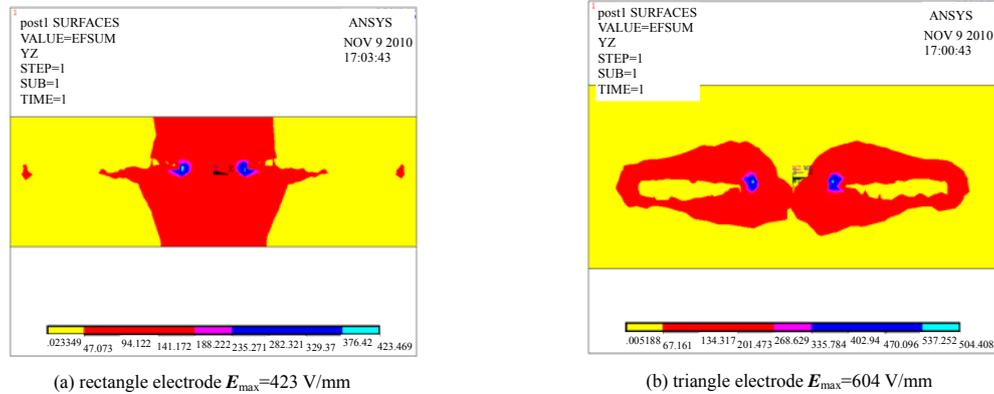


Fig.4 Current distribution section of rectangle and triangle electrodes
图 4 中轴线电场分布剖面图

3 实验及结果分析

采用 $550\ \mu\text{m}$ 厚的半绝缘 GaAs 制作了不同形状、间隙的光导天线进行了产生 THz 波的实验。实验中的光导天线共 5 只：4 只 $1\ \text{mm}$ 间隙的，天线形状分别为矩形、圆形、三角形、半圆形；1 只 $0.5\ \text{mm}$ 间隙，矩形天线形状。实验在透射式时域光谱系统中进行，主要参数(见表 1)：Mai Tai HP 激光器，脉冲宽度小于 $100\ \text{fs}$ ，偏置电信号为正弦波，电压从 $0\ \text{V}\sim 400\ \text{V}$ 可调，充氮气后湿度 1.5% 。

表 1 光导天线编号及参数
Table Parameters of photoconductor antenna

number	3#	4#	5#	6#	7#
gap	$0.5\ \text{mm}$	$1\ \text{mm}$	$1\ \text{mm}$	$1\ \text{mm}$	$1\ \text{mm}$
electrode shape	rectangle	▲ triangle	rectangle	semicircle	circle

图 5 是 5#、6#、7#芯片在 $210\ \text{V}$ 、 $300\ \text{mW}$ 下辐射的 THz 波的时域图、线性傅里叶变换频谱和对数傅里叶频谱。5#、6#、7#光导天线都有 $1\ \text{mm}$ 间隙，电极形状略有不同。可看出，产生的 THz 波谱的中心频率在 $0.7\ \text{THz}$ 附近，有效带宽范围为： $0.1\ \text{THz}\sim 1.5\ \text{THz}$ 。其中，矩形电极光导天线的 THz 辐射的中心频率略低一些，峰值最高；圆形和半圆形天线产生的 THz 辐射谱形状基本一致，这是因为它们的电场分布基本一样，只是数值略有差异；但是圆形电极的光导天线辐射的 THz 波幅值稍高，这可能是由于圆形电极的接触电阻比较小。三角形电极的 4#光导天线在实验中并没有测到很好的信号输出，只测得一个很微弱的 THz 信号。

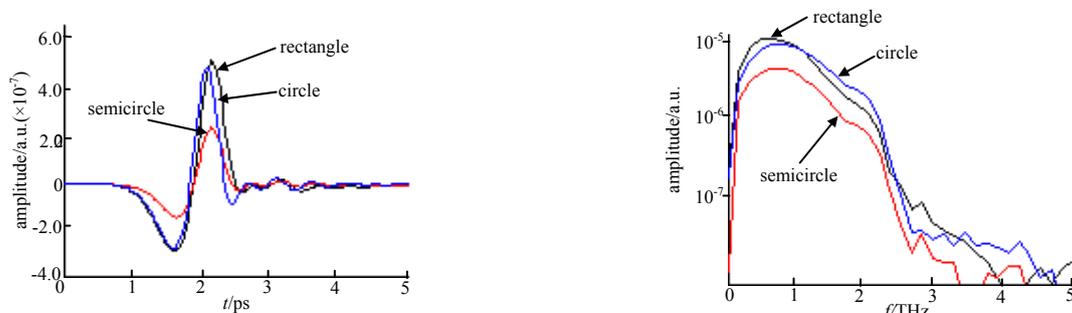


Fig.5 THz time domain waveform and frequency of PCAs with different electrode shapes
图 5 不同形状的光导天线产生的 THz 波的时域波形和频谱

实验中发现：这几种光导天线中，矩形电极光导天线最容易聚焦，输出幅值也较高，可以较长时间(连续工作 2 天)重复、稳定地工作。

2 只不同间隙的矩形电极光导天线在同样的激发光能下产生的 THz 波的时域和频域波形如图 6 所示, 图中 3#是间隙为 0.5 mm 的矩形光导天线, 偏置电压为 110 V; 5#是 1 mm 间隙的矩形光导天线, 偏置电压为 210 V。从图 6 中可以看出: 2 个偏置电场强度相近的光导天线的频谱形状、范围都基本一样, 只不过间隙更小的光导天线的频谱带宽稍宽一点, 而且在 1 THz 以上的高频段信号略高一些。

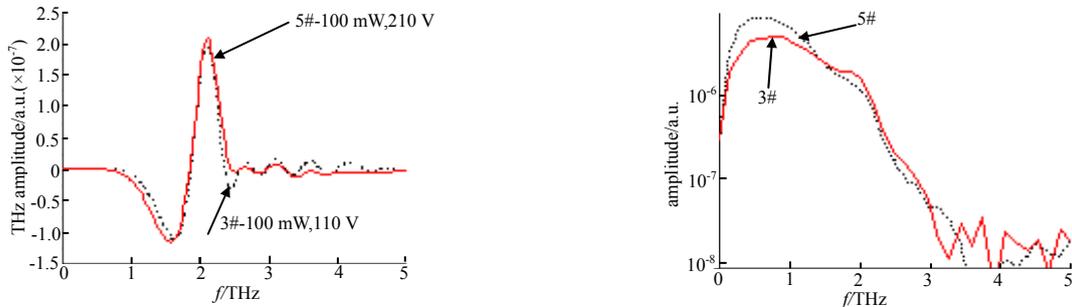


Fig.6 THz time domain waveform and frequency of rectangle PCA with different gaps
图 6 不同间隙的矩形电极光导天线的 THz 波的时域波形和频谱

4 结论

对不同电极形状的大间隙光导天线的理论分析和实验结果均表明: 大间隙光导天线的有效频谱范围主要集中在 2 THz 以下的低频段, 电极形状不会对大间隙光导天线的输出频谱造成大的影响, 主要影响 THz 辐射在 1 THz~2 THz 频段的信号幅值。综合 THz 输出幅值、频谱、系统调整等因素, 矩形电极的光导天线是其中表现最佳的。

参考文献:

- [1] Xu L, Zhang X C, Auston D H. Terahertz beam generation femtosecond optical pulses in electro optical materials[J]. Appl. Phys. Lett., 1992, 61(15):1784-1786.
- [2] Hu B B, Zhang X C, Auston D H. Free space radiation from electro-optic crystal[J]. Appl. Phys. Lett., 1990, 56(2):506.
- [3] Zhang J, Hong Y, Braunstein S L. Terahertz pulse generation and detection with LT-GaAs photoconductive antenna[J]. IEEE Proc. Optoelectronics, 2004, 151(2):98-101.
- [4] Zhang X C, Hu B B, Darrow J T, et al. generation of femtosecond electromagnetic pulses from semiconductor surfaces[J]. Appl. Phys. Lett., 1990, 56(11):1011-1013.
- [5] Auston D H, Cheung K P, Smith P R. Picosecond photoconducting Hertzian dipole[J]. Appl. Phys. Lett., 1984, 45(3):284-286.
- [6] Fattinger CH, Grischkowsky D. Terahertz beams[J]. Appl. Phys. Lett., 1989, 54(6):490-492.
- [7] Alfred P Defozno, Madhuri Jarwala, Charles Lutz. Transient response of planar integrated optoelectronic antennas[J]. Appl. Phys. Lett., 1987, 50(17):1155-1157.
- [8] Dykaar D R, Greene B I, Federici J F, et al. Log-periodic antennas for pulsed terahertz radiation[J]. Appl. Phys. Lett., 1991, 59(3):262-264.
- [9] Grischkowsky D, Keiding Soren. THz time-domain spectroscopy of high Tc substrates[J]. Appl. Phys. Lett., 1990, 57(10):1055-1057.
- [10] Sang-Gyu Park, Weiner A M, Michael R Melloch, et al. High-power narrow-band terahertz generation using large-aperture photoconductors[J]. J Quantum Electronics, 1999, 35(8):1257-1268.

作者简介:



刘娟(1981-), 女, 河南省南阳市人, 助理研究员, 硕士, 主要从事 THz 光导天线工艺及应用技术研究. email: liujuan-tb@163.com.

张照云(1984-), 男, 四川省南充市人, 研究实习员, 硕士, 主要从事光电检测技术研究.

李寅鑫(1984-), 男, 重庆市人, 研究实习员, 硕士, 从事光导开关设计及应用.

高杨(1972-), 男, 四川省绵阳市人, 博士, 研究员, 主要研究方向为传感器与检测技术.