

DOI:10.3969/j.issn.1001-4551.2017.08.013

基于金属阵列等离子体共振增强的太赫兹光电导天线设计*

孔 姣¹, 钟舜聪^{1,2*}, 姚海子¹, 黄 昇¹

(1. 福州大学 机械工程及自动化学院光学/太赫兹及无损检测实验室, 福建 福州 350108;

2. 福建省医疗器械和生物技术重点实验室, 福建 福州 350108)

摘要:针对传统太赫兹光电导天线输出功率较低的问题,设计了一种基于金属阵列等离子体共振增强的太赫兹光电导天线,以提高太赫兹光电导天线的输出功率。通过对电磁波和半导体的物理场进行了理论分析,并建立了太赫兹光电导天线模型,利用 COMSOL 多物理场有限元软件进行了仿真实验研究。仿真计算了金属阵列等离子体共振增强结构不同周期宽度与高度下半导体基底对 800 nm 激光的光吸收量,得到了一种优化的金属阵列等离子体共振增强结构,然后计算该结构的太赫兹光电导天线的光电流,同时仿真计算了传统太赫兹光电导天线的光电流。研究表明:设计得到的金属阵列等离子体共振增强太赫兹光电导天线比传统太赫兹光电导天线光电流增强了约 20 倍,为等离子体共振增强的太赫兹光电导天线提供了依据。

关键词:太赫兹光电导天线;等离子体共振;光电流

中图分类号:TH7

文献标志码:B

文章编号:1001-4551(2017)08-0880-05

Enhanced terahertz photoconductive antenna based on metal-array plasmon resonance

KONG Jiao¹, ZHONG Shun-cong^{1,2*}, YAO Hai-zi¹, HUANG Yi¹

(1. Laboratory of Optics, Terahertz and Non-destructive Testing & Evaluation, School of Mechanical Engineering and Automation, Fuzhou University, Fuzhou 350108, China;

2. Fujian Key Laboratory of Medical Instrument and Pharmaceutical Technology, Fuzhou 350108, China)

Abstract: Aiming at the low output power of conventional terahertz photoconductive antenna, a terahertz photoconductive antenna based on metal-array plasmon resonance enhancement was designed to improve the output power of terahertz photoconductive antenna. The physical field of electromagnetic wave and semiconductor were analyzed theoretically and the terahertz photoconductive antenna model was established. The simulation experiment was carried out by COMSOL multiphysics finite element software. The optical absorption of the 800 nm laser at different pitches and heights of the metal-array plasmon resonance structure was calculated and the optimized structure of the plasmon resonance enhancement structure was obtained. Then the photocurrent of this designed plasmon resonance terahertz photoconductive antenna was calculated, as well as the conventional terahertz photoconductive antenna. The results indicate that the designed metal-array plasmon resonance enhanced terahertz photoconductive antenna is about 20 times stronger than that of the conventional terahertz photoconductive antenna, which provided the basis for the enhancement of plasmon resonance terahertz photoconductive antenna.

Key words: terahertz photoconductive antenna; plasmon resonance; photocurrent

收稿日期:2016-12-13

基金项目:国家自然科学基金资助项目(51675103);国家卫生和计划生育委员会科研基金资助项目(WKJ-FJ-27);福建省省杰出青年基金资助项目(2014J07007);教育部高等学校博士学科点基金资助项目(博导类,20133514110008);福建省质量技术监督局科技计划资助项目(FJQI2014008,FJQI2013024);福建省自然科学基金资助项目(2015J01234)

作者简介:孔姣(1992-),女,福建泉州人,硕士研究生,主要从事无损检测及仪器方面的研究. E-mail:kongjiao@qq.com

通信联系人:钟舜聪,男,研究员,博士生导师. E-mail:zhongshuncong@hotmail.com

0 引言

太赫兹技术在近年来取得飞速的发展,其应用研究领域涵盖医药检测、材料分析、通信和国防等领域。太赫兹光电导天线作为一种重要的人工太赫兹源,能够发射宽频带的太赫兹波(约 0.1 THz - 4 THz)并应用于太赫兹时域谱技术^[1],对于生物和大分子、材料等的分析有着重要作用。但是,太赫兹光电导天线依然面临着输出功率较低的问题,这也限制了其在需要高功率太赫兹无损检测的应用场合,比如飞机上复合材料的无损检测等的应用。最近的研究表明,通过在太赫兹光电导天线中添加等离子体亚波长金属结构,激发等离子体共振,能够显著提高太赫兹光电导天线的功率^[2-3]。

与传统太赫兹光电导天线模型比较,加入了等离子体结构的太赫兹光电导天线的模型结构更加复杂,计算更加困难。太赫兹光电导天线的内部机理可以由一定的公式来描述^[4],但是这种一维的公式模型并没有把天线模型的结构考虑进入。近年来,有研究者尝试通过 FDTD 法建立基于模型结构的太赫兹光电导天线模型^[5]。

本研究的主要任务是使用 COMSOL 多物理场有限元软件建立太赫兹光电导天线模型,进行仿真实验研究,设计一种基于等离子体增强的太赫兹光电导天线结构。

1 理论分析

太赫兹光电导天线一般采用 GaAs 等半导体化合物晶体作为基底材料,以 Au/Ni 等金属作为电极镀在基底材料上,电极两端加上一定的电压形成偏置电场。当用飞秒激光脉冲照射在太赫兹光电导天线的基底材料表面时,会使基底材料中的电子从价带受辐射激发跃迁到到导带上,在半导体内产生自由移动的光生载流子,光生载流子在外加偏置电场的作用下形成瞬态电流,这种在皮秒和亚皮秒级变化的电流向外辐射出太赫兹波并经过基底背面的透镜聚焦发射。

其基本结构示意图如图 1 所示。

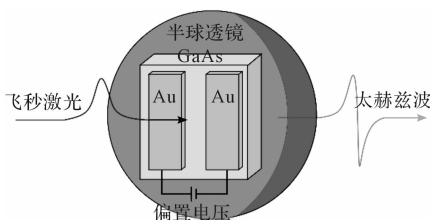


图 1 太赫兹光电导天线基本结构示意图

在远场条件下,辐射出的太赫兹强度与半导体基底中产生的光电流密度有关^[6]:

$$E_{far}(t) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{A}{z} \frac{d}{dt} J_s(t) \quad (1)$$

式中: ϵ_0 —真空介电常数, c —真空光速, A —光电导体电极间隙的光照面积, z —辐射中心到观察点之间的距离, J_s —表面电流密度。

由公式(1)可知,辐射出的太赫兹波远场强度与表面电流随时间的变化率成正比。因此,计算半导体材料内的光电流对太赫兹波的辐射强度有着重要的参考价值。

1.1 电磁波模型

太赫兹光电导天线的仿真计算主要分为两个部分,第一部分是基于电磁场模型,计算飞秒激光照射到太赫兹光电导天线的半导体基底材料上产生的稳态电场分布,这一步可以通过求解电磁波方程得到:

$$\nabla \times \mu_r^{-1} (\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 (\epsilon_r - \frac{j\sigma}{\omega\epsilon_0}) \mathbf{E} = 0 \quad (2)$$

式中: μ_r 、 ϵ_r 、 σ —材料的磁导率、介电常数和电导率; k_0 —自由空间的传播系数; ϵ_0 —真空介电常数; \mathbf{E} —电场强度。

设激光入射方向为负 z 方向,垂直入射 xoy 平面,为了简化计算,只计算 y 轴上的一个周期单元,入射激光电场定义为在 x 轴上的高斯函数:

$$\mathbf{E}_{inc} = aE_0 \exp\left(-2\ln 2 \frac{(x-x_0)^2}{D_x^2}\right) \quad (3)$$

式中: a —极化单位向量, E_0 —激光的峰值电场, x_0 —入射激光的中心位置, D_x —激光的半宽。

然后,利用电磁波方程求得飞秒激光照射在太赫兹光电导天线上产生的稳态电场分布,进一步得到半导体内的光强度分布,计算光生载流子随时间变化的产生速率为:

$$g(x,y,z,t) = \left(\frac{\alpha}{h\nu}\right) I_0(x,y,z) \exp\left(-4\ln 2 \frac{(t-t_0)^2}{D_t^2}\right) \quad (4)$$

式中: α —半导体的消光系数; h 、 ν —普朗克常数和激光频率; $I_0(x,y,z)$ —半导体内的空间光强度分布; D_t —飞秒激光的带宽。

1.2 半导体模型

半导体基底材料中载流子的运动可以由以下半导体方程描述:

$$\nabla \cdot (\epsilon_r \nabla \mathbf{V}) = q(\mathbf{n} - \mathbf{p} + N_A^- - N_D^+) \quad (5)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{1}{q} \nabla \cdot \mathbf{J}_n - r(x,y,z) + g(x,y,z,t) \quad (6)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla \cdot \mathbf{J}_p - r(x, y, z) + g(x, y, z, t) \quad (7)$$

$$\mathbf{J}_n = -\mu_n q \nabla (V + \chi) n + \mu_n k_B T G\left(\frac{n}{N_c}\right) \nabla n \quad (8)$$

$$\mathbf{J}_p = -\mu_p q \nabla (V + \chi + E_g) p + \mu_p k_B T G\left(\frac{p}{N_v}\right) \nabla p \quad (9)$$

$$G(\alpha) = \frac{\alpha}{F_{-\frac{1}{2}}(F_{\frac{1}{2}}^{-1}(\alpha))} \quad (10)$$

式中: V —电势; q —单位电荷; N_A^- , N_D^+ —受体和供体离子浓度; n, p —电子浓度和空穴浓度; $\mathbf{J}_n, \mathbf{J}_p$ —电子电流密度和空穴电流密度; χ —电子亲和性; k_B —玻尔兹曼常数; μ_n, μ_p —电子迁移率和空穴迁移率; T —绝对温度; F — $1/2$ 阶费米狄拉克积分函数; $r(x, y, z)$ —半导体自身的复合速率。

对于低温生长 GaAs, 其复合速率可以主要由 Schottky-Read-Hall 复合和俄歇复合表示^[7]:

$$r(x, y, z) = rsrh + rau \quad (11)$$

$$rsrh = \frac{np - g_n g_p N_{c0} N_{v0}}{\tau_p (n + n1) + \tau_n (p + p1)} \quad (12)$$

$$n1 = g_n \sqrt{N_{c0} N_{v0}} \quad (13)$$

$$p1 = g_p \sqrt{N_{c0} N_{v0}} \quad (14)$$

$$rau = (c_n n + c_p p) \cdot (np - g_n g_p N_{c0} N_{v0}) \quad (15)$$

式中: g_n, g_p —电子和空穴简并因子; N_{c0}, N_{v0} —导带和价带的有效态密度; τ_n, τ_p —电子和空穴寿命; C_n, C_p —电子和空穴的俄歇复合因子。

1.3 等离子体共振

等离子体共振是一种金属表面自由电子和光子的相互作用形成的电荷集体振荡, 能够将电磁场的能量局域在很小的空间内, 并带来巨大的局部场增强效应^[8]。因此, 通过添加等离子体金属结构, 可以增强激光在半导体材料表面的场强, 提高太赫兹光电导天线的光电转化效率, 从而提高光电流, 增强太赫兹波辐射强度。

等离子体共振的强度与入射光的波长、方向和等离子体材料的属性和结构有关, 本研究仿真计算中使用 800 nm 波长的激光垂直入射, 等离子体结构的材料使用 Au 金属, 等离子体共振的强度主要由等离子体金属结构的尺寸和排列决定。等离子体共振包括传播型等离子体(propagating surface plasmon, PSP) 共振和局域型等离子体(localized surface plasmon, LSP) 共振。对于金属表面主要涉及到 PSP 增强, 其(surface plasmon polariton, SPP) 波的波矢公式如下^[9]:

$$k_{\text{spp}} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_m + \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}} \quad (16)$$

式中: k_0 —真空波数; ϵ_m, ϵ_d —金属和介质的相对介电常数。

在金属表面上由于 k_{spp} 的色散关系在光波的右侧, 导致无法直接激发表面等离子体共振, 因此需要一些特殊结构(例如周期光栅结构), 增加一个波矢量 G 耦合 SPP 波。通过周期光栅提供的光栅谐波, 入射光获得额外的平行波矢动量, SPP 波与光波的耦合关系如下:

$$k_{\text{spp}} = k_0 \sin \theta_0 \pm n \frac{2\pi}{a} \quad (17)$$

式中: θ_0 —入射角, a —光栅周期, n —衍射级。

因此, 可以通过在半导体表面添加等离子体金属阵列结构耦合等离子体波, 实现等离子体共振增强电场强度。

2 仿真实验研究

COMSOL 多物理场有限元软件是一款功能强大的基于有限元方法的多物理场仿真计算软件, 本研究中电磁波模型部分使用了软件中的射频模块, 半导体模型部分使用了软件中的半导体模块。先在射频模块中使用频域研究计算飞秒激光的稳态电场分布, 再将数据结合时间函数得到半导体内光生载流子的产生速率, 代入半导体模块, 再通过瞬态研究计算半导体受激光照射产生光电流的过程。由于一个太赫兹脉冲时间大概只有皮秒或亚皮秒级别, 而半导体加上偏置电压到达电场分布稳态的需要一定的时间, 这个时间对于一个太赫兹脉冲时间不可忽略, 所以需要先求半导体加上偏置电压的稳定状态, 以此作为初始值, 从而排除半导体初始化过程对于光电流的影响, 其中半导体的初始值由半导体加偏置电压的稳态研究得到。

2.1 光电导天线结构

在光电导天线中, 电极周围通常具有很强的电场, 对于载流子的漂移速度有着很强的增强作用。因此, 可以通过把等离子体金属阵列结构连接电极, 缩短光生载流子到达电极的时间, 从而增强光电流^[10]。等离子体共振增强太赫兹光电导天线的电极间结构和传统太赫兹光电导天线电极间结构如图 2 所示。

两种模型上的空气层都为 0.5 μm , 电极长度取 5 μm , 正负极间距为 20 μm 。

为了优化等离子体金属阵列结构的最佳阵列周期和高度, 本研究通过 COMSOL 内置的参数化扫描功能, 从 100 nm ~ 400 nm 每隔 20 nm 扫描等离子体金属阵列结构的周期宽度(占空比 50%), 从 50 nm ~ 200 nm 每

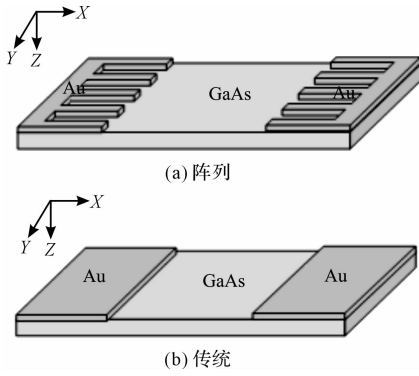


图 2 光电导天线电极间结构

隔 10 nm 扫描等离子体金属阵列结构的高度,并进行电磁波仿真计算。受限于载流子的饱和漂移速度,通常只有在电极周围 100 nm 内的载流子能够在 1 ps 内到达电极^[11],为了减少模型的计算规模,模型中半导体基底材料的厚度设为 100 nm。同时,模型只计算 y 轴上的一个三维周期单元的一个二维 yoz 截面,如图 3 所示。

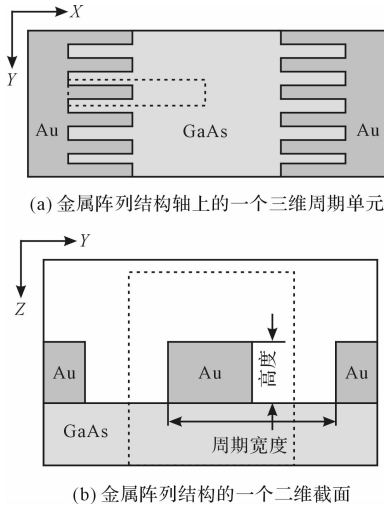
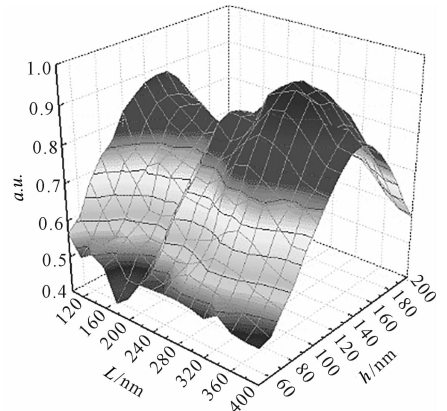


图 3 等离子体共振增强光电导天线金属阵列结构示意图

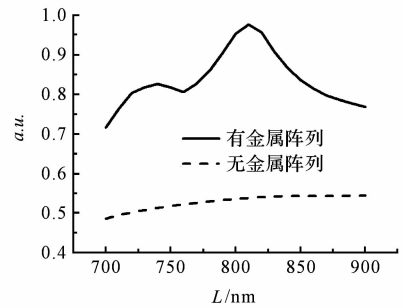
入射激光为垂直于 xoy 平面的 800 nm 偏振光,偏振方向为 y 方向。

计算半导体基底对激光的光吸收量,得到半导体基底对激光的光吸收量随等离子体金属阵列结构的尺寸变化如图 4(a) 所示。等离子体金属阵列结构在周期宽度 320 nm,高 130 nm 时取得最大值,则取等离子体金属阵列结构的周期宽度为 320 nm,高为 130 nm。添加等离子体金属阵列结构与未加等离子体金属阵列结构的半导体基底对激光的光吸收量如图 4(b) 所示。从图 4 中可以看出,在 800 nm 入射波长下,加了等离子体金属阵列的半导体基底的光吸收量是未加等离子体金属阵列的半导体基底的 1.8 倍左右,其吸收量在波长 800 nm 左右取得最大值,并且在 800 nm 附近都有不同程度的增强,说明该等离子体金属阵列结

构较好地耦合了入射激光,产生等离子体共振。



(a) 不同尺寸的金属阵列结构下的光吸收量



(b) 不同波长下的光吸收量

图 4 半导体基底对激光的光吸收量

2.2 光电导天线光电流

太赫兹光电导天线的光电流受到偏置电压、入射光强度和半导体基底材料本身的属性影响。本研究使用入射光峰值光强度 $1 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$,正、负极两端的峰值电压为 40 V。为了简化计算,只计算太赫兹光电导天线的入射中心在正极边沿 ($x_0 = 5 \mu\text{m}$),偏振方向 x 为方向,等离子体金属阵列结构太赫兹光电导天线的入射中心在正极中央 ($x_0 = 2.5 \mu\text{m}$),偏振方向为 y 方向,以最大限度的增强激光电场。半导体基底材料 GaAs 的掺杂浓度为掺杂 10^{15} cm^{-3} ,载流子的迁移率由 Caughey-Thomas 经验公式近似得到^[12]。通过计算,得到太赫兹光电导天线的正极光电流如图 5 所示。

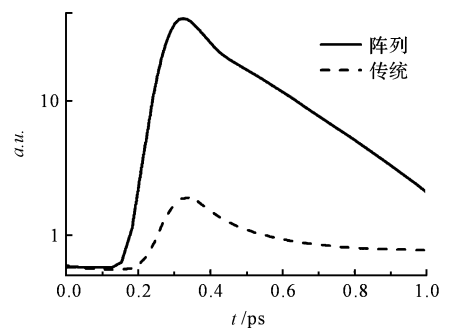


图 5 金属阵列和传统光电导天线的光电流

从图 5 中可以看出,加了等离子体金属阵列结构的光电导天线光电流比传统天线增强约 20 倍,说明该等离子体金属阵列结构能够增强太赫兹光电导天线的光电流,而从式(1)可知光电导天线太赫兹波远场辐射强度与表面电流随时间的变化率成正比,预示着该等离子体金属阵列结构能对光电导天线的太赫兹辐射强度起到明显的增强作用,这种基于金属阵列结构的等离子共振增强天线方案为未来更大功率太赫兹光电导天线设计提供重要的参考价值。

3 结束语

本研究针对传统太赫兹光电导天线输出功率较低的问题,设计了一种基于金属阵列等离子体共振增强的太赫兹光电导天线。笔者通过使用 COMSOL 多物理场有限元软件,仿真计算了不同金属阵列结构下半导体基底对激光的光吸收量,得到一种优化的金属阵列等离子体共振增强结构,并计算了该金属阵列等离子体共振增强太赫兹光电导天线和传统光电导天线的光电流。

仿真实验结果表明,设计的等离子体金属阵列结构对太赫兹光电导天线的光电流有着明显的增强作用,为等离子体共振增强太赫兹光电导天线的研究提供了参考依据。在下一阶段,笔者将通过加工制备光电导天线和实验进一步验证该等离子体金属阵列结构对太赫兹光电导天线的增强作用。

参考文献 (References):

[1] PLUSQUELLIC D F, SIEGRIST K, HEILWEIL E J, et al. Applications of terahertz spectroscopy in biosystems [J]. **Chemphyschem**, 2007, 8(17): 2412-2431.

[2] JARRAHI M. Advanced photoconductive terahertz optoelectronics based on nano-antennas and nano-plasmonic light concentrators [J]. **IEEE Transactions on Terahertz Sci-**

ence and Technology, 2015, 5(3): 391-397.

- [3] ZHONG S C, SHEN Y C. FDTD study of a novel terahertz emitter with electrical field enhancement using surface plasmon resonance [J]. **PIERS. Online**, 2010, 6(2): 153-156.
- [4] JEPSEN P U, JACOBSEN R H, KEIDING S R. Generation and detection of terahertz pulses from biased semiconductor antennas [J]. **Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics**, 1996, 13(11): 2424-2436.
- [5] 陈琦, 何晓阳, 杨阳, 等. 基于 FDTD 的太赫兹光导天线三维辐射特性计算方法 [J]. **太赫兹科学与电子信息学报**, 2011, 9(3): 330-335.
- [6] DU H. Research of terahertz wave radiation from photoconductor antenna [J]. **Laser & Optoelectronics Progress**, 2009, 46(7): 45-48.
- [7] MORENO E, FERNANDEZ P M, GARCIA S G, et al. Time-domain numerical modeling of THz photoconductive antennas [J]. **IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology**, 2014, 4(4): 490-500.
- [8] WILLETS K A, VAN DUYN R P. Localized surface plasmon resonance spectroscopy and sensing [J]. **Annual Review of Physical Chemistry**, 2007, 58(1): 267-297.
- [9] GENET C, EBBESEN T W. Light in tiny holes [J]. **Nature**, 2007, 445(7123): 39-46.
- [10] BERRY C W, WANG N, HASHEMI M R, et al. Significant performance enhancement in photoconductive terahertz optoelectronics by incorporating plasmonic contact electrodes [J]. **Nature Communications**, 2013, 4(3): 1622-1622.
- [11] BERRY C W. Plasmonic photoconductors for higher performance terahertz radiation sources [D]. Ann Arbor: Deep Blue at the University of Michigan, 2013.
- [12] CAUGHEY D M, THOMAS R E. Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field [J]. **Proceedings of the IEEE**, 1968, 55(12): 2192-2193.

[编辑: 张 豪]

本文引用格式:

孔 姣, 钟舜聪, 姚海子, 等. 基于金属阵列等离子体共振增强的太赫兹光电导天线设计 [J]. **机电工程**, 2017, 34(8): 880-884.

KONG Jiao, ZHONG Shun-cong, YAO Hai-zi, et al. Enhanced terahertz photoconductive antenna based on metal-array plasmon resonance [J]. **Journal of Mechanical & Electrical Engineering**, 2017, 34(8): 880-884.

《机电工程》杂志: <http://www.meem.com.cn>