

文章编号: 1001-3806(2006)06-0574-04

大孔径光导天线技术产生太赫兹波的研究

常 青¹, 杨冬晓^{1,2*}, 王 亮¹, 王 英¹

(1. 浙江大学 信息与电子工程学系, 杭州 310027; 2 国际电磁科学院 浙江大学分院, 杭州 310058)

摘要: 传统的 Drude-Lorentz 方法只是适用于小孔径光导天线, 对于大孔径光导天线, 该算式的精确度已经远远不能达到要求。为了深入研究大孔径光导天线技术, 在 Drude-Lorentz 理论的基础上, 对光生载流子浓度的计算方法进行了改进, 修正了其两个假设条件带来的误差, 使之适合大孔径光导天线模拟计算。结果表明, 改进的计算模型完全可以对大孔径光导天线进行模拟, 并在此基础上分析计算了不同条件下大孔径光导天线的太赫兹辐射场及其频谱的变化, 证明了这种新的计算模型可以满足大孔径光导天线太赫兹源的模拟计算的要求。

关键词: 超快光学; 太赫兹波; Drude-Lorentz 理论; 大孔径光导天线

中图分类号: O441.4 文献标识码: A

Study on terahertz generation from large-aperture photoconductive antenna

CHANG Qing¹, YANG Dong-xiao^{1,2}, WANG Liang¹, WANG Ying¹

(1 Department of Information and Electronic Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China; 2 The Electromagnetics Academy at Zhejiang University, Hangzhou 310058, China)

Abstract The small dipole aperture antenna provides a normal way for THz radiation, for which the Drude-Lorentz theory provides method to calculate the terahertz waves from photoconductor. For sake of this Drude-Lorentz theory is not suitable for large-aperture photoconductive antenna, the calculation of terahertz radiation from biased photoconductive antenna (Drude-Lorentz theory) is reported, and ameliorated calculation method of carriers density is put forward. Based on the new calculation model and simulation results, the effect of different factors on THz radiation is analyzed. The results show that the new calculation model is more suitable for a large aperture antenna.

Key words ultrafast optics; terahertz wave; Drude-Lorentz theory; large-aperture photoconductive antenna

引 言

根据半导体的光生载流子理论, 当能量超过半导体禁带宽度的光子照射到半导体表面时, 在照射点上会相应地产生导带电子和价带空穴。如果在这个被激发的半导体上加一个偏置电压, 电子和空穴会发生迁移。当高能、超短的飞秒激光脉冲入射到半导体上的天线时, 会产生辐射到自由空间的太赫兹波。这个从激光入射到太赫兹波产生的延迟时间通常小于 1 ps, 具体延迟时间与所用半导体的光生载流子寿命有很大的关系。低温生长的 GaAs (LT-GaAs) 具有很短的光生载流子寿命, 光生电子与空穴的寿命分别为: $\tau_e \approx 0.1 \text{ ps}$, $\tau_h \approx 0.4 \text{ ps}$, 比较符合辐射太赫兹场的要求, 因此, 一般采用 LT-GaAs 作为光导天线的半导体材料^[1-6]。

空间电荷屏蔽饱和 (极化饱和) 以及辐射电场屏蔽饱和, 是限制光导天线产生太赫兹波功率的两个因素。其中, 空间电荷屏蔽饱和主要对小孔径天线产生影响, 辐射电场屏蔽饱和主要对大孔径天线产生影响。

1 光导天线发射太赫兹波的理论分析

1.1 普通小孔径天线

光导天线示意图如图 1 所示。在 LT-GaAs 中, 如

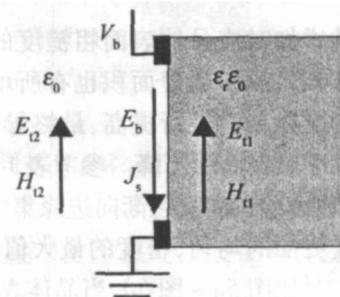


Fig 1 THz photoconductive antenna

果入射光强度不太大, 光生载流子寿命就可以近似为 LT-GaAs 内部杂质陷阱对电子的捕获时间, 它小于电子-空穴对的复合时间。自由载流子与时间的关系可以写成^[1]:

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (60477033)

作者简介: 常 青 (1980-), 男, 硕士研究生, 主要从事太赫兹波源方面的理论研究。

* 通讯联系人。E-mail: yanglx@zju.edu.cn

收稿日期: 2005-11-15; 收到修改稿日期: 2006-04-21

$$dn/dt = -n/\tau_1 + G(t) \quad (1)$$

式中, n 是载流子的密度, $G(t) = n_0 \exp(t/\Delta t)^2$ 是与激光照射时间有关的载流子产生率, Δt 为激光脉冲持续时间, 一般为 $30\text{fs} \sim 150\text{fs}$, n_0 为 $t = 0$ 时刻的光生载流子密度, τ_1 为载流子捕获时间, 根据 GaAs 生长温度等条件不同, 其范围为 $0.1\text{ps} \sim 5\text{ps}$ 。

在偏压电场下, 光生载流子的运动速度与时间的关系可以表示为:

$$\frac{dv_{e,h}}{dt} = \frac{-v_{e,h}}{\tau_{e1}} + \frac{E \cdot q_{e,h}}{m_{e,h}} \quad (2)$$

式中, $v_{e,h}$ 是载流子的平均速度, $q_{e,h}$ 分别为单个电子和空穴的带电量, τ_{e1} 是半导体中载流子的动量弛豫时间 (在 LT-GaAs 中约为 30fs)。 E 是局域电场:

$$E = E_b - P/(\alpha \cdot \epsilon_r) \quad (3)$$

式中, E_b 是外加偏置电压, α 是半导体的几何因子 (在 LT-GaAs 中^[2], $\alpha = 3$), ϵ_r 是半导体的相对介电常数, P 是电子-空穴对分离产生的极化。极化与时间的关系可以写成:

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

式中, τ_{rec} 是电子-空穴对复合时间, J 是半导体中的电流密度:

$$J(t) = env_h - env_e \quad (5)$$

RODRIGUEZ 和 TAYLOR 根据 Maxwell 方程得到太赫兹波在远场区的表达式^[3]:

$$E_{\perp}(z, t) = -\frac{[A/(4\pi\epsilon_0 c^2 z)] \cdot dJ(t)}{dt} \quad (6)$$

式中, c 是自由空间中的光速, A 是电流可以流经区域的面积, 即天线横向宽度 \times 天线的间隔, z 为距发射天线的直线距离。

根据 (1) 式 ~ (6) 式, 可以得到太赫兹辐射场为:

$$E_{THz} \propto \partial J/\partial t \propto ev \cdot \partial n/\partial t + en \cdot \partial v/\partial t \quad (7)$$

1.2 大孔径光导天线

普通的光导天线分析法提供了一种最普遍和简单的太赫兹波发射模式。但是, 由于电子-空穴对分离产生的极化影响, 如 (3) 式所示, 当入射光强达到一定值, 极化 P 的值达到饱和, 辐射波场也随之达到饱和。

在极化效应影响下, 天线两端间不同位置上的偏压电场与位置的关系为^[3]:

$$\frac{\partial E(x, t)}{\partial x} = \frac{e \cdot [P(x, t) - n(x, t)]}{l\epsilon_r} \quad (8)$$

当天线两极间孔径 l 足够大时, 即大于辐射波的波长, $\partial E(x, t)/\partial x$ 近似为 0 所以在整个孔径范围内, 电场不随位置而变。由于天线孔径足够大, 在一个完整的太赫兹波完全辐射出去后, 光生载流子还没有到达天线的两极, 在天线两极足够小的范围内, 电流密度为 0 即 $E = E_b$ 。根据 (8) 式, 可以近似认为在整个孔径

范围内, $E = E_b$ 。

在大孔径天线中, 空间电荷的屏蔽对产生更高能量太赫兹波辐射的影响较小, 但是太赫兹波辐射场依然受到饱和的制约, 即辐射波的近场屏蔽效应。TAYLOR 将这两种效应从实验和计算的角度进行比较^[3], 认为对于大孔径天线, 辐射场屏蔽对太赫兹波能量增加的影响远大于空间电荷屏蔽。

如图 1 所示, 天线附近的电磁场可以分成由外加偏置电压形成的静态场 (E_b, H_b) 和由光生载流子运动形成的瞬态场 (E_{\perp}, H_{\perp}), 其中半导体中和自由空间中的瞬态场分别由 ($E_{\perp 1}, H_{\perp 1}$) 和 ($E_{\perp 2}, H_{\perp 2}$) 来表示。在激光入射前, 半导体上可以近似认为没有电流和磁场, 只有电场 E_b 。激光入射导致光生载流子产生并在半导体中形成电流, 面电流密度用 $J_s(t)$ 表示。根据电磁场理论的边界条件:

$$E_{\perp 1}(t) = E_{\perp 2}(t) = E_{\perp}(t) \quad (9)$$

$$J_s(t) = H_{\perp 2}(t) - H_{\perp 1}(t) \quad (10)$$

当天线的孔径大于辐射场波长时, 可以得到:

$$H_{\perp 1}(t) = \frac{\sqrt{\epsilon_r}}{\eta_0} \cdot E_{\perp 1}(t) \quad (11)$$

$$H_{\perp 2}(t) = \frac{1}{\eta_0} \cdot E_{\perp 2}(t) \quad (12)$$

由 (9) 式 ~ (12) 式, 可以得到辐射场与电流密度的关系:

$$E_{\perp}(t) = \frac{-\eta_0}{1 + \sqrt{\epsilon_r}} \cdot J_s(t) \quad (13)$$

上式说明辐射场由半导体表面电流产生, 并且与面电流密度方向相反。根据欧姆定律, 有:

$$J_s(t) = \sigma(t)[E_b + E_{\perp}(t)] \quad (14)$$

$\sigma(t)$ 是半导体的电导率, 并且有:

$$\sigma(t) = e\mu_e n(t) \quad (15)$$

μ_e 为与时间无关的电子迁移率。由于空穴迁移率远小于电子迁移率, 可以忽略空穴移动对 $\sigma(t)$ 的影响。结合 (13) 式和 (14) 式, 可以得到:

$$J_s(t) = \frac{\sigma(t)E_b}{1 + \frac{\sigma(t)\eta_0}{1 + \sqrt{\epsilon_r}}} \quad (16)$$

从 (16) 式可以看出, 当 $\frac{\sigma(t)\eta_0}{1 + \sqrt{\epsilon_r}} \geq 1$ 时, 辐射场达到饱和。

由 (13) 式可见, 近场太赫兹波正比于表面电流密度。另一方面, 远场太赫兹波的表达式依然满足 (6) 式。为了计算大孔径光导天线远场区的太赫兹电场, 根据 (6) 式、(15) 式、(16) 式, 只需计算 dn/dt

2 对 Drude-Lorentz 计算模型的改进

以往的文献中, 采用 (1) 式计算光生载流子浓度,

并假设:入射激光在 LT-GaAs 的部分被全部吸收,入射激光能量在入射平面均匀分布。

这两个假设在入射激光能量小,天线孔径小的情况下是成立的。但是随着入射激光能量增大,天线孔径增加,这两个假设带来的误差就会越来越大。需要提出另一种方法计算光生载流子的浓度。

在半导体工艺中,通常 LT-GaAs 是在 GaAs 衬底上生长,而衬底并不具有 LT-GaAs 短载流子寿命的特性。所以,一方面要把外延层的厚度做到足以吸收 95% 以上的入射光;另一方面,外延层厚度不可能无限增加。故当入射激光为高强度激光时,必须考虑入射激光在衬底激发出具有较长寿命的光生载流子对太赫兹辐射场的影响。在外延层:

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = -\frac{1-R}{h\nu} \cdot \frac{\partial I_{opt}(x, t)}{\partial x} - \frac{n(x, t)}{\tau_{r_{epi}}} \quad (17)$$

式中, $\tau_{r_{epi}}$ 是外延层(即 LT-GaAs)中载流子寿命, $I_{opt}(x, t)$ 表示入射激光脉冲的强度, R 是半导体表面对激光的功率反射率, x 为半导体内部某点距离激光入射侧半导体表面的距离。等号右边第 1 项表示半导体对入射光的吸收(对应于电子-空穴对的产生),第 2 项表示电子-空穴对的复合。若设外延层的厚度为 m ,则在某一时刻 t 外延层内的电子(忽略空穴的影响)浓度为:

$$n_{epi} = \int_0^m n(x, t) dx \quad (18)$$

于是有:

$$\frac{\partial n_{epi}(t)}{\partial t} =$$

$$\frac{1-R}{h\nu} [I_{opt}(0, t) - I_{opt}(m, t)] - \frac{n_{epi}(t)}{\tau_{r_{epi}}} \quad (19)$$

同理,在衬底层有:

$$n_{sub} = \int_m^\infty n(x, t) dx \quad (20)$$

$$\frac{\partial n_{sub}(t)}{\partial t} = \frac{1-R}{h\nu} \cdot I_{opt}(m, t) - \frac{n_{sub}(t)}{\tau_{r_{sub}}} \quad (21)$$

3 模拟计算的结果和讨论

3.1 光生载流子寿命的影响

光生载流子寿命是太赫兹波产生的关键因素之一。载流子寿命过长,就不能辐射出太赫兹波。在这个模型中,采用波长为 620nm、脉宽为 100fs 的入射飞秒激光,单激光脉冲功率相同,300V 偏压,大孔径天线间隙尺寸如图 2 所示,探测点距离天线辐射方向正前方 2mm。材料选用低温生长的 GaAs。0.067 m_0 , 0.45 m_0 。载流子寿命随材料生长的温度变化。分别选取 0.1ps, 0.2ps, 0.5ps, 1.0ps 和 2.0ps 进行模拟计算。模拟结果见图 3 图 4 为其对应的频谱。

从图中可以看出,光生载流子寿命较长的 GaAs

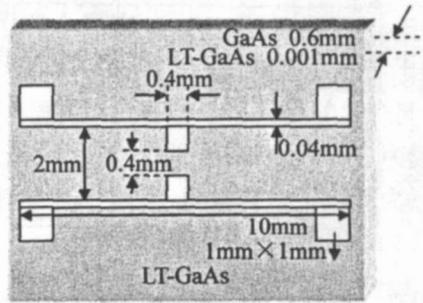


Fig.2 Design of THz photoconductive antenna

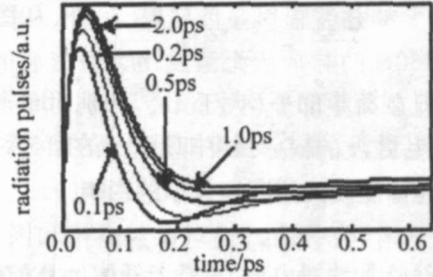


Fig.3 THz radiation pulses with different trapping time of 0.1ps, 0.2ps, 0.5ps, 1.0ps, and 2.0ps, respectively

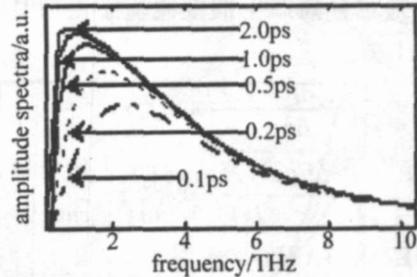


Fig.4 Fourier transformed spectra of radiation pulses with different trapping time

材料可以产生能量较大的辐射强度,而载流子寿命短的材料产生的辐射波,峰值频率较高。

3.2 脉冲激光参数的影响

脉冲激光参数是影响太赫兹辐射产生的重要因素之一,不同波长和脉冲宽度,都会影响太赫兹波的产生。图 5 是脉冲激光波长分别为 620nm, 780nm 和

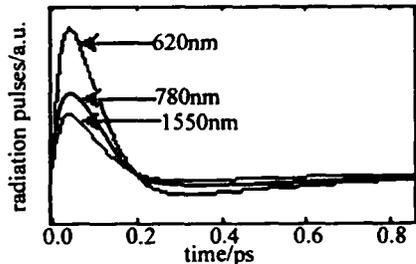


Fig.5 Radiation pulse with the laser pulse wavelength of 620nm, 780nm and 1550nm

1550nm 时(脉冲宽度 100fs, 单激光脉冲功率相同),辐射太赫兹波的频谱;图 6 是激光脉冲持续时间分别为 50fs, 100fs, 150fs 时(激光波长 780nm, 单激光脉冲功率相同),辐射太赫兹波的频谱。假定载流子寿命 0.5ps, 其它条件同 3.1 节。

如图 5 图 6 所示,脉冲时间长、波长短的脉冲激

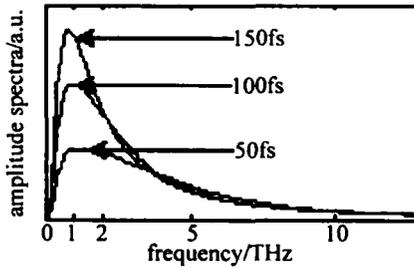


Fig. 6 The FFT spectrum of the THz radiation with pulse width of 50fs, 100fs and 150fs, respectively

光激发的太赫兹波辐射强度较高, 另外, 从图 6 中可见, 虽然 150fs 的脉冲激光激发出太赫兹波的总辐射强度高, 但在高频部分 (大于 3 THz), 50fs 脉冲激光产生的太赫兹波的辐射强度却是最高。

3.3 天线偏压及天线孔径大小的影响

对于大孔径天线, 假设可以忽略饱和因素。图 7 和图 8 分别为不同的偏置电压 (200V, 300V 和 400V) 和不同的天线孔径为 (0.4mm, 0.5mm 和 0.7mm) 对太赫兹辐射波形的影响。假定载流子寿命 0.5ps, 其它条件同 3.1 节。

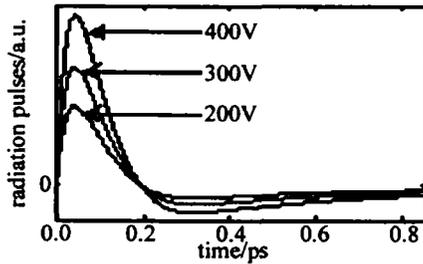


Fig. 7 The time-domain pulse of the THz radiation wave, the bias electric field is 200V, 300V and 400V, respectively

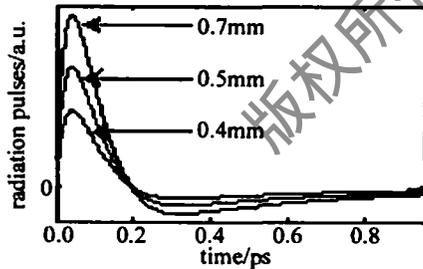


Fig. 8 The time-domain pulse of the THz radiation wave, the separation is 0.4mm, 0.5mm and 0.7mm, respectively

根据以上 3 部分的计算结果: 在忽略饱和影响的前提下, 光子载流子寿命越长, 入射激光脉冲波长越短, 脉冲宽度越长, 外加偏压越大, 天线间隙越小, 产生的太赫兹波的辐射强度就越大, 波峰与波谷之比也越大。由 (6) 式、(15) 式、(16) 式, 远场区太赫兹辐射场与 dn/dt 成正比。故太赫兹辐射的峰-峰值之比越大, 说明载流子产生速率与消亡速率之比就越大, 即高速产生低速消亡。

4 结 论

传统小孔径天线所产生太赫兹辐射的辐射强度较小, 而采用大孔径光导天线可以获得辐射强度更大的太赫兹波。在经典的 Drude-Lorentz 理论上, 给出了一种改进的计算模型, 以使其适合大孔径光导天线的理论计算。并给出了一些基于新算法进行模拟计算的结果。通过模拟计算, 证明了这种新的计算模型可以进行对大孔径光导天线太赫兹源的模拟计算, 为实际构造太赫兹实验平台打下理论基础。

参 考 文 献

- [1] PIAO Z S, TANIM, SAKA IK. Carrier dynamics and terahertz radiation in photoconductive antennas [J]. Japan JA P, 2000, 39(1): 96~100
- [2] DRAGOMAN D, DRAGOMAN M. Terahertz fields and applications [J]. Progress in Quantum Electronics, 2004, 28(1): 1~6
- [3] RODRIGREZ G, TAYLOR A J. Screening of the bias field in terahertz generation from photoconductors [J]. Opt Lett, 1996, 21(14): 1046~1048
- [4] SMITH P R, AUSTON D H. Subpicosecond photoconducting dipole antennas [J]. IEEE J Q E, 1988, 24(2): 255~260
- [5] SHI W, JIA W L, HOU L *et al*. Terahertz radiation from large aperture bulk semi-insulating GaAs photoconductive dipole antenna [J]. Chinese Physics Letters, 2004, 21(9): 1842~1844
- [6] SHI W, LI W J, ZHAO W. Investigation of ultra-wideband microwave generation based on photoconductive semiconductor switches [J]. Acta Electronica Sinica, 2004, 32(11): 1891~1893 (in Chinese).
- [7] ZHANG T Y, CAO J C. Study of the surface and far fields of terahertz radiation generated by large-aperture photoconductive antennas [J]. Chinese Physics, 2004, 13(10): 1742 (in Chinese).
- [8] MAO Sh Q, HUANG T, WEN Zh Y *et al*. Calculation and analyze of homogeneity of diode side pumped solid laser [J]. Laser Technology, 1997, 21(3): 185~188 (in Chinese).
- [9] LIU Y, FANG G Zh WANG X W *et al*. Laser diode side-pumped CW Nd:YAG lasers [J]. Laser & Infrared, 2002, 32(4): 240~242 (in Chinese).
- [10] WANG JH, ZHANG, JIN F *et al*. Pump uniformity study of solid-state laser rods directly side-pumped by laser diode [J]. Laser Technology, 2004, 28(1): 36~38 (in Chinese).
- [11] NING JP, CAI Zh Q, CHEN Zh Q *et al*. Study on uniform of pump distribution in a LD side-pumped Nd:YAG laser [J]. Chinese Journal of Lasers, 2004, 31(4): 390~394 (in Chinese).
- [12] KOECHNER W. Solid-state laser engineering [M]. 5th ed. Berlin: Springer-Verlag, 1999, 312~315
- [13] ZHOU B K, GAO Y Zh CHEN T R *et al*. Laser theory [M]. 4th ed. Beijing: National Defense Industry Press, 2000, 273~274 (in Chinese).
- [14] LAN X J, HUANG W L, LIU Y L *et al*. Novel all solid Nd:YAG lasers [J]. Laser Technology, 1997, 21(4): 251~254 (in Chinese).
- [15] WACHMAN K, KRAVCHIK L, KAGAN J *et al*. Gain mode and laser mode matching in side-pumped Nd:YVO₄ and Nd:YAG lasers [J]. Optical Materials, 2001, 16(1~2): 163~172

(上接第 573 页)

参 考 文 献