

InSb 材料光电导辐射太赫兹波理论研究

潘 武, 黄书璘, 李国新, 李亭亭, 田海燕
(重庆邮电大学光电工程学院, 重庆 400065)

摘 要:分析基于光电导理论的太赫兹(THz)辐射原理,对基于碲化铟(InSb)半导体材料的光电导辐射过程进行理论推导,并获得太赫兹近远场辐射等参数。利用有限时域差分(FDTD)方法分析空域太赫兹波的传播过程,得到不同时刻太赫兹波传播的三维效果图。理论研究结果与文献实验数据较好吻合,证明研究方法的正确性。

关键词:太赫兹;光电导;碲化铟;有限时域差分

中图分类号:TN365 **文献标识码:**A **DOI:**10.3969/j.issn.1001-5078.2013.04.019

Theoretical study of terahertz radiation through InSb photoconduction

PAN Wu, HUANG Shu-lin, LI Guo-xin, LI Ting-ting, TIAN Hai-yan

(College of Optoelectronic Engineering, Chongqing University of Posts and Telecommunications, Chongqing 400065, China)

Abstract: The photoconductive terahertz (THz) radiation theory is analysed, and the radiative process of photoconduction is deduced based on InSb. The parameters of near and far radiation field can be obtained. The approach of Finite Difference Time Domain (FDTD) is used in the analysis to the airspace spread of THz waves, and the Terahertz spreading 3D effect graphs are obtained. The analysis results match the experiment data well which validate the correctness of the research.

Key words: terahertz; photoconduction; InSb; finite difference time domain

1 引 言

太赫兹波段位于微波段与红外波段之间,处于经典理论向微观量子理论的过渡区^[1-2]。太赫兹辐射源是太赫兹系统的关键组成部分,高功率光电导天线作为太赫兹电磁波的产生方法之一,是目前太赫兹领域的重点研究内容。利用光电导效应产生太赫兹波的理论分析一直是人们研究的热点,要考虑光生载流子的输运特性以及各种散射过程对迁移率、电导率的影响。

传统的光电导材料都是采用 GaAs, InP, ZnTe 等化合物半导体。相比于传统材料, InSb 的优势在于其载流子浓度大、迁移率高。本文通过对 InSb 材料光电导辐射太赫兹波过程的理论分析,得到其光生载流子浓度、光电导表面电流以及近远场辐射等参数,为利用 InSb 材料光电导获取太赫兹波提供理论基础。

2 光电导辐射太赫兹波原理

常见的光电导天线有偶极子天线、缝隙天线、共振天线以及对数周期天线等,不论哪种光电导天线,其产生太赫兹波的物理机制基本相同^[3]。

图 1 为典型的光电导天线辐射太赫兹波示意图。泵浦光为超快飞秒激光,飞秒激光光子能量应大于半导体的禁带宽度。 V 是偏置电压,电极一般为铜、锗、锂合金电极,与 InSb 形成欧姆接触,电极之间空隙一般为几毫米。当激光照射在天线表面时,半导体表面产生光生载流子。载流子在偏置电场的加速下形成瞬态电流,这种瞬态变化的电流向光电导体外辐射出太赫兹频率的电磁波。

基金项目:重庆市自然科学基金项目(No. CSTC2010BB2414)资助。

作者简介:潘 武(1966-),男,博士,教授,主要研究方向为光电子技术及系统,光通信器件及系统等。E-mail: panwu@cqupt.edu.cn

收稿日期:2012-09-06

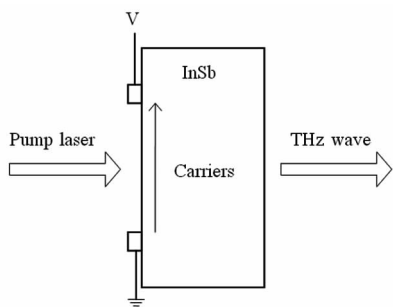


图1 光电导天线辐射太赫兹波示意图

Fig.1 THz radiation schematic diagram of photoconductive antenna

3 InSb 光电导辐射场分析

3.1 InSb 光电导性质

飞秒激光入射在半导体表面产生光生载流子,载流子浓度会在很短时间内迅速下降。载流子的衰减机制很多,对于 InSb 这类窄带隙的半导体,拥有很高的载流子浓度,从而伴随着强烈的俄歇弛豫现象。这种无辐射弛豫机制,电子和空穴重组导致能量传递给第三个载流子^[4-5]。

InSb 载流子浓度可由公式 $n(t) = 1/[C_2 t + 1/n(0)]$ 表示,其中 C_2 为俄歇系数^[6], $n(0)$ 表示初始载流子浓度,将常数 C_2 代入得 InSb 载流子浓度:

$$n_{\text{InSb}}(t) = \frac{1}{7.5 \times 10^{-9} t + 1/n(0)} \quad (1)$$

当光垂直入射到 InSb 表面时,表面会产生较强烈的反射,所以一般都倾斜一定角度入射。假设入射角为 45° , 反射系数 $r_\omega(t)$ 可通过菲涅尔准则表示:

$$r_\omega(t) = \frac{\varepsilon_\omega \cos \pi/4 - \sqrt{\varepsilon_\omega - \sin^2 \pi/4}}{\varepsilon_\omega \cos \pi/4 + \sqrt{\varepsilon_\omega - \sin^2 \pi/4}} \quad (2)$$

式中, ε_ω 表示半导体经过泵浦光激发后的介电常数^[6], 则反射率可以表示为:

$$R(t) = R_0 [r_\omega(t) r_\omega^*(t)] / [r_\omega(\infty) r_\omega^*(\infty)] \quad (3)$$

式中, R_0 为半导体泵浦前的固有反射率。

光生载流子在偏置电场作用下沿固定方向运动形成瞬态电流,载流子迁移率大小是影响光电导辐射的关键因素^[7]。InSb 由于其具有很高的载流子迁移率,近年来,被广泛用于太赫兹源的研究^[8]。InSb 载流子迁移率可以用公式(4)表示^[9]:

$$\mu(t) = \frac{q\tau_s}{m^*} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) \right] \quad (4)$$

式中, q 为电子电量; τ_s 为载流子弛豫时间; m^* 为电子有效质量。

很高的电子迁移率使 InSb 具备制成高电导率

光电导材料的潜质。近年来,有研究表明,使用 1550 nm 飞秒激光泵浦 InSb 时产生的辐射场比传统的 800 nm 飞秒激光泵浦时更强^[10]。InSb 表面电导率可由光电导天线表面电导率模型^[9]求得:

$$\sigma_s(t) = \frac{q(1-R)}{h\gamma} \int_{-\infty}^t \mu(t-t') I_{\text{opt}}(t') \cdot \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau_c}\right) dt' \quad (5)$$

$$I_{\text{opt}}(t) = \frac{F}{2\sqrt{\pi}\Delta t} \exp\left(-\frac{t^2}{\Delta t}\right) \quad (6)$$

式(5)中, R 为反射率; $h\gamma$ 为泵浦光子能量; $I_{\text{opt}}(t)$ 为泵浦光类型; τ_c 为载流子寿命。文中泵浦采用高斯型脉冲,如式(6)所示,其中 F 表示饱和能量密度。由式(5)、式(6)可得图2 InSb 表面电导率曲线,可以看出理论上使用 1550 nm 飞秒激光泵浦比使用 800 nm 飞秒激光泵浦,电导率强一倍左右。

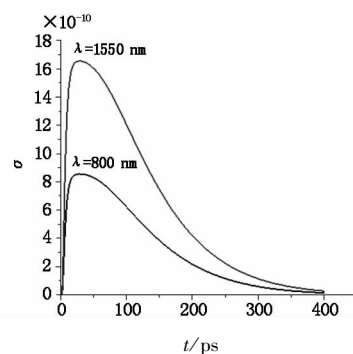


图2 使用 800 nm 和 1550 nm 激光泵浦时 InSb 表面电导率曲线

Fig.2 the surface conductivity curves of InSb for 800 nm and 1550 nm pump lasers

光电导产生太赫兹波的机理可以用电流脉冲模型解释^[11]。表面电流 $j_s(t)$ 可由公式(7)推导得出, ε_r 表示 InSb 相对介电常数, $\eta_0 = 1/\varepsilon_0 C = 376.7$, E_b 为外加偏置电压。

$$j_s(t) = \frac{(1 + \sqrt{\varepsilon_r}) \sigma_s(t)}{\eta_0 \sigma_s(t) + (1 + \sqrt{\varepsilon_r})} E_b \quad (7)$$

3.2 InSb 光电导太赫兹功率谱

式(8)为表面电流与表面辐射场的关系,将式(7)代入式(8)可得 InSb 表面辐射场的表达式:

$$E_{\text{near}}(t) = [-\eta_0 / (1 + \sqrt{\varepsilon_r})] j_s(t) \quad (8)$$

通过对近场 $E_{\text{near}}(t)$ 进行频域变换可得其功率谱函数。图3为 InSb 功率谱函数仿真图,插图表示近场太赫兹波时域波形。仿真所用的泵浦光波长为 1550 nm,载流子参数为 $\tau_c = 20$ ps, $\tau_s = 10$ ps。

通过理论仿真可知, $E_{\text{near}}(t)$ 在 $t = 20$ ps 附近强度最大,太赫兹波功率在 $f = 0.2$ THz 附近时,达到峰值,约为 4 μW 。仿真结果与文献[8]、[9]实验结

果能够较好吻合。

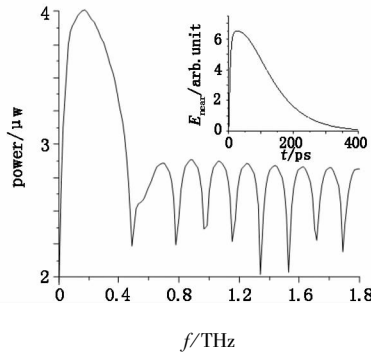


图3 使用1550 nm激光泵浦时InSb功率谱曲线

Fig. 3 the power spectral curve of InSb for 1550 nm pump laser

4 太赫兹波空域传播仿真

本文采用时域有限差分方法(FDTD)^[12],分析InSb光电导产生的太赫兹波的空域传播过程。FDTD求解电磁场依据麦克斯韦旋度方程,利用二阶精度的中心差分近似把旋度方程中的微分算符转换成差分形式,这样达到在一定体积内和一段时间上对连续电磁场的数据压缩采样。通过设置时间步长,对模拟区域各网格点的电场和磁场交替计算,在执行若干时间步数后可获得时域数值结果^[13]。本文选择直角立方体网格,进行等间隔离散,网格划分如公式(9)所示:

$$\begin{aligned}\Delta x &= \Delta y = \Delta z = \lambda_{\text{THz}}/10 \\ \Delta t &= \Delta x/2c\end{aligned}\quad (9)$$

运用Matlab软件编写FDTD程序,由式(8)给定初始空间 E 值,根据麦克斯韦旋度方程求解出 $\Delta t/2$ 时刻后的 H 值,以此循环求解,直到完成所设定的时间和空间步数。式(10)为时间间隔为 Δt 时三维电磁场迭代计算公式^[12]:

$$\begin{aligned}E_x|_{i,j,k}^{n+1} &= E_x|_{i,j,k}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j,k}} \left(\frac{H_z|_{i,j+1/2,k}^{n+1/2} - H_z|_{i,j-1/2,k}^{n+1/2}}{\Delta y} - \frac{H_z|_{i,j,k+1/2}^{n+1/2} - H_z|_{i,j,k-1/2}^{n+1/2}}{\Delta z} \right) \\ H_x|_{i,j,k}^{n+1} &= H_x|_{i,j,k}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_{i,j,k}} \left(\frac{E_y|_{i,j,k+1/2}^n - E_y|_{i,j,k-1/2}^n}{\Delta z} - \frac{E_z|_{i,j+1/2,k}^n - E_z|_{i,j-1/2,k}^n}{\Delta y} \right)\end{aligned}\quad (10)$$

程序边界条件采用完全匹配层(PML)模型。PML吸收边界条件由特殊的各向异性材料组成,入射波进入PML层后迅速衰减^[14]。

为了满足解的稳定性和收敛性,设置的网格边长和时间步长都应满足一定的条件。图4为将PML边界条件与FDTD网格相结合的仿真原理图。

FDTD仿真区域为自由空间,它被PML媒质包围,PML又被理想导电壁(PEC)包围。电磁波经过PML层到达PEC边界处被反射回来,电磁波在PML层中经过两次衰减而被吸收。PML层厚度越大吸收效果越好,但运算量增大。实际计算中,PML层的厚度是有限的,通常选择厚度为10个网格的PML吸收边界条件。

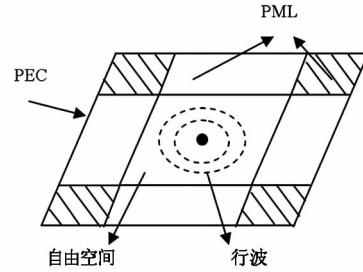


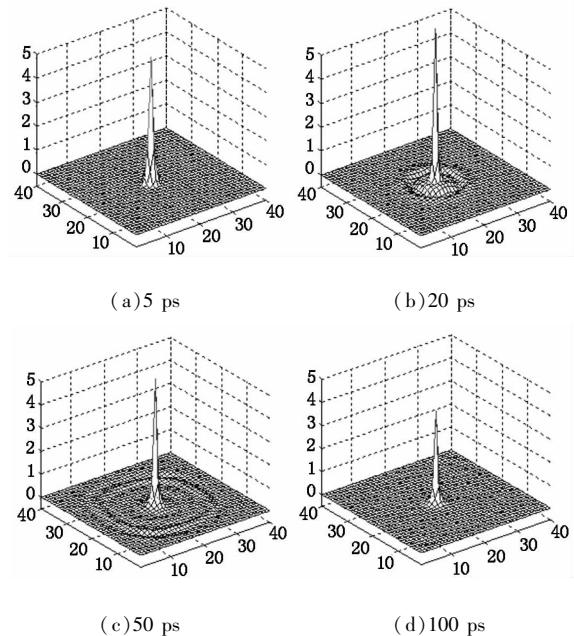
图4 PML边界条件与FDTD网格结合的仿真原理图

Fig. 4 the simulation schematic diagram in combination of the PML boundary conditions with FDTD grids

边界满足式(11)的匹配条件,表明媒介的波阻抗和自由空间波阻抗相等。当波入射到媒质和空气分界面时,不存在反射。式(11)中, ε_0 为媒质的介电常数, μ_0 为磁导率, σ 为电导率, ρ 为磁阻率。

$$\frac{\sigma}{\varepsilon_0} = \frac{\rho}{\mu_0} \quad (11)$$

图5为通过FDTD方法仿真得出的太赫兹波空域传播三维动态效果图。模型仿真0~300 ps内的空域传播波形。从空域传播波形可以看出,在 $t = 20$ ps时太赫兹辐射场达到峰值,并迅速向远处传播,在 $t = 300$ ps以后振幅趋近于0,仿真结果与 $E_{\text{near}}(t)$ 理论分析结果相互吻合。



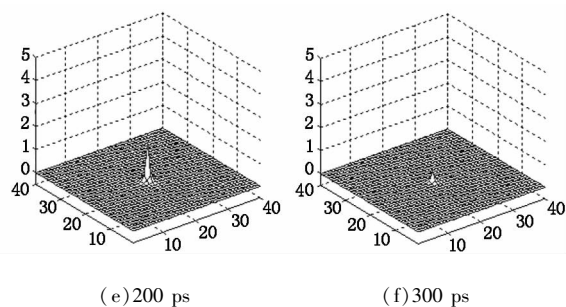


图 5 传播时间依次为 5 ps, 20 ps, 50 ps, 100 ps, 200 ps, 300 ps 时刻的太赫兹波空域传播波形

Fig. 5 the propagation waveforms of THz wave at 5 ps, 20 ps, 50 ps, 100 ps, 200 ps and 300 ps

5 结 论

本文对 InSb 光电导辐射太赫兹波的原理进行了理论分析。由于 InSb 载流子浓度大、迁移率高, 考虑俄歇弛豫效应对载流子特性的主要影响, 理论分析得到太赫兹辐射场的仿真曲线。采用 1550 nm 泵浦光和弛豫时间为 10 ps、寿命为 20 ps 的光载流子, 仿真得到中心频率 0.2 THz、峰值功率 4 μ W 的 InSb 光电导模型。采用 FDTD 方法研究太赫兹波的空域传播过程, 得到不同时刻太赫兹波空域传播波形。可以看出, 在 20 ps 时太赫兹辐射场达到最强。通过对 InSb 光电导效应的理论分析, 理论结果与文献实验数据较好吻合, 为实际 InSb 光电导太赫兹源的设计奠定了理论基础。

参考文献:

- [1] Jia Gang, Wang Li, Zhang Xicheng. Terahertz wave science and technology [J]. Science Foundation in China, 2002, 2(4): 200 - 204. (in Chinese)
贾刚, 汪力, 张希成. 太赫兹波科学与技术[J]. 中国科学基金, 2002, 2(4): 200 - 204.
- [2] Zhang Chengguo, Yao Jianquan, Zhong Kai, et al. Terahertz sources based on difference frequency generation in quasi-phase-matched GaAs [J]. Laser & Infrared, 2011, 41(10): 1154 - 1159. (in Chinese)
张成国, 姚建铨, 钟凯, 等. 周期极化 GaAs 晶体中差频产生太赫兹辐射的研究[J]. 激光与红外, 2011, 41(10): 1154 - 1159.
- [3] Jia Wanli. Experimental and theoretical analysis of THz generated by GaAs photoconductive switches [D]. Xi'an: Xi'an Ligong University, 2007. (in Chinese)
贾婉丽. GaAs 光电导开关产生太赫兹电磁波的实验及理论分析 [D]. 西安: 西安理工大学, 2007.
- [4] Marchetti S, Martinelli M, Simili R. The InSb uger recombination coefficient derived from the IR-FIR dynamical plasma reflectivity [J]. Journal of Physics, 2001, 68 (13): 7363 - 7369.
- [5] Chazapis V, Blom H A, Vodopyanov K L, et al. Midinfrared picoseconds spectroscopy studies of auger recombination in InSb [J]. Physical Review, 1995, 52 (4): 2516 - 2521.
- [6] Zudov M A, Mitchell A P, Chin A H, et al. Terahertz magneto-spectroscopy of transient plasmas in semiconductors [J]. Journal of Applied Physics, 2008, 94 (5): 3271 - 3277.
- [7] Schoche S, Junxia S, Boosalis A, et al. Terahertz optical-hall effect characterization of two-dimensional electron gas properties in AlGaIn/GaN high electron mobility transistor structures [J]. Applied Physics Letters, 2011, 98 (9): 1 - 3.
- [8] Bicunas A, Malevich Y V, Krotkus. Excitation wavelength dependences of terahertz emission from surfaces of InSb and InAs [J]. Electronics Letters, 2011, 47(21): 9 - 10.
- [9] Zhang Tongyi, Cao Juncheng. Study of the surface and far fields of terahertz radiation generated by large-aperture photoconductive antennas [J]. Chinese Physics, 2004, 13 (10): 1742 - 1747.
- [10] Nakajima H. Enhancement of terahertz emission from InSb using a lens coupler and magnetic field [C] // Proc. Quantum Electronics Conference and Lasers and Electro-Optics, Fukui, Japan, Sept, 2011, Fukui: [s. n.], 2011: 1274 - 1275.
- [11] Darrow J T, Zhang Xicheng, Auston D H, et al. Saturation properties of large-aperture photoconducting antennas [J]. Quantum Electron, 1992, 29(28): 1607 - 1616.
- [12] Chung Y S, Cheon C, Son J H, et al. FDTD analysis of propagation characteristics of Tera-Hertz electromagnetic pulses [J]. IEEE Transations on Magnetics, 2000, 36(4): 951 - 955.
- [13] Wang Binzhong. Computational electro-magnetics [M]. Beijing: Science Press, 2002. (in Chinese)
王秉中. 计算电磁学 [M]. 北京: 科学出版社, 2002.
- [14] Xiao Jian, Gao Aihua. Terahertz generation with photoconductive antenna [J]. Journal of Applied Optics, 2010, 31 (3): 395 - 399. (in Chinese)
肖健, 高爱华. 光电导天线产生太赫兹波的研究 [J]. 应用光学, 2010, 31(3): 395 - 399.