

太赫兹波及其常用源

杨鹏飞,姚建铨,邴丕彬,邸志刚
(天津大学激光与光电子研究所,天津 300072)

摘要:介绍了太赫兹波的特性及其应用,从宽带、窄带两个方面归类,详细介绍了现阶段常用的几种太赫兹源,并列出了相关重要参数的计算。随着源技术的不断进步,太赫兹电磁波也将象光学和微波波段的电磁波一样,给人类社会的许多方面带来深远的影响。

关键词:太赫兹;源;差频;整流;半导体表面辐射

中图分类号: O441 **文献标识码:** A

Source and characteristics of THz wave

YANG Peng-fei, YAO Jian-quan, BIN Pi-bin, DI Zhi-gang

(The Institute of Laser & Optoelectronics, The College of Precision Instruments and Opto-Electronic Engineering,
Tianjin University, Tianjin 300072, China)

Abstract: Terahertz (THz) wave is also known as T-ray. It's wavelength ranging from 30 μm to 3000 μm , between microwave and infrared. This article describes the characteristics and applications of terahertz waves. Some common sources are also described in detail. Calculating Equations for the key parameters are given. The atmosphere attention is analyzed, which is the main factor that limits the application of THz. As the technology develops, THz wave will benefit people a lot, just like optical and microwave.

Key words: THz; source; DFG; optical rectification; surface radiation

1 引言

太赫兹波(THz波)或称为太赫兹射线(THz射线)是从20世纪80年代中后期,才被正式命名的,在此以前科学家们将统称为远红外射线。太赫兹波是指频率在0.1~10 THz范围的电磁波,波长大概在0.03~3 mm范围,介于微波与红外之间。实际上,早在一百年前,就有科学工作者涉及过这一波段。在1896年和1897年,Rubens和Nichols就涉及到这一波段,红外光谱到达9 μm (0.009 mm)和20 μm (0.02 mm),之后又有到达50 μm 的记载。之后的近百年时间,远红外技术取得了许多成果,并且已经产业化。但是涉及太赫兹波段的研究结果和数据非常少,主要是受到有效太赫兹产生源和灵敏探测器的限制,因此这一波段也被称为太赫兹间隙。随着20世纪80年代一系列新技术、新材料的发展,

特别是超快技术的发展,太赫兹技术得以迅速发展,并在实际范围内掀起一股太赫兹研究热潮。

2 太赫兹辐射的主要特征

太赫兹位于亚毫米波与远红外线之间,同时具有微波辐射与光波辐射的特性,与其他波段的电磁波相比,太赫兹电磁波具有如下特点:

(1)波长处于微波及红外光之间,因此在应用方面相对于其他波段的电磁波,如微波和C射线等,具有非常强的互补特征。

(2)具有很高的时间和空间相干性。太赫兹辐射是由相干电流驱动的偶极子振荡产生、或是由相

基金项目:“973”计划项目(No. 2007CB310403)资助。

作者简介:杨鹏飞(1981-),男,在读博士,主要从事太赫兹及光电器件方面的研究。E-mail: pengfei_yang@tom.com

收稿日期:2010-11-01;修订日期:2010-12-01

干的激光脉冲通过非线性光学差频产生的,具有很高的时间和空间相干性。现有的太赫兹检测技术可以直接测量振荡电磁场的振幅和位相。这一特点在研究材料的瞬态相干动力学问题时具有极大的优势。

(3)光子能量低。频率为1 THz的电磁波的光子能量只有大约 10^{-3} eV,约为X射线光子能量的1/106,不会对生物组织产生有害的电离,适合于对生物组织进行活体检查。

(4)穿透能力强。太赫兹可以在低损的情况下穿透墙壁、陶瓷、碳板、布料、塑料等物,这一特性制作的成像及探测感应系统,在国防安全中将发挥重要作用。

(5)通信传输容量大,域频谱信噪比高,太赫兹波的频段在 $10^8 \sim 10^{13}$ Hz之间,比微波通信高出1~4个数量级,可提供高达10 GB/s的无线传输速率,比当前的超宽带技术快几百甚至上千倍^[1-3];太赫兹时域光谱(THz-TDS)的信噪比可以达到 10^4 ,而传统的傅里叶变换红外光谱(FTIR)的信噪比只有300左右,为下一代物联网通信的理想波段选择^[4]。

(6)有机DNA特性。许多有机分子的吸收谱线及色散特性都处在这一区域,这是由于分子旋转和震动的跃迁造成的。这是一类特殊的标定性谱线,各物质的太赫兹光谱(包括发射、反射和透射)包含其丰富的物理和化学信息,并使得太赫兹波有类似指纹一样唯一性的特点^[5-8]。

(7)高分辨率。与微波相比太赫兹波束更窄,方向性好,能够实现比微波和毫米波更高的分辨率、精确的定位和成像,在对军事目标进行侦察、识别及精确制导方面具有重大意义。

3 宽带太赫兹源

3.1 半导体表面辐射太赫兹

对于大多数半导体,裸露面由于存在表面态的作用,在裸露的表面能级会发生弯曲,称为表面能级弯曲,由此会在半导体/空气界面会产生一个耗尽区以及一个较强的内建电场 E_b ,垂直于半导体/空气界面。当用一个光子能量大于半导体禁宽度的超短光脉冲照射半导体的表面,注入的光生载流子在表面会被复合,并被内建电场加速,形成一个超短瞬时电流,并向自由空间辐射的电磁波,频谱范围落在了太赫兹范围,原理图如图1所示。

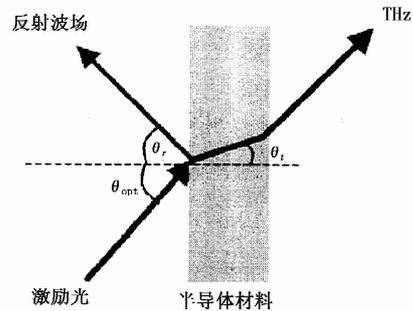


图1 半导体表面态产生太赫兹波

激发出的太赫兹场可表示为:

$$E_{\text{THz}}(t) = Z_s J_s(t) \sin\theta_r / (\cos\theta_r + n \cos\theta_t) = e Z_s$$

$$[\sin\theta_r / \cos\theta_r + n_s \cos\theta_t] \int_0^\infty n(x, t) \nu(E_b(x, t)) dx \quad (1)$$

式中, Z_s 为半导体材料的特性阻抗; n_s 为折射率; $n(x, t)$ 为光生载流子浓度; ν 为光生载流子的漂移速率。从上式可以看出,出射的太赫兹波可以通过辐射激发光脉冲入射角的改变而进行调整。半导体表面场产生的太赫兹波其转化效率较高,不需要构造天线,不需要外加偏置电场,室温下可以产生出最高3.5 nW的太赫兹波,且不会引起辐射损伤^[9]。表面场辐射的太赫兹波还可以用来探测半导体表面,对研究半导体表面载流子的超快动力学运输现象很有价值。

3.2 光电导效应太赫兹辐射源

超快光电导器件在过去的十几年主要用以产生周期在几百飞秒的超短电磁脉冲。现在,由于其频谱刚好落在太赫兹范围内,超快光电导器件被同时用来产生与探测太赫兹波,这种方法也是现阶段产生太赫兹波的常用方法之一。在利用光电导天线产生太赫兹脉冲时,先在两电极之间施加偏置电压,由于基片的半绝缘性质,在两个电极之间形成了一个电容器结构,并存储了静电势。如果,这时有光子能量高于半导体能隙的光脉冲辐照在电极的间隙中,将会在该区域半导体表面产生瞬生的自由载流子。这些载流子会在偏置电场中加速运动,并将储存的静电势能以电磁脉冲的形式释放出来^[10-11]。在半导体基片的选材上,要求材料具有半绝缘的特性,其在电子领域的性质与应用在文献[12]中有详细论述。目前为止,使用最多的是低温生长的砷化镓(LT-GaAs)。

光电导元件在整个过程中充当了瞬变电流源的角色,通过天线向自由空间辐射出超短波电磁波。探测器部分具有和发射器相同的结构,但是没有施加偏置电压。通过光电导产生太赫兹波的装置结构

简图如图 2 所示。

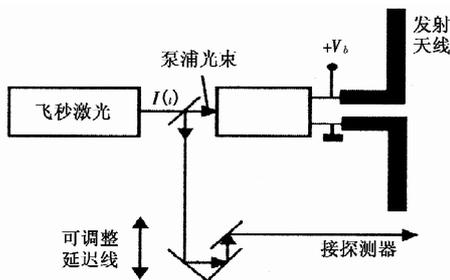


图 2 光电导发射器结构简图

光电导天线中载流子的平均寿命可以近似为载流子捕获时间,因为带隙中心对光生载流子的捕获时间远远的小于电子和空穴的复合时间^[13]。这时载流子浓度随时间的变化可以表示为:

$$dn/dt = -n/\tau_t + G(t) \quad (2)$$

式中, n 为载流子浓度; $G(t) = n_0 \exp(t/\Delta t)^2$ 为与照射激光有关的产生率; n_0 为没有辐照时的载流子浓度。对于 LT-GaAs, 通过调整加工过程中的退火温度影响材料中砷杂的浓度, 可将载流子寿命控制在 0.1 ~ 5 ps 之中的一个设定值上^[12]。产生的载流子在偏执加速电场的作用下, 做加速运动:

$$dv_{e,h}/dt = -v_{e,h}/\tau_{rel} + (q_{e,h}E)/m_{eff,e,h} \quad (3)$$

式中, $v_{e,h}$ 为载流子的平均速度; $q_{e,h}$ 为电子与空穴的电量; τ_{rel} 为动量弛豫时间; E 为局部电压, 由于空间电荷的屏蔽作用, E 比偏置电压 E_b 小很多, 且:

$$E = E_b - P/3\epsilon_r \quad (4)$$

式中, ϵ_r 为介电常数; P 为极化系数, 有:

$$dP/dt = -P/\tau_{rec} + J \quad (5)$$

式中, τ_{rec} 为电子空穴的复合时间; $J = env_h + (-e)nv_e$ 为电流密度。远场辐射表示为:

$$E_{THz} \propto \partial J \propto ev\partial n/\partial t + en\partial v/\partial t \quad (6)$$

$v = v_e - v_h$ 。由公式(6)可以看出, 产生的瞬变电场 E_{THz} 有两个部分组成: 前一部分描述的是载流子的密度效应, 而第二部分描述的是由外加偏置电压所引起的电荷加速过程。根据公式(2) ~ (6) 进行的详细的仿真见参考文献[13]。

由以上讨论总结如下:

(1) E_{THz} 与载流子的有效质量成反比。在 LT-GaAs 中, 由于空穴的有效质量约为电子有效质量的 5 倍, 所以, 空穴对太赫兹波产生的影响远不如电子的影响大。

(2) 产生的太赫兹波主要受影响于载流子浓度的变化 $v\partial n/\partial t$ 。

(3) 当泵浦激光的脉宽变宽时, 产生的太赫兹

波的脉宽也同时变大。

除了 LT-GaAs, 还有很多半导体材料可供选择, 选择时必须考虑以下因素: ①载流子寿命短; ②载流子迁移率高; ③材料的暗态电阻率大。

同时, 光电导偶极发射天线的偏置电压对辐射的太赫兹也存在明显的影响, 偏压越大, 发射的太赫兹波也越强烈。从激光入射到产生太赫兹的时间延迟通常小于 1 ps, 具体的时间延迟与所用的半导体光生载流子寿命有很大关系。由此方法产生的太赫兹波功率较大, 但频率较低。

3.3 光整流产生太赫兹

光整流效应是一种非线性效应, 是电光效应的逆过程, 两个光束在非线性介质 (LiNbO₃, LaTiO₃, 闪锌矿半导体, 有机晶体) 传播时会发生混合, 从而产生和频振荡和差频振荡现象。在出射光中, 除了和入射光相同的频率的光波外还有新的频率 (例如和频) 的光波。而且当一束高强度的单色激光在非线性介质中传播时, 它会在介质内部通过差频振荡效应激发一个恒定 (不随时间变化) 的电极化场。恒定的电极化场不辐射电磁波, 但在介质内部建立一个直流电场。根据傅里叶变换理论, 一个脉冲光束可以分解成一系列单色光束的叠加, 其频率决定于该脉冲的中心频率和脉冲宽度。在非线性介质中, 这些单色分量不再独立传播, 它们之间将发生混合。和频振荡效应产生频率接近于二次谐波的光波, 而差频振荡效应则产生一个低频电极化场, 这种低频电极化场可以辐射直到太赫兹的低频电磁波^[14]。

光整流效应利用了非线性介质 (电光晶体) 的二次非线性电极化效应, 不需要外加直流偏置电场, 所以辐射器的形式较为单一, 可以用整块电光晶体作为辐射器。当激光脉冲 (脉冲宽度在亚皮秒量级) 和非线性介质 (如 ZnTe) 相互作用而产生低频电极化场, 此电极化场辐射出太赫兹电磁波。其实验结构图如图 3 所示。

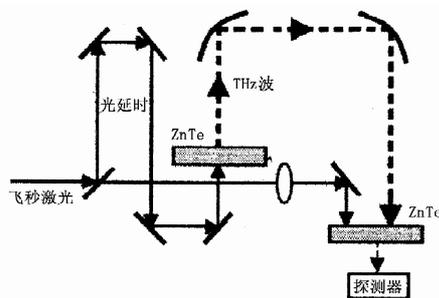


图 3 光整流产生太赫兹波

辐射出的电磁波可表示为:

$$E(t) \propto \frac{\partial^2 P(0, t)}{\partial t^2} = \chi^{(2)} \frac{\partial^2 I(t)}{\partial t^2} \quad (7)$$

式中, P 表示电极化强度; $\chi^{(2)}$ 表示二阶非线性极化率。

需要满足相位匹配条件为:

$$\Delta k = k(\omega_{\text{opt}} + \omega_{\text{THz}}) - k(\omega_{\text{THz}}) = 0 \quad (8)$$

不计色散, 相干长度为:

$$l_c = \pi c / (\omega_{\text{THz}} |n_{\text{opt}} - n_{\text{THz}}|) \quad (9)$$

式中, n_{opt} 和 n_{THz} 分别为光波在作用介质中的折射率。精确的相位匹配可以使非线性材料内光波与太赫兹脉冲的相互作用达到最大最优, 提高太赫兹的转换效率。

4 窄带太赫兹辐射源

窄频带太赫兹发射源在高分辨率光谱, 卫星通信等领域有很大的应用潜力。目前的研究主要集中在两个方面: ①电学方向, 就是将电子学的方向向高频延伸, 这类方法的特点是效率高, 可以产生大功率甚至超大功率的太赫兹波, 但是频率较低(1 THz 以下); ②光学方向, 即将光学特别是激光技术向低频延伸, 这类方法可以产生相干性较好的太赫兹波, 但是输出功率较小, 适合产生 1THz 以上频率的太赫兹波。

4.1 差频产生太赫兹辐射

光学差频过程是三波相互作用的参量过程。频率分别为 ω_1 和 ω_2 的泵浦光在非线性晶体内相互作用, 产生的参量光的频率是这两束泵浦光频率之差 $\omega_1 - \omega_2$ 。如果一束泵浦光的频率固定, 而另外一束泵浦光的频率可调谐, 就可以产生可调谐的红外辐射。图 4 是光学差频产生过程中三波相互作用框图和能级图。从图 4 可以看出, 每消耗一个 ω_1 光子产生一个 ω_3 光子, 必然同时产生一个 ω_2 光子, 这三个频率必须满足能量守恒关系 $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ 。在差频过程中, 频率较高 ω_1 光被消耗, 频率较低的 ω_2 光将会被放大。

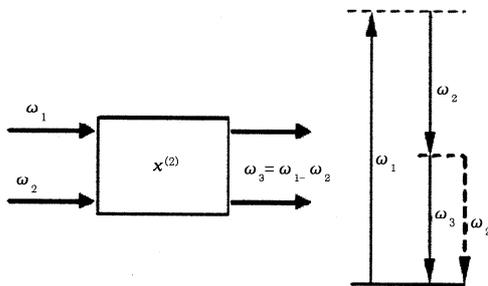


图4 光学差频中三波作用及能级结构图

从 Maxwell 方程推导出差频产生太赫兹辐射的耦合波方程:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 E_3(z, t)}{\partial z^2} + \frac{1}{c^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dt' \varepsilon(t-t') \frac{\partial^2 E_3(z, t')}{\partial t'^2} \\ & = -\mu_0 \frac{\alpha^2 P_3^{(2)}(z, t)}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (10)$$

式中, $E_3(z, t)$ 和 $P_3^{(2)}$ 分别是差频场的电场和二阶非线性极化率。作傅里叶变换得:

$$\frac{d^2 E_3(z, \Omega)}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\Omega) E_3(z, \Omega) = -\frac{\omega^2}{c^2} P_3^{(2)}(z, \Omega) \quad (11)$$

式中, $P_3^{(2)}(z, \Omega)$ 是差频场的二阶非线性极化率。

考虑差频场的吸收, 方程(11)在慢变近似情况下简化为:

$$\begin{aligned} & \frac{dE_3(z, \Omega)}{dz} + \frac{\alpha_3}{2} E_3(z, \Omega) \\ & = 2i \frac{\Omega}{cn_3} d_{\text{eff}} E_1(z, \omega_1) E_2^*(z, \omega_2) e^{i/kz} \end{aligned} \quad (12)$$

式中, α_3 是差频场在非线性晶体中的吸收系数; d_{eff} 为有效倍频系数; $E_1(z, \omega_1)$ 和 $E_2(z, \omega_2)$ 是泵浦光场的振幅。求解式(12)的边值问题, 并考虑到泵浦场和差频场分别在非线性晶体前后表面的 Fresnel 损失, 差频产生的太赫兹辐射的辐射功率密度为:

$$\begin{aligned} I_3(\Omega) &= \frac{8\Omega^2 d_{\text{eff}}^2 L^2}{n_1 n_2} I_1(\omega_1) I_2(\omega_2) T_1(\omega_1) T_2(\omega_2) \cdot \\ & \frac{(1 - e^{-\frac{\alpha_3 L}{2}})^2 + 4e^{-\frac{\alpha_3 L}{2}} \sin^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta \alpha L}{2}\right)^2 + (\Delta k L)^2} \end{aligned} \quad (13)$$

式中, $I_i(\omega_i)$ 是泵浦场的光强; L 为非线性晶体的厚度; T_i 是 Fresnel 透射系数。

4.2 倍增电路太赫兹辐射源

纯电子器件设备中, 在 1 THz 以下的带宽范围内, 共振隧穿二极管能在约 700 GHz 振荡, 其他微波毫米波有源器件, 如耿氏振荡器或雪崩二极管, 其最高振荡频率在 400 ~ 500 GHz^[15] 理论表明, 一个单极隧穿渡越时间二极管也是可以在太赫兹范围内产生振荡^[16]。

除了以上所说的单振荡器件, 利用倍增电路也可以产生太赫兹量级的震荡电流, 并通过天线向自由空间辐射太赫兹波。倍增电路的具体设计请参阅文献[17]。倍增电路的输出频率可调, 其输入与输出频率的关系为 $f_{\text{out}} = m f_{\text{in}}$, m 为频率放大倍数。通常情况下, 电路制作在半导体基片上, 为降低半导体

基片对产生的太赫兹波的吸收,设计了半导体薄膜基片结构,将电路元件应用微机电技术制作在厚度为 $1 \sim 3 \mu\text{m}$ 的半导体薄膜上^[18],结构如图 5 所示。图 6 为比薄膜型吸收更小的改进结构,将半导体基片彻底移除,彻底排除半导体基片对产生的太赫兹的吸收,使输出的太赫兹功率进一步提高。

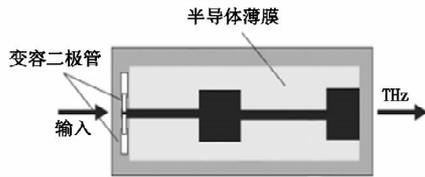


图 5 薄膜倍放大电路发射器结构简图

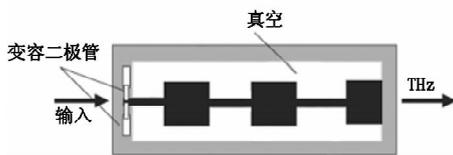


图 6 无基倍放大电路发射器结构简图

4.3 太赫兹自由电子激光器

基于自由电子激光技术(FEL)的太赫兹源属于将电子学与光子学技术相结合的方法,更具体一点,是将粒子加速器技术与激光技术相结合的产物,是一种较为理想的源。FEL 是目前可以获得太赫兹最高输出功率的辐射源,可产生平均功率数百瓦、峰值功率几千瓦的太赫兹辐射,辐射功率比通常使用的光电导天线高出六个数量级以上^[19],此外 FEL 还具有波长在大范围内连续可调、波束质量好、光脉冲时间结构精细而且可调等突出优点。

在自由空间中,自由电子激光各次谐波的波长由下式给出:

$$\lambda_s = \frac{\lambda_u}{2n\gamma^2} (1 + a_w^2) \quad (14)$$

由此可见,通过调整电子束能量,摇摆器的周期和场强及谐波的阶数可以调谐波长。

在波导管中,自由电子激光波长由下面公式给出:

$$\lambda_s = \frac{\lambda_i^2}{\beta_{//}^{(0)}} \left[1 \pm \beta_{//}^{(0)} \left(1 - \frac{\lambda_u^2 a_w^2}{\beta_{//}^{(0)2} \gamma^2 \lambda_i^2} \right) \right] \quad (15)$$

式中, λ_i 是截断波长,对于矩形波导的 TE_{01} 模, $\lambda_i = 2b$, b 是矩形波导管两个横向尺寸中较小的一个。所以除了利用电子束能量、摇摆场周期,还可用波导管横向尺寸来调谐波长。

4.4 太赫兹量子级联激光器

量子级联激光器属于单极型器件,它依靠单个类型的载流子(电子或空穴)在同一种能带中不同

子带之间的跃迁来实现光辐射的。因此,它属于半导体子带间器件。通过 MBE, MOCVD 等技术可以生长不同材料体系的半导体多量子阱或超晶格结构。由于这些结构中每层的材料厚度只有几个到几十个纳米,所以这些几何尺寸的限制带来了非常强的量子效应。比如,导带和价带由连续态分裂成许多的离散化的子带。载流子能谱的变化改变了它们的电学以及光学性质。这些效应是半导体子带间激光器实现的基础。载流子在子带间受激辐射的有效态密度为占函数线型,其增益谱具有很窄的线宽。另外,我们还可以通过调整量子阱以及势垒材料的组分、厚度等调节阱中载流子不同子带之间的能量间隔,从而调节载流子受激辐射的光频率。因此,半导体子带间激光器的辐射频率可以进行调节。当然,子带间半导体激光器的最高辐射频率是由势垒和势阱材料能带底之间的能量间隔来决定的,而其最低辐射频率则没有理论上的最低值。

量子级联激光器的另外一个特征是它的级联性。级联性与量子级联激光器的单极性是相互独立的。通过多个相同周期结构的级联可以有效的提高激光器的功率。理论上讲,电子从前一个周期注入进来以后可以通过受激辐射来发出一个特定频率的光子,辐射出光子以后电子经过一定的驰豫过程后可以马上注入到下一个周期中来重复上面的过程。所以,每一个电子可以辐射出 N 个光子,这里 N 为激光器的周期数。这样的级联过程可以有效的提高激光器的辐射功率。当然,由于电子在输运过程中发热等效应,激光器的周期数也不能无限制的增长下去。由于单极和级联的相对独立性,不但子带间激光器可以采用这种级联结构,双极型的带间激光器也可以通过级联来提高输出功率。

4.5 太赫兹参量源

光学参量振荡是产生太赫兹辐射的另一种机制,是基于光学参量效应的一种技术,其常用实验结构装置如图 7 所示。太赫兹参量源是利用晶格和分子本身的共振频率来实现太赫兹波的参量振荡和放大的,是一种与极化声子向光的光学参量技术。其原理为:当极化声子的频率接近于晶体的共振频率时,它会以声子的形式传播。根据能量守恒定律 $\omega_p = \omega_r + \omega_i$ 可知,每湮灭一个近红外的闲散光子 ω_p ,则会产生一个信号光子 ω_r ,即太赫兹光子,及一个近红外的闲散光子 ω_i 。在这个受激散射的过程中,满足非共线相位匹配条件。

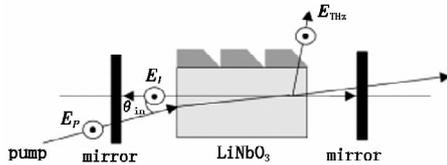


图7 太赫兹参量振荡器结构原理图

2009年,日本仙台大学的研究人员设计出了一种新型的圆形腔结 TOP 振荡器^[20],整个腔体由3片反射镜组成,通过调整底部腔镜角度,可以在0.93~2.7 THz 范围内快速调整输出光频率,其腔形结构如图8所示。

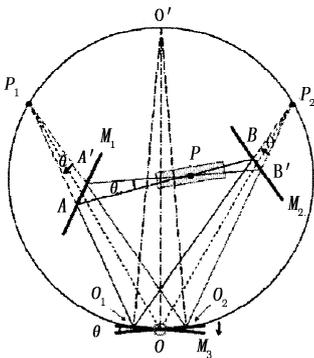


图8 环形腔结构原理图

较常规腔形参量振荡器,环形腔对输出波长的调节更加灵活,简单,同时,由于不直接改变晶体在腔内位置,使设备的稳定性,精确度都得到有效地提高。

5 赫兹技术的工程应用前景分析

对于工程应用而言,除了要考虑诸如工作温度、太赫兹波输出稳定性以及带宽等因素外,太赫兹系统能否远距离使用无疑具有决定性的影响。以太赫兹成像系统而论,如果其作用距离尚不及目前的红外成像系统,影响作用距离的主要因素是大气对流层内水蒸气对太赫兹辐射的吸收。太赫兹辐射由于水蒸气影响在空气中将经受很强的衰减,其损耗约为 100 dB/km。但是,上升到一定高度以后,水蒸气吸收对太赫兹辐射传输距离的影响可以大幅度减小。90%以上的水蒸气集中在大气的对流层,对流层的高度视纬度和季节而定,大约在 10~15 km 之间,在中纬度区平均为 10~12 km。在对流层之外,因为水蒸气含量几乎为零,在很宽的频率范围内已不存在大气衰减,故以能量为 20 时的太赫兹脉冲再配以相应的光学系统,就可以实现空空之间及空天之间的远程通信。事实上,国际通信联盟已指定 200 GHz 的频段为下一步卫星间通信之用。进一步的发展必将进入 300 GHz 以上的范围,这就是太赫

兹通信。置于大气对流层外机载或星载平台上的太赫兹雷达与微波雷达相比,可以探测更小的目标,实现更精确的定位,有望成为未来高精度雷达的发展方向之一。

6 结束语

本文简要介绍了太赫兹电磁波的一些重要特点和常用源,综述了常用太赫兹辐射源结构机理及计算。由其特有的性质,太赫兹正引起科学家们越来越大的兴趣,太赫兹技术已逐渐从一门新型学科过渡到涉及物理学、半导体、光学、材料科学、信号处理、激光技术、制冷技术、微波毫米波电子学等多种学科的应用学科,是一个典型的交叉前沿领域。目前,在欧美俄日韩等国有数十所大学开展了太赫兹研究。美国航天局等机构都对太赫兹研究给予了大规模的投入。但总体上看,多数应用还处在实验室阶段,真正的大规模工程应用还没有开始,而作用距离是决定太赫兹技术工程应用前景的关键因素之一。如果太赫兹辐射在大气对流层内传输时的衰减问题不能得到有效解决,那么太赫兹技术在地面或海上的应用可能受到严重制约。相比之下,基于机载或星载平台的太赫兹雷达或太赫兹通信,则具有诱人的应用前景。可以预见,太赫兹电磁波也将象光学和微波波段的电磁波一样,给人类社会的许多方面带来深远的影响。

参考文献:

- [1] Radoslaw Piesiewicz, Martin Jacob, Martin Koch, et al. Performance analysis of future multi-gigabit wireless communication systems at THz frequencies with highly directive antennas in realistic indoor environments [J]. IEEE Electron, 2008, 14(2): 421-430.
- [2] Radoslaw Piesiewicz, Christian Jansen, Daniel Mittleman, et al. Scattering analysis for the modeling of THz communication systems [J]. IEEE Transaction on Antennas and Propagation, 2007, 55(11): 3002-3009.
- [3] Ibraheem A Ibraheem, Norman Krumbholz, Daniel Mittleman, et al. Low-dispersive dielectric reflectors for future wireless terahertz communication systems, 2008, 18(1): 67-69.
- [4] Yao Jianquan, Chi Nan, Yang pengfe, et al. Study and outlook of terahertz communication technology [J]. Chinese Journal of Laser, 2009, 36(9): 2213-2233. (in Chinese) 姚建铨, 迟楠, 杨鹏飞, 等. 太赫兹通信技术的研究与展望 [J]. 中国激光, 2009, 36(9): 2213-2233.

- [5] L Thrane, R H Jaeobsen, P Uhd Je Psen, et al. THz reflection spectroscopy of liquid water[J]. Chem. Phys. Lett. , 1995, 240:330 – 333.
- [6] B B Hu, E A De Souza, W H Knox, et al. Identifying the distinct phases of carrier transport In semiconductors with 10 fs resolution [J]. Phys. Rev. Lett. , 1995, 74: 1689 – 1692.
- [7] D Grisehkovskx, S R Keiding, M van Exter, et al. Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors [J]. J. Opt. Soc. Am, 1990, B7:2006 – 2015.
- [8] M van Exter, D Grisehkovsky. Optical and electronic properties of doped silicon from 0.1 to 2 THz[J]. Appl. Phys. Lett. , 1990, 56:1694 – 1696.
- [9] Zekui Zhou, Tongjun Zhang, Guangxin Zhang, et al. Science and technology of terahertz wave[J]. Process Automation Instrumentation, 2006, 27(3) :1 – 1.
- [10] Jepsen P U, Jacobsen R H, Keiding S R. Generation and detection of terahertz pusers from biased semiconduction antennas[J]. J. Opl. Soc. , 1996, 13(11) :2424 – 2436.
- [11] Siegel P H. Terahertz technology[J]. IEEE Trans. Microwave Theory Technol, 2002, 50:910.
- [12] D D Nolte. Semi-insulating semiconductor heterostructures: optoelectronic properties and applications[J]. Journal of Applied Physics, 1999, 85(9) :6259 – 6289.
- [13] Z Piao, Tani, K Sakai. Carrier dynamics and terahertz radiation in photoconductive antennas[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2000, 39:96 – 100.
- [14] Shao Li, Lu Gang, Cheng Dongming. Generation and recent advances in optical rectification THz sources[J]. Laser & Infrared, 2008, 38(9) :872 – 875. (in Chinese) 邵立, 路纲, 程东明. 光整流太赫兹源及其研究进展[J]. 激光与红外, 2008, 38(9) :872 – 875.
- [15] H Eisele, A Rydberg, G I Haddad. Recent advances in the performance of InP gunn devices and GaAs TUNNETT diodes for the 100-300-GHz frequency range and above[J]. IEEE Transactions on Microwaves and Techniques, 2000, 48(4) :626 – 630.
- [16] Z S Gribnikov, N Z Vagidov, V V Mitin, et al, Ballistic and quasiballistic tunnel transit time oscillators for the terahertz range: Linear admittance [J]. Journal of Applied Physics, 2003, 93(9) :435 – 5446.
- [17] E I Kolberg, J Stake, L Dillner. Heterostructure barrier varactors at submillimetre waves [J]. Philosophical transactions of the royal society, 1996, A354:2383 – 2398.
- [18] H Hartanagel. 32 nd European Microwave Conference [C]. Milano, Italy, 2002:249 – 252.
- [19] Bradley Ferguson, Zhang Xicheng. Terahertz science and technology review [J]. Physics, 2003, 32(5) :286 – 292. (in Chinese) Bradley Ferguson, 张希成. 太赫兹科学与技术研究回顾 [J]. 物理, 2003, 32(5) :286 – 292.
- [20] Hiroaki Minamide, Tomofumi Ikari, Hiromasa Itom. Frequency-agile terahertz-wave parametric oscillator in a ring-cavity configuration [J]. Review of Scientific Instruments, 2009, 80:123104.