2022年3月

Vol.20, No.3 Mar., 2022

Journal of Terahertz Science and Electronic Information Technology

文章编号: 2095-4980(2022)03-0241-20

# 太赫兹波导发展现状与展望

王 长<sup>1a,1b,2</sup>,郑永辉<sup>1a,1b,2</sup>,谭智勇<sup>1a,1b,2</sup>,何晓勇<sup>3</sup>,曹俊诚<sup>1a,1b,2</sup>

(1.中国科学院 a.太赫兹固态技术重点实验室; b.上海微系统与信息技术研究所,上海 200050; 2.中国科学院大学 材料与光电研究中心,北京 100049; 3.上海师范大学 数理学院,上海 200233)

摘 要:太赫兹波具有良好的穿透性、低能性和宽带性,在高速空间通信、环境监测、外差 探测、医学探测、无损检测和国防安全等领域具有重要的应用前景。波导传输技术和功能器件是 太赫兹系统不可或缺的重要组成部分,太赫兹波导的性能决定了太赫兹系统的信号传输效率和集 成度,引起人们的研究兴趣。近年来,太赫兹波导的发展取得了长足的进步,从普通的金属空心 波导到金属线波导、介质光纤,再到最近的人工表面等离激元波导、石墨烯、铌酸锂等新型波导, 它们展现出了各自的优势,令人振奋。该综述全面介绍了太赫兹波导领域的发展及研究近况,并 对其未来应用进行了展望。

关键词:太赫兹;波导;金属;光子晶体;等离激元;石墨烯 中图分类号:TN814 文献标志码:A doi: 10.11805/TKYDA2021308

# Recent advances in terahertz waveguide

WANG Chang<sup>1a,1b,2</sup>, ZHENG Yonghui<sup>1a,1b,2</sup>, TAN Zhiyong<sup>1a,1b,2</sup>, HE Xiaoyong<sup>3</sup>, CAO Juncheng<sup>1a,1b,2</sup> (1a.Laboratory of Terahertz Solid-State Technology; 1b.Shanghai Institute of Microsystem and Information Technology, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200050, China;

2.Center of Materials Science and Optoelectronics Engineering, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;
 3.Mathematics and Science College, Shanghai Normal University, Shanghai 200233, China)

**Abstract:** Due to the relatively good penetration, low energy and broadband properties, terahertz waves have considerable application prospects in the fields of high-speed space communications, environmental monitoring, heterodyne detection, medical detection, non-destructive testing, and national defense security. As one of the core component of terahertz active and passive devices, terahertz waveguide is an indispensable part of the terahertz application system. The performance of the waveguide structure and functional devices determines the signal transmission efficiency of the terahertz system. The integrated terahertz waveguide has an important influence on the volume of the terahertz device. In recent years the development of terahertz waveguides has made great progress, from ordinary metal hollow waveguides to metal wire waveguides, dielectric optical fibers, and then to the recent artificial surface plasmon waveguides, graphene, lithium niobate and other new waveguides. These waveguide techniques demonstrate respective and exciting advantages. This review comprehensively introduces the latest developments in the field of terahertz waveguides, and prospects for its future applications.

Keywords: terahertz; waveguide; metal; photonic crystal; plasmonic; graphene

太赫兹(Teraherz, THz)波一般是指 0.1~10 THz 频率范围内的电磁波,相应的其波长处于 0.03~3 mm之间<sup>[1-3]</sup>, 是从毫米波向红外光过渡的电磁波谱区域<sup>[4]</sup>,其在电磁波谱中的位置见图 1。长期以来,由于缺乏高效的 THz 辐 射源和相应的探测器件,致使此频段的电磁波研究不够深入。但是从 20 世纪 80 年代开始,在半导体、激光及新 材料技术不断发展的背景下,人们对 THz 波的研究有了足够的技术支持。THz 波由于其在电磁波谱中位置的特

收稿日期: 2021-08-16; 修回日期: 2021-09-28

**基金项目**:国家重点研发计划资助项目(2017YFA0701005);国家自然科学基金资助项目(61975225;61927813;61775229);上海市科学技术委员会 资助项目(21DZ1101102)

太赫兹科学与电子信息学报

殊性,具有其他频段的电磁波不具备的优点:THz波有良好的穿透性,可以穿透如塑料、陶瓷、布料等非金属 非极性类材料;THz也具有良好的低能性,即相比于X射线,THz波光子能量足够低,不会引发生物组织细胞

电离,可以用于医学探测成像;THz波对于许多有毒物质和爆炸类物质的特征谱都是独一无二的,故其在此方面的安全检测有天然的优势<sup>[5-8]</sup>;同时与微波相比,THz波带宽大,方向性强,通信保密性强,故可应用于短距离保密通信和空间通信<sup>[9-11]</sup>。因为THz波的天然优势,世界各国对THz领域都十分重视。2004年,THz技术被美国Technology Review杂志评价为"改变未来的十大技术"之一,2005年我国专门召开"香山科技会议"来商讨我国THz领域的发展路线及规划。



Fig.1 Position of the 1Hz wave in the electromagnetic spectrum 图1 太赫兹波在电磁波谱中的位置

目前,THz系统主要利用自由空间传播,这样损耗可以最小化。然而大部分功能器件都是以波导为基础的, 故波导对器件系统的性能影响是非常大的,THz领域也不例外,因此波导问题是高效THz系统发展的关键。THz 波传输性能主要由波导的插入损耗、材料吸收以及波导的色散关系决定,怎样充分地减少插入损耗、降低材料 吸收损耗以及合理控制色散关系是THz波导发展的关键问题。法国巴黎天文台曾经测量了全THz波在空气中的 传播损耗,其中氧气分子(O<sub>2</sub>)主要吸收频段为35~140 GHz,水分子(H<sub>2</sub>O)主要吸收频段在0.14~10 THz之间,而二 氧化碳(CO<sub>2</sub>)主要吸收频段在远红外光区域。故可以知道大气中的水分子和氧分子将会极大影响THz波在自由空 间和非封闭式波导中的传输距离,减少大气吸收率也是THz波导的一个重要指标。拥有低损耗和低色散特征的 波导有几个好处,低损耗显然可以延长传输距离,低色散显然可以更好保持信号完整性。波导的主要用途是从 一个点传输电磁波到另一个点,同时波导也被用作传感和成像探针。THz波导最大的优点是,用于操纵自由空 间 THz 辐射的体光学可以被 THz 时域光谱学(Time Domain Spectroscopy, TDS)系统中的波导取代。这将为集成 THz系统的进一步发展和片上THz系统创造新的机会,最终创造出先进的生物传感器。当考虑波导色散关系时, 波导中电磁波的工作波长一般都小于自由空间的波长,故 THz 波导对加工工艺也提出了不低的要求,尤其处于 微米级的中高频 THz 波段。

就THz波导来说,色散和损耗的问题一方面要归结到结构设计上,但选择合适的材料也很重要。虽然金属 在微波频率下工作情况较好,但THz频率下欧姆损耗较大。聚合物和玻璃在红外和光学频率下运行良好,但它 们在THz区域具有不可接受的频率相关吸收损耗。群速度色散是限制波导应用的另一个重要障碍,特别是在 THz光谱和通信系统中,宽THz频谱的不同频率分量以不同的群速度传播,会导致脉冲形状失真。本文围绕 THz波导的几个关键问题,按照结构特点对其研究进展和相关应用进行总结归纳。

#### 1 THz中空型金属波导

根据Drude模型,THz频段金属的复介电常数 ε可以表示为<sup>[12-13]</sup>:

$$\varepsilon = \varepsilon_r + i\varepsilon_i = (n + ik)^2 \tag{1}$$

式中: $\varepsilon_r$ 为复介电常数的实部; $\varepsilon_i$ 为虚部。有:

$$\varepsilon_{\rm r} = \varepsilon_{\infty} - \frac{\omega_{\rm p}^2}{\omega^2 + \omega_{\rm r}^2} \tag{2}$$

$$\varepsilon_{i} = \frac{c_{p}}{\omega(\omega^{2} + \omega_{\tau}^{2})} \tag{3}$$

式中 ω, 为等离子振荡频率。

THz 中空型金属波导主要分为矩形波导和圆形波导。相比于可见光,由于金属在微波毫米波、THz 等低频电 磁波段的介电常数实部为负,虚部特别大,故 THz 波在金属,尤其是贵金属表面反射率非常高,中空型金属波导便利用全内反射机制来引导 THz 波。1999年,McGowan和Gallot小组<sup>[14]</sup>在实验上成功实现了将 0.8~3.5 THz 的 THz 波耦合进直径为 240 μm,长为 24 mm的不锈钢圆形金属波导中,其总吸收系数低于 0.7 cm<sup>-1</sup>。2000年,Gallot 等人<sup>[15]</sup>继续对 THz 圆形金属波导和矩形金属波导进行研究,其中圆形波导尺寸依然为直径 240 μm,长 24 mm,矩形波导尺寸为长 25 mm,横截面为 125 μm×250 μm,材料依然为不锈钢,内部为空气。他们对两种波导的损耗性质及工作模式进行了深入分析,见图 2。图 2(a)和图 2(b)分别为圆形波导和矩形波导内电磁波模的场分布,图 2(c)为圆形波导的吸收系数<sup>[15]</sup>。实验入射光为线性极化 THz 脉冲,实验结果发现对于圆形金属波导,仅耦合进了 TE<sub>11</sub>,TE<sub>12</sub>和 TM<sub>11</sub>三种模式,对于矩形金属波导仅耦合进了 TE<sub>10</sub>和 TM<sub>12</sub>。



Fig.2 (a) field distribution of transmission mode in the circular metal waveguide; (b) field distribution of transmission mode in the rectangular metal waveguide; (c) absorption coefficients of three modes of circular waveguide<sup>[15]</sup>
 图2 (a) 圆形金属波导传输模式场分布; (b) 矩形金属波导传输模式场分布; (c) 圆形波导三种工作模式的吸收系数<sup>[15]</sup>

2007年,郑州大学的陆东梅等人<sup>[16]</sup>计算了在塑料或玻璃管的内壁镀层金属的金属镀层波导,波导结构见图3 (a),外层为塑料或者玻璃,内层为金属。图3(b)、图3(c)、图3(d)分别为内径为2mm的波导管内层镀金、镍、 铅时TM<sub>01</sub>,TE<sub>11</sub>,TE<sub>01</sub>模理论衰减常数随波长的变化情况。可以看出相比于其他两种模式,TE<sub>01</sub>模损耗小得多,且 随频率的升高,其衰减常数减小,而TM<sub>01</sub>,TE<sub>11</sub>模的损耗均增加。



Fig.3 (a) coating waveguide structure diagram; the mode theoretical attenuation constant of the  $TM_{01}$ ,  $TE_{11}$ ,  $TE_{01}$  when the waveguide material is (b) gold (c) nickel (d) lead<sup>[16]</sup>

图3 (a) 金属镀层波导结构图; TM<sub>01</sub>, TE<sub>11</sub>, TE<sub>01</sub>在波导材料为(b)金、(c)镍和(d)铅时模式理论衰减常数<sup>[16]</sup>

Harrington 等人<sup>[17]</sup>在2005年从实验上对镀Ag的空心圆波导进行了THz 波的传输特性分析,发现波导内径1mm,入射波长为190~250 µm时,损耗系数为7.5~8.0 dB/m,即0.056~0.063 cm<sup>-1</sup>。同时发现Cu相比于Au,Ag不仅价格较低,而且在THz频段反射率略高于后二者。例如当入射波长为513.02 µm时,同一波导尺寸下,Cu,Ag和Au反射率分别为0.997,0.996和0.994。

Zhang 等人<sup>[18]</sup>于 2019 年通过在聚碳酸酯管内部镀金属膜和介质膜制作了微波 G 波段和 4.3 THz 处的介质金属 膜波导,并且实验测得在 G 波段波导损耗随着介质膜的增加而增大,4.3 THz 处波导损耗随着波导弯曲角度的增 大而增加,其中 4.3 THz 处直波导损耗约为 4 dB/m,即 0.025 cm<sup>-1</sup>。

THz中空型金属波导经过近20年的发展,可以看出,其损耗从最初的0.7 cm<sup>-1</sup>提升至0.025 cm<sup>-1</sup>,性能提升非常明显,对波导的工作模式也进行了深入的研究。

# 2 THz平行平板波导

2001年, Mendis等人<sup>[19]</sup>提出了THz平行平板波导。图4(a)是用Cu制成的平行平板波导,在此波导中,他们 实现了TEM模的传输,0.5THz时的吸收损耗为0.06 cm<sup>-1</sup>,输入信号为1.5THz时吸收系数为0.2 cm<sup>-1</sup>。此时的群 速度和相速度几乎均等于光速,群速色散也很小。他们还将两片薄铜片胶合在一起制作出了可弯曲的平行平板 波导<sup>[20]</sup>。0.22 ps的THz脉冲经过250 mm长的波导后被展宽至0.33 ps,振幅衰减了10 倍。

2007年, Mendis 又构建了一种介质填充的平行平板波导(Dielectric-filled Metallic Parallel-plate Waveguides, DF-PPWGs)<sup>[21]</sup>,发现尽管高阻硅的吸收较小,但是相比于聚乙烯,以高阻硅为填充物的DF-PPWGs表现出较高的传输损耗。因此,平行平板波导中实现低损耗传输的关键是使用低吸收、低折射率的电介质填充物。

2008年, Cooke等人<sup>[22]</sup>通过在平行平板波导中填充具有透明导电氧化物薄膜(氧化物为氟化氧化锡, Fluorinated Tin Oxide,FTO)的硅,实现了对THz脉冲的调制。该结构见图4(b),其中THz光由硅透镜耦合进铜平行 平板波导,波导前半段由空气填充,后半段由FTO/Si填充,FTO/Si后半段裸露在外面,输出光由硅透镜收集后 再输出,980nm泵浦光用来激发硅中载流子。工作机理为通过硅中载流子浓度变化来调控THz波。图4(c)为不同 泵浦功率下对THz光的调控效果,可以看出,泵浦功率越大,调控效果越明显。



Fig.4 (a) Cu-based parallel slab waveguide<sup>[19]</sup>; (b) parallel slab waveguide filled with FTO/Si<sup>[22]</sup> (c) effect of adjusting THz wave with different pump powers<sup>[22]</sup>

图4 (a) 基于Cu的平行平板波导<sup>[19]</sup>; (b) 填充FTO/Si的平行平板波导<sup>[22]</sup>; (c) 不同泵浦功率下对THz波调控效果<sup>[22]</sup>

可以看出,THz平行平板波导的群速色散很小,然而损耗与THz中空型金属波导相比无明显优势。同时也可以发现人们已经通过在THz平行平板波导填充介质,实现了对THz波的调制,不再单纯地研究其导波性质。

# 3 THz金属丝波导

THz 波传输技术领域内,金属丝波导是一种重要的波导,兼具低损耗、低色散等优点。2004年,Wang等人<sup>[23]</sup>为了解决THz 波无法远距离传输问题提出了裸金属线波导,该波导同时具有低损耗、低色散的优点。实验装置见图 5(a),其中输入耦合器(Input Coupler)为一段在焦点处放置的垂直于直面的不锈钢丝,图中输入耦合器表示为一个实心点。输入信号经输入耦合器耦合至实验波导后传输至 THz 波接收器。实验所用金属丝直径为0.9 mm,实验结果显示其损耗低至 0.03 cm<sup>-1</sup>。2005年,他们<sup>[24]</sup>在此基础之上构建出一个简单的 Y 型分束器,波导结构和实验结果见图 5(b)和图 5(c)。

2005年, Tae-In Jeon等人<sup>[25]</sup>进行了THz 波在单根铜线上传播的实验和理论研究,实验装置见图5(d), THz 脉冲被 发射到直径 0.52 mm 的铜线上,经铜线传输后被置于导线末端的光导天线检测。图5(e)为径向THz 波场分布, *a* 为铜线半径,阴影区域为铜线所覆盖范围,图5(f)为实验所用铜线弯曲Δ*h*时THz 脉冲衰减。

He 等人<sup>[26]</sup>于 2006 年研究了 THz 金属丝波导的传输特性,分析了几种常见的金属材质对传播性能的影响,实验理论均证明了 THz 金属丝波导具有低损耗低色散的原因是因为 THz 波段金属有很高的介电常数,所以 Au,Ag 和 Cu 等贵金属性能好于 Fe 和 Pb 等金属;同时发现群速度色散和传输损耗均随着金属丝半径的增大而降低。



Fig.5 (a) experiment device of bare metal wire waveguide<sup>[23]</sup>; (b) Y-type beam splitter based on bare metal wire; (c) beam splitting results of Y-shaped beam splitter based on bare metal wires<sup>[24]</sup>; (d) experiment of THz-sommerfeld wave propagation on a single copper wire;
(e) radial field distribution of THz wave of copper wire; (f) THz pulse attenuation results when the copper wire is bent for Δh<sup>[25]</sup>
图 5 (a) 裸金属线波导实验装置<sup>[23]</sup>; (b) 基于裸金属线的Y型分束器; (c) 基于裸金属线的Y型分束器分束结果<sup>[24]</sup>;
(d) THz-sommerfeld 波在单根铜线上传播的实验; (e) 铜线的 THz 波径向场分布; (f) 铜线弯曲Δh时 THz 脉冲衰减结果<sup>[25]</sup>

THz 金属丝波导结构极其简单,同时灵活度高,便于弯曲,兼具低损耗、低色散的优点。不过由于金属丝 波导是一种裸露结构,故其抗干扰性并不太好,需要进行额外设计来进行弥补。

# 4 THz 介质光纤

THz光纤通常由电介质材料制作,尤其是聚合物材料,因为它们在THz波段吸收损耗较小,色散系数较低。例如聚四氟乙烯(PTFE,或称Teflon)、聚甲基丙烯酸甲酯(PMMA)、聚乙烯(PE)、聚丙烯(PP)和环烯烃共聚物(COC)等。

2000年,Grischkowsky等人<sup>[27]</sup>研究了亚皮秒THz脉冲在单晶蓝宝石光纤中的波导传输特性。他们向直径分别为325 μm,250 μm,150 μm的单晶蓝宝石光纤中输入0.6 ps 时域宽度的THz脉冲。在2.5 THz以下的频率范围,其损耗低于6 cm<sup>-1</sup>。直径的变化主要对色散产生影响,入射信号均为0.6 ps 时,直径为325 μm的光纤输出信号时域宽度变为10 ps,而150 μm 仅有30 ps。同时他们发现,尽管光纤允许多模传输,但HE<sub>11</sub>模占据明显优势,并将其归因于自由空间光束与蓝宝石光纤耦合时HE<sub>11</sub>模为主要模式。

2006年, Chen等人<sup>[28]</sup>对聚乙烯制作的THz光纤进行研究,他们将聚乙烯纤维作为光纤高折射率的芯部,直接利用空气作为包层。他们在直径为200μm的聚乙烯光纤中实现对0.3 THz波的传输,损耗低至0.01 cm<sup>-1</sup>。实验

装置见图 6,由光相干控制系统激发光子 发射器来产生 THz 波,经由抛物面镜反 射后耦合进聚乙烯光纤中,之后输出信 号由金属锥采集,并由硅热辐射测量计 测量。THz 介质光纤中,不同于传统的石 英光纤,聚乙烯光纤性能很出众,其传 输 THz 波时,损耗可以低至 0.01 cm<sup>-1</sup>。单 晶蓝宝石光纤损耗过大,不过对于选 HE<sub>11</sub>模有着很好的作用。同时 THz 介质 光纤相比于 THz 金属丝波导,其损耗更 低,且色散可通过光纤直径进行调控。



Fig.6 Experimental device for transmitting THz wave by polyethylene optical fiber<sup>[28]</sup> 图6 聚乙烯光纤传输 THz 波实验装置<sup>[28]</sup>

#### 5 THz介质管波导

介质管波导是由介质管及管中间的空气芯组成,结构简单,同时传输损耗也低,其工作机制为反共振导向 机制。当工作在反共振频率时,THz波会被介质管内壁全反射,从而在内部空气芯层中传输。

2009年,Lai等人<sup>[29]</sup>研究了聚四氟乙烯(PTFE)制作的THz介质管波导。实验装置见图7(a),由耿氏振荡器产生的THz波经抛物面镜聚焦后,耦合至实验波导中,波导输出的信号由高莱探测器探测接收。在320~520 GHz范围内测试了直径*D*=9 mm,管壁分别厚为0.5 mm和1 mm的聚四氟乙烯管的衰减常数,其结果见图7(b)。实验测出最低损耗为0.0008 cm<sup>-1</sup>,并且测量得到了此波导高达80%的耦合效率,超过200 GHz的工作带宽。同时又因为PTFE管价格低廉,作为波导结构简单,有很大希望发展为低损耗THz波导。



Fig.7 (a) experimental device for PTFE-THz dielectric tube waveguide; (b) transmission loss measured by PTFE-THz experiment<sup>[29]</sup> 图 7 (a) PTFE-THz 介质管波导实验装置; (b) PTFE-THz 实验测得传输损耗<sup>[29]</sup>

2010年,Lu等人<sup>[30]</sup>对THz-PTFE管波导的弯曲损耗进行了实验研究,研究了频率、极化、芯径、包层厚度 和包层材料等因数对波导弯曲损耗的影响。实验中使用的PTFE波导为空芯结构,直径为9mm,管壁厚度 0.5mm,在0.42THz处测得直波导中最低传输损耗为0.004 cm<sup>-1</sup>,曲率半径为60 cm的弯曲波导的最低损耗为 0.006 cm<sup>-1</sup>。研究结果表明,波导损耗较低是因为其模约束较强,此时弯曲损耗也越小。

2015年, Bao 等人<sup>[31]</sup>测量了 3 种尺寸的聚甲基丙烯酸甲酯(PMMA)介质管波导,其空芯直径均为4 mm,包层 厚度分别为 1.29 mm, 1.97 mm 和 2.95 mm,在 0.3~1 THz 范围内测得的损耗为 0.05~0.5 cm<sup>-1</sup>。

THz介质管波导中, PTFE 表现极其出众, 其耦合效率可达 80%, 最低损耗远小于其他材料的介质管波导, 也远优于其他类型 THz波导, 实际应用前景广阔。

## 6 THz 光子晶体

1987年, E Yablonovitch<sup>[32]</sup>在研究固体物理和电子学中如何抑制自发辐射时提出了光子晶体(Photonic Crystals, PCs)的概念。几乎同时, S John<sup>[33]</sup>在讨论无序介质超晶格中光子局域问题时也提出了光子晶体概念。如果将不同介电常数的介电材料以周期结构的方式排列,其结构将类似于固体晶格,将其称为光子晶体,根据周期性可分为一维光子晶体、二维光子晶体和三维光子晶体,见图8。入射的电磁波会受到调制而形成能带结构,这种能带结构叫做光子能带(Photonic Band)。光子能带之间可能出现带隙,即光子带隙(Photonic BandGap, PBG)。通过周期介质中电磁波的传输方程,即式(4)也可看出,其形态与周期势场*V*(*r*)中薛定谔方程(Schrödinger

equation),即式(5)保持一致。公式中 $\bar{\epsilon}_r$ 为2种材料的 平均介电常数, $\epsilon'_r$ 为变动介电常数<sup>[33]</sup>。于是就可以将 固体物理的相关概念带入至这类超晶格问题中,引入 禁带的概念。在此基础上,Yariv等于1999年提出了 光子晶体波导的理论<sup>[34]</sup>。

$$\left(-\nabla^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r'\right) \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} \overline{\varepsilon}_r \cdot \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}) \qquad (4)$$
$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r)\right) \boldsymbol{\psi} = \boldsymbol{E}_e \boldsymbol{\psi} \qquad (5)$$



图8 三类光子晶体结构示意图

根据传输方程,得到的光子晶体的色散关系见图 9(a)。参考黄昆先生的固体物理学<sup>[35]</sup>中,紧束缚近似的出发 点是电子在一个原子附近时,将主要受到该原子场的作用,把其他原子场的作用看成微扰作用,由此得到电子 的原子能级与晶体能带之间的相互联系。主要方法为原子轨道线性组合法(Linear Combination of Atomic Orbital method, LCAO)。紧束缚近似主要结论有:对于一个确定的*k*值,周期场中电子波函数为:

$$\Psi_{k}(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{m} e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{R}_{m}} \psi_{i}(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{R}_{m}) = \frac{1}{\sqrt{N}} e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}} \left[ \sum_{m} e^{-i\boldsymbol{k}\cdot\left(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{R}_{m}\right)} \psi_{i}(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{R}_{m}) \right]$$
(6)

类比紧束缚近似,将波导模的本征模 $E_{\kappa}(\mathbf{r},t)$ 用沿着 $e_{z}$ 轴平行的直线方向上每个独立谐振器的高Q模 $E_{\alpha}(\mathbf{r})$ 的 线性组合表示:

$$\boldsymbol{E}_{K}(\boldsymbol{r},t) = E_{0} e^{i\omega_{K}t} \left[ \sum_{n} e^{-inKR} \times \boldsymbol{E}_{\Omega} (\boldsymbol{r} - nR\boldsymbol{e}_{z}) \right]$$
(7)

将模函数式(7)代入电磁波传输方程式(4),即可求得波导模,见图9(b)。



Fig.9 (a) dispersion relationship of PCs; (b) waveguide mode of PCs<sup>[34]</sup> 图 9 (a) 光子晶体色散关系; (b) 光子晶体波导模<sup>[34]</sup>

就实际加工工艺来说,一维光子晶体制备较简单,但由于其周期结构是一维的,无法构造相对复杂的缺陷 模式,故其可实现的功能也不太多;三维光子晶体可构造的缺陷模式十分丰富,则可实现功能也很多,但其制 备工艺相对复杂,成本较高;而二维光子晶体兼具二者优点,故实际研究主要集中在二维光子晶体上。

#### 6.1 THz 光子晶体波导

2006年, Zhang等人<sup>[36]</sup>设计了一种硅基二维光子晶体波导,数值模拟了THz多模干涉效应和自成像原理在二维硅光子晶体波导中的适用性。图10(a)为他们设计的2种THz光子晶体多模波导。输入波导为去掉一排气孔形成的线缺陷波导(图10(a)上)或硅柱(图10(a)下)。多模区是去除连续5行形成的区域缺陷。

2009年, Ponseca等人<sup>[37]</sup>在THz 区域分析了透镜导管、Cytop 平面光子晶体波导和空心微结构 PMMA 光纤的 传输特性。其中 Cytop 平面光子晶体波导结构见图 10(b),空心微结构光纤结构见图 10(c)。透镜导管能够将 THz 辐射引导和耦合到 PMMA 光纤中,损耗约为 0.7 dB。使用中心频率为 0.45 THz 的 Cytop 平面光子晶体波导实现了 单模传播和频率选择特性。空芯微结构 PMMA 光纤的时域光谱结果表明,在纤芯和包层中传播的 THz 波之间存 在约 20 ps 的差异。他们通过不同尺寸波导之间传输带的频移证明了存在光子带隙引导机制。

2012年, Kitagawa 等人<sup>[38]</sup>系统地研究了由低介电常数电介质制成的二维光子晶体的能带结构,并且提出了一种夹在 2 个平行金属板之间的 THz 低介电二维光子晶体平板波导,其结构见图 10(d),中间周期结构为苯并环 丁烯(Benzo-Cyclo-Butene, BCB)材料。该波导结构的振幅频率关系见图 10(e), *a* 是晶格常数,通过调整旁边 BCB 柱的位置对波导宽度进行微调,从而对工作频率及归一化振幅产生影响。

2015年, K Tsuruda 等人<sup>[39]</sup>为了研发极低损耗的光子晶体波导,设计了基于高阻硅板(电阻率为20 kΩ/cm)的 光子晶体波导,其结构见图 10(f)。他们在 0.3 THz 频带中实现了分别小于 0.1 dB/cm(0.326~0.331 THz)和小于 0.2 dB/bend(0.323~0.331 THz)的传播和弯曲损耗。同时还开发了速率小于 1.5 Gbit/s 的 THz 链路,并通过使用长度 长达 50 cm、弯曲多达 28 次的光子晶体波导展示了无差错的未压缩高清视频传输。

2021年,司阳等人<sup>[40]</sup>设计了基于二维硅光子晶体波导和AAH(Aubry-Andr-Harper)谐振腔的带阻滤波器,其 阻带中心波长为1668.3 μm,其阻带衰减为25.2 dB,通带的插入损耗为0.2 dB,有着1.5×10<sup>4</sup>的高*Q*值,十分便于 集成光路的搭建。

THz 光子晶体波导由于其在大角度导波时损耗极低,内部光束有着极高的 Q 值,故在集成光路方面有着天然的优势。由于半导体工艺在 THz 频段的适配性,以及考虑到集成光路和集成电路的因素,目前大部分 THz 光子

晶体波导是基于半导体材料研发的[41]。



Fig.10 (a) silicon-based two-dimensional PCs waveguide<sup>[36]</sup>; (b) Cytop planar PCs waveguide structure<sup>[37]</sup>; (c) hollow microstructure fiber<sup>[37]</sup>; (d) THz two-dimensional PCs slab waveguide with low dielectric constant<sup>[38]</sup>; (e) relationship between waveguide amplitude and frequency in Figure(d)<sup>[38]</sup>; (f) low-loss PCs waveguide based on high-resistance silicon plate<sup>[39]</sup>

图 10 (a) 硅基二维光子晶体波导<sup>[36]</sup>; (b) Cytop 平面光子晶体波导结构<sup>[37]</sup>; (c) 空心微结构光纤结构<sup>[37]</sup>; (d) THz 低介电常数二维光子 晶体平板波导<sup>[38]</sup>; (e) 图(d)中波导振幅频率关系图<sup>[38]</sup>; (f) 高阻硅板低损耗光子晶体波导<sup>[39]</sup>

#### 6.2 THz 光子晶体光纤

光子晶体光纤根据导光机理不同,分为全内反射型(Total Internal Reflection, TIR)和光子带隙型(Photonic Bandgap, PBG)。

TIR型的光子晶体光纤结构一般见图 11(a),中间实芯缺陷为纤芯。因为芯区缺陷折射率大于包层中周期结构的等效折射率,故其工作机制依然为全内反射。1996年,Knight<sup>[42]</sup>在光纤通信大会上报道了实际制作出的第一根光子晶体光纤,后来发现此光纤并不是基于光子晶体带隙理论的,而是和传统光纤一样,基于全内反射理论。PBG型光子晶体光纤于 1999年由 J C Knight等人制作出来,文章发表在 Science 杂志上<sup>[43]</sup>。其结构见图 11 (b),芯区是空气,包层由空气孔在石英材料中按照蜂窝格子排列构成。

THz频段的光子晶体光纤直到2004年才出现<sup>[44-45]</sup>,这一年日本的M Goto等人利用PTFE制作出了低损耗THz 光子晶体光纤,样品见图11(c)。之后人们研制了各种结构的光子晶体光纤。2014年,Li等人<sup>[46]</sup>研制了一种在宽 光谱范围内具有高双折射和低色散的新型三角晶格THz光子晶体光纤。该结构在包层中具有圆形和椭圆形的气 孔,见图11(d)。通过调整光子晶体光纤的结构参数,在0.1~5THz频率范围内可以实现高达10<sup>-3</sup>的双折射。此 外,该频率范围内的群速度色散曲线平坦,数值接近于零。因此,它可用于传输保持极化的宽带THz脉冲。其 他各种形状的光子晶体光纤,例如正方形<sup>[47]</sup>、六边形<sup>[48-49]</sup>等也受到了极大关注。

关于光子晶体光纤工作模式的研究也引起了很大的关注。2012年, Chen 等人<sup>[50]</sup>设计了一种新型的 THz 单极 化单模光子晶体光纤,在其核心区域不对称地引入了矩形微孔阵列,见图 11(e)和图 11(f)。计算结果表明,在接 近 1 THz 的频段内,该光子晶体光纤可以在 320 GHz 带宽内实现单极化单模工作,并且由于在核心区域引入多个 气孔,导致 THz 波的传播损耗也相对降低。虽然传输损耗的降低仍然非常有限,但通过仔细设计光纤结构,并 在纤芯和包层区域引入更多的空气孔,可以进一步降低传输损耗。2013年,Han 等人<sup>[51]</sup>通过使用长周期光纤光 栅作为 LP<sub>01</sub>和 LP<sub>11</sub>两个正交模之间的模式转换器,对 70 km 长的双模光子晶体光纤进行了 2×6 Gb/s 模分复用传 输数值演示,其模式串扰基本可以忽略,功率损耗小于 1.86 dB。其揭示了模分复用与光子晶体光纤技术相结合 实现大容量传输的可能性。

THz光子晶体光纤和介质光纤的最佳材料一样,同为PTFE,并且在光纤中引入光子晶体结构后,其色散及

损耗特性又提升了一个台阶。关于THz光子晶体光纤的其他研究也是非常多的,例如THz超宽带光子晶体光 纤<sup>[52-53]</sup>、THz光子晶体耦合方式<sup>[54]</sup>及THz光子晶体光纤制备工艺<sup>[55-56]</sup>等。



Fig.11 (a) TIR type PCs fibers; (b) PBG type PCs fibers<sup>[43]</sup>; (c) THz PCs fiber based on PTFE<sup>[44]</sup>; (d) triangular lattice THz PCs fiber with circular and elliptical pores<sup>[46]</sup>; (e) THz PCs fiber with asymmetric rectangular micro-hole array and its partial enlarged view(f)<sup>[50]</sup>
图 11 (a) TIR 型光子晶体光纤; (b) PBG 型光子晶体光纤<sup>[43]</sup>; (c) 基于 PTFE 的 THz 光子晶体光纤<sup>[44]</sup>; (d) 具有圆形和椭圆形的气孔三角晶格 THz 光子晶体光纤<sup>[46]</sup>; (e) 具有不对称矩形微孔阵列的 THz 光子晶体光纤及其局部放大图(f)<sup>[50]</sup>

#### 7 THz 金属表面等离激元波导

表面等离激元(Surface Plasmon Polaritons, SPPs)的研究始于Wood等人,他们<sup>[57]</sup>于1902年用光照射了光栅后观察到了异常的吸收峰,称之为Wood异常。直到1941年,UFano才从金属空气交界面的电磁波模来解释该异常现象<sup>[58]</sup>。在1956年,DPines首次在理论上通过金属中自由电子集体振荡模型来解释Wood异常,他将这种自由电子集体振荡核之为"等离激元(Plasmons)"<sup>[59]</sup>。1960年,表面等离子体共振(Surface Plasma Oscillations)的概念被EAStern和RAFerrell提出,进一步推动了表面等离子体的理论研究<sup>[60]</sup>。到了1968年,EKretchmann和AOtto分别提出了在金属上激发SPPs的方法<sup>[61-62]</sup>,至此,对SPPs的全面研究才可以广泛开展。2003年,WLBarnes的"Surface plasmon subwavelength optics"一文总结本领域发展情况,夯实了本领域的基础<sup>[63]</sup>。SPPs存在于各种负介电常数介质和正介电常数介质的交界面上,最常见的是金属-空气交界面<sup>[64-66]</sup>。当电磁波耦合至金属表面,会在金属表面激发自由电子的集体振荡,形成一种极化波。若激发的为行波,在金属微带上传播,称之为表面等离极化激元;若为驻波,在金属纳米颗粒上存在,但不能传播的,称之为局域表面等离激元。表面等离激元物理机制见图12<sup>[63]</sup>,图12(a)为表面等离激元被激发后在分界面上的场分布,SPPs会在介质一侧展现出表面电磁波的特性,金属一侧表现出等离子体的特性,在界面上其场强达到最大,见图12(b)。其色散曲线可以通过求解Maxwell Equation得到,色散关系如下:

$$k_{\rm SPP} = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_{\rm d} \varepsilon_{\rm m}}{\varepsilon_{\rm d} + \varepsilon_{\rm m}}} \tag{8}$$

式中: $k_{spp}$ 为 SPP 沿传播方向的波矢; $k_0 = \omega/c$ ,  $\omega$ 为角频率, c为自由空间光速; $\varepsilon_a$ 和  $\varepsilon_m$ 分别为金属和介质的介 电常数。一般金属的介电特性是用 Drude 模型描述的,即

$$\varepsilon_{\rm m} = 1 - \frac{\omega_{\rm p}^2}{\omega(\omega + i\gamma_{\rm c})} \tag{9}$$

式中: $\omega_{p} = \sqrt{ne^{2}/m_{0}\varepsilon_{0}}$ 为金属的等离子频率, e为电子电荷, m<sub>0</sub>为电子质量, n为金属电子密度,  $\varepsilon_{0}$ 为真空中介 电常数;  $\gamma_{c}$ 为弛豫频率,表示电子运动引起的散射损耗,一般为常数。根据式(8)绘制的 SPP 色散曲线见图 12(c), 随着频率增大,  $k_{spp}$ 逐渐趋于一条水平线。同一频率下 $k_{spp} > k_{0}$ ,意味着 $\lambda_{spp} < \lambda_{0}$ ,故 SPP 是一种深亚波长模式。

金属的等离子频率一般在紫外光波段,在THz波段具有很高的介电常数。金属尽管在THz波段也可以实现 表面等离激元(被称之为Sommerfeld-Zenneck波<sup>[67-68]</sup>),但局域能力极其微弱。2004年,英国帝国理工学院的JB Pendry等人<sup>[69]</sup>通过在金属表面引入亚波长尺度的方形孔阵列实现了THz波段的SPPs,见图13(a),称之为人工表 面等离激元(Spoof Surface Plasmon Polaritons, SSPPs)。Pendry团队发现,通过这种结构,相当于稀释了金属表面 的自由电子浓度,增大了电磁波在金属表面的趋肤深度,从而在金属表面激发出类似 SPPs的模式,称之为 SSPPs。通过求解 Maxwell Equation 可以得到其色散关系见图 13(b)。2008年,Williams等人<sup>[70]</sup>将方形孔改为凹槽,制作了 THz 频段的 SSPPs 结构,见图 13(c),他们在实验上验证了 THz 频段 SSPPs 的存在,图 13(d)为样品图,图 13(e)为数值模拟的 THz-SSPPs 场分布图,其中图中白色区域为刀片,旨在隔离波导表面有害辐射。由于 SSPPs 独特的特性,很快引起了大量关注。



Fig.12 (a) schematic diagram of TM mode at the interface between metal and medium<sup>[63]</sup>; (b) field distribution of SPPs along the vertical metal-medium interface<sup>[63]</sup>; (c) dispersion curve of metal-medium interface<sup>[63]</sup>





Fig.13 (a) schematic diagram of subwavelength square hole array exciting SSPPs; (b) dispersion curve of SSPPs<sup>[69]</sup>; (c) grooved THz–SSPPs; (d) grooved THz–SSPPs sample; (e) field distribution diagram of THz–SSPPs by numerical simulation<sup>[70]</sup>

图 13 (a) 亚波长方孔阵列激发 SSPPs 的示意图; (b) SSPPs 色散曲线<sup>[69]</sup>; (c) 凹槽型 THz-SSPPs;

(d) 凹槽型THz-SSPPs样品; (e) 数值模拟的THz-SSPPs场分布图<sup>[70]</sup>

2008年, Fernandez-Dominguez等人<sup>[71]</sup>提出了一种周期性金属线波导,其结构见图 14(a),当R=500 µm, $\Lambda$ = 100 µm 时,其色散曲线见图 14(b),图 14(c)和(d)分别为波导型 SSPPs 和探针型 SSPP 在 *f*=0.6 THz 时的场分布。同年,Fernandez-Dominguez等人<sup>[72]</sup>又从实验和理论两方面研究了紧束缚 THz-SSPPs 在螺旋槽金属丝上的传播。这种

金属线的周期性结构允许在比螺距长的波长处形成具有不同方位对称的表面电磁模式。2009年, Zhang等人<sup>[73]</sup>开发了一种基于 SSPPs 的亚波长光栅波导,它由 2 个平行的金属板组成,它们的内边界具有周期性的波纹,以减慢 THz 波的传播速度,其结构见图 15(a),在锥形输入端口的辅助下,此结构在宽带宽上的传输效率约为 80%,并 且在亚波长范围内具有很强的限制。Z Gao 等人<sup>[74]</sup>在 2010 年设计了由单排金属楔组成的结构,这些金属楔周期 性地从平面金属表面突出,结构见图 15(b),结果表明,这种结构可以在 THz 区域维持一种 SSPPs 模式,其电场 高度限制在横向平面内,电场分布见图 15(c)。该结构中的引导模式具有良好的模态形状、大传播长度和低弯曲 损耗等优异特性。



Fig.14 (a) periodic metal wire SSPPs waveguide; (b) dispersion curve of figure(a); (c) field distribution of waveguide type SSPPs at *f*=0.6 THz; (d) field distribution of probe type SSPPs at *f*=0.6 THz<sup>[71]</sup>

图 14 (a) 周期型金属线 SSPPs 波导; (b) 色散曲线; (c) 波导型 SSPPs 在 /= 0.6 THz 时的场分布; (d) 探针型 SSPPs 在 /= 0.6 THz 时的场分布[71]



Fig.15 (a) subwavelength grating waveguide<sup>[73]</sup>; (b) wedge-shaped SSPPs waveguide<sup>[74]</sup>; (c) electric field distribution of wedge-shaped SSPPs waveguide<sup>[74]</sup> 图 15 (a) 亚波长光栅波导<sup>[73]</sup>; (b) 楔形 SSPPs 波导<sup>[74]</sup>; (c) 楔形 SSPPs 波导电场分布<sup>[74]</sup>

到了 2013年, Shen 和 Cui 等人<sup>[75]</sup>提出了在超薄柔性基底上制作超薄金属光栅,称之为共型表面等离子体 (Conformal Surface Plasmons, CSPs),实现了 SSPPs 结构的二维化,其结构及色散曲线见图 16(a),图 16(b)为单元 结构电场分布,图 16(c)为样品,图 16(d)为样品对应仿真的电场分布。该团队基于此结构又研发许多功能器件,例如 SSPPs 天线<sup>[76]</sup>、滤波器<sup>[77]</sup>、二次谐波产生器<sup>[78]</sup>等。

2016年,Y Liu等人<sup>[79]</sup>利用有限元方法在THz频段研究了一种超薄金属带槽型SSPPs波导的色散特性,其结构及色散曲线见图17(a)和图17(b),SSPPs波的约束能力受色散曲线的影响,色散曲线可以被结构参数调制。他们同时研究了亚波长平面SSPP波导环形谐振腔的传输特性,其结构见图17(c),S参数见图17(d),可以看出当g在10~30 μm范围内变化时,透射系数S<sub>21</sub>的最小值显著增大,表明耦合强度较弱,导致Q因子较高,共振谱宽度较窄。此外,还引入了增益介质来补偿SPPs波在THz频率下在器件中的传播损耗。

同年,YLiu等人<sup>[80]</sup>提出并研究了一种基于在双波纹金属波导上有效产生SSPPs模式的THz电子源,其结构见图18(a),在150个周期4.5mm的波导长度下,注入电子束强度为19.55kV,1A,当间隙宽度从90µm变为40µm



(c)



101001001 atrant (d)

(b)

Fig.16 (a) ultra-thin metal grating and dispersion curve<sup>[75]</sup>; (b) electric field distribution of the unit structure<sup>[75]</sup>; (c) flexible ultra-thin grating sample<sup>[75]</sup>; (d) simulation results of the electric field distribution corresponding to the sample  $^{\left[ 75\right] }$ 

图 16 (a) 超薄金属光栅及色散曲线<sup>[75]</sup>; (b) 单元结构电场分布<sup>[75]</sup>; (c) 柔性超薄光栅样品<sup>[75]</sup>; (d) 样品对应电场分布的仿真结果<sup>[75]</sup>



Fig.17 (a) structure diagram of ultra-thin metal grooved SSPPs waveguide; (b) dispersion relation; (c) ring resonator based on the SSPPs waveguide in Fig.(a); (d) corresponding S-parameters of the ring resonator in Fig.(c)<sup>[79]</sup>

图 17 (a) 超薄金属带槽型 SSPPs 波导结构图; (b) 色散关系; (c) 基于图(a) SSPPs 波导的环形谐振腔; (d) 图(c) 中环形谐振腔对应 S参数<sup>[79]</sup>

第 20 卷

0.5

0.9

1.0

时,输出功率从272 mW升为36.5 W。2017年,Chowdhury等人<sup>[81]</sup>研究了填充介质的周期性凹槽金属THz 波导,结构见图18(b)。该波导几何结构由金属衬底组成,衬底上周期性地排列有矩形凹槽的一维阵列。沿沟槽的波导顶面被聚酰亚胺填充,他们利用聚酰亚胺折射率可变的特点检验了各种参数,如频移、灵敏度等,图18(c)为调控聚酰亚胺折射率得到的输出信号振幅图。2018年,Zhang等人<sup>[82]</sup>基于一维光栅结构设计了THz-SSPPs 波导(见图18(d)),并在此基础之上构建了S弯波导、Y型分束器(见图18(e))以及定向耦合器(见图18(f))。



Fig.18 (a) THz electron source based on effective generation of SSPPs mode on double corrugated metal waveguide<sup>[80]</sup>; (b) periodic groove metal THz waveguide filled with dielectric<sup>[81]</sup>; (c) amplitude diagram of the output signal obtained by adjusting the refractive index of polyimide<sup>[81]</sup>; (d) THz–SSPPs waveguide based on one-dimensional grating structure<sup>[82]</sup>; (e) S-bend waveguide and Y-shaped beam splitter<sup>[82]</sup>; (f) directional coupler<sup>[82]</sup>

图 18 (a) 基于在双波纹金属波导上有效产生 SSPPs 模式的 THz 电子源<sup>[80]</sup>; (b) 介质填充的周期性凹槽金属 THz 波导<sup>[81]</sup>; (c) 调控聚酰亚胺折射率 得到的输出信号振幅图<sup>[81]</sup>; (d) 基于一维光栅结构的 THz-SSPPs 波导<sup>[82]</sup>; (e) S 弯波导及 Y 型分束器<sup>[82]</sup>; (f)定向耦合器<sup>[82]</sup>

2018年,Guo等人<sup>[83]</sup>第一次提出在THz频段实现共型SSPPs波导,其结构见图19(a)和图19(b),对应的S参数见图19(c)和图19(d),其中N为波导周期数量。2019年,Jaiswal等人基于类似的结构设计了带通滤波器<sup>[84]</sup>,结构见图19(e);2020年,Xu等人也设计了类似的结构<sup>[85]</sup>,见图19(f)。这些研究工作在THz频段仅限于数值计算,实验验证都是在微波频段进行的。



Fig.19 (a) THz coplanar SSPPs waveguide; (b) schematic diagram of unit structure size; (c) S parameter when L<sub>n</sub> changes;
 (d) S parameter when the period N changes<sup>[83]</sup>; (e) new band pass filter<sup>[84]</sup>; (f) THz-CSP waveguide<sup>[85]</sup>
 图19 (a) THz共型 SSPPs 波导; (b) 单元结构尺寸图; (c) L<sub>n</sub>变化时S参数; (d) 周期N变化时S参数<sup>[83]</sup>; (e) 新型带通滤波器<sup>[84]</sup>; (f) 新型THz-CSP波导<sup>[85]</sup>

总而言之,目前关于 SSPPs 的研究越来越多,各种基于 SSPPs 的器件也被研发出来,但大都局限于微波波 段。关于 THz 频段的 SSPPs 波导的研究虽然并不算少,但受困于信号源、探测器等多方面现实原因,只能局限 于理论及仿真工作,实验方面的工作十分稀少,几乎是一个尚未开发的方向,依然有很大潜力。

#### 8 基于新型二维材料的 THz 波导

石墨烯(Graphene)作为最具代表性的新型二维材料,它在力、热、光、电等方面都具有十分优异的性能,在 生物、医药、材料等方向具有很好的应用前景,近年来备受关注,并且得到了持续深入的研究<sup>[86-90]</sup>。

石墨烯在微观上是由碳原子以sp<sup>2</sup>杂化的方式组成的六角蜂窝形晶格,见图 20(a)。石墨烯典型厚度只有 0.2~0.5 nm,低于现有技术可加工出金属薄膜的厚度。石墨烯在室温下就表现出了极高的载流子迁移率,为 20 000 cm<sup>2</sup>/(V·s)(当电子密度为2×10<sup>11</sup> cm<sup>-2</sup>时)<sup>[91]</sup>。其能带结构在紧束缚模型中分布见图 20(b)和图 20(c),成六角形 分布,并且可以看出,上下能带在晶格顶点呈现出了狄拉克锥形态,其中,绝对零度时,未掺杂的石墨烯费米 面恰好经过狄拉克点,即图 20(c)中的锥形顶点。



Fig.20 (a) microstructure of graphene; (b) band structure of single-layer graphene and (c) partial enlarged view 图 20 (a) 石墨烯微观结构; (b) 单层石墨烯能带结构及(c) 局部放大图

石墨烯的光吸收分为两类:带间吸收和带内吸收<sup>[92]</sup>,见图 21(a),当石墨烯价带中电子吸收光子并在保持动量不变的情况下被激发至导带中时带间跃迁就会发生。设石墨烯的化学势为 $\mu_c$ ,在绝对零度下,当 $|\mu_c| < \hbar\omega/2$ ,带间吸收可以发生;当 $|\mu_c| > \hbar\omega/2$ ,考虑泡利阻塞机制,带间吸收即被阻塞,转而发生带内吸收,见图 21(b),带

内吸收是需要声子辅助的,而且带内吸收主要 发生在长波长波段(远红外波段到 THz 波段等)和 高载流子浓度范围。故在 THz 频段内,石墨烯 的带内吸收使其拥有极好的 SPP 特性,以此为 基础便可构建基于石墨烯的 THz 器件。

2008年, Hanson<sup>[93]</sup>首次提出了 THz 石墨烯 平行板波导(Graphene Parallel-Plate Waveguide, GPPWG)模型,见图 22(a),2条黑色横实线表示 2个无限薄石墨烯片,并从理论上系统分析了准 横向电磁波模在该波导模型中的性质,包括传 输模式、传输衰减及模场束缚性。同时发现, GPPWG 比金属 PPWG 具有更低的传输损耗,图 22(b)4条曲线从上到下分别对应单层石墨烯、金 (厚10 nm)、10层石墨烯、金(厚100 nm)的 PPWG 衰减常数随频率变化图。



Fig.21 (a) graphene interband absorption; (b) graphene intraband absorption<sup>[92]</sup> 图 21 (a) 石墨烯带间吸收; (b) 石墨烯带内吸收<sup>[92]</sup>

2011年, Vakil和 Engheta<sup>[94]</sup>利用偏置电压来调控石墨烯的 SPPs 特性,图 23 为二人设计的石墨烯 SPP 波导在 30 THz 处的仿真结果,他们将石墨烯放置在隔离电介质上,下方接地面为不平整的结构,然后通过设计介电板 下的接地面的特定轮廓,从而令介电常数不均匀分布,通过施加偏置电压,在石墨烯下产生不均匀的静态偏置 电场,然后通过调节电压即可实现石墨烯 SPPs 的状态转换。

2012年,Yuan等人<sup>[95]</sup>设计了一种半导体-石墨烯圆柱结构的THz波导,见图24(a),1和3为半导体,2为石 墨烯层,4为空气层。在这种结构中,石墨烯由于其二维性质和相对较低的介电常数值,在实现半导体-石墨烯 界面处介电常数的强烈失配方面发挥了作用。同时发现,当外半导体层的半径ρ<sub>1</sub>约为100 μm时,光子模式的频 率在THz带宽内,可以通过改变ρ<sub>1</sub>有效地调谐工作频率。

2014年,Wang等人<sup>[96]</sup>基于石墨烯 SPPs 波导设计了并联型和串联型耦合器,其中图 24(b)为石墨烯 SPPs 波导 截面图及色散曲线,(c)和(d)分别为并联型和串联型耦合器拓扑结构,通过改变偏置电压即可来调控石墨烯 SPPs 波导的色散曲线及耦合器的状态转换。



Fig.22 (a) GPPWG model; (b) from top to bottom, the attenuation constants of PPWG corresponding to single-layer graphene, gold(10 nm thick), 10-layer graphene, and gold(100 nm thick) vary with frequency<sup>[93]</sup>
 图 22 (a) GPPWG 模型; (b) 从上到下分别对应单层石墨烯、金(厚 10 nm)、10层石墨烯、金(厚 100 nm)的 PPWG 衰减常数随频率变化图<sup>[93]</sup>



Fig.23 (a) graphene SPP straight waveguide; (b) graphene SPP Y-waveguide intraband absorption<sup>[94]</sup> 图 23 (a) 石墨烯 SPP 直波导; (b) 石墨烯 SPP Y 形波导<sup>[94]</sup>



Fig.24 (a) THz waveguide based on semiconductor-graphene cylindrical structure<sup>[95]</sup>; (b) graphene SPP waveguide and dispersion curve under different bias voltages<sup>[96]</sup>; (c) topological structure of parallel coupler<sup>[96]</sup>; (d) topological structure of series coupler<sup>[96]</sup>; (e) graphene/AlGaAs SPW structure<sup>[97]</sup>; (f) graphene-based hybrid plasma waveguide<sup>[98]</sup>; (g) novel graphene hybrid plasma waveguide and (h) corresponding field intensity distribution<sup>[99]</sup>

图24 (a) 半导体-石墨烯圆柱结构的THz波导<sup>[95]</sup>;(b) 石墨烯SPP波导及不同偏压下色散曲线<sup>[96]</sup>;(c) 并联型耦合器拓扑结构<sup>[96]</sup>;(d) 串联型耦合器拓 扑结构<sup>[96]</sup>;(e) 石墨烯/AlGaAs SPW结构<sup>[97]</sup>;(f) 基于石墨烯的混合等离子体波导<sup>[98]</sup>;(g) 新型石墨烯混合等离子体波导及(h) 对应场强分布<sup>[99]</sup> 2018年, Chen 等人<sup>[97]</sup>结合石墨烯表面等离子体波导(Graphene Surface Plasmon Waveguides, GSPW)和非线性 材料,提出了一种新颖的石墨烯/AlGaAs SPW 结构,见图 24(e),用于在近红外泵浦下产生THz 波差频 (Difference Frequency Generation, DFG)。2019年,He 等人<sup>[98]</sup>通过将 GaAs 微管集成在由石墨烯涂层衬底支撑的二 氧化硅垫片上,继而从理论上报告了一种新型的基于石墨烯的混合等离子体波导(Graphene-based Hybrid Plasmonic Waveguide,GHPW),见图 24(f)。他们在对GHPW 引导特性的综合数值模拟中,通过调整波导的关键 结构参数和石墨烯的化学势,发现混合等离子体模式(TM)的大小可以显著减小到 10<sup>-4</sup>( $\lambda^2$ /4),并有着数十微米的 长传播距离。同年,Zheng等人<sup>[99]</sup>也提出一种新型GHPW,结构见图 24(g),电场分布见图 24(h),此波导在 THz 频段具有超强能量限制和超低传播损耗的优点,其利用高差折射率材料中的模式能量分布特性和石墨烯的类金 属特性来实现卓越的波导性能。与传统GHPW 相比,在 3 THz 频点处此波导具有 50 倍的模式约束和 5 倍的传播 距离,此外,由于模式的超强能量约束,两个平行波导之间耦合引起的串扰可以忽略不计。

相比于传统材料,石墨烯在可加工厚度更薄的情况下,却表现出了更强的模式约束和更长的传输距离等优越特性。可以看出,石墨烯在THz领域内有着广阔的前景。目前,虽然基于新型二维材料的研究主要集中在金属薄膜和石墨烯两个方向上,但对于其他新型二维材料,例如WSe<sub>2</sub><sup>[100]</sup>,WS<sub>2</sub><sup>[101-102]</sup>,MoS<sub>2</sub><sup>[103]</sup>、黑磷<sup>[104]</sup>的研究也不曾间断。

# 9 结论

本文对 THz 波导的发展进行了论述,包括波导类型、常用材料等。THz 波导类型主要包括传统的中空型波导、平行平板波导、金属丝波导、介质光纤和介质管波导,在所调研的文献中各类传统波导对应的最低损耗分别为 0.025 cm<sup>-1</sup>,0.06 cm<sup>-1</sup>,0.03 cm<sup>-1</sup>,0.01 cm<sup>-1</sup>,0.000 8 cm<sup>-1</sup>,显然,随着研究的进行,THz 波导损耗是在不断减小的。 之后甚至在 70 km 长的 THz 光子晶体光纤上实现了模分复用技术,同时由于光子晶体自身的低群速特性,实现 了对 THz 波的低色散传输。新型 THz 光子晶体包括光子晶体波导和光子晶体光纤两部分,THz 光子晶体波导是 对光子晶体周期结构的横向应用,而 THz 光子晶体光纤是对其的纵向应用,自从 THz 光子晶体波导诞生以后, 针对 THz 波导的研究重心不再仅仅是降低损耗和色散,同时也要考虑集成光路方面的问题。自然而然地,集成 度高的波导类型,如 SSPPs 波导和新型二维材料波导便被引入到 THz 波导领域,以构建 THz 亚波长器件。各种 波导均有各自的优缺点,应用时需根据实际情况进行考虑。

总体来看,THz波导常用材料包括金属、聚合物以及新型二维材料等。但随着材料和加工工艺的发展,THz 波导的研究由单一材料走向复合材料,由高维降至低维,为THz波从自由空间走向集成系统不断夯实基础。但 正如本文前面所说,对于波导的研究,插入损耗、材料吸收以及波导色散关系这三个问题是必须考虑的,它们 决定了导波的传播距离和损耗。尽管有着诸多的困难,但作为THz系统的基础结构,大量的研究一直在推动 THz波导的发展,并促进其在各个领域的应用。

# 参考文献:

- [1] FERGUSON B,ZHANG X C. Materials for terahertz science and technology[J]. Nature Materials, 2002,1(1):26-33.
- [2] LIU C, WANG C, CAO J C. Multipath propagation channel modeling and capacity analysis for terahertz indoor communications[J]. Journal of Optical Technology, 2017,84(1):53-61.
- [3] WANG C, WANG F, CAO J C. Terahertz radiation induced chaotic electron transport in semiconductor superlattices with a tilted magnetic field[J]. Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science, 2014,24(3):033109.
- [4] CAO J C. Semiconductor terahertz sources, detectors and applications[M]. Beijing: Science Press, 2012.
- [5] FEDERICI J F,SCHULKIN B,Huang F,et al. THz imaging and sensing for security applications-explosives, weapons and drugs[J]. Semiconductor Science and Technology, 2005,20(7):S266–S280.
- [6] 张真真,黎华,曹俊诚. 高速太赫兹探测器[J]. 物理学报, 2018,67(9):090702-1-090702-12. (ZHANG Zhenzhen,LI Hua,CAO Juncheng. Ultrafast terahertz detectors[J]. Acta Physica Sinica, 2018,67(9):090702-1-090702-12.)
- [7] ZIMDARS D,VALDMANIS J A,WHITE J S,et al. Technology and applications of terahertz imaging nondestructive examination: inspection of space shuttle sprayed on foam insulation[J]. AIP Conference Proceedings, 2005,760(1):570–577.
- [8] HU B B,NUSS M C. Imaging with terahertz waves[J]. Optics Letters, 1995,20(16):1716–1718.
- [9] FITCH M J,OSIANDER R. Terahertz waves for communications and sensing[J]. Johns Hopkins APL Technical Digest, 2004,25 (4):348-355.
- [10] KLEINE-OSTMANN T, NAGATSUMA T. A review on terahertz communications research[J]. Journal of Infrared Millimeter & Terahertz Waves, 2011,32(2):143-171.
- [11] 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):7-27. (YAO Jianquan,CHI Nan,YANG Pengfei,et al. Study and outlook of terahertz communication technology[J]. China Journal Of Lasers, 2009,36(9):7-27.)

第	3期	王	长等:	太赫兹波导发展现状与展望	257
[12]	ORDAL M A,LONG L L,BE	LL R J,e	et al. Optio	cal properties of the metals Al,Co,Cu,Au,Fe,Pb,Ni,Pd,Pt,Ag,Ti	, and W in the
	infrared and far infrared[J]. A	pplied C	Pptics, 198	3,22(7):1099–1119.	
[13]	MARK A O,BELL R J,ALEX	ANDER	R W,et al	. Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infr	ared:Al,Co,Cu,
	Au,Fe,Pb,Mo,Ni,Pd,Pt,Ag,Ti,	V, and W	[J]. Appli	ed Optics, 1985,24(24):4493-4499.	
[14]	MCGOWAN R W, GALLOT	G, GRISO	CHKOWSF	XY D. Propagation of ultrawideband short pulses of terahertz rad	diation through
	submillimeter-diameter circu	lar wave	guides[J].	Optics Letters, 1999,24(20):1431-1433.	
[15]	GALLOT G,JAMISON S P,M	GOWA	N R W,et a	al. Terahertz waveguides[J]. OSA publishing JOSA B, 2000,17(5):	851-863.
[16]	LU D M, YAO J Q, ZHENG	Y, et al.	Transmiss	sion characteristics of hollow metallic film-coated circular wave	eguide for THz
	radiation[J]. Laser & Infrared	, 2007,3	7(12):1287	7–1289.	
[17]	HARRINGTON J A, PEDERS	EN P,BC	OWDEN B	F, et al. Hollow cucoated plastic waveguides for the delivery of TH	z radiation[C]//
	Terahertz and Gigahertz Elec	tronics a	nd Photoni	ics IV. [S.l.]:SPIE 2005,5727:143–150.	

[18] 张学文,谭智勇,陈可旺,等. 介质金属膜波导在G波段和4.3 THz的传输特性[J]. 红外与毫米波学报, 2019,38(2):215-222.
 (ZHANG Xuewen, TAN Zhiyong, CHEN Kewang, et al. Transmission characteristics of dielectric-coated metallic waveguides in G band and 4.3 THz[J]. Journal of Infrared and Millimeter Waves, 2019,38(2):215-222.)

[19] MENDIS R, GRISCHKOWSKY D. Undistorted guided-wave propagation of subpicosecond terahertz pulses[J]. Optics Letters, 2001,26(11):846-848.

[20] MENDIS R, GRISCHKOWSKY D. THz interconnect with low-loss and low-group velocity dispersion[J]. IEEE Microwave and Wireless Components Letters, 2001,11(11):444-446.

[21] MENDIS R. THz transmission characteristics of dielectric-filled parallel-plate waveguides[J]. Journal of Applied Physics, 2007,101(8):083115.

[22] COOKE D G,JEPSEN P U. Optical modulation of terahertz pulses in a parallel plate waveguide[J]. Optics Express, 2008,16(19): 15123-15129.

[23] WANG K L,MITTLEMAN D M. Metal wires for terahertz wave guiding[J]. Nature, 2004,432(7015):376–379.

[24] WANG K L,MITTLEMAN D M. Guided propagation of terahertz pulses on metal wires[J]. JOSA B, 2005,22(9):2001–2008.

[25] JEON T, ZHANG J Q, GRISCHKOWSKY D. THz sommerfeld wave propagation on a single metal wire[J]. Applied Physics Letters, 2005,86(16):161904.

[26] HE X Y,CAO J C,FENG S L. Simulation of the propagation property of metal wires terahertz waveguides[J]. Chinese Physics Letters, 2006,23(8):2066–2069.

[27] JAMISON S P, MCGOWAN W, GRISCHKOWSKY D. Single-mode waveguide propagation and reshaping of sub-ps terahertz pulses in sapphire fibers[J]. Applied Physics Letters, 2000,76(15):1987-1989.

[28] CHEN L J,CHEN H W,KAO T F,et al. Low-loss subwavelength plastic fiber for terahertz waveguiding[J]. Optics Letters, 2006, 31(3):308-310.

[29] LAI C H, HSUEH Y C, CHEN H W, et al. Low-index terahertz pipe waveguides [J]. Optics Letters, 2009,34(21):3457-3459.

[30] LU J T, HSUEH Y C, HUANG Y R, et al. Bending loss of terahertz pipe waveguides[J]. Optics Express, 2010, 18(25): 26332-26338.

[31] BAO H L, NIELSEN K, BANG O, et al. Dielectric tube waveguides with absorptive cladding for broadband, low-dispersion and low loss THz guiding[J]. Scientific Reports, 2015,5(1):1–9.

[32] YABLONOVITCH E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. Physical Review Letters, 1987, 58(20):2059-2062.

[33] SAJEEV J. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices[J]. Physical Review Letters, 1987,58(23): 2486–2489.

[34] YARIV A,XU Y,LEE R K,et al. Coupled-resonator optical waveguide:a proposal and analysis[J]. Optics Letters, 1999,24(11): 711-713.

[35] 黄昆,韩汝琦. 固体物理学[M]. 北京:科学出版社, 1988. (HUANG Kun, HAN Ruqi. Solid-state physics[M]. Beijing:Science Press, 1988.)

[36] ZHANG Y,LI Z J,LI B J. Multimode interference effect and self-imaging principle in two-dimensional silicon photonic crystal waveguides for terahertz waves[J]. Optics Express, 2006,14(7):2679–2689.

[37] PONSECA Carlito S, ESTACIO Elmer, POBRE Romeric, et al. Transmission characteristics of lens-duct and photonic crystal waveguides in the terahertz region[J]. JOSA B, 2009,26(9):A95-A100.

[38] KITAGAWA J, KODAMA M, KADOYA Y. Design of two-dimensional low-dielectric photonic crystal and its terahertz

waveguide application[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2012,51(6R):062201.

- [39] TSURUDA K, FUJITA M, NAGATSUMA T. Extremely low-loss terahertz waveguide based on silicon photonic-crystal slab[J]. Optics Express, 2015,23(25):31977-31990.
- [40] 司阳,陈希,陈鹤鸣. 基于二维光子晶体高Q值微波带阻滤波器[J]. 太赫兹科学与电子信息学报, 2021,19(1):96-100. (SI Yang,CHEN Xi,CHEN Heming. High Q-factor microwave bandstop filter based on two-dimensional photonic crystal[J]. Journal of Terahertz Science and Electronic Information Technology, 2021,19(1):96-100.)
- [41] CHEN T, SUN J Q, LI L, et al. Design of a photonic crystal waveguide for terahertz-wave difference-frequency generation[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2012,24(11):921–923.
- [42] KNIGHT J C,BIRKS T A,ATKIN D M,et al. Pure silica single-mode fibre with hexagonal photonic crystal cladding[C]// Optical Fiber Communication Conference. San Jose,USA:[s.n.], 1996:339.
- [43] CREGAN R F,MANGAN B J,KNIGHT J C,et al. Single-mode photonic band gap guidance of light in air[J]. Science, 1999,285 (5433):1537-1539.
- [44] GOTO M,QUEMA A,TAKAHASHI H,et al. Teflon photonic crystal fiber as terahertz waveguide[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2004,43(2B):L317-L319.
- [45] GOTO M, QUEMA A, TAKAHASHI H, et al. Teflon photonic crystal fiber as polarization-preserving waveguide in THz region[C]// International Conference on Ultra-fast Phenomena. Berlin:Springer, 2005:702-704.
- [46] LI S P,LIU H J,HUANG N,et al. Broadband high birefringence and low dispersion terahertz photonic crystal fiber[J]. Journal of Optics, 2014,16(10):105102.
- [47] MEDJOURI A,SIMOHAMED L M,ZIANE O,et al. Investigation of high birefringence and chromatic dispersion management in photonic crystal fibre with square air holes[J]. Optik, 2015,126(20):2269–2274.
- [48] BHATTACHARYA R,KONAR S. Extremely large birefringence and shifting of zero dispersion wavelength of photonic crystal fibers[J]. Optics & Laser Technology, 2012,44(7):2210-2216.
- [49] AGRAWAL A, KEJALAKSHMY N, UTHMAN M, et al. Ultra low bending loss equiangular spiral photonic crystal fibers in the terahertz regime[J]. AIP Advances, 2012,2(2):022140.
- [50] CHEN H B, WANG H, HOU H L, et al. A terahertz single-polarization single-mode photonic crystal fiber with a rectangular array of micro-holes in the core region[J]. Optics Communications, 2012,285(18):3726-3729.
- [51] HAN J W,ZHANG J,ZHAO Y L, et al. Numerical demonstration of mode-division multiplexing transmission over dual-mode photonic crystal fiber enabled by fiber couplers[J]. Optik, 2013,124(12):1287-1289.
- [52] ZHANG Z G, TANG J, LUO D, et al. Research on terahertz photonic crystal fiber characteristics with high birefringence[J]. Optik, 2014,125(1):154-158.
- [53] YANG J, YANG B, WANG Z, et al. Design of the low-loss wide bandwidth hollow-core terahertz inhibited coupling fibers[J]. Optics Communications, 2015,343:150-156.
- [54] MISRA M,PAN Y,WILLIAMS C R,et al. Characterization of a hollow core fibre-coupled near field terahertz probe[J]. Journal of Applied Physics, 2013,113(19):193104.
- [55] ISLAM S,ISLAM M R,FAISAL M, et al. Extremely low-loss, dispersion flattened porouscore photonic crystal fiber for terahertz regime[J]. Optical Engineering, 2016,55(7):076117.
- [56] WU Z Q,ZHOU X Y,SHI Z H,et al. Proposal for high-birefringent terahertz photonic crystal fiber with all circle air holes[J]. Optical Engineering, 2016,55(3):037105.
- [57] WOOD R W. Xlii on a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum[J]. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 1902,4(21):396–402.
- [58] FANO U. The theory of anomalous diffraction gratings and of quasi-stationary waves on metallic surfaces(sommerfeld's waves)[J]. JOSA, 1941,31(3):213-222.
- [59] PINES D. Collective energy losses in solids[J]. Reviews of Modern Physics, 1956,28(3):184.
- [60] STERN E A, FERRELL R A. Surface plasma oscillations of a degenerate electron gas[J]. Physical Review, 1960,120(1):130.
- [61] KRETSCHMANN E, RAETHER H. Radiative decay of non-radiative surface plasmons excited by light[J]. Zeitschrift Für Naturforschung, 1968,23A(12):2135-2136.
- [62] OTTO A. Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection[J]. Zeitschrift Für Physik A Hadrons and Nuclei, 1968,216(4):398-410.
- [63] BARNES W L, DEREUX A, EBBESEN T W. Surface plasmon subwavelength optics[J]. Nature, 2003, 424(6950):824-830.

- [64] LIU Y M,ZENTGRAF T,BARTAL G,et al. Transformational plasmonoptics[J]. Nano Letters, 2010,10(6):1991–1997.
- [65] PITARKE J M, SILKIN V M, CHULKOV E V, et al. Theory of surface plasmons and surface-plasmon polaritons[J]. Reports on Progress in Physics, 2006,70(1):1-87.
- [66] SHCHEGROV A V, NOVIKOV I V, MARADUDIN A A. Scattering of surface plasmon polaritons by a circularly symmetric surface defect[J]. Physical Review Letters, 1997,78(22):4269-4272.
- [67] JEON T, ZHANG J Q, GRISCHKOWSKY D. THz sommerfeld wave propagation on a single metal wire[J]. Applied Physics Letters, 2005,86(16):161904.
- [68] JEON T, GRISCHKOWSKY D. THz zenneck surface wave(THz surface plasmon) propagation on a metal sheet[J]. Applied Physics Letters, 2006,88(6):061113.
- [69] PENDRY J B, MARTIN-MORENO L, GARCIA-VIDAL F J. Mimicking surface plasmons with structured surfaces[J]. Science, 2004,305(5685):847-848.
- [70] WILLIAMS C R, ANDREWS S R, MAIER S A, et al. Highly confined guiding of terahertz surface plasmon polaritons on structured metal surfaces[J]. Nature Photonics, 2008,2(3):175-179.
- [71] FERNANDEZ-DOMINGUEZ A I, MARTIN-MOREN L O, GARCIA-VIDAL F J, et al. Spoof surface plasmon polariton modes propagating along periodically corrugated wires[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2008, 14(6):1515– 1521.
- [72] FERNÁNDEZ-DOMÍNGUEZ A I, WILLIAMS C R, GARCÍA-VIDAL J, et al. Terahertz surface plasmon polaritons on a helically grooved wire[J]. Applied Physics Letters, 2008,93(14):141109.
- [73] ZHANG J, CAI L K, BAI W L, et al. Slow light at terahertz frequencies in surface plasmon polariton assisted grating waveguide[J]. Journal of Applied Physics, 2009,106(10):103715.
- [74] GAO Z,ZHANG X F,SHEN L F. Wedge mode of spoof surface plasmon polaritons at terahertz frequencies[J]. Journal of Applied Physics, 2010,108(11):113104.
- [75] SHEN X P, CUI T J, MARTIN-CANO D, et al. Conformal surface plasmons propagating on ultrathin and flexible films[J]. Proceedings of the National Academy of Sciences, 2013,110(1):40-45.
- [76] XU J J,ZHANG H C,ZHANG Q,et al. Efficient conversion of surface-plasmon-like modes to spatial radiated modes[J]. Applied Physics Letters, 2015,106(2):021102.
- [77] GAO X,ZHOU L,LIAO Z, et al. An ultrawideband surface plasmonic filter in microwave frequency[J]. Applied Physics Letters, 2014,104(19):191603.
- [78] ZHANG H C,FAN Y F,GUO J,et al. Second-harmonic generation of spoof surface plasmon polaritons using nonlinear plasmonic metamaterials[J]. ACS Photonics, 2016,3(1):139-146.
- [79] LIU Y, YAN J, SHAO Y, et al. Spoof surface plasmon polaritons based on ultrathin corrugated metallic grooves at terahertz frequency[J]. Applied Optics, 2016,55(7):1720-1724.
- [80] LIU Y Q, DU C H, LIU P K. Terahertz electronic source based on spoof surface plasmons on the doubly corrugated metallic waveguide[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2016,44(12):3288-3294.
- [81] ISLAM M,CHOWDHURY D R,AHMAD A,et al. Terahertz plasmonic waveguide based thin film sensor[J]. Journal of Lightwave Technology, 2017,35(23):5215-5221.
- [82] ZHANG Y, XU Y H, TIAN C X, et al. Terahertz spoof surface-plasmonpolariton subwavelength waveguide[J]. Photonics Research, 2018,6(1):18-23.
- [83] GUO Y J,KAI D X,TANG X H. Spoof plasmonic waveguide developed from coplanar stripline for strongly confined terahertz propagation and its application in microwave filters[J]. Optics Express, 2018,26(8):10589-10598.
- [84] JAISWAL R K, PANDIT N, PATHAK N P. Spoof surface plasmon polaritons based reconfigurable band-pass filter[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2018,31(3):218-221.
- [85] XU K D,ZHANG F Y,GUO Y J,et al. Spoof surface plasmon polaritons based on balanced coplanar stripline waveguides[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2019,32(1):55-58.
- [86] NAIR R R, BLAKE P, GRIGORENKO A N, et al. Fine structure constant defines visual transparency of graphene[J]. Science, 2008,320(5881):1308.
- [87] MAK K F,SFEIR M Y,WU Y,et al. Measurement of the optical conductivity of graphene[J]. Physical Review Letters, 2008,101 (19):196405.
- [88] NETO A H C, GUINEA F, PERES N M R, et al. The electronic properties of graphene [J]. Reviews of Modern Physics, 2009, 81:

1-55.

- [89] BALANDIN A A. Thermal properties of graphene and nanostructured carbon materials[J]. Nature Materials, 2011, 10(8): 569-581.
- [90] BALANDIN A A,GHOSH S,BAO W Z,et al. Superior thermal conductivity of single-layer graphene[J]. Nano Letters, 2008,8(3): 902–907.
- [91] BOLOTIN K I,SIKES K J,JIANG Z F,et al. Ultrahigh electron mobility in suspended graphene[J]. Solid State Communications, 2008,146(9-10):351-355.
- [92] KOESTER S J, LI M. Waveguide-coupled graphene optoelectronics[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2013,20(1):84-94.
- [93] HANSON G W. Quasi-transverse electromagnetic modes supported by a graphene parallelplate waveguide[J]. Journal of Applied Physics, 2008,104(8):084314.
- [94] VAKIL A, ENGHETA N. Transformation optics using graphene[J]. Science, 2011,332(6035):1291-1294.
- [95] YUAN Y Z,YAO J Q,XU W. Terahertz photonic states in semiconductor-graphene cylinder structures[J]. Optics Letters, 2012, 37(5):960–962.
- [96] WANG J,LU W B,LI X B,et al. Graphene plasmon guided along a nanoribbon coupled with a nanoring[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2014,47(13):135106.
- [97] CHEN T, WANG L L, CHEN L Q, et al. Tunable terahertz wave difference frequency generation in a graphene/algaas surface plasmon waveguide[J]. Photonics Research, 2018,6(3):186-192.
- [98] HE X Q, NING T G, PEI L, et al. Tunable hybridization of graphene plasmons and dielectric modes for highly confined light transmit at terahertz wavelength[J]. Optics Express, 2019,27(5):5961-5972.
- [99] ZHENG K, YUAN Y F, ZHAO L T, et al. Ultracompact, low-loss terahertz waveguide based on graphene plasmonic technology[J]. 2D Materials, 2019,7(1):015016.
- [100] SI K Y, HUANG Y Y, ZHAO Q Y, et al. Terahertz surface emission from layered semiconductor wse2[J]. Applied Surface Science, 2018,448(1):416-423.
- [101] XU S J,YANG J,JIANG H C, et al. Transient photoconductivity and free carrier dynamics in a monolayer ws2 probed by time resolved terahertz spectroscopy[J]. Nanotechnology, 2019,30(26):265706.
- [102] 付亚州,谭智勇,王长,等. 基于单层二硫化钨光控太赫兹调制器的研究[J]. 红外与毫米波学报, 2019,38(5):655-661. (FU Yazhou, TAN Zhiyong, WANG Chang, et al. Research on optical controlled terahertz modulator based on monolayer tungsten disulfide[J]. Journal of Infrared and Millimeter Waves, 2019,38(5):655-661.)
- [103] ZHONG Y J,HUANG Y,ZHONG S C,et al. Tunable terahertz broadband absorber based on mos2 ring-cross array structure[J]. Optical Materials, 2021,114:110996.
- [104] LU D Y,LI W,ZHOU H, et al. Black phosphorus/waveguide terahertz plasmonic structure for ultrasensitive tunable gas sensing[J]. Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications, 2021,46(1):100946.

### 作者简介:

**王** 长(1979-),男,山东省潍坊市人,博士,研究员,主要研究方向为太赫兹器件、太赫兹成像.email: cwang@mail.sim.ac.cn.

**谭智勇**(1982-),男,湖南省郴州市人,博士,研究员,主要研究方向为太赫兹光电光谱技术及应用.

郑永辉(1997-),男,河南省焦作市人,在读博士研 究生,主要研究方向为太赫兹光电器件及应用.

**何晓勇**(1979-),男,河南省许昌市人,博士,教授,主要研究方向为太赫兹超材料、石墨烯光电子学和 表面等离子激元等.

**曹俊诚(1967-)**,男,江西省上饶市人,博士,研究员,教授,主要研究方向为太赫兹光子学器件及其通信和成像应用.