

微纳光学结构与太赫兹辐射产生技术的研究进展

韩张华^{1,2,3}, 孙开礼^{1,2,3}, 蔡阳健^{1,2,3*}¹ 山东大学光场调控及应用中心, 山东 济南 250358;² 山东省光学与光子器件技术重点实验室, 山东 济南 250358;³ 山东省光场调控工程技术中心, 山东 济南 250358

摘要 太赫兹 (THz) 技术在基础研究与产业应用中具有重要研究意义, 但其广泛应用仍受限于高效、紧凑的 THz 源, 特别是 0.5~2.0 THz 波段。目前, 人们已经采用了多种技术产生 THz 辐射, 基于光学的方法是其中最重要的手段。首先, 针对 THz 脉冲波及连续波, 基于光电导效应及非线性光学差频的 THz 辐射产生机理, 总结了近年来微纳光学结构在提高泵浦光至 THz 转换效率上的应用。然后, 分析了金属纳米光天线通过增强泵浦光局域电场提高 THz 辐射效率和将金属纳米光天线作为 THz 辐射源两种增强情况。最后, 展望了其他类型的光学微纳结构, 尤其是全介质光学天线支持的米氏谐振、无辐射模式以及连续域中束缚态等新颖物理现象在 THz 辐射产生中的增强作用。

关键词 光学器件; 太赫兹辐射; 光学纳米天线; 局域场增强; 光电导天线; 光整流

中图分类号 O434

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202141.0823017

Research Progress of Micro-Nano Optical Structure and Terahertz Radiation Generation Technology

Han Zhanghua^{1,2,3}, Sun Kaili^{1,2,3}, Cai Yangjian^{1,2,3*}¹ Center of Light Manipulation and Applications, Shandong Normal University, Jinan, Shandong 250358, China;² Shandong Provincial Key Laboratory of Optics and Photonic Devices, Jinan, Shandong 250358, China;³ Shandong Provincial Engineering and Technical Center of Light Manipulations, Jinan, Shandong 250358, China

Abstract Terahertz (THz) technology plays a significant role in basic research and industrial applications. However, the wide application of it is still limited by efficient and compact THz sources, especially in the 0.5–2.0 THz band. Currently, researchers have adopted various technologies to generate THz radiations, in which the optical-based methods are the most important means. In this paper, first, for the THz pulse and continuous waves, the THz radiation generation mechanism based on the photoconductivity effect and nonlinear optical difference frequency are summarized with the application of micro-nano optical structures to improve the conversion efficiency from the pump light to THz radiation. Then, two enhancement situations of the metal nano-optical antenna by enhancing the local electric field of the pump light to improve the THz radiation efficiency, and the metal nano-optical antenna as the THz radiation source are analyzed. Finally, the use of other optical micro-nanostructures in the generation of THz radiation have been outlooked, especially the enhancement effect of novel physical phenomena, such as Mie resonance, non-radiative mode and bound state in the continuous domain supported by all-dielectric optical antennas.

Key words optical devices; terahertz generations; optical nanoantennas; local field enhancement; photoconductive antennas; optical rectification

OCIS codes 040.2235; 250.5403; 190.4360

收稿日期: 2020-09-17; 修回日期: 2020-11-01; 录用日期: 2020-11-24

基金项目: 国家自然科学基金(11974221, 11525418, 91750201, 11974218)

* E-mail: yangjiancai@sdu.edu.cn

1 引言

太赫兹(THz)波段的频率范围通常定义为 0.3~3.0 THz,也有学者将其扩展至 0.1~10 THz。THz 技术具有光子辐射能量低、频谱信息丰富的特点,且 THz 波段包含了很多材料大分子的振动及转动谐振频率,可以实现指纹检测。因此,THz 技术在基础研究与应用科学中有着重大学术价值与广泛的应用前景^[1],如 THz 光谱技术为研究电磁波与物质的相互作用提供了新的手段,其在传感方面的应用也已经深入到半导体、生物与医药卫生^[2]、国土安全^[3]、食品质量控制及环境检测^[4]等各大领域。

长期以来,THz 技术的发展成熟度远远落后于该波段两侧的微波与红外波段,人们将这种现象称为 THz 间隙。原因是用于产生及检测 THz 波段辐射的技术相对不成熟,仍然缺乏室温工作条件下稳定、高效、紧凑的 THz 辐射源,尤其是 0.5~2.0 THz 这个在 THz 应用中极其重要的波段。THz 在电磁波频谱上位于微波与红外波段中间,兼有微波与光波的某些特性。因此,THz 辐射的产生可以同时从基于微波波段的电子学技术以及基于红外波段的光子学技术两方面入手。虽然基于真空电子学或等离子体电子学技术可以产生较大功率的 THz 辐射,但这类辐射源大多有局限性,如只能产生较窄带宽的低频 THz 波、需要大型电子加速器(如自由电子激光或同步辐射光源),难以适用于普通实验室内 THz 研究的需要。虽然采用多级放大器可以将电子信号频率从低频逐渐放大到高频,但其输出功率随频率的升高会快速下降,如美国 Virginia Diodes Inc 公司的产品。目前实现高频(大于 1.0 THz)或宽带 THz 辐射主要通过基于光学的方法。

基于光学方法产生 THz 辐射的原理较多,其中有代表性的是光电导效应与非线性光学差频。光电导效应是将光子能量大于半导体禁带宽度的泵浦光入射到半导体上产生电子-空穴对,这些载流子在外加直流(DC)偏压的作用下产生光生电流,进而辐射出 THz 波。而非线性光学差频产生 THz 辐射的原理相对简单,只需要一种具有较强二阶非线性光学系数的材料。由于飞秒激光脉冲在频域上表现为一个具有高斯分布的函数,当功率密度较大的飞秒激光脉冲入射到非线性材料时,其中任意两个频率之间都会通过非线性光学材料发生光学差频效应,最终产生一个覆盖较宽频率范围的 THz 辐射,其在时域上表现为脉冲信号。该过程也被称为光学整流效

应^[5],原因是其最终效果是将飞秒激光脉冲的包络提取出来,类似于二阶非线性光学中的光整流现象^[6]。为了提高 THz 辐射的效率,通常需要将飞秒激光脉冲在非线性材料中的传输速度(泵浦光的群速度)与产生的 THz 辐射相速度匹配。双波长连续波泵浦光也可以通过非线性差频效应产生连续波 THz 辐射,但需要两束激光都具有较大的功率密度,从而在非线性材料中产生与双波长激光频率差相关的局域极化强度。以该极化强度作为 THz 辐射源,可产生连续波 THz 辐射^[7],其频率可以通过两束激光之间的频率差调节。

综上所述,基于光学方法的 THz 辐射产生需要泵浦光在光电导材料层中被吸收或泵浦光参与非线性光学效应。而常用的光电导材料多为较薄的 III-V 族半导体外延材料,泵浦光的吸收效率较低,产生的 THz 辐射整体较弱。因此,人们采用微纳光学结构,特别是基于表面等离激元效应的金属纳米光天线增强泵浦光吸收,从而产生更强的光生电流及 THz 辐射。本文首先讨论并回顾了金属纳米天线在增强泵浦光局域电场强度及其在光电导层吸收中的应用。支持光波段表面等离激元模式的材料多为金、银等贵金属,人们曾经用金纳米结构表面辐射出的双光子荧光^[8]表征局域电场强度,表明金表面存在较强的界面二阶非线性系数。此外,表面等离激元模式的强倏逝场伴随较大的电场强度梯度,金属表面逸出的电子会受到有质动力的加速在金属表面形成光生电流,从而产生 THz 辐射。因此,进一步总结了将金属纳米结构作为 THz 辐射源的情况。传统基于光学方法的 THz 源设计大多只包括对泵浦光本身的调控,没有考虑产生 THz 的辐射效率。纳米光学中的研究结果表明,任何一个辐射源往自由空间的辐射效率都与其所在的电磁环境有关,即 Purcell 效应^[9]。最后,介绍了多尺度谐振结构的多重增强效果以及近年来研究较多的全介质纳米天线,包括米氏谐振、无辐射谐振及连续谱中束缚态等新颖物理现象,并预测其在基于非线性差频技术 THz 辐射产生中的应用,展望了基于微纳结构 THz 辐射源的可能发展方向。

2 金属纳米结构增强型 THz 辐射源

谐振波长下金属纳米结构能在其近场区域获得比入射光电场强度更强的局域电场以及比其几何横截面更大的吸收截面^[10],在各个光学领域都有潜在

的应用价值。基于光学方法的 THz 辐射源,局域电场强度的增强意味着泵浦光在光电导层中吸收的提高或非线性效率的改善,有效吸收截面的增加也意味着光吸收效率的提高,这表明金属纳米结构在基于光电导效应的 THz 辐射源中具有重要应用前景。产生 THz 辐射的原理如图 1 所示,图 1(a)为光电导效应的过程,图 1(b)为基于非线性差频效应的 THz 辐射过程。光电导效应的过程是当光子能量大于光电导材料禁带宽度的泵浦光入射到两个电极中间时,会在光电导层中产生电子-空穴对,该电子-空穴对会在外加直流偏压的影响下往两侧电极运动,形成光生电流。光生电流随时间发生变化时,光电导天线会向外辐射出电磁波,其电场大小与光生

电流随时间变化的导数成正比。光电导天线的核心是光电导材料,当电子-空穴对复合寿命特别短,在亚 ps 量级时,产生的电磁波辐射频率可到达 THz 波段。针对不同的泵浦光中心波长,常用的材料包括低温生长的 GaAs^[11] 或 InGaAs 外延层^[12] 等。其中,泵浦光包括脉冲泵浦光^[13] 与双波长连续波泵浦光^[14] 两种情况。当脉冲泵浦光关闭时,光生脉冲电流会快速衰减,从而向外辐射出 THz 脉冲,对应于宽带 THz 辐射源;双波长连续波泵浦光会形成拍频,从而在光电导层内形成频率与两个波长差相关的简谐波形式光生电流,进而产生连续波 THz 辐射,这种 THz 产生技术也被称为 THz 混频辐射器 (Photomixer)^[15]。

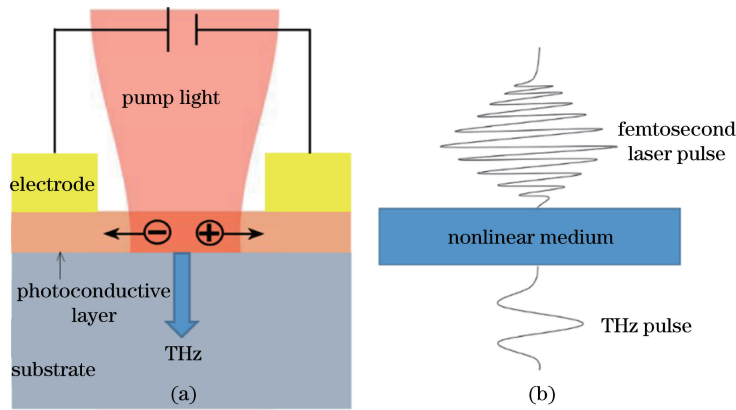


图 1 产生 THz 辐射的原理。(a)基于光电导效应的 THz 辐射;(b)基于非线性差频效应的 THz 辐射
Fig. 1 Principle of the generating THz radiation. (a) THz radiation based on the photoconductive effect;
(b) THz radiation based on the nonlinear difference frequency effect

图 2 为传统光电导天线(PCA)产生 THz 辐射的原理以及集成金属纳米结构阵列的 PCA 示意图。其中,金属纳米结构能显著增强泵浦光的局域电场强度,其增强因子可表示为

$$\delta = \frac{|E|}{|E_0|}, \quad (1)$$

式中, E 与 E_0 分别为有无金属纳米结构时泵浦光在光电导材料层中的电场强度。泵浦光在一种材料中的吸收与该材料中的电场强度相关^[16],可表示为

$$P_{\text{abs}} = \int 0.5\omega\epsilon'' |E|^2 dV, \quad (2)$$

式中, P_{abs} 为泵浦光在某一区域 V 中的吸收, ω 为泵浦光的角频率, ϵ'' 为光电导材料在泵浦光波长下相对介电常数的虚部。可以发现,金属纳米结构阵列伴随的局域电场增强能提高泵浦光的吸收效率,从而产生更强的光电流。此外,金属纳米结构阵列在 PCA 中的引入能进一步缩短光生载流子的复合寿命、改善 PCA 的整体热效率与稳定性。Lepeshov

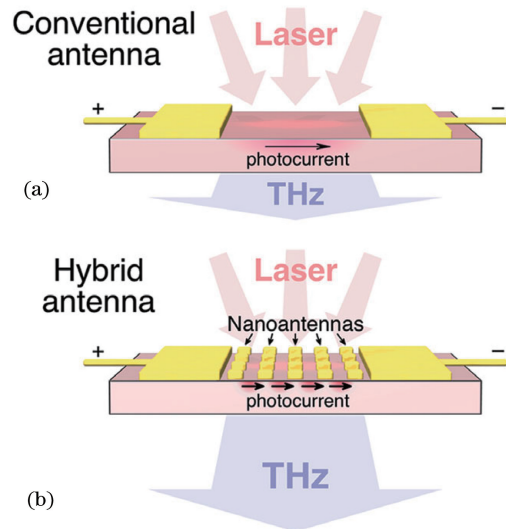


图 2 PCA 的结构。(a)传统 PCA 的结构;
(b)集成金属纳米结构阵列的 PCA^[17]
Fig. 2 Structure of the PCA. (a) Structure of the conventional PCA; (b) PCA with integrated metal nanostructure array^[17]

等^[17]详细总结了金属纳米结构阵列在 PCA 结构中产生 THz 辐射的应用,并分析了其主要优点。在此基础上,本课题组进一步总结了金属纳米结构在脉冲波与连续波两种 THz 辐射类型中的应用。

2.1 脉冲波

Park 等^[18]在 PCA 两个电极之间的高折射率半导体衬底上制作了亚波长结构的一维金属光栅,增强了泵浦光在衬底上的约束与聚焦性能。数值模拟结果表明,采用金属光栅谐振波长泵浦时,在半导体层可以产生较大的光生载流子密度,从而提高产生 THz 辐射的效率。实验测量结果也证实了在 0.1~1.1 THz 频率范围内能获得 2.4 倍的 THz 辐射增强,在 0.82 THz 处的辐射增强超过了 3 倍。Park 等^[19]在两个电极中间采用岛状结构的金颗粒阵列,

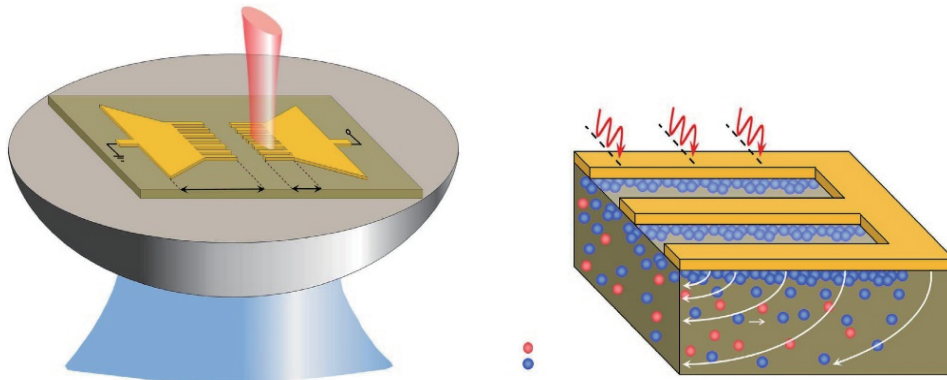


图 3 在 PCA 的 DC 偏压电极上制作的一维金属光栅^[20]

Fig. 3 One-dimensional metal grating made on the DC bias electrode of PCA^[20]

上述结构中的一维纳米光栅或岛状金颗粒结构相对简单,但整体谐振效应不明显。复杂的二维金属纳米结构,如领结型天线^[21]可以提供更显著的局域电场增强效果,从而在 PCA 的应用中改善 THz 的辐射效率。Jooshesh 等^[22]在 PCA 两个电极中间的半绝缘 GaAs 衬底上采用六角形金盘结构阵列,实验结果表明,当这种六角形纳米结构器件的直流偏压只有商用 THz PCA 产品的 75% 时,输出的 THz 辐射振幅仍然提高了 60%。这说明金属纳米结构增强的 PCA THz 辐射源已经接近商用化,且性能超过商用产品。但相关金属纳米结构的制备更复杂,其在 THz 产生的应用中将陆续展开。

图 2 中的传统 PCA 结构通过外加直流偏压加速泵浦光产生光生载流子,从而产生更强的光生电流,最终 THz 辐射的电场强度振幅与直流偏压的大小成正比^[5]。除此之外,还有一种结构更简单的无外置偏压 PCA,其基本原理是基于金属-半导体界

这些颗粒表现为表面等离激元纳米天线,实现了泵浦脉冲激光的会聚和局域电场的增强,进而获得更高的光生载流子产生效率。虽然这些金颗粒尺寸分散且不一致,整体谐振效果较弱,但仍然获得了相当于传统 PCA 2 倍的 THz 脉冲辐射效率。

Berry 等^[20]将一维金属光栅阵列从两个电极中间移动到电极本身,其原理如图 3 所示。这种图形化电极结构不仅能提高泵浦光的吸收效率,还能明显改善传统 PCA 中的低量子效率问题,为光生载流子中的多子提供了纳米尺度上的传输路径,从而增加亚 ps 时间尺度上光生载流子的收集数量。这种集成一维金属光栅的图形化电极结构能显著提高光至 THz 的转换效率。实验结果表明,在同等激发条件下,这种图形化电极结构的 PCA 能获得相当于无光栅结构 PCA 50 倍功率的增强效果^[20]。

面上形成的肖特基接触的内建电场加速光生载流子。当光子能量大于肖特基势垒的泵浦光入射到肖特基接触时,会产生光生载流子。相比传统 PCA,肖特基类型所需的光子能量更小,可以采用 1550 nm 附近通信波段波长的激光进行泵浦。相比 800 nm 波长附近的激光器,1550 nm 波长附近激光器的发展更成熟,且可以采用掺铒光纤放大器等器件提高泵浦激光功率。因此,工作于光通信波长的 PCA 具有更大的应用价值。传统基于 1550 nm 波长附近激光泵浦的 PCA 需要采用 InGaAs 光电导材料。但这种材料的性能比 GaAs 差很多,特别是电阻率偏低,因而不能用较大的偏置电压,THz 输出功率整体较低。因此,基于肖特基接触的 PCA 是替代 InGaAs 材料平台 PCA 的一个有效方案。此外,由于不需要外加偏压,基于肖特基接触的 PCA 不需要制作电极,整体结构更简单。

与传统 PCA 一样,可在基于肖特基接触的

PCA 表面制作金属纳米结构阵列,以增强 THz 辐射的整体输出功率。由于不存在电极,金属纳米结构的制作不需要特别定位,工艺更简单方便。Ramanandan 等^[23]在金纳米光栅表面沉积了 Cu_2O 薄膜,并通过飞秒激光脉冲泵浦,测试了其 THz 辐射产生情况,其工作示意图如图 4 所示。其中,金纳米光栅表面激发的表面等离子元传输模式的最大电场位于半导体/金属界面。这也是肖特基内建电场最强的位置,两者重合时可以获得最佳增强效果。角度敏感的反射光谱证实了金属光栅表面存在表面等离子元模式,而 THz 辐射的测量结果表明,该条件下产生 THz 辐射的功率比没有金属光栅时增强了 34 倍。相比金属光栅,岛状结构的金属颗粒薄膜制作更简便。Ramanandan 等^[24]在电子束蒸发获得的岛状金颗粒结构表面沉积一定厚度的 Cu_2O 薄膜,实验结果表明,该结构比单纯 Cu_2O 薄膜在 THz 辐射功率上提高了超过一个数量级。Mohammad-

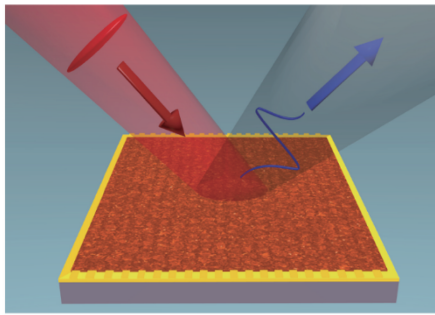


图 4 无偏置电压时形成的 THz 辐射^[23]

Fig. 4 THz radiation formed when there is no bias voltage^[23]

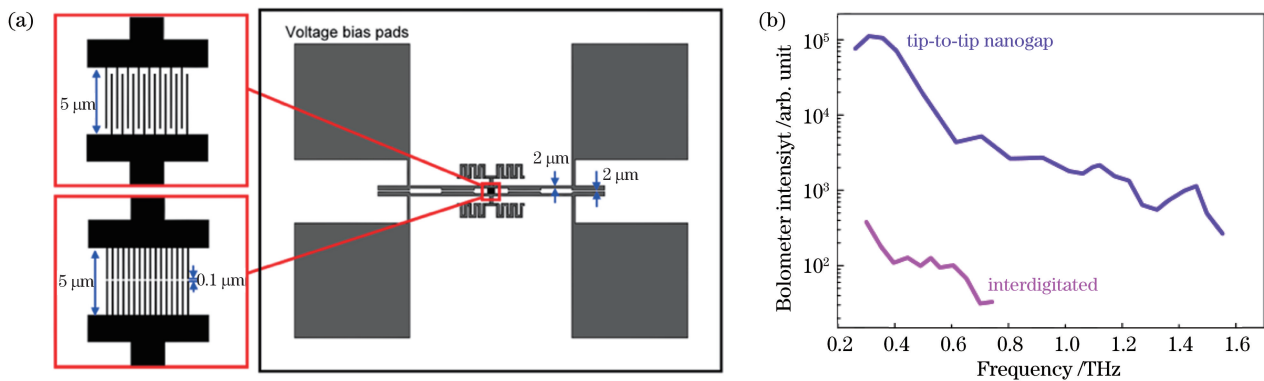


图 5 不同 THz 混频器的性能对比。(a)结构示意图;(b)THz 输出功率随频率的变化曲线^[27]

Fig. 5 Performance comparison of different THz mixers. (a) Schematic diagram of the structure;

(b) THz output power variation curve with frequency^[27]

Berry 等^[12,29]将一维金属纳米光栅阵列的应用从脉冲波 THz 辐射推广到连续波类型中,并分别基于 1550 nm 与 800 nm 波长附近的激光泵浦,在

Zamani 等^[25-26]从理论上对基于肖特基接触的多种无偏压 PCA THz 辐射源的性能进行了仿真,为这种类型 THz 辐射源的进一步应用打下了基础。

2.2 连续波

当两束激光的波长有轻微差别时,其频率差反而会落在 THz 波段,如在 800 nm 波长附近,两束激光的波长差在 2.2 nm 时,频率差正好对应 1 THz。因此,当两束波长轻微失谐的连续波激光入射到 PCA 时,会在光电导层内产生简谐振动的光生电流,进而产生连续波 THz 辐射。由于金属纳米阵列的谐振峰宽度往往覆盖 10 nm 数量级,因此,同一个金属纳米结构阵列可以同时增强两束激光与光电导层的相互作用。

Tanoto 等^[27]在低载流子复合寿命衬底上采用纳米间隙电极实现了高效率连续波 THz PCA 光混频器,其结构如图 5(a)所示。其中,尖端到尖端的纳米间隙为 50~100 nm,电极结构可以提供强大的泵浦光场增强。图 5(b)为输出的 THz 功率,可以发现,与交叉型光混频器相比,在 1.3 THz 带宽范围内端到端型纳米间隙电极光混频器的辐射强度有明显增强。在整个范围内,输出强度的增强水平大约为 2 个数量级。在 0.4 THz 左右,纳米间隙光混频器的增强效果超过 3 个数量级。Khiabani 等^[28]从理论上详细分析了这种端到端型的矩形电极与梯形电极在 THz 波段的电场增强效果。虽然这些电极尺寸较小,在 THz 波段无谐振效果,但其末端的尖端效应能在 THz 波段带来超过 100 倍的电场振幅增强。

InGaAs 及 GaAs 衬底上的对数螺线形状电极中间,制备了一维金纳米光栅结构,并通过这种 THz 混频器实现了覆盖 0.1~2.0 THz 的连续波输出。

3 金属纳米天线作为辐射源的情况

金属纳米阵列作为一种人工微结构可以辅助调控泵浦光与光电导层之间的相互作用,实际应用中人们发现,贵金属表面受到较强飞秒激光脉冲激发时同样会产生 THz 辐射。但该过程的物理机制比较复杂,主要包括电子逸出金属表面并在有质动力(Ponderomotive force)作用下加速产生光电流、金属界面处存在非线性光学效应从而支持光整流现象等过程。

3.1 有质动力作用

Zawadzka 等^[30]发现采用飞秒激光脉冲激发银或金膜时,在不同激光功率下,会分别通过多光子激发(激光较弱时)或激光诱导场发射(激光较强时)的形式在金属表面形成电子束。由于金属表面存在较强的倏逝场,这些电子束在倏逝场中受到有质动力的作用被加速,其能量高达 0.4 keV。Irvine 等^[31]采用二维时域有限差分方法结合电子在倏逝场中受到的洛伦兹力,建立了表面等离激元加速电子束的理论模型,并研究了不同情况下电子束的动能分布谱等特性。Welsh 等^[32]报道了用飞秒激光在金属光栅结构上激发表面等离激元模式时的 THz 辐射结果,并研究了 THz 辐射随飞秒激光偏振方向及入射角度等变量的关系。结果表明,当入射角度恰好满足激发金薄膜上表面等离激元模式的光栅方程时,可获得最大功率的 THz 辐射。该角度依赖关系只对 TM 偏振的入射光成立,TE 偏振的飞秒激光激发的 THz 辐射脉冲功率比 TM 偏振小 2 个数量级。这种偏振依赖性为表面等离激元激发模式的典型特点,该结果将飞秒激光照射金属表面时的 THz 辐射与表面等离激元模式的激发联系起来。该团队还研究了金属光栅结构产生的 THz 辐射机理,由于金的功函数为 5.3 eV,激发脉冲激光中心波长为 800 nm,光子能量约为 1.5 eV,电子可能以多光子吸收的过程从金薄膜内部被激发到真空中成为自由电子,原因是实验中辐射 THz 的功率是激发飞秒激光功率的 3.5 次方。此外,由于表面等离激元是一种倏逝场模式,其场强沿垂直于金属表面的方向呈指数衰减。理论研究结果表明,自由电子在倏逝场中会受到有质动力的作用被加速,从而在金属表面形成电流脉冲辐射出 THz 波。Polyushkin 等^[33]采用飞秒激光脉冲照射银纳米颗粒阵列产生 THz 辐射,相关过程如图 6 所示。制备银纳米颗粒阵列时,首先将 PMMA 小球自组装形成周期性阵列,然后

通过热蒸发工艺在其表面沉积一定厚度的银,再通过剥离(Lift off)工艺制作而成。热蒸发沉积过程中,银通过 PMMA 小球之间的空隙沉积到石英衬底上,最终得到图 6 中准三角形银纳米颗粒的六角周期阵列结构。采用飞秒激光脉冲照射该银纳米颗粒阵列时,可以观察到明显的 THz 脉冲,原因是多光子激发产生的光电子受到有质动力的加速。实验结果表明,THz 脉冲的功率与泵浦光功率的关系和理论模型基本一致,且这种银纳米颗粒阵列的等效非线性极化强度是电介质材料如 ZnTe 的 4 个数量级倍数,这为实现新颖 THz 辐射源提供了新思路。随后,Polyushkin 等^[34]系统地研究了不同泵浦光功率下的 THz 辐射功率,并得到两者之间的双重依赖关系,结果表明,当泵浦激光功率较小时,两者之间的依赖关系小于二阶($P_{\text{THz}} \propto P_{\text{pump}}^n, n < 2$,其中, P_{THz} 与 P_{pump} 分别为 THz 及泵浦激光的功率);当泵浦激光功率较大时,为近似四阶关系。这表明在不同泵浦功率下的 THz 辐射为光整流效应与逸出电子的有质动力加速两种机制产生。

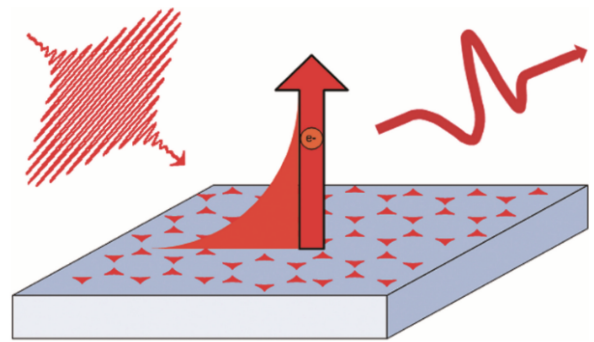


图 6 飞秒激光照射银纳米颗粒阵列产生 THz 辐射示意图^[33]
Fig. 6 Schematic of the THz radiation generated when femtosecond laser irradiates a silver nanoparticle array^[33]

3.2 金属界面的非线性

虽然金属作为块体材料时不具有二阶非线性,但在金属表面附近,反演对称性被打破,在界面上存在一定的非线性效应。这使图 1(b)中的光整流现象在只使用金属结构时也能实现;且金属纳米结构在谐振波长下对泵浦光的局域电场增强效果,使获得的光整流现象比预期高很多。

Kadlec 等^[35]通过实验探测到飞秒激光入射到金属表面时的光整流现象及其伴随的自由传输 THz 辐射产生,观察到的 THz 脉冲来源于金或银表面在强光激发下的电子非线性响应过程,最强峰值电场强度为 200 V/cm。这不仅给出了一种研究金属表面非线性过程的新型定量方法,还可以实现

一种新的 THz 源。Kadlec 等^[36]采用 THz 时域光谱技术,进一步研究了强飞秒激光脉冲照射到金薄膜上基于光整流现象产生的 THz 辐射现象,并测量了不同金膜厚度与激光入射角下的 THz 电场振幅。实验结果表明,当金膜厚度小于 100 nm 时,产生的 THz 辐射表现出金属光整流现象的非局域特性。根据 THz 辐射随入射角的变化情况能估计金表面的二阶非线性系数张量。对于较厚的金膜及接近掠射击角的情况下,实验给出的 THz 峰值电场强度高达 4 kV/cm。

上述实验结果都是基于完整金膜表面情况下的光整流现象,当金属厚度较小,特别是其厚度接近逾渗临界阈值(Percolation threshold)时,金属薄层并未完全成膜,金属颗粒之间具有一定的间隙,如图 7 所示。这些间隙会对入射泵浦光电场有一定的增强效果,从而提高最终产生 THz 辐射的效率。Ramakrishnan 等^[37]在实验中发现,当金属薄膜厚度略超过逾渗临界阈值时,采用飞秒激光脉冲泵浦金属薄膜获得的 THz 辐射脉冲功率最大;且测量结果表明,该 THz 辐射的产生来源于二阶非线性整流效应,并受金属未成膜时颗粒间隙之间激发的局域表面等离子元模式中存在的电场增强热点影响。Kajikawa 等^[38]研究了金纳米球颗粒放置在金膜表面上方时的光整流现象及其 THz 辐射产生。虽然泵浦光波长偏离金球的局域表面等离子元共振,但仍然能观察到比 10 nm 金膜高 4.8 倍的 THz 辐射。理论计算结果表明,即使采用非共振波长泵浦,仍然能在金球与金膜之间得到明显的泵浦光电场增强,且观测到的 THz 电场振幅是入射光功率的平方,这表明该 THz 产生来源于二阶非线性光学效应。

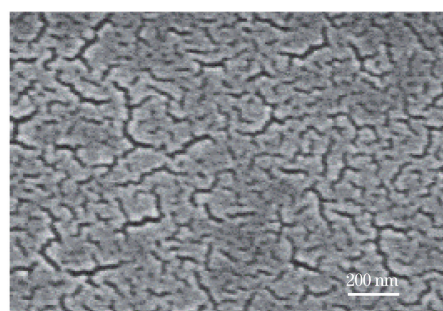


图 7 金属厚度未超过逾渗临界阈值时形成的颗粒状薄膜^[37]
Fig. 7 Granular film formed when the metal thickness does not exceed the critical percolation threshold^[37]

Luo 等^[39]采用金属开口谐振环结构,获得了覆盖 0.1~4 THz 的宽带 THz 辐射脉冲。该结构的厚度只有几十纳米,且同时支持电偶极子与磁偶极子谐振。通过调整光学参量放大器,获得中心波长可调谐的飞秒激光脉冲,以泵浦制备的金属开口谐振环结构。实验结果表明,该结构能产生很强的 THz 辐射。当泵浦波长略偏离磁偶极子谐振时,输出的 THz 功率会急剧下降,这表明产生的 THz 辐射来源于开口谐振环的磁偶极子谐振。该波长相关性、THz 辐射的产生功率与泵浦光偏振的依赖性表明这种开口谐振环中 THz 辐射的产生与光致非线性电流密切相关;同时预测得到金结构表面的非线性极化率高达 $10^{-16} \text{ m}^2/\text{V}$,远远超过薄膜或非中心对称块体材料。图 8 为相应的结构示意图、实验测量装置以及分别采用中心波长与电偶极子谐振波长、磁偶极子谐振波长匹配的飞秒激光脉冲泵浦产生的 THz 脉冲,其中 T 表示透过率。可以发现,采用磁偶极子谐振波长时,输出的 THz 电场比采用电偶极子谐振波长或不采用开口谐振环结构时高得多。

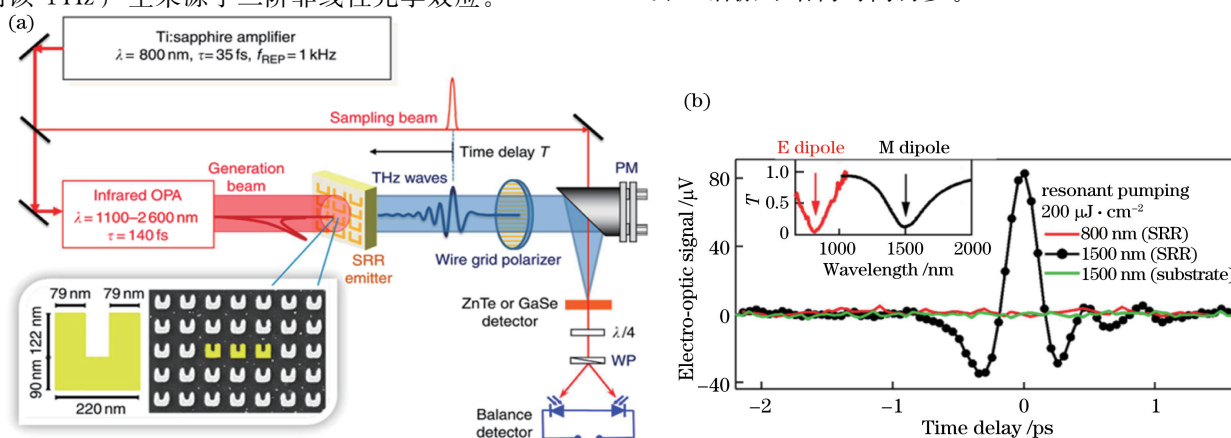


图 8 采用金开口谐振环时的 THz 辐射产生。(a)实验装置图;(b)不同情况下的 THz 辐射产生情况^[39]

Fig. 8 THz radiation generation when a gold split resonator ring is used. (a) Schematic diagram of the experimental device; (b) THz radiation generation under different conditions^[39]

块体材料的二阶非线性极化率通常可以看成是一个常数,而金属界面效应引起的非线性效应不仅具有非局域特性,还与泵浦光的波长等因素密切相关。理论研究表明,金属中的电子气可用流体力学模型和电磁波传输的麦克斯韦方程组形成一个复合自洽模型,因此,能从理论上分析金属纳米结构伴随的非线性光学特性^[40]。采用该复合模型,Fang 等^[41]分析了开环谐振器的超表面结构,结果表明,要实现二阶非线性光学效应,需要在结构中存在一定的对称性破坏,这会不可避免地带来辐射损耗,影响局域场增强效果。因此,在亚波长尺寸的硅平板上下两侧分别制作开口谐振环结构,在硅平板末端制作金属条形反射天线。该结构能将入射泵浦光完美吸收并耦合至特定的暗模式,而暗模式能在近场驱动非线性谐振器,最终获得较高的光至 THz 转换效率。但该结构比较复杂,其制备具有较大的挑战性,目前仍然没有相关实验报道。

4 多波长谐振结构的双重增强效应

实现有效的 THz 源需要考虑两个重要过程:一个是如何将泵浦光的能量转换为 THz 信号;另一个是如何将片上 THz 信号辐射到远场或自由空间。这种片上 THz 信号有多种承载形式,如光生电流或非线性极化强度。上文主要集中在如何提高第一个过程的效率上,即利用谐振波长与泵浦光波长相匹配的微纳光学结构。这种谐振效应可以加强泵浦光与产生 THz 辐射物质之间的相互作用,从而获得更大的光至 THz 转换效率。对如何提高第二个过程效率的研究相对较少,光学纳米天线在自由空间电磁波与片上聚焦能量之间的转换应用为提高 THz 辐射向自由空间耦合提供了新思路^[42]。当一个处于激发态的二能级系统(如量子点或荧光分子)放置在纳米天线附近时,其自发辐射速率会大幅提高^[21]。该增强现象又被称为 Purcell 效应,是近年来纳米光学中的热点研究方向。因此,当一个工作于 THz 波段的谐振器能提供与微纳光学结构近似的局域电场增强效果时,Purcell 效应同样可以扩展到 THz 波段,这两个增强效应对最终 THz 辐射的影响可表示为

$$\frac{I_{\text{THz}}}{I_{0\text{THz}}} = \frac{|E(r, \omega_{\text{pump}})|^2}{|E_0(r, \omega_{\text{pump}})|^2} \frac{\eta(r, \omega_{\text{THz}})}{\eta_0(r, \omega_{\text{THz}})}, \quad (3)$$

式中, I_{THz} 与 $I_{0\text{THz}}$ 分别为有无多波长谐振结构时的最终 THz 辐射, $E(r, \omega_{\text{pump}})$ 与 $E_0(r, \omega_{\text{pump}})$ 分别为有无微纳光学结构时泵浦光在 r 处的电场强度,

$\eta(r, \omega_{\text{THz}})$ 与 $\eta_0(r, \omega_{\text{THz}})$ 分别为有无 THz 谐振器时 PCA 中 r 处电偶极子向自由空间辐射频率为 ω_{THz} 的 THz 效率。可以发现,同时提高上述两个过程的效率需要设计不同的谐振结构,使其分别工作于泵浦光与输出 THz 波长处。由于 THz 波段电磁波长与泵浦光波长的差异较大,两种谐振结构的尺寸差异也较大,难以整合到一起。Han 等^[43]提出了一种可应用于 THz 辐射产生的多光谱谐振器,其结构如图 9 所示。该结构整体表现为一个开口谐振环结构,通过调整谐振环的半径使其谐振在 THz 频率处。在开口的缝隙内,可进一步加工纳米尺度上的领结型天线结构阵列。该领结型天线的谐振在泵浦激光波长处,可提高泵浦光与整个器件相互作用的效率。以两束激光通过二阶非线性差频效应产生连续波 THz 辐射为例,通过有限元方法验证该多光谱谐振结构产生 THz 辐射时的整体增强效果。Han 等^[43]以二阶非线性极化率为 200 pm/V 的聚合物作为非线性介质,并将其填充在谐振环的开口中间,将聚焦的双波长(λ_1 与 λ_2)连续波激光入射到领结型天线上,进而监控从衬底输出的 THz 辐射。计算结果表明,同时采用这种领结型天线与开口谐振环结构时,整体 THz 辐射功率比只采用相同厚度的非线性介质增强了 10^5 数量级。此外,由于谐振环的金属条宽度较大,在开口中间可以制作多个领结型天线,通过设计阵列周期,可使不同领结型天线辐射出的 THz 信号干涉相长,从而增强整体 THz 输出功率。

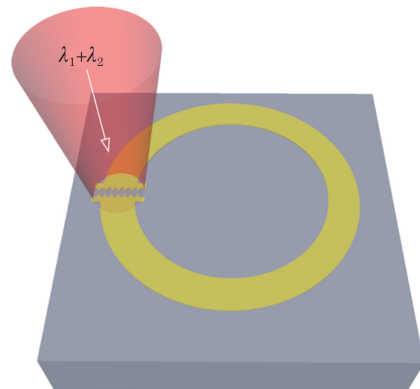


图 9 多光谱谐振结构的示意图^[43]

Fig. 9 Schematic diagram of the multi-spectral resonance structure^[43]

上述结构以非线性光学差频为例,验证了整个多光谱谐振结构的增强效果,其原理可扩展到基于光电导效应的光子混频器 THz 源中。一方面可以采用谐振结构增强泵浦光的效果产生更强的光生电

流,另一方面基于 THz 谐振结构的 Purcell 效应将光生电流承载的 THz 能量以更高效率辐射出去。在光子混频器 THz 谐振结构部分的设计中,需要考虑到两个电极之间的静电绝缘。此外,还可以将多光谱谐振结构引入基于肖特基接触的 PCA 中,从而避免直流偏压需要电极之间静电绝缘的问题。

5 全介质纳米结构的应用

非线性效应是产生 THz 辐射的主要方法之一,包括产生 THz 脉冲的光整流效应与产生连续波 THz 的光差频技术等。光整流效应也可以看作是宽带范围内的光差频,是二阶非线性效应的一种。除了采用金属纳米结构调控光与物质的相互作用,采用全介质纳米结构特别是支持米氏谐振的纳米结构时,能显著增强纳米尺度上的二阶非线性效应,从而减缓或消除传统非线性光学中要求苛刻的相位匹配条件^[44]。与金属纳米结构相比,全介质纳米结构在非线形光学中应用的优点:1)全介质结构对泵浦光吸收小,激光破坏阈值较高,可以使用更高的泵浦光强度;2)全介质结构支持米氏谐振^[45]甚至更复杂的无辐射模(Anapole)^[46]等谐振模式,能在结构内部增强泵浦光与材料的相互作用,获得更佳的非线性转换效率;3)常用的全介质结构都是由半导体材

料组成,具有较高的非线性光学系数。因此,在纳米尺度非线性光学中全介质结构已经成为金属纳米结构的有效补充。

根据米氏散射理论,规则球形颗粒(金属或介质)的散射谐振由电响应及磁响应组成。对于无损非磁性材料,其颗粒散射特性主要由相对介电常数及尺寸参数 q ($q = 2\pi R/\lambda$, 其中, R 为颗粒半径, λ 为入射光波长) 决定。对于微小金属颗粒,其内部电磁场接近于零,磁响应可以忽略不计。因此,其散射谐振只表现为电响应中的局域表面等离子激元谐振,包括电偶极子、电四重极子等,如图 10(b) 所示。要实现基于金属结构的磁响应,需改变其几何结构,如采用类似于 LC 谐振电路的开口谐振环结构^[47]。对于全介质颗粒,同时存在强度相近的电响应与磁响应谐振。其中,磁偶极子谐振来源于入射光与颗粒内部环形电场位移电流的耦合,如图 10(a) 所示,当颗粒内部有效波长与颗粒直径相近时,谐振效果尤其明显。在磁偶极子谐振波长下,电场在介质颗粒内部形成循环,大大增强了入射光与颗粒的相互作用,进一步增强了非线性效应,如图 10(c) 所示。如基于 AlGaAs 圆盘阵列支持的磁偶极子谐振模式比相同厚度 AlGaAs 薄膜的倍频转换效率高 4 个数量级以上^[48-49]。

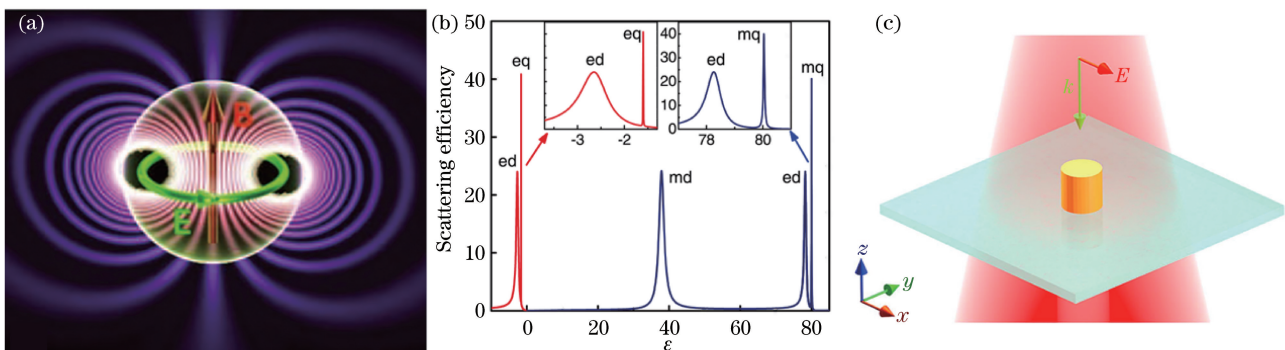


图 10 全介质结构支持的米氏谐振及其非线性应用。(a)全介质微球支持的磁偶极子^[45]; (b) $q=0.5$ 时不同相对介电常数下的散射效率^[45]; (c)泵浦光入射到单个 InGaAs 微盘时产生的增强型倍频信号^[48]

Fig. 10 Mie resonance supported by an all-dielectric structure and its nonlinear applications. (a) Magnetic dipole supported by all-dielectric microspheres^[45]; (b) scattering efficiency under different relative permittivity when $q = 0.5$ ^[45]; (c) when the pump light is incident on a single InGaAs microdisk generate enhanced double frequency signal^[48]

Siday 等^[50]在 PCA 两个电极中间制备了基于 GaAs 材料的立方体-条型复合结构,其结构示意图及工作原理如图 11 所示。条形结构不仅能使 PCA 两个电极之间存在光生载流子时实现电学连接,还能在偏振沿着条形结构长度方向的泵浦光垂直入射时,辅助立方体结构同时激发具有相反称性的两个磁偶极子谐振。这两个磁偶极子谐振的存在使

GaAs 立方体能 100% 吸收入射光,从而在泵浦光功率较低的情况下实现光电导层电导率的极大变化(在有无泵浦光时电导率的比超过 10^7)。将这种全介质纳米结构阵列集成到基于 PCA 的 THz 探测器后,比采用相同厚度的 GaAs 薄膜在功率为 $100 \mu\text{W}$ 超快激光泵浦下的 THz 探测信噪比提高了 6 个数量级。由于 PCA 的 THz 辐射产生及 THz 探测原

理类似,相同全介质纳米结构同样可以应用到 THz 辐射产生中,以增强光电导层对泵浦光的吸收,在相同泵浦光功率下产生更高浓度的光生载流子,进而在相同偏置电压下产生更大的光生电流和更强的 THz 输出。

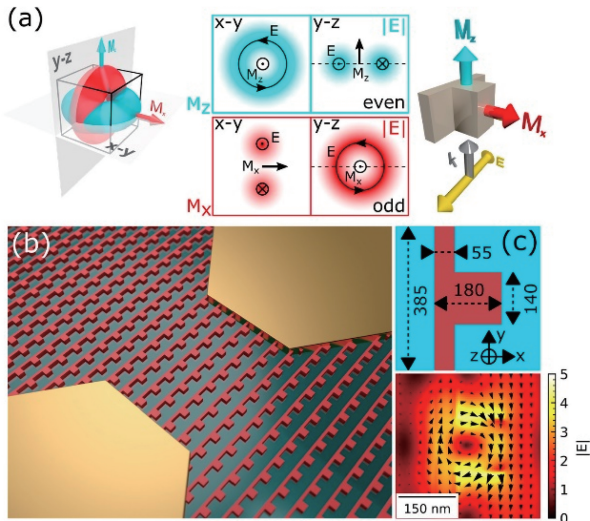


图 11 基于全介质 GaAs 结构磁偶极子谐振的增强型 THz 探测。(a)立方体-条形结构及两个磁偶极子模式;(b)增强型 THz 探测器的示意图;(c)立方体-条形结构以及谐振波长下的电场振幅分布^[50]

Fig. 11 Enhanced THz detection based on magnetic dipole resonance of all-media GaAs structure. (a) Cube-strip structure and two magnetic dipole modes; (b) schematic diagram of the enhanced THz detector; (c) cube-strip structure and electric field amplitude distribution at resonance wavelength^[50]

除了电偶极子与磁偶极子这些常见的偶极子模式外,在全介质颗粒或金属-介质混合结构中还支持一种基本谐振模式,即环形偶极子谐振(TD),其电磁场分布如图 12 所示,由沿圆周轴向分布的环形电场形成。该环形偶极子谐振在远场辐射场上与传统电偶极子(ED)能量分布完全相同,但相位相差 180° 。经设计后使微纳结构在某一波长下同时支持传统电偶极子与环形偶极子谐振,两种谐振在远场产生相消干涉,在散射光谱上表现出波谷特性,形成无辐射模式(Anapole)。该波长下的入射光不会产生散射即大部分入射光会被吸收到结构内部,大幅度增强了入射光的强度。Timofeeva 等^[51]采用聚焦离子束刻蚀技术将化学生长的 III-V 族纳米线加工为站立的圆盘结构,并通过实验验证了这种结构的远场辐射抑制以及对应波长处的倍频增强效果,通过理论分析了该结构的场分布多重极子,确认获得

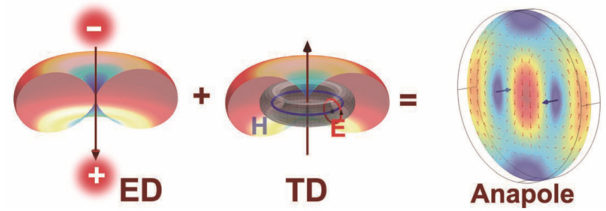


图 12 ED 与 TD 形成的无辐射模式^[46]

Fig. 12 Non-radiation mode formed by ED and TD^[46]

的无辐射模式为 Anapole。

全介质结构能支持电谐振与磁谐振多种谐振模式,但其谐振带宽较大,对应的品质因子较小。虽然介质材料没有欧姆损耗,但其折射率的大小有限,光在介质界面上仍然会向外有一定的透过率且伴随着辐射损耗。为了抑制这种辐射损耗,人们将量子力学连续域中的束缚态(BIC)概念引入光子学中,实现了具有高品质因子谐振的光学 BIC 模式^[52]。光学 BIC 模式有多种实现途径,如高折射率介质中米氏谐振与法布里-珀罗(F-P)模式的相互干涉相消^[53]。在 $\omega-k$ (ω 为角频率, k 为波矢)空间,光的色散曲线表现为两条直线。在其上方(波矢小于相同频率下光波矢的区域)光子态能够连续存在,该区域为连续域。但该区域能量容易以泄漏模的形式耦合到自由空间,因此也被称为泄漏模区域。同一频率下连续域中可以同时存在米氏谐振与 F-P 模式,通过结构设计,使这两种模式向外耦合能量的系数相位差为 180° ,整体向外耦合干涉相消,谐振品质因子理论上高达无穷大。但这种条件只能在连续域空间特定位置的孤立频率点实现。实际应用中,可通过引入一定微小缺陷或打破结构对称性等手段,将 BIC 模式调整为准 BIC 模式,既能维持较高的谐振品质因子,又能使 BIC 模式被外部入射光激发。基于这种 BIC 模式的超高品质因子以及 InGaAs 材料的高折射率和高二阶非线性系数,Carletti 等^[54]在实验上实现了比米氏谐振中磁偶极子增强 2 个数量级的倍频产生效率。

在纳米尺度且不考虑相位匹配条件时,光差频与倍频效应的原理接近。全介质纳米结构在纳米尺度上的光倍频应用研究结果表明,全介质结构能以较高效率实现光至 THz 的转换。全介质纳米结构还支持 BIC^[55]这种新颖的物理现象,能在亚波长厚度上实现光至差频信号的高效转换。因此,全介质纳米结构的应用将为基于光学方法的 THz 辐射源研究提供新思路。由于连续域中束缚态对应的谐振峰很窄,远远小于常用飞秒激光脉冲的带宽,这种新

方法不太适合产生 THz 脉冲。但经过精心设计如采用几何结构参数扫描,可以实现横向波矢不为零的 BIC,又称为 accidental BIC。该 BIC 模式可同时在多个频率处存在且其频率差可通过纳米结构的拓扑设计进行调控^[56]。基于这些不同的 BIC 谐振模式实现的增强型差频非线性光学效应,可应用于连续波 THz 辐射的产生。

6 结 论

总结了基于光学方法并结合微纳光学结构产生 THz 辐射的研究成果,特别是基于表面等离激元模式的金属纳米结构,为基于光学方法产生 THz 辐射源提供了一定的参考。虽然基于光学方法的 THz 辐射源已经研究多年,但当前实现的 THz 辐射源性能仍不能满足实际应用的需要。采用多光谱谐振器结构能同时增强泵浦光向 THz 信号的转换及 THz 信号向自由空间提取过程的效率,具有重要的应用价值。此外,基于全介质结构,尤其是基于连续域中束缚态这种新颖物理现象也为实现更高效的 THz 辐射源提供了思路。

参 考 文 献

- [1] Tonouchi M. Cutting-edge terahertz technology[J]. *Nature Photonics*, 2007, 1(2): 97-105.
- [2] Liu X Q, Yao J L, Huang F, et al. Study on detection of penicillin drugs based on terahertz time-domain spectroscopy[J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(6): 0630001.
- [3] Feng R S, Li W W, Zhou Q L, et al. Terahertz spectroscopic investigations of explosives and the related compounds[J]. *Proceedings of SPIE*, 2009, 7158: 71580W.
- [4] Cui Y, Li N, Wang X, et al. Measurement of agricultural chemicals with terahertz spectroscopy[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, 29(s1): 270-273.
崔焯, 李娜, 王新柯, 张岩. 基于太赫兹光谱技术的液体农药检测[J]. *光学学报*, 2009, 29(s1): 270-273.
- [5] Greenland P T. Principles of terahertz science and technology[J]. *Contemporary Physics*, 2012, 53(6): 526-527.
- [6] New G. Introduction to nonlinear optics[M]. New York: Cambridge University Press, 2011.
- [7] Nishizawa J, Tanabe T, Suto K, et al. Continuous-wave frequency-tunable terahertz-wave generation from GaP[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2006, 18(19): 2008-2010.
- [8] Beermann J, Novikov S M, Søndergaard T, et al. Two-photon mapping of localized field enhancements in thin nanostrip antennas[J]. *Optics Express*, 2008, 16(22): 17302-17309.
- [9] Todorov Y, Sagnes I, Abram I, et al. Purcell enhancement of spontaneous emission from quantum cascades inside mirror-grating metal cavities at THz frequencies[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(22): 223603.
- [10] Biagioni P, Huang J S, Hecht B. Nanoantennas for visible and infrared radiation[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2012, 75(2): 024402.
- [11] McIntosh K A, Nichols K B, Verghese S, et al. Investigation of ultrashort photocarrier relaxation times in low-temperature-grown GaAs[J]. *Applied Physics Letters*, 1997, 70(3): 354-356.
- [12] Berry C W, Hashemi M R, Preu S, et al. Plasmonics enhanced photomixing for generating quasi-continuous-wave frequency-tunable terahertz radiation[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(15): 4522-4524.
- [13] Castro-Camus E, Alfaro M. Photoconductive devices for terahertz pulsed spectroscopy: a review [J]. *Photonics Research*, 2016, 4(3): A36-A42.
- [14] Hoffmann S, Hofmann M R. Generation of terahertz radiation with two color semiconductor lasers [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2007, 1(1): 44-56.
- [15] Preu S, Döhler G H, Malzer S, et al. Tunable, continuous-wave terahertz photomixer sources and applications[J]. *Journal of Applied Physics*, 2011, 109(6): 061301.
- [16] Gramotnev D K, Pors A, Willatzen M, et al. Gap-plasmon nanoantennas and bowtie resonators [J]. *Physical Review B*, 2012, 85(4): 045434.
- [17] Lepeshov S, Gorodetsky A, Krasnok A, et al. Enhancement of terahertz photoconductive antenna operation by optical nanoantennas [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2017, 11(1): 1770001.
- [18] Park S G, Jin K H, Yi M, et al. Enhancement of terahertz pulse emission by optical nanoantenna[J]. *ACS Nano*, 2012, 6(3): 2026-2031.
- [19] Park S G, Choi Y, Oh Y J, et al. Terahertz photoconductive antenna with metal nanoislands[J]. *Optics Express*, 2012, 20(23): 25530-25535.
- [20] 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: 1622.
- [21] Kinkhabwala A, Yu Z F, Fan S H, et al. Large single-molecule fluorescence enhancements produced

- by a bowtie nanoantenna [J]. *Nature Photonics*, 2009, 3(11): 654-657.
- [22] Jooshesh A, Smith L, Masnadi-Shirazi M, et al. Nanoplasmonics enhanced terahertz sources [J]. *Optics Express*, 2014, 22(23): 27992-28001.
- [23] Ramanandan G K P, Adam A J L, Planken P C M. Enhanced terahertz emission from Schottky junctions using plasmonic nanostructures [J]. *ACS Photonics*, 2014, 1(11): 1165-1172.
- [24] Ramakrishnan G, Kumar N, Ramanandan G K P, et al. Plasmon-enhanced terahertz emission from a semiconductor/metal interface [J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 104(7): 071104.
- [25] Mohammad-Zamani M J, Fathipour M, Neshat M, et al. Bias-free and antenna-coupled CW terahertz array emitter with anomalous Schottky barriers [J]. *JOSA B*, 2017, 34(9): 1771-1779.
- [26] Mohammad-Zamani M J, Moravvej-Farshi M K, Neshat M. Unbiased continuous wave terahertz photomixer emitters with dis-similar Schottky barriers [J]. *Optics Express*, 2015, 23(15): 19129-19141.
- [27] Tanoto H, Teng J H, Wu Q Y, et al. Nano-antenna in a photoconductive photomixer for highly efficient continuous wave terahertz emission [J]. *Scientific Reports*, 2013, 3: 2824.
- [28] Khiabani N, Huang Y, Garcia-Muñoz L E, et al. A novel sub-THz photomixer with nano-trapezoidal electrodes [J]. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 2014, 4(4): 501-508.
- [29] Yang S H, Jarrahi M. Frequency-tunable continuous-wave terahertz sources based on GaAs plasmonic photomixers [J]. *Applied Physics Letters*, 2015, 107(13): 131111.
- [30] Zawadzka J, Jaroszynski D A, Carey J J, et al. Evanescent-wave acceleration of ultrashort electron pulses [J]. *Applied Physics Letters*, 2001, 79(14): 2130-2132.
- [31] Irvine S E, Elezzabi A Y. Surface-plasmon-based electron acceleration [J]. *Physical Review A*, 2006, 73: 013815.
- [32] Welsh G H, Hunt N T, Wynne K. Terahertz-pulse emission through laser excitation of surface plasmons in a metal grating [J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98(2): 026803.
- [33] Polyushkin D K, Hendry E, Stone E K, et al. THz generation from plasmonic nanoparticle arrays [J]. *Nano Letters*, 2011, 11(11): 4718-4724.
- [34] Polyushkin D K, Márton I, Rác P, et al. Mechanisms of THz generation from silver nanoparticle and nanohole arrays illuminated by 100 fs pulses of infrared light [J]. *Physical Review B*, 2014, 89(12): 125426.
- [35] Kadlec F, Kužel P, Coutaz J L. Optical rectification at metal surfaces [J]. *Optics Letters*, 2004, 29(22): 2674-2676.
- [36] Kadlec F, Kužel P, Coutaz J L. Study of terahertz radiation generated by optical rectification on thin gold films [J]. *Optics Letters*, 2005, 30(11): 1402-1404.
- [37] Ramakrishnan G, Planken P C M. Percolation-enhanced generation of terahertz pulses by optical rectification on ultrathin gold films [J]. *Optics Letters*, 2011, 36(13): 2572-2574.
- [38] Kajikawa K, Nagai Y, Uchiho Y, et al. Terahertz emission from surface-immobilized gold nanospheres [J]. *Optics Letters*, 2012, 37(19): 4053-4055.
- [39] Luo L, Chatzakis I, Wang J G, et al. Broadband terahertz generation from metamaterials [J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 3055.
- [40] Fang M, Huang Z X, Sha W, et al. Maxwell-hydrodynamic model for simulating nonlinear terahertz generation from plasmonic metasurfaces [J]. *IEEE Journal on Multiscale and Multiphysics Computational Techniques*, 2017, 2: 194-201.
- [41] Fang M, Shen N H, Sha W, et al. Nonlinearity in the dark: broadband terahertz generation with extremely high efficiency [J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(2): 027401.
- [42] Novotny L, van Hulst N. Antennas for light [J]. *Nature Photonics*, 2011, 5(2): 83-90.
- [43] Han Z H, Cai Y J, Levy U, et al. Novel terahertz sources in the form of multispectral resonators boosted by both pump light local field enhancement and terahertz Purcell effect [J]. *ACS Photonics*, 2019, 6(9): 2223-2230.
- [44] Kauranen M. Physics. Freeing nonlinear optics from phase matching [J]. *Science*, 2013, 342(6163): 1182-1183.
- [45] Kuznetsov A I, Miroshnichenko A E, Brongersma M L, et al. Optically resonant dielectric nanostructures [J]. *Science*, 2016, 354(6314): aag472.
- [46] Miroshnichenko A E, Evlyukhin A B, Yu Y F, et al. Nonradiating anapole modes in dielectric nanoparticles [J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 8069.
- [47] Klein M W, Enkrich C, Wegener M, et al. Second-harmonic generation from magnetic metamaterials [J]. *Science*, 2006, 313(5786): 502-504.
- [48] Liu S, Sinclair M B, Saravi S, et al. Resonantly enhanced second-harmonic generation using III-V semiconductor all-dielectric metasurfaces [J]. *Nano Letters*, 2016, 16(9): 5426-5432.
- [49] Gili V F, Carletti L, Locatelli A, et al. Monolithic AlGaAs second-harmonic nanoantennas [J]. *Optics*

- Express, 2016, 24(14): 15965-15971.
- [50] Siday T, Vabishchevich P P, Hale L, et al. Terahertz detection with perfectly-absorbing photoconductive metasurface[J]. Nano Letters, 2019, 19(5): 2888-2896.
- [51] Timofeeva M, Lang L, Timpu F, et al. Anapoles in free-standing III-V nanodisks enhancing second-harmonic generation[J]. Nano Letters, 2018, 18(6): 3695-3702.
- [52] Hsu C W, Zhen B, Douglas Stone A, et al. Bound states in the continuum [J]. Nature Reviews Materials, 2016, 1: 16048.
- [53] Rybin M V, Koshelev K L, Sadrieva Z F, et al. High-Q supercavity modes in subwavelength dielectric resonators [J]. Physical Review Letters, 2017, 119 (24): 243901.
- [54] Carletti L, Koshelev K, De Angelis C, et al. Giant nonlinear response at the nanoscale driven by bound states in the continuum[J]. Physical Review Letters, 2018, 121(3): 033903.
- [55] Koshelev K, Kruk S, Melik-Gaykazyan E, et al. Subwavelength dielectric resonators for nonlinear nanophotonics[J]. Science, 2020, 367(6475): 288-292.
- [56] Jin J C, Yin X F, Ni L F, et al. Topologically enabled ultrahigh-Q guided resonances robust to out-of-plane scattering [J]. Nature, 2019, 574(7779): 501-504.