DOI:10.19789/j.1004-9398.2024.02.003
文献引用:郑晓冉,赵海旭,张亮亮.特殊光束诱导空气等离子体产生太赫兹波[J].首都师范大学学报(自然科学版),2024,45(2):27-35+64.
ZHENG X R,ZHAO H X,ZHANG L L. Terahertz wave generation from air plasma induced by special laser beam[J]. Journal of Capital Normal University (Natural Science Edition),2024,45(2):27-35+64.

特殊光束诱导空气等离子体产生太赫兹波*

郑晓冉，赵海旭，张亮亮**

（首都师范大学物理系，太赫兹光电子学教育部重点实验室，北京 100048）

摘要:在过去几十年,飞秒激光脉冲电离空气产生太赫兹波,因具有超宽频带和高场强的优势而受到广泛关注。为了从激光诱导的等离子体中激发更强的太赫兹辐射,人们采用改变激光参数和气体介质等多种方法。本文综述了使用特殊光束代替高斯光束诱导空气等离子体产生太赫兹波的技术,探究了突然自聚焦光束、准方形艾里光束以及离轴涡旋光束等特殊光束和实验条件对太赫兹波的增强效果。对特殊光束诱导空气等离子体辐射太赫兹波的物理过程进行解析,可以为获得更优质的太赫兹波源提供新的技术途径。

关键词:太赫兹波;特殊光束;空气等离子体;光电流模型
中图分类号:O437 **文献标志码**:A

Terahertz wave generation from air plasma induced by special laser beam*

ZHENG Xiaoran，ZHAO Haixu，ZHANG Liangliang**

（Department of Physics，Capital Normal University，Key Laboratory of Terahertz Optoelectronics，Ministry of Education，Beijing 100048）

Abstract: In the past few decades, terahertz waves generation from the interaction between femtosecond laser pulses and gas plasma have attracted widespread attention due to their advantages of ultra-broad frequency band and high electric field. In order to excite stronger terahertz radiation from laser induced air plasma, various methods such as changing laser parameters and gas medium are used. This article reviews the technology of using special laser beams instead of Gaussian beam to generate terahertz waves in air plasma, and explores the enhancement effects of special beams such as abruptly autofocusing beams, quasi-square Airy beams, and off-axis vortex beams on terahertz wave generation performed under different experimental conditions. Analyzing the physical process of terahertz wave generation from air plasma induced by special laser beam can provide new approaches for obtaining higher quality terahertz wave sources.

Keywords: terahertz wave; special beams; air plasma; photocurrent modeling
CLC: O437 **DC**: A

收稿日期:2023-10-10
* 国家自然科学基金项目(12074272,61905271);中国国防科技创新特区项目(20-163-02-ZT-008-009-01)
** 通信作者:liangliang_zhang@cnu.edu.cn

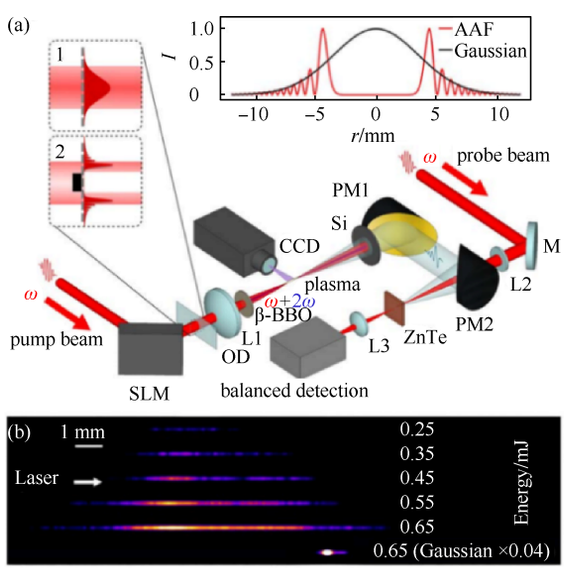
0　引　言

太赫兹波具有低能性、瞬态性、宽带性、相干性和穿透性等特点,在通信[1-2]、成像[3-4]、生物医学[5-6]和无损检测等[7-8]众多领域都有广阔的应用前景。随着研究的深入,迫切需要高功率、高信噪比、易于操作的优质太赫兹源。太赫兹波产生方式有很多种,双色激光诱导空气等离子体丝是产生超强超短太赫兹脉冲的一种非常方便的方法[9-12]。“空气法”具有产生的太赫兹波功率高、频谱宽等优点,近年来得到了广泛关注[13-14]。但是,这种方式产生太赫兹波的能量转换效率有待进一步提高,为此,研究人员开发了改变激光波长[15]、多色激光激发[16-18]以及改变气体介质等[19-20]方法。近几年,关于特殊光束电离空气产生太赫兹波的研究取得了显著成效[21-24]。将高斯分布的激光束变换为特殊光束,聚焦在空气中会比高斯光束激发更长的等离子体丝,进而产生更强的太赫兹波,有效提升太赫兹波的能量转换效率,为太赫兹源的研究开辟了新的方向。

本文综述了近几年特殊光束诱导空气等离子体产生太赫兹波的研究成果,针对突然自聚焦(abruptly autofocusing,AAF)光束、准方形艾里光束、离轴涡旋光束和贝塞尔光束激发空气产生太赫兹波的物理过程进行了讨论,详细介绍了不同实验条件下这些特殊光束产生太赫兹波的现象和特点,并与高斯光束进行比较。这项研究为激发光束控制空气等离子体,进而调控太赫兹辐射提供了新思路,为寻找更强的太赫兹源提供了很好的支持。

1　AAF光束调制空气等离子体增强太赫兹波

2016年,Liu等[21]通过AAF光束诱导空气等离子体产生太赫兹波,在相同条件下与高斯光束相比,AAF光束产生的太赫兹波脉冲能量增强了5.3倍。实验装置如图1(a)所示,飞秒激光脉冲入射到空间光调制器(spatial light modulator,SLM)上,施加相息图后产生AAF光束。相息图由径向啁啾相位分布 $\varphi(r)=C\cdot(r-r_0)^{3/2}$[25],$\forall r\geqslant r_0$ 和 $\varphi(r)=0,\forall r<r_0$ 组成,其中 r 是半径,r_0 是参考半径,C 是常数。用不透明圆盘挡住其中心部分,光束自由传播一段距离后会形成环形艾里光[25]。以SLM是平面相位板时反射的高斯光束作为对比光。方案1使用高斯光束,移开玻璃片,使不透光圆盘(opaque disk,OD)从光束路径中移开;方案2使用AAF波束,OD被移回光束的中心,以阻挡不需要的部分。为了比较AAF光束和高斯光束诱导空气等离子体产生太赫兹波的特性,泵浦光束通过透镜聚焦,在透镜和等离子体之间放置β-硼酸钡(BBO)晶体产生二次谐波(the second-harmonic,SH)。AAF光束的SH保持其突然自聚焦特性,与基频波具有相同的加速度[26],使AAF基频波和SH的焦点在空间上重叠。一对离轴抛物面镜用于收集、准直和重新聚焦等离子体的正向太赫兹辐射,碲化锌(ZnTe)晶体用于探测太赫兹波[27]。在等离子体丝侧面放置电荷耦合器件(charge coupled device,CCD)相机记录其荧光图像。图1(b)显示了高斯光束和不同能量AAF光束诱导空气等离子体丝的荧光图。等离子体丝的峰值强度随着输入能量的增加而变化,在主焦点之后出现低强度次峰,在高能量下,次峰与主峰合并成整个等离子体丝。相同激光能量下,AAF光束诱导的等离子体丝长度明显长于高斯光束,而且荧光辐射强度的差异也很明显。高斯光诱导等离子体图像强度降低了96%,达到了AAF光束诱导等离子体荧光的能见度。

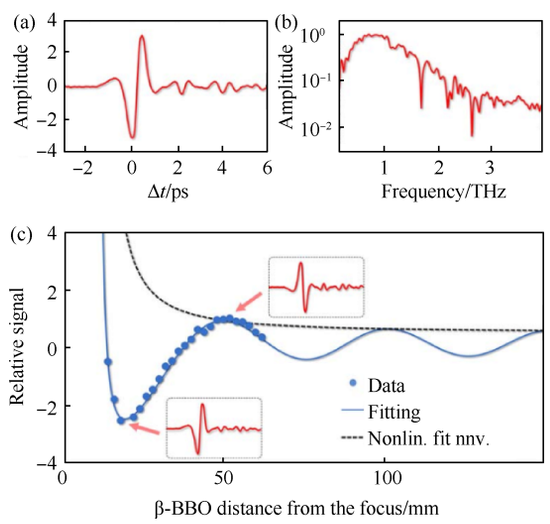


注:SLM为空间光调制器;OD为不透光圆盘,置于透明玻璃片上;β-BBO为β-硼酸钡晶体;L为凸透镜;PM为抛物面镜;M为反射镜;CCD为电荷耦合器件;插图左上表示玻璃片前后的光束区域放大;右上插图为突然自聚焦(AAF)光束和高斯光束(Gaussian)径向强度分布的对比示意。

图1　实验光路和光丝[21]

(a)实验装置;(b)脉冲能量为0.25~0.65 mJ的AAF光束(前5位)和脉冲能量为0.65 mJ的高斯光(底部)诱导等离子体产生荧光的假彩色图

图2(a、b)显示了由AAF光束诱导空气等离子体产生的太赫兹时域波形及其频谱。为了证实AAF光束太赫兹发射过程与高斯源类似,通过扫描焦点和透镜之间的BBO晶体位置来测量太赫兹峰值与双色激光场之间相对相位的关系,晶体的扫描范围受透镜焦距和BBO损伤阈值的限制。图2(c)所示为太赫兹波峰值随双色场之间的相对相位周期变化,插图给出了不同相对相位产生太赫兹波的极性发生反转。数据与四波混频(the four-wave-mixing,FWM)模型拟合结果吻合[28],其中考虑了晶体上的光束强度变化,当BBO晶体靠近等离子体时,SH生成效率变高[29]。



注:(c)中插图显示了2个具有相反极性的太赫兹波形。

图2　时域谱和对应的频谱以及太赫兹峰值强度变化[21]
(a)脉冲能量为0.65 mJ的AAF光束诱导等离子体产生的典型太赫兹波形;(b)相应的光谱;(c)太赫兹峰值强度随BBO晶体与等离子体之间距离的变化

不同泵浦光能量下产生太赫兹波的峰值强度如图3所示,红点为AAF光束诱导空气等离子体的实验数据,同时给出了高斯光束的结果对比。在0.45 mJ实验数据开始偏离FWM模型拟合曲线,在0.55 mJ左右,偏差变得显著。结果表明对于更高的脉冲能量,应该考虑光电流模型和等离子体丝中的强度限制[30-31]。此外,光束和透镜之间的非线性作用也可能产生影响,当输入脉冲能量较高时,在AAF光束的主环上观察到一些能量热点,引起透镜产生白光。

为了更好地描述AAF光束诱导等离子体作为太赫兹源的特性,与相同实验条件下高斯光束诱导等离子体的太赫兹辐射进行了比较。图4(a)是脉冲能量为0.5 mJ时2种光束诱导的等离子体丝图像,图4(b)是2种光束产生的太赫兹时域波形,AAF光束产生太赫兹脉冲的能量大约是高斯光束的5.3倍,这种能量增强可以用等离子体丝的显著增长来解释[32],而且2种光束诱导的等离子体丝均未达到典型的空气等离子体光丝的失相长度。如果考虑更短等离子体产生具有较大的辐射角的太赫兹波[33],高斯光束诱导等离子体产生的太赫兹波会比AAF光束产生的太赫兹波聚焦得更紧,二者之间实际的太赫兹能量差异可能比测量得还要大。图4(c)为波形的归一化频谱,AAF光束产生的太赫兹波中心频率略低于高斯光束,表明AAF光束诱导的等离子体具有较低的等离子体密度[29]。为了验证AAF光束产生太赫兹脉冲能量增强及其中心频率红移原因,使用点源相干模型进行模拟,该模型能够描述已知等离子体的太赫兹辐射强度和光谱[33],根据荧光图像得到的等离子体分布以及激光电离最大电子密度的数值估计,显示AAF光束产生的太赫兹辐射脉冲能量大约是高斯光束的4倍。图4(d)显示了2个太赫兹源的归一化频谱的全波段拟合结果,其中插图聚焦于低频区域,表明AAF光束产生的太赫兹辐射的强度增强和红移持续存在。图4(e)显示了考虑到3 mm厚ZnTe晶体的探测带宽限制,得到了与实验测量相同的频率红移。

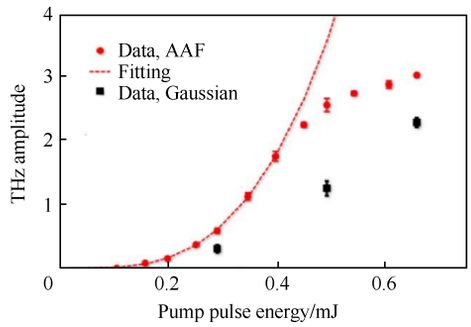
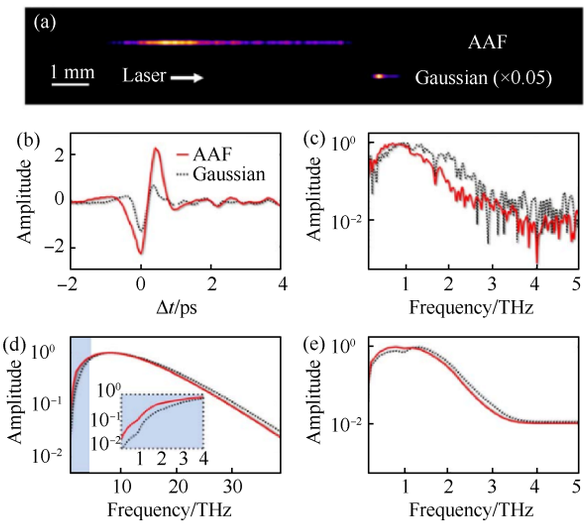


图3　太赫兹波峰值强度与总泵浦脉冲能量的函数曲线[21]

2　准方形艾里光束诱导空气等离子体产生太赫兹波

2018年,Zhang等[22]研究了准方形艾里光束诱导空气等离子体对产生太赫兹波的影响。实验装置如图5(a)所示,中心波长为800 nm、重复频率为1 kHz的钛:蓝宝石飞秒激光放大器产生水平偏振激光脉冲,引入光参量放大器后输出波长为1 550 nm垂直偏振的高斯光脉冲,作为产生太赫兹波的泵浦



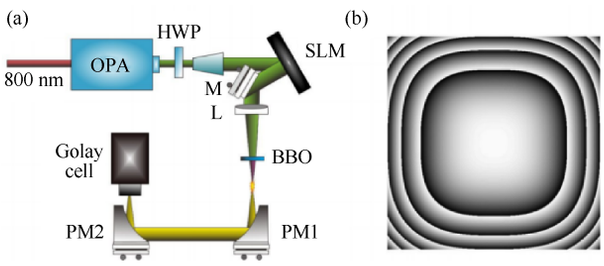
注:(d)中插图是蓝色区域的放大(0~4 THz)。

图4　等离子体的荧光图像以及时域谱和频谱的实验和模拟图[21]
(a)能量为0.5 mJ的AAF光束和高斯光束诱导的等离子体(强度降低了95%)的荧光图像比较;(b)2个等离子体产生的太赫兹时域波形和(c)其对应的归一化频谱;(d)没有带宽限制的归一化模拟的太赫兹辐射频谱;(e)有检测带宽限制的归一化模拟的太赫兹辐射频谱

激光。通过半波片(half wave plate,HWP)转为水平偏振,以满足SLM要求。SLM的有效窗口尺寸为16 mm×12 mm,在光路中加入扩束器将激光束的直径扩大为12 mm,尽可能充满窗口达到最高转换效率。扩束后的高斯光束经过施加相位图的SLM反射后,转换为准方形艾里光束,经反射镜反射,被焦距为100 mm的凸透镜聚焦。在透镜和等离子体之间放置BBO晶体以产生SH,然后共线聚焦激发空气等离子体,辐射出太赫兹波,经过硅片(Si)和长通太赫兹滤波器把多余的杂散光消除后,太赫兹波被一对抛物面镜收集、准直并重新聚焦,最后由高莱探测器对太赫兹波的能量进行探测。

因为一维艾里光束在传播过程中均向一侧偏转,因此,在实验中将一维艾里相位图变换为上下左右4个方向上向中心偏转的方形艾里自聚焦相位图,并把相息图绘制为256阶的灰度图像,从而将高斯光束转变为方形艾里自聚焦光束,使聚焦时的激光功率密度得到提高,所产生太赫兹波的能量得到增强。因为SLM可以对光束施加强度或相位调制,实验用的准方形艾里光束是通过SLM改变相位图的参数来控制艾里光束的形状。如图5(b)所示,此时调制深度可影响自聚焦光束的自聚焦程度。

不同调制深度的相位图被加载在SLM上,高斯



注:OPA为光参量放大器;HWP为半波片。

图5　实验装置和相位[22]
(a)实验装置示意;(b)相位图范例

光束被转化为不同调制深度的准方形艾里光束,从而激光的聚焦状态和空气等离子体光丝的形状发生改变,进而不同调制深度的准方形艾里光束产生太赫兹波的能量。此外,太赫兹波能量调制率被定义为调制光束产生的太赫兹波能量与同等激光能量下高斯光束产生的太赫兹波能量的比值。

调制率随调制深度的变化关系如图6所示。以零位置的数据作为对比,即高斯光束产生的太赫兹波作为对比。研究表明:当调制深度为5时,调制率达到最大,即准方形艾里光束所产生的太赫兹能量是高斯光束的3.1倍;当调制深度<5时,调制率随着调制深度的增加而迅速增加;当调制深度>5时,调制率随调制深度的增加而逐渐减小,最终低于高斯光束产生的太赫兹波。同时,当调制深度较小时,激光峰值功率随着调制深度的增加在聚焦点逐渐增强,在调制深度为5时达到最大值,获得能量最强的太赫兹波。随着调制深度的进一步增加,等离子体丝的长度继续增长,但峰值激光功率下降,从而导致太赫兹波能量减弱。

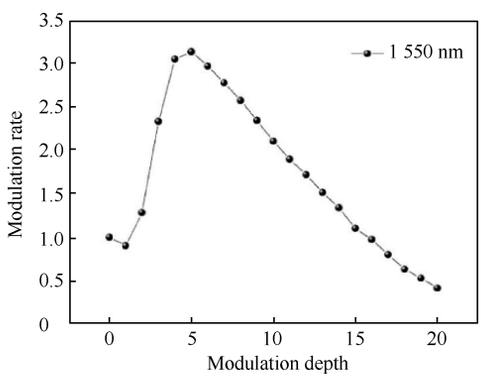


图6　调制率随调制深度的变化关系[22]

为了探究BBO对不同调制深度的准方形艾里光束产生太赫兹波能量的影响,通过转动BBO晶体的方位角,来验证BBO晶体对准方形艾里光束是否

有额外的特殊作用。研究显示高斯光束和准方形艾里光束产生的太赫兹能量与BBO晶体旋转角的变化趋势基本相同,均出现了4个能量峰,如图7所示。说明BBO晶体对调制后自聚焦激光束没有产生特殊的作用。

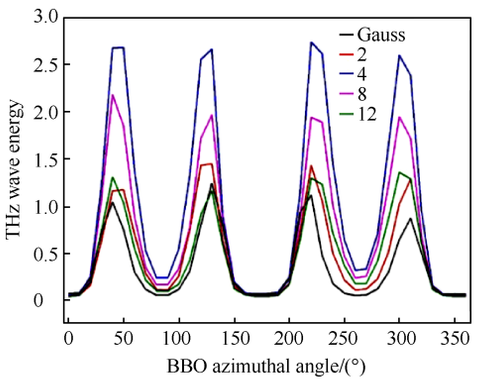


图7　太赫兹波能量随BBO晶体旋转角度的变化[22]

为了研究调制率与BBO方位角的关系,得到图8的结果。当高斯激光束产生的太赫兹能量最大时,调制率并不是最高,最大调制率发生在较低的太赫兹能量处。这表明准方形艾里光束引起的太赫兹能量增强将随着初始太赫兹能量的增加而减小,当初始太赫兹能量达到一定值时,增强的太赫兹能量将趋于饱和。

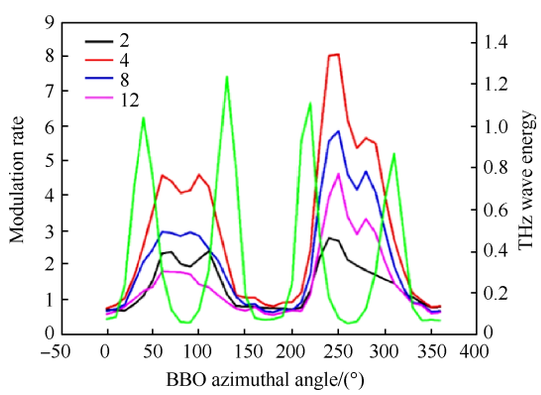


图8　调制率和太赫兹波能量(绿线)随BBO方位角的变化曲线[22]

3　离轴涡旋光束诱导空气等离子体产生太赫兹波

2019年,蒋广通等[23]研究了涡旋光束诱导空气等离子体产生太赫兹波的物理过程,实验证明了涡旋光束在太赫兹波产生过程中的优越性(图9)。离轴涡旋光束产生太赫兹波的系统与准方形艾里光束一致[22],其中,把改变加载在SLM上的相息图换成离轴涡旋光束的相息图,激光波长通过调节光参量放大器来改变,调节衰减片来改变激光脉冲能量,系统中的其他参数保持不变。涡旋光束是一种具有螺旋形波前变化的光束[34],其相位面呈现出相位奇点和相位不确定的特点,分布函数为$\exp(\mathrm{i}l\theta)$。当l为整数时,被称为"拓扑荷数";$l>0$是左旋涡旋光束,$l<0$是右旋涡旋光束,θ为螺旋方位角。涡旋光束的拓扑荷数为l时,称为l阶涡旋光束,涡旋光束的空心半径大小与l成正比[35]。当相位奇点偏离光束中心时,使光强的圆中心分布也发生偏离,这就是离轴涡旋光束,其表达式为

$$E = A \cdot \exp\left(\frac{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2}{\omega^2}\right)\exp(\mathrm{i}l\theta),$$
$$(x_0, y_0) \neq (0,0),$$

式中:A为振幅;ω为光束半径;(x_0, y_0)为光束中心位置。在介质中传输时,离轴涡旋光束会呈现绕轴旋转和相位奇点的移动等现象[36]。图9(a)为四阶涡旋光束对应的相息图,相位奇点位于光束中心。图9(b)为四阶离轴涡旋光束,相息图相位奇点偏离光束中心,相位奇点坐标为(0.6,0.6)。

太赫兹波强度的变化受各阶涡旋光束相位奇点出现在光束各处位置的影响如图10(a)所示。当相位奇点出现在光束中心时,太赫兹波能量最低,但当相位奇点偏离光束中心时,太赫兹波能量增强,并围绕着光束中心形成了一个增强圈,其半径与拓扑荷数成正比。由图10(b)可知,在相同实验条件下,与高斯光束产生的太赫兹波相比,各阶涡旋光束产生的最强太赫兹波最高可增强5倍,并且相位奇点位置都位于光束的边缘位置时,各阶涡旋光束产生太赫兹波最强。

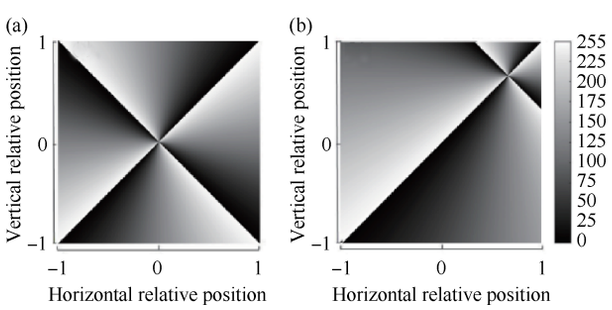


图9　涡旋光束相息[23]

(a)右旋四阶涡旋光束;(b)右旋四阶离轴涡旋光束的相息

等离子体体积对太赫兹波强度的影响如图11所示。由图11(a、b)可知,研究从等离子体荧光图像等方面分析了相位奇点移动导致的太赫兹波强

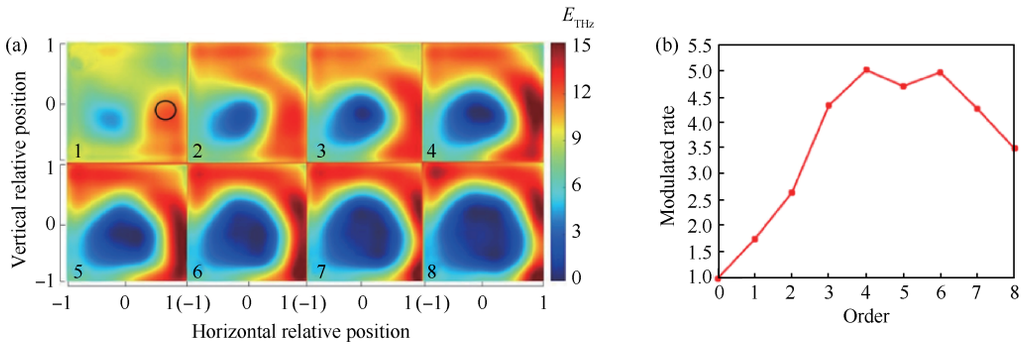


图10　太赫兹分布及峰值强度随阶数的变化[23]

(a)1~8阶离轴涡旋光束产生的太赫兹波强度分布;(b)离轴涡旋光束产生的最大太赫兹波强度与涡旋光束拓扑荷数的关系

度变化的现象,认为当相位奇点靠近光束中心,该奇点使空气等离子体体积减小,从而导致太赫兹波减小。如图11(c、d)所示,从光束聚焦的方向上分析了当涡旋光束旋向改变时,增强圈上较低转化率的"缺口"位置发生90°旋转的现象。本文认为产生这种现象的原因是离轴涡旋光束在聚焦过程中会发生相位奇点的移动,且在聚焦过程中,不同旋向的离轴涡旋光束相位奇点移动方向会产生90°相差。

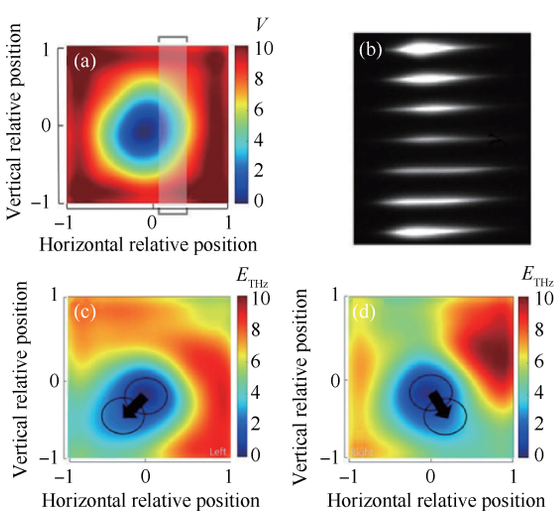


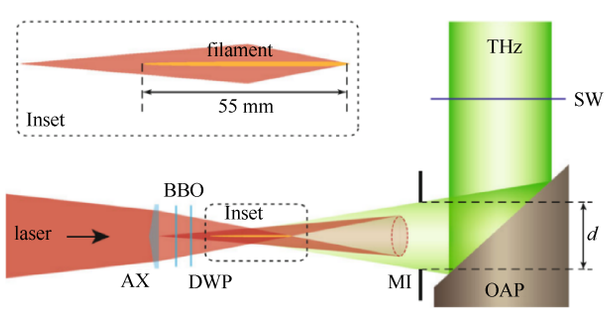
图11　等离子体体积对太赫兹波强度的影响[23]

(a)左旋三阶涡旋光束的等离子体体积分布;(b)阴影区域对应的荧光图;(c)左旋三阶涡旋光束的太赫兹波强度;(d)右旋三阶涡旋光束的太赫兹波强度

同时,研究还对离轴涡旋光束在不同波长、不同能量下,产生的太赫兹波频谱及偏振的变化进行了实验探究。除了能够获得更高的太赫兹波能量转化效率外,其变化趋势与高斯光束相似,波长和激光脉冲能量的增加可以提高太赫兹波的产生效率,但不会改变相位奇点移动产生的增强圈以及奇点移动现象,并且涡旋光束产生的太赫兹波偏振消光比更大。

4　超光速激光等离子体丝产生贝塞尔太赫兹脉冲

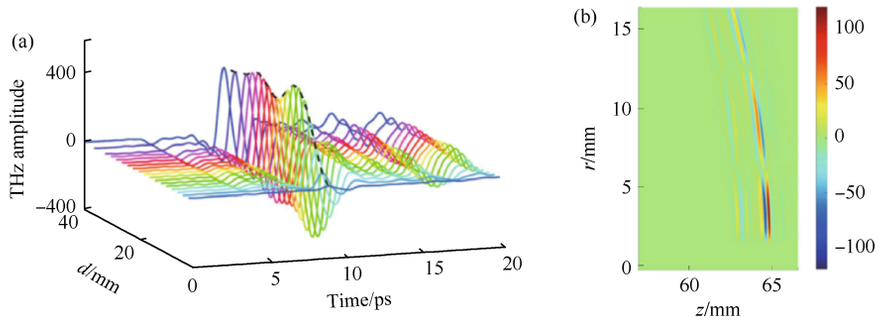
2022年,Zhang等[24]观察到双色超光速等离子体丝产生贝塞尔太赫兹脉冲,证明通过控制激光等离子体丝实现太赫兹波束整形的可行性。实验装置如图12所示,采用长平凸透镜聚焦16 mJ、40 fs、800 nm、光束直径为50 mm的激光脉冲。激光束成丝之前,依次通过楔角为4°的轴棱镜,BBO晶体产生SH后经双色波片调整为与基频光相同的偏振。55 mm长的空气等离子体丝辐射的太赫兹波由一对离轴抛物镜收集,并通过电光采样技术探测[37-38]。轴棱镜的加入调整了激光光丝电离前表面的传播速度,产生的太赫兹波束呈贝塞尔分布。



注:AX为轴棱镜;DWP为双波片;MI为金属光圈,其直径定义为d;OAP为离轴抛物镜;SW为硅片;插图为纺锤体区域的细丝。

图12　实验装置示意[24]

改变位于超光速激光等离子体丝后的金属光阑的孔径直径,显示随着光阑孔径的逐渐增大,太赫兹波形的振幅先增大后缓慢波动(虚线所示),而太赫兹载波包络相位几乎保持不变,结果如图13(a)所



注:(a)中不同颜色表示不同直径产生的太赫兹波形。

图 13　太赫兹波形分布[24]

(a)不同直径金属光阑下测量的太赫兹波形;(b)每个测量波形减去(a)中 d 较小的前一个太赫兹波形得到的太赫兹波形的空间分布

示。图 13(b)中,z 轴对应于激光传播轴,其原点定义在等离子体丝的末端,r 轴对应于垂直于 z 轴的径向方向。等离子体丝位于 z=−55 mm(等离子体丝的起点)到 z=0 之间,光阑位于 z=65 mm 处。太赫兹辐射分成 3 个圆锥角度不同的环,并表现为一个环与相邻环之间 π 相位差,符合典型的高阶贝塞尔环结构[39]。

由于轴棱镜的独特几何形状[40],实验中等离子体丝[41]的电离前沿以超光速传播,与之前工作相比[37-38],超光速激光等离子体丝中的电离前沿比每个等离子体点源辐射出的太赫兹辐射的波前传播得更快。因此,来自不同等离子体点源的太赫兹波前将沿等离子体丝相遇或超过,随后的相干/相消相互干扰导致了太赫兹波束轮廓的环形结构。为了更好地解释双色激光等离子体丝产生贝塞尔太赫兹脉冲的过程,通过理论计算得出 55 mm 等离子体丝的太赫兹辐射径向分布,如图 14(a)所示,再现了实验中观察到的高阶贝塞尔环结构的太赫兹波束,包括相邻环的太赫兹波形的 π 相移现象。图 14(b)显示了贝塞尔太赫兹光束的传播轨迹,图中每一条垂直线表示沿传播轴在指定位置的贝塞尔光束的波束图案,如本实验中观察到的贝塞尔光束轮廓,用 z=65 mm 的金属光阑进行诊断,对应于图 14(b)中用虚线标记的波束图案。在传输过程中光束图样的演化表明,本实验方案的太赫兹辐射在传播到远场时仍然保持其贝塞尔光束轮廓。图 14(c)显示了位于 z=65 mm 的二维平面上太赫兹波束轮廓,对应于图 14(b)中的虚线,可以更加直观地看到 3 个环形结构。太赫兹波束剖面中的分布和相对强度实验数据和理论拟合符合较好(图 14(d))。

通过模拟还研究了等离子体丝不同条件对太

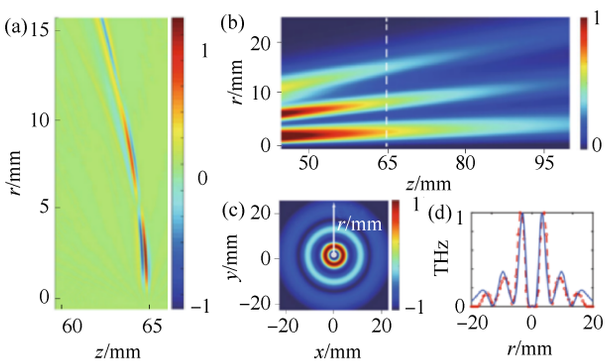


图 14　太赫兹波形及分布[24]

(a)数值计算得到的太赫兹波形空间分布;(b)太赫兹辐射传播时的能量分布(虚线表示金属光阑的位置);(c)贝塞尔太赫兹脉冲的波束轮廓;(d)太赫兹波束横向强度分布理论值(蓝实线)和实验数据(红圈)比较

赫兹光束模式的影响。考虑等离子体丝长度的影响,由图 15(a、b)对比表明等离子体丝长度的改变不会改变太赫兹辐射的贝塞尔光束图形,但会改变太赫兹光束的散度,从而导致该太赫兹光束在限定固体角内的环数发生改变。此外,还模拟了只有轴棱镜,没有透镜时,55 mm 超光速长等离子体丝的太赫兹辐射,等离子体密度分布均匀,成丝速度均匀,说明其电离前沿速度分布均匀,此时,来自等离子体丝的太赫兹辐射表现为切伦科夫辐射,如图 15(c)所示。这种辐射的波前在一个平面上(如虚线所示),这个平面上有一个由电离前沿的速度决定的特定辐射角。同时,太赫兹光束分布中仍存在明显的三环图样和相邻环间 π 相移现象。最后,模拟了没有轴棱镜的情况,此时电离前沿的速度不是超光速,如图 15(d)所示,55 mm 长等离子体丝的太赫兹辐射束型转变为传统的锥形辐射。与传统的锥形太赫兹光束相比,贝塞尔太赫兹光束具有更高的能量集中。

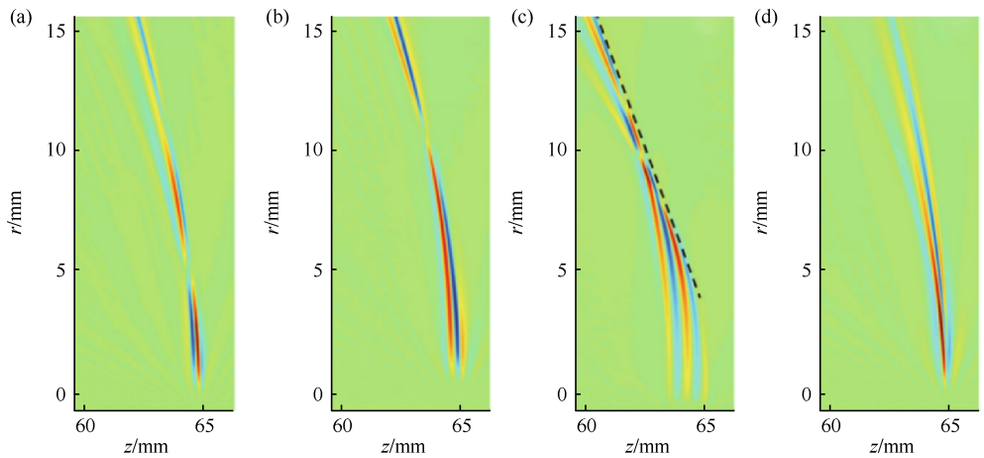


图15　不同条件下太赫兹辐射的模拟空间分布[24]

(a)55 mm超光等离子体丝的贝塞尔光束(符合的实验条件);(b)42 mm长超光等离子体丝的贝塞尔光束(较低的激光能量);(c)55 mm长超光等离子体丝的太赫兹光束(只有轴棱镜,没有透镜);(d)55 mm长激光等离子体丝发出的传统太赫兹光束(没有轴棱镜和超光现象)

5　结束语

本文综述了利用特殊光束诱导空气等离子体产生太赫兹波的进展与成果,在相同条件下,与高斯光束相比,使用AAF光束、离轴涡旋光等可以获得更高的太赫兹能量转化效率。特殊光束可以影响空气等离子体的密度和形态,产生相对高斯光束更强的太赫兹波。在已有研究的基础上,本课题组在此方向取得了最新的研究进展。包括:提出了一种利用双色场圆形艾里光束诱导的空气等离子体产生高斯分布太赫兹波的方案,大幅增强了空气等离子体产生太赫兹波的能量转换效率,并获得方向性更好、高斯型分布的太赫兹波束;利用多光束激光诱导空气等离子体丝调控太赫兹波的强度,与高斯光束相比,多光束产生太赫兹波的强度不仅出现了明显的增强,而且还随分光束数量出现了多峰的变化等。随着激光技术的不断发展,通过改变强激光的光束类型,调控空气等离子体的拉丝过程,进而提高产生太赫兹波的强度和波束质量,开发更高效的太赫兹源。相信在不久的未来,超强超宽带太赫兹源会不断发展,为太赫兹技术的应用奠定基础。

参 考 文 献

[1] HARTER T, FULLNER C, KEMAL J N, et al. Generalized Kramers-Kronig receiver for coherent terahertz communications[J]. Nature Photonics, 2020, 14(10):601-606.

[2] MA J, KARL N J, BRETIN S, et al. Frequency-division multiplexer and demultiplexer for terahertz wireless links[J]. Nature Communications, 2017, 8(1):729.

[3] LI M, LYU X, MOU J, et al.340 GHz lens-coupled 4×4 GaAs detector array for terahertz imaging applications[J]. Electronics Letters, 2018, 54(20):1180-1182.

[4] YANG Z, TANG D, HU J, et al. Near-field nanoscopic terahertz imaging of single proteins[J]. Small, 2021, 17(3):2005814.

[5] BREITENSTEIN B, SCHELLER M, SHAKFA M K, et al. Introducing terahertz technology into plant biology: a novel method to monitor changes in leaf water status[J]. Journal of Applied Botany and Food Quality, 2012, 84(2):158.

[6] JOHNSON K. Terahertz vibrational properties of water nanoclusters relevant to biology [J]. Journal of Biological Physics, 2012, 38:85-95.

[7] IWASZCZUK K, HEISELBERG H, JEPSEN P U. Terahertz radar cross section measurements[J]. Optics Express, 2010, 18(25):26399-26408.

[8] TAKIDA Y, NAWATA K, MINAIDE H. Security screening system based on terahertz-wave spectroscopic gas detection[J]. Optics Express, 2021, 29(2):2529-2537.

[9] COOK D, HOCHSTRASSER R. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air [J]. Optics Letters, 2000, 25(16):1210-1212.

[10] KRESS M, LÖFFLER T, EDEN S, et al. Terahertz-pulse generation by photoionization of air with laser pulses composed of both fundamental and second-harmonic waves[J]. Optics Letters, 2004, 29(10):1120-1122.

[11] ZHONG H, KARPOWICZ N, ZHANG X C. Terahertz emission profile from laser-induced air plasma [J].

Applied Physics Letters,2006,88(26):261103.
[12] NGUYEN A, DE ALAIZA MARTÍNEZ P G, DÉCHAR D J, et al. Spectral dynamics of THz pulses generated by two-color laser filaments in air: the role of Kerr nonlinearities and pump wavelength[J]. Optics Express, 2017,25(5):4720-4740.
[13] OH T, YOU Y, JHAJJ N, et al. Intense terahertz generation in two-color laser filamentation: energy scaling with terawatt laser systems[J]. New Journal of Physics,2013,15(7):075002.
[14] MATSUBARA E, NAGAI M, ASHIDA M. Ultrabroadband coherent electric field from far infrared to 200 THz using air plasma induced by 10 fs pulses[J]. Applied Physics Letters,2012,101(1):021105.
[15] ZHANG S,ZHANG L,WU T,et al. Characterization of THz wave generated from air plasma induced by two-color laser with long wavelength[C]// MANIJEH R. Terahertz Emitters, Receivers, and Applications VIII. San Diego, California, United States: Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series,2017:45-49.
[16] MA D, DONG L, ZHANG M, et al. Enhancement of terahertz waves from two-color laser-field induced air plasma excited using a third-color femtosecond laser[J]. Optics Express,2020,28(14):20598-20608.
[17] LU C, ZHANG C, ZHANG L, et al. Modulation of terahertz-spectrum generation from an air plasma by tunable three-color laser pulses[J]. Physical Review A, 2017,96(5):053402.
[18] PEI M J,LU C H,WANG X W,et al. Enhancement and modulation of terahertz radiation by multi-color laser pulses[J]. Chinese Physics B,2018,27(8):084209.
[19] ZHANG S, ZHANG L, ZHAO H, et al. Excitation-wavelength scaling of terahertz radiation in alkali vapor plasmas[J]. Applied Physics Letters, 2017, 111(11): 111104.
[20] ZHANG Z, CHEN Y, CHEN M, et al. Controllable terahertz radiation from a linear-dipole array formed by a two-color laser filament in air[J]. Physical Review Letters,2016,117(24):243901.
[21] LIU K,KOULOUKLIDIS A D,PAPAZOGLOU D G,et al. Enhanced terahertz wave emission from air-plasma tailored by abruptly autofocusing laser beams [J]. Optica,2016,3(6):605-608.
[22] ZHANG S, ZHANG L, JIANG G, et al. Study on THz wave generation from air plasma induced by quasi-square Airy beam [C]// ZHANG C, ZHANG X, HUANG Z. 2017 International Conference on Optical Instruments and Technology: IRMMW-THz Technologies and Applications. Bellingham, Washington: USA Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 2018:190-195.
[23] 蒋广通,张亮亮,吴同,等.离轴涡旋光束诱导空气等离子体产生太赫兹波[J].中国激光,2019,46(6):251-259.
[24] ZHANG Z, ZHANG J, CHEN Y, et al. Bessel terahertz pulses from superluminal laser plasma filaments [J]. Ultrafast Science,2022(1):6.
[25] CHREMMOS I, EFREMIDIS N K, CHRISTODOULIDES D N. Pre-engineered abruptly autofocusing beams[J]. Optics Letters, 2011, 36(10): 1890-1892.
[26] DOLEV I, KAMINER I, SHAPIRA A, et al. Experimental observation of self-accelerating beams in quadratic nonlinear media[J]. Physical Review Letters, 2012,108(11):113903.
[27] WU Q, ZHANG X C. Ultrafast electro-optic field sensors [J]. Applied Physics Letters, 1996, 68(12): 1604-1606.
[28] DAI J, ZHANG X C. Terahertz wave generation from thin metal films excited by asymmetrical optical fields [J]. Optics Letters,2014,39(4):777.
[29] KIM K Y, GLOWNIA J H, TAYLOR A J, et al. Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser fields[J]. Optics Express, 2007, 15(8):4577-4584.
[30] ROSKOS H G, THOMSON M D, KRE M, et al. Broadband THz emission from gas plasmas induced by femtosecond optical pulses: from fundamentals to applications [J]. Laser & Photonics Reviews, 2007, 1(4):349-368.
[31] OH T I, YOU Y S, JHAJJ N, et al. Scaling and saturation of high-power terahertz radiation generation in two-color laser filamentation [J]. Applied Physics Letters,2013,102(20):1210.
[32] YOU Y S, OH T I, KIM K Y. Off-axis phase-matched terahertz emission from two-color laser-induced plasma filaments[J]. Physical Review Letters, 2012, 109(18): 183902.
[33] GORODETSKY A, KOULOUKLIDIS A D, MASSAOUTI M, et al. Physics of the conical broadband terahertz emission from two-color laser-induced plasma filaments[J]. Physical Review A,2014,89(3):033838.
[34] COULLET P, GIL L, ROCCA F. Optical vortices[J]. Optics Communications,1989,73(5):403-408.

(下转第64页)

processing applications[J]. Optics Express, 2022, 30(2):1860-1874.
[14] PLANCHON T A, GAO L, MILKIE D E, et al. Rapid three-dimensional isotropic imaging of living cells using Bessel beam plane illumination[J]. Nature Methods, 2011,8(5):417-423.
[15] FAHRBACH F O, ROHRBACH A. Propagation stability of self-reconstructing Bessel beams enables contrast-enhanced imaging in thick media[J]. Nature Communications,2012,3(1):632.
[16] SHI H T, SHEN G Y, QI H Y, et al. Noise-tolerant Bessel-beam single-photon imaging in fog[J]. Optics Express,2022,30(7):12061-12068.
[17] TAKANEZAWA S, SAITOU T, IMAMURA T. Wide field light-sheet microscopy with lens-axicon controlled two-photon Bessel beam illumination[J]. Nature Communications,2021,12(1):2979.
[18] HE H S, REN Y X, CHAN R K Y, et al. Background-free volumetric two-photon microscopy by side-lobes-cancelled Bessel beam[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics,2021,27(4):6801307.
[19] FAHRBACH F O, GURCHENKOV V, ALESSANDRI K, et al. Self-reconstructing sectioned Bessel beams offer submicron optical sectioning for large fields of view in light-sheet microscopy[J]. Optics Express, 2013,21(9):11425-11440.
[20] POPOV S Y, FRIBERG A. Apodization of generalized axicons to produce uniform axial line images[J]. Journal of Optics A(Pure and Applied Optics), 1998, 7(3): 537-548.
[21] HERMAN R M, WIGGINS T A. Production and uses of diffractionless beams[J]. Journal of the Optical Society of America A,1991,8(6):932-942.
[22] COX A J, D'ANNA J. Constant-axial-intensity nondiffracting beam[J]. Optics Letters, 1992, 17(4): 232-234.
[23] ČIŽMÁR T, DHOLAKIA K. Tunable Bessel light modes: engineering the axial propagation[J]. Optics Express,2009,17(18):15558-15570.
[24] YE J S, XIE L J, WANG X K, et al. Flattening axial intensity oscillations of a diffracted Bessel beam through a cardioid-like hole[J]. Optics Express, 2018, 26(2): 1530-1537.
[25] GILLEN G D, GUHA S. Modeling and propagation of near-field diffraction patterns: a more complete approach[J]. American Journal of Physics,2004,72(9):1195-1201.
[26] BORGHI R, SANTARSIERO M, GORI F. Axial intensity of aperture Bessel beams[J]. Journal of the Optical Society of America A,1997,14(1):23-26.

(责任编辑:兰丽丽)

(上接第35页)

[35] JE C, BA K, DG G. Dynamic holographic optical tweezers[J]. Optics Communications, 2002, 207(1/2/3/4/5/6):169-175.
[36] BASISTIY I V, SLYUSAR V V, SOSKIN M S, et al. Manifestation of the rotational doppler effect by use of an of-axis optical vortex beam[J]. Optics Letters, 2003, 28(14):1185-1187.
[37] ZHANG Z, CHEN Y, CHEN M, et al. Controllable terahertz radiation from a linear-dipole-array formed by a two-color laser filament in air[J]. Physical Review Letters,2016,117(24):243901.
[38] ZHELIN Z, YANPING C, SEN C, et al. Manipulation of polarizations for broadband terahertz waves emitted from laser plasma filaments[J]. Nature Photonics, 2018, 12(9):554-559.
[39] MACNALLY W J, STUART E A, REID T F, et al. Experimental investigation of Bessel beam characteristics[J]. Applied Optics, 1992, 51(6): 363-386.
[40] KOSTIN V A, VVEDENSKII N V. Ionization-induced conversion of ultrashort Bessel beam to terahertz pulse[J]. Optics Letters,2010,35(2):247-249.
[41] CHIN S L, WANG T J, MARCEAU C, et al. Advances in intense femtosecond laser filamentation in air[J]. Laser Physics,2012,22(1):1-53.

(责任编辑:兰丽丽)