

# 离轴涡旋光束诱导空气等离子体产生太赫兹波

蒋广通<sup>1</sup>, 张亮亮<sup>1\*</sup>, 吴同<sup>2</sup>, 张存林<sup>1</sup>

<sup>1</sup>首都师范大学物理系太赫兹光电子教育部重点实验室, 北京太赫兹光谱与成像重点实验室,  
北京成像技术高精尖创新中心, 北京 100048;

<sup>2</sup>北京理工大学光电学院精密光电测量仪器和技术北京市重点实验室, 北京 100081

**摘要** 使用涡旋光束代替高斯光束作为产生光源,研究了涡旋光束产生太赫兹波的过程。探究了具有不同拓扑荷数的涡旋光束在产生太赫兹波时的差异,相位奇点的位置对产生太赫兹波的影响,不同脉冲强度和激光波长下涡旋光束产生的太赫兹波能量、频谱和偏振的变化。结果表明,产生的太赫兹波强度会随涡旋光束拓扑荷数的变化而变化,并且与涡旋中心的位置密切相关。涡旋光束所产生的太赫兹波随脉冲强度和激光波长的变化趋势与高斯光束一致。高斯光束与涡旋光束产生的太赫兹波在频谱和偏振上的变化趋势一致。

**关键词** 太赫兹波技术; 空气等离子体; 涡旋光束; 空间光调制器; 飞秒激光

中图分类号 O536

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201946.0614026

## THz Wave Generation from Air Plasma Induced by Off-Axis Vortex Beam

Jiang Guangtong<sup>1</sup>, Zhang Liangliang<sup>1\*</sup>, Wu Tong<sup>2</sup>, Zhang Cunlin<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Key Laboratory of Terahertz Optoelectronics, Ministry of Education, Beijing Key Laboratory for Terahertz Spectroscopy and Imaging, and Beijing Advanced Innovation Center for Imaging Technology, Department of Physics, Capital Normal University, Beijing 100048, China;

<sup>2</sup>Beijing Key Laboratory for Precision Optoelectronic Measurement Instrument and Technology, School of Optoelectronics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China

**Abstract** This study aims to investigate the process of terahertz wave generation using a vortex beam generated by spatial light modulator rather than a Gaussian beam as the light source. Herein, we explore the differences among vortex beams with different topological charge numbers when generating terahertz waves. We find that the generation of terahertz waves is affected by the phase singularity position. In addition, we investigate the changes of terahertz wave energy, spectrum, and polarization produced by vortex beams with different pulse intensities and laser wavelengths. The results demonstrate that the intensity of the terahertz wave changes with the topological charge number, which is also closely related to the position of the vortex center. Under the same vortex beam, the variation of the generated terahertz wave with pulse intensity and laser wavelength is consistent with that for a Gaussian beam. Specifically, the terahertz waves generated by a vortex beam and a Gaussian beam are consistent in terms of spectrum and polarization.

**Key words** terahertz technology; air plasma; vortex beam; spatial light modulator (SLM); femtosecond laser

**OCIS codes** 040.2235; 320.2250; 350.5400; 140.3300

## 1 引言

作为一个尚未开发成熟的电磁波频段,近年来太赫兹波技术得到迅猛发展,取得了很多人骄傲

的成绩。目前,在实验环境中产生强太赫兹波脉冲的技术主要有两种:非线性晶体中的光学整流和双色场激发空气等离子体。采用非线性晶体光整流技术可以得到较高的太赫兹波能量转换效率,然而这

收稿日期: 2019-01-09; 修回日期: 2019-02-11; 录用日期: 2019-03-15

基金项目: 国家自然科学基金(61875140)、北京自然科学基金(JQ18015,4181001)、首都师范大学 2018 年度研究生学术创新立项(008185508200)

\* E-mail: zhliang@126.com

些光源的光谱带宽低于 5 THz,并且晶体存在损伤阈值,导致所产生的太赫兹波能量受到限制。而双色场方案具有可远距离产生,无阈值的优势,并且能够获得频谱宽,相干性好的太赫兹波<sup>[1-7]</sup>。

在双频光束方案中,使用基频波与其倍频光叠加的激光束可以产生更强的太赫兹波。制约该技术发展的主要因素是能量转化效率较低。为了进一步提高太赫兹波的产生效率,许多学者都进行了相关研究。文献[8-10]表明气体介质的种类会影响太赫兹波的产生,具有较低电离能的气体介质能够产生更强的太赫兹辐射。Clerici 等<sup>[11]</sup>发现激光波长与太赫兹波的产生效率有关,较长波长激光诱导的空气等离子体的太赫兹波转化效率较高。此外,Liu 等<sup>[12]</sup>使用空间光调制器(SLM)产生的自聚焦光束来产生太赫兹波。

本文使用空间光调制器<sup>[13-14]</sup>产生的涡旋光束来激发空气等离子体,发现与高斯光束相比,使用涡旋光束产生的太赫兹波的强度及分布均会发生变化。系统产生的太赫兹波强度会随涡旋光束拓扑荷数的变化而变化,并且与涡旋中心的位置密切相关。当涡旋光束的涡旋中心位于光束的中心位置时,所产生的太赫兹波强度减弱;当涡旋中心偏离光束中心位置时,所产生的太赫兹波强度增强。当控制涡旋光束的拓扑荷数和涡旋中心不变时,所产生的太赫兹波随脉冲强度和激光波长的变化趋势与高斯光束所产生的太赫兹波的变化趋势保持一致,且两种光束产生的太赫兹波在频谱和偏振方向上的变化趋势也一致。最后通过荧光信号分析涡旋光束在不同实验参数下产生的空气等离子体的体积变化,所得到的结论与实验结果一致。

## 2 基本原理

### 2.1 涡旋光束

在波场中,用于描述空间中某位置波场性质的数学量是不确定的或者是急剧变化的,就将该位置称为奇点。1974年,Nye 和 Berry<sup>[15]</sup>首次将奇点的概念推广到电磁波领域。1989年,Coulet 等<sup>[16]</sup>发现具有螺旋型相位的光束携带了相位奇点,拥有与奇点相似的数学表示,并首次提出了“光学涡旋”的概念。

涡旋光束是一种光学相位螺旋变化的光束<sup>[16]</sup>。与高斯光束在垂直于传播方向的横截面上的相位分布相比,涡旋光束中存在相位不确定的相位奇点,在该点处光强消失<sup>[17]</sup>。所以,当相位奇点位于光束的中心时,该光束就变成了空心光束,即中心光强为零

的特殊光束。涡旋光束的相位分布函数中含有与螺旋方位角  $\theta$  成正比的一项: $\exp(i l \theta)$ ,其中  $l$  为整数,又被称为“拓扑荷数”, $l$  的符号决定了涡旋光束的旋向, $l$  为正则为左旋, $l$  为负即为右旋。将拓扑荷数为  $l$  的涡旋光束称为  $l$  阶涡旋光束,随着拓扑荷数的增加,涡旋光束的空心半径增大<sup>[18]</sup>,并且光束中的每个光子都携带了轨道角动量。

当相位奇点偏离光束中心时,涡旋光束的光强不再呈圆对称分布,将这种光束称为离轴涡旋光束。离轴涡旋光束的数学表达式为

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

$$(x_0, y_0) \neq (0, 0), \quad (1)$$

式中: $A$  为振幅; $\omega$  为光斑半径; $(x_0, y_0)$  为光束中心位置的坐标; $x$  方向和  $y$  方向分别为光束横截面上的水平方向和竖直方向。离轴涡旋光束在介质中传输时会出现绕轴旋转、相位奇点移动等现象<sup>[19]</sup>。

产生涡旋光束方法主要有三种:螺旋相位板法、空间光调制器法、全息光栅法。使用空间光调制器产生涡旋光束的方法比较简便,只须改变加载在空间光调制器上的相息图就可以得到所需要的光束,既省去制作相位板的繁琐工序,又不需要改变实验光路,所以本研究采用空间光调制器来产生所需的涡旋光束。

空间光调制器将液晶层作为光调制材料,液晶层采用向列型液晶的混合场效应工作模式,在晶层的各区域施加不同的电场,可以引起液晶分子排列方向和位置的变化,从而导致其光学性质发生变化,获得不同的光程,实现对光信号的调制。液晶空间光调制器加载的电压对应于 8 位灰度值,所加载的灰度值不同,液晶盒所产生的相位延迟也不同,相位延迟与灰度的对应关系就是液晶空间光调制器的相位调制原理<sup>[20]</sup>。通过加载对应的相息图引起光束相应的相位变化,从而达到光束整形的目的。

图 1(a)所示的相息图为 8 位灰度图,利用该相息图可以产生右旋四阶涡旋光束,此时相位奇点位于光束中心,可产生光强圆对称分布的空心光束。

虽然在实验中光束位置不能改变,但是可以改变涡旋光束相息图中相位奇点的位置。通过这种方法产生具有不同相位奇点位置的离轴涡旋光束。假设光束中心坐标为  $(0, 0)$ ,光束半径为 1(归一化数值),以图 1(b)中坐标为  $(0.6, 0.6)$  的相息图奇点为例,此时系统产生的涡旋光束相位奇点偏离光束中心,并且拓扑荷数  $l = 4$ ,将这种光束称为四阶离轴涡旋光束。

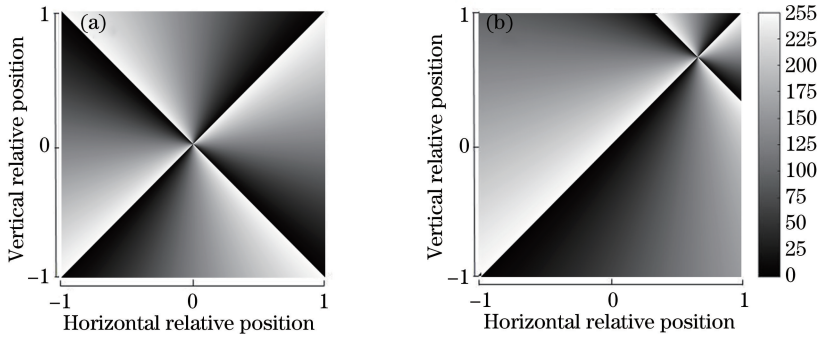


图 1 相息图。(a)右旋四阶涡旋光束;(b)右旋四阶离轴涡旋光束

Fig. 1 Phase diagram. (a) Right-handed fourth-order vortex beam; (b) right-handed fourth-order off-axis vortex beam

### 2.2 实验光路设计

使用钛蓝宝石激光器产生脉宽为 50 fs, 波长为 800 nm 的脉冲激光, 利用光参量放大器改变激光波长, 并出射竖直偏振的高斯型激光脉冲。为保证空间光调制器的调制效率, 需要保证入射光为水平偏振, 所以使用半波片改变激光的偏振方向, 将激光的偏振方向调至水平, 并依次通过斩波器和衰减片。为了提高空间光调制器的能量利用率, 将光束经过扩束器扩束后, 以合适的光斑半径(6 mm)和小角度( $<10^\circ$ )射入空间光调制器。高斯光束经过加载了相应相息图的空间光调制器反射后转变为所需要的涡旋光束。通过焦距为 100 mm 的透镜将激光聚焦在空气中激发空气等离子体, 并在透镜后使用  $\beta$  相偏硼酸钡(BBO)晶体对光束进行倍频。为排除 BBO 晶体对太赫兹波产生的影响, 将 BBO 晶体固定在焦点前 40 mm 处, 以保证激光正入射, 并在随后的实验中保持 BBO 晶体的位置和角度不变。最后, 将产生的光束经过硅片和滤波片后, 通过高莱探测器或时域光谱

系统进行太赫兹波探测。在之后的测量过程中, 只通过计算机改变空间光调制器上加载的相息图来改变光束种类, 或者通过光参量放大器改变波长, 衰减片改变激光脉冲能量, 其他的参数保持不变。

为了减少空间光调制器的能量利用率对结果产生的影响, 在经过空间光调制器反射之后测量激光脉冲能量。空间调制器加载的空白相息图可以作为反射镜, 为了简化实验过程, 实验中使用的涡旋光束和高斯光束都是经过空间光调制器调制后聚焦产生的等离子体。

实验光路如图 2 所示, 飞秒激光脉冲经过调制倍频后, 通过聚焦激发空气产生的等离子体辐射出太赫兹波, 太赫兹波通过离轴抛物面镜准直聚焦后被高莱探测器接收。在记录太赫兹波信号的同时, 通过 CCD 观察并记录空气等离子体的荧光信号。在此基础上, 使用时域光谱系统, 采用 1 mm 厚的碲化锌晶体进行电光(EOS)测量, 得到太赫兹波的时域波形和频谱信息。

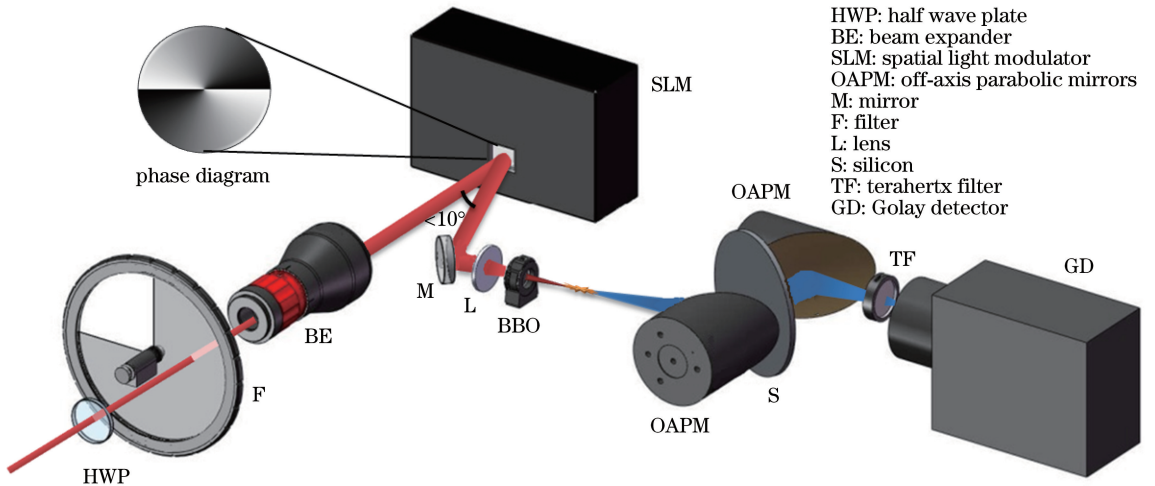


图 2 实验光路图

Fig. 2 Schematic of optical path



### 3 实验结果及分析

在探究涡旋光束产生太赫兹波的实验中,如果只考虑相位奇点在光束中心的情况是没有意义的。为了探究相位奇点在光束中的位置对最终产生的太赫兹波强度的影响,根据不同拓扑荷数分别绘制了一系列相息图。若将拓扑荷数相同的相息图分为一组,每组包含 441 幅相息图,即在  $x$  方向和  $y$  方向分别取 21 个点,使得相位奇点的位置均匀分布在光束范围内。通过计算机改变空间光调制器上加载的相息图,并控制其他实验参数不变,将测量到的太赫兹波强度赋值到对应的相位奇点所在的坐标,最终获得各阶离轴涡旋光束产生的太赫兹波强度分布

图,每幅分布图中包含该阶离轴涡旋光束相位奇点在光束内各个位置所产生的太赫兹波强度,如图 3 所示。由于获得的分布图像素 ( $21 \text{ pixel} \times 21 \text{ pixel}$ ) 较低,使用插值计算扩大并优化该图像以便于观察。当相位奇点位于光束中心时,太赫兹波能量最低;当相位奇点偏离光束中心时,太赫兹波能量增强。当离轴涡旋光束增强太赫兹波能量转化效率时,对应相位奇点所在的位置围绕着光束中心形成了一个闭合的圆环,将其称为增强圈。当相位奇点位于光束中心时,涡旋光束产生的太赫兹波能量并没有增强;当相位奇点偏离光束中心时,离轴涡旋光束可以有效地增强太赫兹波的强度,提高太赫兹波的能量转化效率。

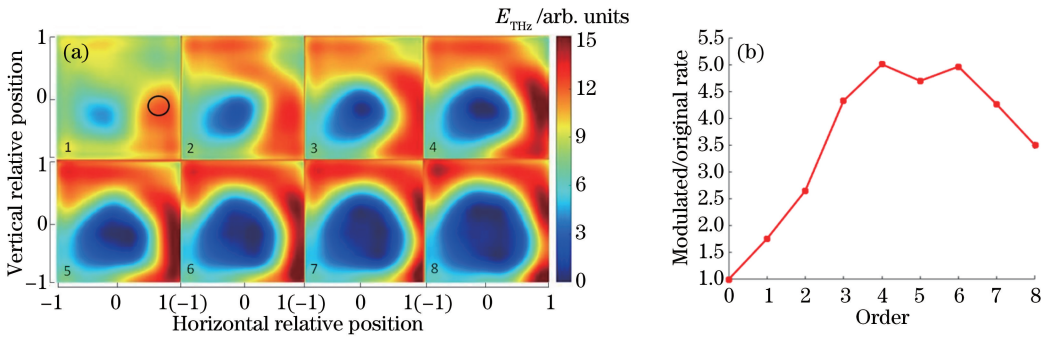


图 3 相位奇点位置与太赫兹波强度示意图。(a) 相位奇点位于  $(0.6, 0)$  时, 1~8 阶离轴涡旋光束产生的太赫兹波强度; (b) 离轴涡旋光束产生的最大太赫兹波强度与涡旋光束拓扑荷数的关系

Fig. 3 Position of phase singularity in beam and terahertz wave intensity. (a) Terahertz wave intensity generated by different order off-axis vortex beam when phase singularity is located at  $(0.6, 0)$ ; (b) relationship between maximum terahertz wave intensity generated by off-axis vortex beam and topological charge number of vortex beam

如图 3(a) 所示,使用涡旋光束产生太赫兹波,不能忽略涡旋光束的拓扑荷数对产生太赫兹波能量的影响,其中  $E_{\text{THz}}$  为产生太赫兹波场的相对强度。随着涡旋光束拓扑荷数的增大,高阶涡旋光束的增强圈半径逐渐增大,造成这种现象的原因主要是随着拓扑荷数的增加,涡旋光束的空心半径增大<sup>[18]</sup>。当相位奇点靠近光束中心时,由于相干作用,高斯光束中心区域光强消失,导致作用在空气粒子上形成空气等离子体的激光能量降低。将各阶离轴涡旋光束中产生的太赫兹波强度极值与高斯光束产生的太赫兹波强度进行比较,结果如图 3(b) 所示,可以看到,在激光波长和激光脉冲能量相同的条件下,离轴涡旋光束产生的太赫兹波能量大于高斯光束,这两种光束所产生的太赫兹波能量的比值最高可达 5 倍左右,并且在产生太赫兹波能量增强的区域,相位奇点都位于光束的边缘位置。

在记录太赫兹波信号的同时,使用 CCD 记录空气等离子体产生的荧光信号,荧光信号可以表示等离

子体的强度和体积<sup>[21]</sup>。利用 CCD 记录的空气等离子体荧光图像来对空等离子体的体积进行估算。如图 4(a)、(b) 所示,产生的太赫兹波能量与涡旋光束产生的空气等离子体的体积密切相关。通过 CCD 记录了激光波长为 1550 nm,激光脉冲能量为 0.02 mJ,光束中心坐标为  $(0, 0)$ ,光束半径为 1 时的左旋三阶涡旋光束相位奇点在光束不同位置处的荧光图像,并通过  $V = \int_0^P \left(\frac{R}{2}\right)^2 \pi dP$  计算各个位置处产生的空气等离子体的体积,其中  $R$  为等离子体的宽度, $P$  为等离子体的长度。图 4(b) 是在图 4(a) 阴影区域内等间隔选取的荧光图像,从下至上分别对应相位奇点位于  $(0.3, -0.9)$ 、 $(0.3, -0.6)$ 、 $(0.3, -0.3)$ 、 $(0.3, 0)$ 、 $(0.3, 0.3)$ 、 $(0.3, 0.6)$  和  $(0.3, 0.9)$  的三阶离轴涡旋光束产生的等离子体荧光图像。通过后期图像处理将荧光图像拼接起来,使用像素为  $1080 \text{ pixel} \times 2040 \text{ pixel}$  的 CCD 配合 3 倍镜头拍摄原始荧光图像,其中等离子体的实际长度大约为 3 mm。当相位奇点靠近光束中心



时,所产生的相干作用使得光束中心区域光强消失,最终导致相位奇点越靠近光束中心位置的涡旋光束激发产生的空气等离子体体积越小,如图 4(a)、(b)所

示。随着涡旋光束拓扑荷数的增大,高阶涡旋光束的增强圈半径逐渐增大,靠近光束中心区域产生的太赫兹波能量逐渐减小。

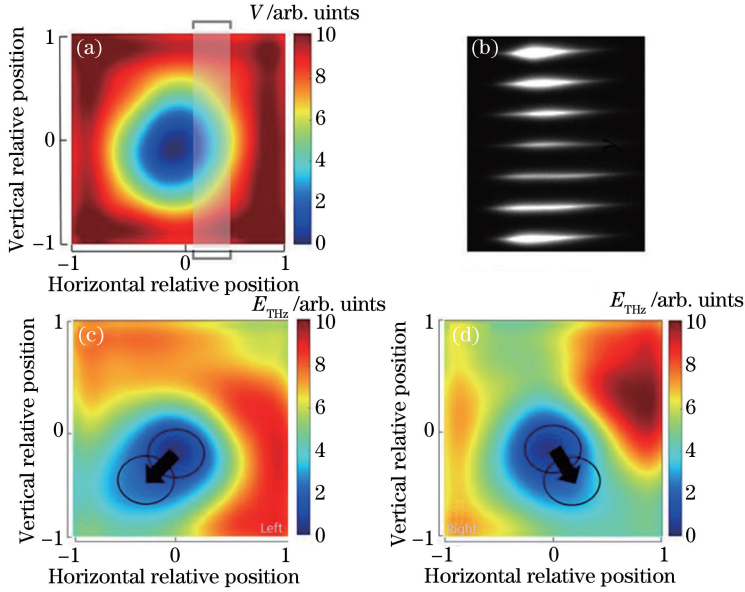


图 4 等离子体体积与太赫兹波强度的关系。(a)左旋三阶涡旋光束的等离子体体积分布图;(b)图 4(a)中阴影区域对应的荧光图;(c)左旋三阶涡旋光束的太赫兹波强度;(d)右旋三阶涡旋光束的太赫兹波强度

Fig. 4 Relationship between plasma volume and terahertz wave intensity. (a) Plasma volume profile of left-handed third-order vortex beam; (b) fluorescence map corresponding to shaded area in Fig. 4(a); (c) terahertz wave intensity of left-handed third-order vortex beam; (d) terahertz wave intensity of right-handed third-order vortex beam

如图 4(a)、(c)所示,空气等离子体的体积分布图与太赫兹波强度分布图的增强圈非常相似,但在太赫兹波强度分布图中,增强圈并不是一个均匀完整的圆环,而是形成了一个具有较低转化率的“缺口”。为了探究为何会存在“缺口”,本研究改变涡旋光束的旋向,并以相同的步骤得到右旋三阶涡旋光束相位奇点在光束各个位置产生的太赫兹波强度分布图。对比左旋三阶涡旋光束和右旋三阶涡旋光束的太赫兹波强度分布图,发现缺口的方向旋转了 $90^\circ$ ,如图 4(c)、(d)所示,这可能是由离轴涡旋光束在聚焦过程中出现了相位奇点的移动所导致的,并且不同旋向的离轴涡旋光束在聚焦过程中相位奇点移动方向相差 $90^\circ$ 。

利用光参量放大器可以非常方便地改变激光波长。在不同波长下,左旋三阶涡旋光束的太赫兹波强度分布如图 5 所示。可以看到,与高斯光束相同,使用长波长的涡旋光束可以产生强度更大的太赫兹波,并获得更高的能量转化效率,而且波长的变化不会改变离轴涡旋光束在聚焦过程中相位奇点移动的

现象。在利用双色场产生太赫兹波的过程中,太赫兹场可以描述为

$$E_{\text{THz}} \propto dJ/(dt), \quad (2)$$

$$J(t) = \sum eN_e(t)v(t), \quad (3)$$

式中: $J$  为电子电流; $e$  为电子电荷; $N_e(t)$  为电子密度,可通过电离速率计算得到; $t$  为时间。电子速度的计算公式为

$$v = eE_1 \sin \phi / (m_e \omega) + eE_2 \sin(2\phi) / (2m_e \omega), \quad (4)$$

式中: $m_e$  为电子质量; $\omega$  为圆频率; $\phi$  为相位差; $E_1$  为基频波电场; $E_2$  为倍频波电场。由于波长以及双色场之间的相位差可以影响电离电位和电子速度,所以在相同的激光脉冲能量下,长波长光束可以获得更出色的对称破缺,从而产生更强的太赫兹波,获得更高的太赫兹能量转化效率。

1965 年,Keldysh 首次提出了使用电离电位和激光波长计算电离速率的方法,对于电子处于轨道角动量为  $L$  的状态,其在电场方向上的投影为  $m$  时,电离概率的公式<sup>[22]</sup>可以写成:

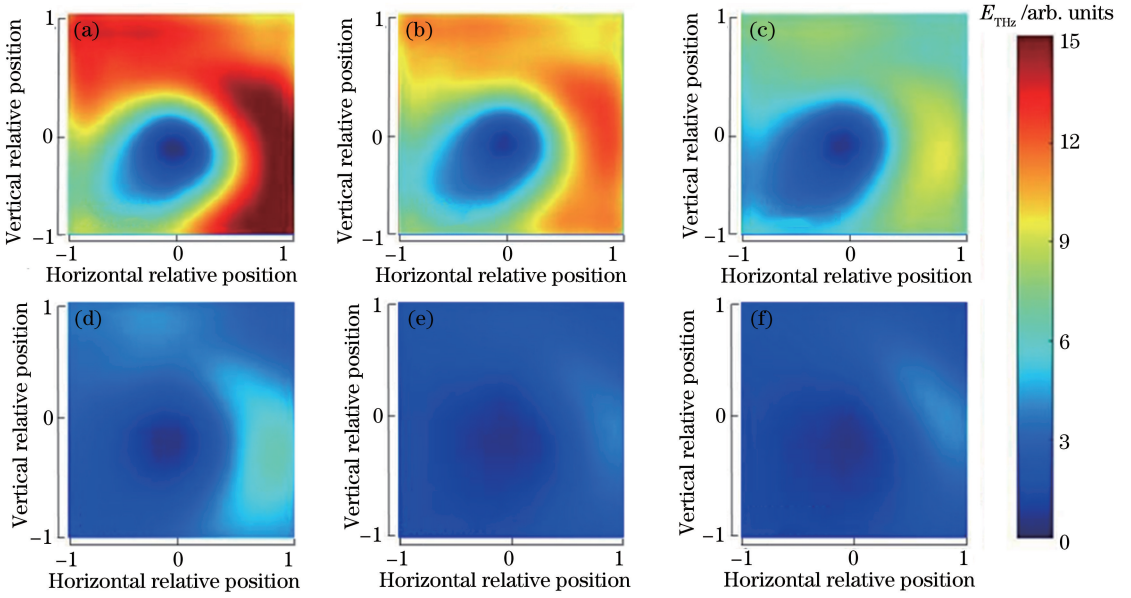


图 5 不同左旋三阶涡旋光束波长下相位奇点在光束的各个位置产生的太赫兹波的强度。

(a) 1550 nm; (b) 1530 nm; (c) 1510 nm; (d) 1490 nm; (e) 1470 nm; (f) 1450 nm

Fig. 5 Intensity of terahertz waves generated by phase singularities at various positions of beam under different wavelengths of left-handed third-order vortex beam. (a) 1550 nm; (b) 1530 nm; (c) 1510 nm; (d) 1490 nm; (e) 1470 nm; (f) 1450 nm

$$W(\omega_0, E) = \omega_{\text{a.u.}} \sqrt{\frac{6}{\pi}} |C_{n^*, l^*}|^2 f(L, m) \frac{U_i}{2U_H} A_m(\omega_0, \gamma) \left( \frac{2E_0}{E\sqrt{1+\gamma^2}} \right)^{2n-|m|-3/2} \exp\left[-\frac{2E_0}{3E}g(\gamma)\right], \quad (5)$$

式中:  $\omega_0$  为激光频率;  $U_i$  为空气的电离电位;  $E$  为峰值电场;  $\gamma$  为绝热参数,  $\gamma = \frac{\omega_0}{eE} \sqrt{2mU_i}$ , 当  $\gamma \ll 1$  时, 电离方式为隧道电离, 当  $\gamma \gg 1$  时, 电离方式为多光子电离;  $f(L, m) = \frac{(2L+1)(L+|m|)!}{2^{|m|}(|m|)!(L-|m|)!}$  为常数, 并且  $f(0, 0) = 1$ ;  $A_m(\omega_0, \gamma)$  为无量纲常数, 当  $\gamma \ll 1$  时,  $A_0(\omega_0, \gamma) \rightarrow 1$ ;  $n$  为原子主轨道量子数;  $U_H$  为氢的电离电位;  $E_0$  为空气电离电场,  $E_0 = E_H \times (U_i/U_H)^{3/2}$ ;  $\omega_{\text{a.u.}}$  由  $\gamma = 1$  时的  $\hbar\omega_{\text{a.u.}} = 2U_H$  定义,  $\omega_{\text{a.u.}} = eE_H/\sqrt{2mU_H} \simeq 4.1 \times 10^{16} \text{ s}^{-1}$ , 其中  $E_H$  为氢原子电离电场。

$$g(\gamma) = \frac{3}{2\gamma} \left[ \left( 1 + \frac{1}{2\gamma^2} \right) \text{arsinh } \gamma - \frac{\sqrt{1+\gamma^2}}{2\gamma} \right] = \begin{cases} 1 - \frac{\gamma^2}{10} + \frac{9\gamma^4}{280}, & \gamma \ll 1 \\ \frac{3}{2\gamma} \left( \lg 2\gamma - \frac{1}{2} \right), & \gamma \gg 1 \end{cases}, \quad (6)$$

$$n = Z(U_0/U_H)^{-1/2}, \quad (7)$$

$$E_H = e^5 m^2 / \hbar^4 (4\pi\epsilon_0)^3 \simeq 514 \text{ GV/m}, \quad (8)$$

式中:  $U_0$  为空气的电离电位;  $\epsilon_0$  为真空介电常数;  $\hbar$  为约化普朗克常数。对于给定的原子, 无量纲常数  $C_{n^*, l^*}$  可由已知的氢原子公式求出:

$$|C_{n, L}|^2 = \frac{2^{2n}}{n\Gamma(n+L+1)\Gamma(n+L)}, \quad (9)$$

式中:  $\Gamma(\cdot)$  为伽玛函数;  $n$  和  $L$  可以通过有效对应式  $n^* = n - \delta_l$  和  $l^* = L - \delta_l$  来代替,  $\delta_l = n - (U_i/U_H)^{-1/2}$  为量子缺陷。

钛蓝宝石激光脉冲在氮分子和氧分子中的电离方式为隧道电离, 即  $\gamma \ll 1$ , 隧道电离速率的计算公式为

$$W(E) = \omega_{\text{a.u.}} |C_{n^*, l^*}|^2 \times \frac{U_0}{2U_H} \sqrt{\frac{6}{\pi}} \left( \frac{2E_0}{E} \right)^{2n^*-3/2} \exp\left(-\frac{2E_0}{3E}\right). \quad (10)$$

从(10)式可以很容易地看出, 隧道电离时电离率与激光波长无关。然而本研究发现波长的改变极大影响了太赫兹波的转换效率, 可以推测激光电离方式不完全是隧道电离, 应该还包含多光子电离过程, 这主要是因为只有在多光子电离过程中, 长波长激光才可以提供更大的电离速率。

综上所述, 激光电离空气等离子体的过程包含隧

道电离和多光子电离,在两种电离模式的共同作用下,使用长波长激光在相同的激光脉冲能量下可以激发更高的等离子体密度,获得更强的太赫兹波脉冲。

为了深入了解涡旋光束产生太赫兹波的过程,通过调节衰减片改变激光脉冲能量,探究激光脉冲

能量与太赫兹波能量之间的关系,结果如图 6 所示。在扩束器与空间光调制器之间测量激光脉冲能量,空间光调制器在 1000~1550 nm 波段的利用效率为 82%,图 6 使用的数据为激光脉冲经过空间光调制器调制之后、激光聚焦之前的抽运激光脉冲能量。

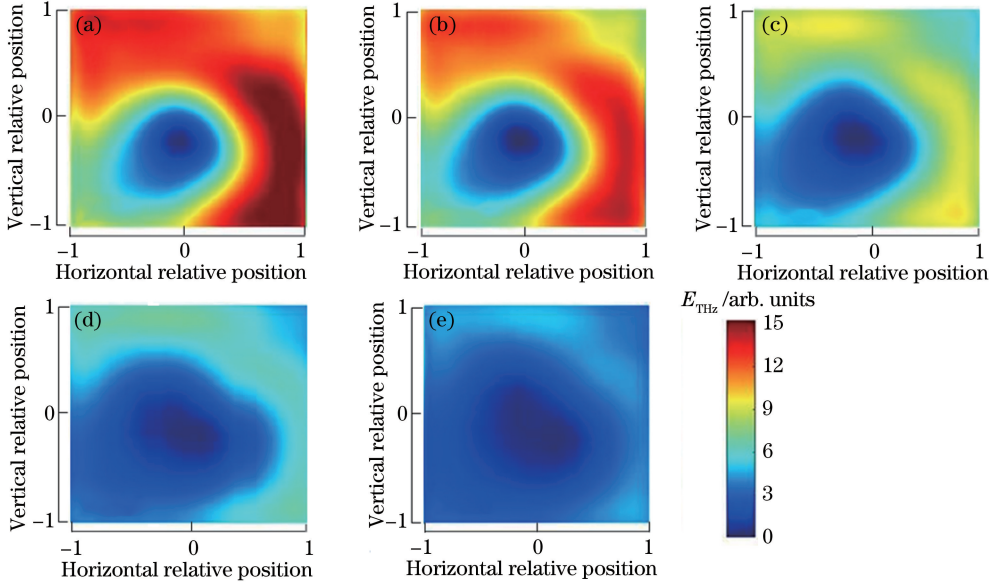


图 6 在不同激光脉冲能量下左旋三阶涡旋光束相位奇点在光束各个位置产生的太赫兹波的强度比。

(a) 0.02 mJ; (b) 0.018 mJ; (c) 0.016 mJ; (d) 0.014 mJ; (e) 0.012 mJ

Fig. 6 Intensity of terahertz waves generated by phase singularity at various positions of left-handed third-order vortex beam under different laser pulse energies. (a) 0.02 mJ; (b) 0.018 mJ; (c) 0.016 mJ; (d) 0.014 mJ; (e) 0.012 mJ

由(9)式可知,电离率与激光强度  $I \equiv \epsilon_0 n_0 c \times |E|^2/2$  成正比( $n_0$  为当前激光波长下介质对应的折射率, $c$  为光速),并且与介质的电离电位等参数息息相关。因此,使用更高能量的激光脉冲激发空气等离子体,可以获得更大的等离子体密度,产生更强的太赫兹波。此外,激光脉冲能量的增加不会改变离轴涡旋光束在聚焦过程中相位奇点移动的现象,也不会改变奇点移动的方向。

为了深入了解涡旋光束与高斯光束在产生太赫兹波时的差异,进一步比较不同激光脉冲波长和能量时涡旋光束和高斯光束太赫兹波转化效率的差异。选取高斯光束与相位奇点位于(0.6, 0.4)处的三阶左旋离轴涡旋光束,比较通过控制激光波长改变激光脉冲能量和通过控制激光脉冲能量改变激光波长两种方法测量的光束特性,并比较当激光波长为 1550 nm 时,产生的太赫兹波能量增强幅度随激光脉冲能量的变化关系,以及当激光脉冲能量为 0.02 mJ 时,产生的太赫兹波能量增强幅度随激光波长的变化关系。

如图 7(a)、(b)所示,与高斯光束相比,离轴涡

旋光束在强激光脉冲能量和长波长时产生的太赫兹波能量的增幅更大。偏离光束中心的离轴涡旋中心提供了额外的牵引力,使得产生的空气等离子体变得更长,从而使更多的空气分子参与电离,产生了更强的太赫兹波。随着激光脉冲能量的增强,离轴涡旋光束可产生比高斯光束更强的太赫兹波,并且这种现象会随着激光脉冲能量的增强越发明显。对相同长波长的离轴涡旋激光与高斯激光进行对比,发现离轴涡旋光束可以产生更强的太赫兹波。随着波长的增加,离轴涡旋光束产生的太赫兹波能量的增幅更大。

为了进一步完善实验内容,在相同激光脉冲能量(0.02 mJ)和激光波长(1550 nm)的条件下,使用时域光谱系统探测了相位奇点位于(0.6, 0.4)处的左旋三阶离轴涡旋光束以及高斯光束的时域波形,并通过计算获得了如图 7(c)、(d)所示的太赫兹波频谱以及太赫兹波偏振状态。可以看到,高斯光束与涡旋光束产生的太赫兹波在频谱上表现一致。涡旋光束和高斯光束一样可以产生线偏振的太赫兹波<sup>[23]</sup>,如图 7(d)所示,涡旋光束产生的线偏振太赫



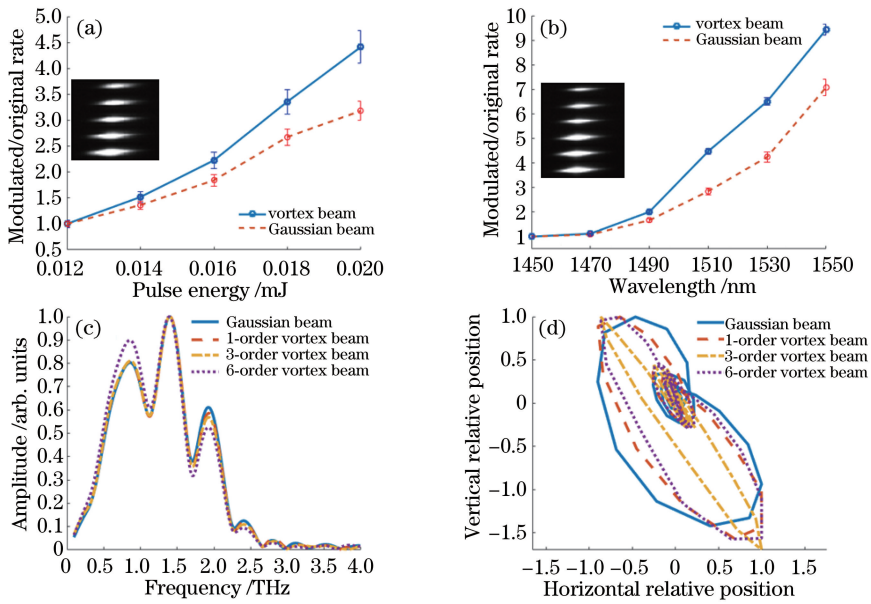


图 7 涡旋光束产生的太赫兹波的强度、频谱和偏振特性。(a) 高斯光束和三阶涡旋光束产生的太赫兹波能量增幅随激光脉冲能量的变化,插图是三阶涡旋光束在不同激光脉冲能量时对应产生的光丝图像;(b) 高斯光束和三阶涡旋光束产生的太赫兹波能量增幅随激光波长的变化,插图是三阶涡旋光束在不同激光波长时对应产生的光丝图像;(c) 不同光束产生的太赫兹波频谱;(d) 不同光束产生的太赫兹波偏振状态

Fig. 7 Intensity, spectrum, and polarization characteristics of terahertz wave generated by vortex beam. (a) Energy amplification of terahertz wave generated by Gaussian beam or third-order vortex beam versus laser pulse energy, inset: filaments induced by third-order vortex beams with different laser pulse energies; (b) energy amplification of terahertz wave generated by Gaussian beam or third-order vortex beam versus laser wavelength, inset: filaments induced by third-order vortex beams with different laser wavelengths; (c) terahertz wave spectra generated by different beams; (d) polarization states of terahertz waves generated by different beams

兹波的偏振方向与高斯光束产生的太赫兹波偏振方向相同,并且方向性更好。

## 4 结 论

系统地研究了利用涡旋型飞秒激光光束激发空气产生太赫兹波的物理过程。在相同的参数下,使用涡旋光束可以有效提高太赫兹波的转化效率。提高太赫兹波能量转化效率的机制是通过改变涡旋光束相位奇点在光束中的位置,从而对形成的空气等离子体形态产生影响,使得更多的激光能量参与到激发空气等离子体的物理过程中。此外,涡旋光束中的每个光子都携带额外的轨道角动量,这也对太赫兹波能量转化效率的提高起到积极作用。

相位奇点位于光束边缘的离轴涡旋光束可产生更强的太赫兹波。然而在离轴涡旋光束聚焦过程中会出现奇点移动的现象,导致相位奇点位于光束某一边缘时相位奇点发生移动并恰好接近光束中心,从而使得产生的太赫兹波能量降低。涡旋光束的旋向发生变化时,光束相位奇点移动的方向也会发生变化。

太赫兹波场的产生与激光脉冲的波长和能量密切相关,使用离轴涡旋光束时,改变波长和激光脉冲能量可以获得更高的太赫兹能量转化效率。在激光波长和激光脉冲能量相同的条件下,离轴涡旋光束产生的太赫兹波能量比高斯光束大。与高斯光束相比,离轴涡旋光束除了具有更高的太赫兹波能量转化效率外,还可以使产生的线偏振太赫兹波获得更理想的偏振效果。

随着新型光束的发展,这种使用特殊光束产生太赫兹波的方法会得到进一步发展。寻找到能够产生更强太赫兹波的光束类型,是提供深入研究气体等离子体产生太赫兹波物理机制的关键。

## 参 考 文 献

- [1] Hamster H, Sullivan A, Gordon S, *et al.* Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction[J]. Physical Review Letters, 1993, 71(17): 2725-2728.
- [2] Hamster H, Sullivan A, Gordon S, *et al.* Short-pulse terahertz radiation from high-intensity-laser-produced plasmas[J]. Physical Review E, 1994, 49

- (1): 671-677.
- [3] Cook D J, Hochstrasser R M. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air [J]. *Optics Letters*, 2000, 25(16): 1210-1212.
- [4] 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.
- [5] Kreß M, Löffler T, Thomson M D, *et al.* Determination of the carrier-envelope phase of few-cycle laser pulses with terahertz-emission spectroscopy [J]. *Nature Physics*, 2006, 2(5): 327-331.
- [6] Kim K Y, Glowia 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.
- [7] D'Amico C, Houard A, Franco M, *et al.* Conical forward THz emission from femtosecond-laser-beam filamentation in air [J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98(23): 235002.
- [8] Chen Y Q, Yamaguchi M, Wang M F, *et al.* Terahertz pulse generation from noble gases [J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 91(25): 251116.
- [9] Sun X, Zhang X C. Terahertz radiation in alkali vapor plasmas [J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 104(19): 191106.
- [10] Zhang S J, Zhang L L, Zhao H, *et al.* Excitation-wavelength scaling of terahertz radiation in alkali vapor plasmas [J]. *Applied Physics Letters*, 2017, 111(11): 111104.
- [11] Clerici M, Peccianti M, Schmidt B E, *et al.* Wavelength scaling of terahertz generation by gas ionization [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110 (25): 253901.
- [12] 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.
- [13] Zeng X. Theoretical and technique research of lensless optical correlator based on LCOS SLM [D]. Hangzhou: Zhejiang University, 2012: 74-76.  
曾旭. 基于 LCOS 空间光调制器的无透镜光学相关器的理论与技术研究 [D]. 杭州: 浙江大学, 2012: 74-76.
- [14] Dai M C, Fan D H, Wang Y, *et al.* Generation of high quality helical beams based on spatial light modulator [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2016, 43 (9): 0905004.  
戴茂春, 樊代和, 王尧, 等. 基于空间光调制器的高质量螺旋光束制备 [J]. *中国激光*, 2016, 43(9): 0905004.
- [15] Nye J F, Berry M V. Dislocations in wave trains [J]. *Proceedings of the Royal Series A*, 1974, 336: 165-190.
- [16] Couillet P, Gil L, Rocca F. Optical vortices [J]. *Optics Communications*, 1989, 73: 403-408.
- [17] Chen Z Y. Propagation and focusing properties of vortex beams [D]. Hangzhou: Zhejiang University, 2014: 27-39.  
陈子阳. 涡旋光束的传输与聚焦特性 [D]. 杭州: 浙江大学, 2014: 27-39.
- [18] Curtis J E, Koss B A, Grier D G. Dynamic holographic optical tweezers [J]. *Optics Communications*, 2002, 207: 169-175.
- [19] Basistiy I V, Slyusar V V, Soskin M S, *et al.* Manifestation of the rotational Doppler effect by use of an off-axis optical vortex beam [J]. *Optics Letters*, 2003, 28(14): 1185-1187.
- [20] Lu Q, Sheng L, Zhang X, *et al.* Investigation on pure phase modulation characteristics of liquid crystal spatial light modulator at oblique incidence [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2016, 43(1): 0112001.  
鲁强, 盛磊, 张鑫, 等. 斜入射下液晶空间光调制器纯相位调制特性研究 [J]. *中国激光*, 2016, 43(1): 0112001.
- [21] Xu S Q, Zhang Y Z, Liu W W, *et al.* Experimental confirmation of high-stability of fluorescence in a femtosecond laser filament in air [J]. *Optics Communications*, 2009, 282(24): 4800-4804.
- [22] Perelomov A M, Popov V S, Terent M V. Ionization of atoms in an alternating electric field [J]. *Soviet Physics JETP*, 1966, 23(5): 924-934.
- [23] Zhang Y Z, Chen Y P, Xu S Q, *et al.* Portraying polarization state of terahertz pulse generated by a two-color laser field in air [J]. *Optics Letters*, 2009, 34(18): 2841-2843.