

doi: 10.3788/gzxb20154409.0919002

基于泵浦脉冲诱导等离子体通道的空心光束产生

谭超^{1,2}, 施晓辉¹, 唐杨林¹, 邓杨保³, 傅喜泉¹

(1 湖南大学 信息科学与工程学院 微纳光电器件及应用教育部重点实验室, 长沙 410082)

(2 湖南科技大学 信息与电气工程学院, 湖南 湘潭 411201)

(3 湖南城市学院 通信与电子工程学院, 湖南 益阳 413099)

摘 要:利用飞秒脉冲诱导生成的具有渐变折射率分布的等离子体通道产生空心光束。当飞秒脉冲在非线形介质中传输时将电离产生等离子体通道, 该等离子体通道具有渐变的折射率分布, 等离子体通道中激光束只能在电子密度低于临界等离子体密度的区域传播, 故当探测光束在等离子体通道边缘传输时将偏转形成空心光束。当泵浦光束功率为 8 mW 时, 探测光束转变为典型的空心光束结构; 当泵浦光束的入射功率、重复率或等离子体通道中轴向电子密度改变时, 等离子体通道中可供探测光束通过的区域将随之发生改变, 这将导致空心光束中黑斑的面积发生变化。因此通过调节泵浦光束的入射功率和重复率可以控制产生空心光束的黑斑大小。

关键词:飞秒脉冲; 空心光束; 渐变折射率; 等离子体通道; 重复率

中图分类号: O437

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2015)09-0919002-5

Generation of Hollow Beams by a Plasma Channel Induced by Pump Pulses

TAN Chao^{1,2}, SHI Xiao-hui¹, TANG Yang-lin¹, DENG Yang-bao³, FU Xi-quan¹

(1 Key Laboratory for Micro-/Nano-Optoelectronic Devices of Ministry of Education, College of Computer Science and Electronic Engineering, Hunan University, Changsha 410082, China)

(2 School of Information and Electrical Engineering, Hunan University of Science and Technology, Xiangtan, Hunan 411201, China)

(3 College of Communication and Electronic Engineering, Hunan City University, Yiyang, Hunan 413002, China)

Abstract: The generation of hollow beams were demonstrated by using a plasma channel induced by pump pulses. A plasma channel will be generated as femtosecond pulses propagating in the nonlinear media, the distribution of refractive index in the plasma channel induced by pump beams is similar to a graded-index lens, besides, laser beams can only propagate in the plasma if the electron density of the plasma is less than the critical value, the probe beam is refracted and transformed into a hollow beam when it passes through in the periphery of the plasma channel. It finds that the probe beam begins to transform into a characteristic hollow beam structure when the power is 8 mW. When the power or repetition rate of the pump beam and the electron density in the plasma channel are changed, the region of the plasma where the probe beam can pass through is also changed, resulting in a controllable dark spot of the hollow beam.

Key words: Femtosecond pulses; Hollow beam; Graded-index; Plasma channel; Repetition rate

OCIS Codes: 190.7110; 140.3560; 50.5400

0 引言

空心光束是一种在传播方向上中心区域光强为零

或接近为零的环状光束, 它是一种特殊的激光束, 具有一系列新颖和唯一的物理属性, 如传播不变性、桶状强度分布、中心相位奇点、螺旋状的波前等, 同时也具有

基金项目: 高等学校博士学科点专项科研基金博导类(No. 20110161110012)和国家自然科学基金(No. 11447120)资助

第一作者: 谭超(1986—), 男, 博士研究生, 主要研究方向为光通信、激光传输与控制。Email: chaotanhnu@163.com

导师(通讯作者): 傅喜泉(1977—), 男, 教授, 博士, 主要研究方向为高功率激光传输与控制。Email: fuxiquan@gmail.com

收稿日期: 2015-04-03; 录用日期: 2015-07-02

<http://www.photon.ac.cn>

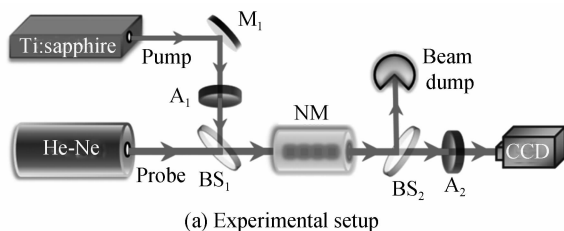
自旋和轨道角动量. 近年来, 产生及应用空心光束吸引了国内外广大研究者的极大的研究热情. 此类型光束可以应用于光学镊子和光学扳手^[1-3]、定向冷却原子^[4-7]、超荧光显微镜^[8-9]等等. 在激光光学、生物医学、材料科学等实际应用中, 空心光束应该具备稳定性好、传输性能好等特点, 因此如何更好的产生符合实际需求的空心光束成为了一个重要的研究热点. 随着科学技术的发展, 人们不断提出产生空心光束的新技术、新方法. 1997年, Ito等提出了一种基于双圆锥棱镜法来产生空心光束的方法^[10], Manek和Song等通过不同的圆锥镜系统实现了空心光束的产生^[11-15]. 1990年, Tamm等^[16]通过在单频氦氖激光器腔中采用横模选择法获得了空心光束; 接下来, 1993年, Littman等^[17]通过采用激发TEM₀₁横模实现了空心光束的产生. 全息法也是产生空心光束的常见的方法之一, 1994年, Lee等^[18]利用光学全息法把高斯光束转换成了同相空心光束; Durnin等^[19]通过在产生贝塞尔光束的实验装置中插入一个圆楔形相位板实现了空心光束的产生; Heckenberg等^[20]于1992年报导了采用计算全息法产生空心光束, 随着全息技术的发展, 人们不断生成了各种面包圈型空心光束^[21-22]; Fatemi与Bashkansky提出了基于空间光调制器, 以全息学的方式产生了空心光束^[23-24]. 随着科学技术的发展, 人们发现可以利用微米尺寸中空光纤、光子晶体光纤、多模光纤来生成空心光束^[25-29]. 除了以上主要的方法之外, 也可以通过分段波带片、螺旋相位片、相位片、相位片等器件来产生空心光束^[28-32]. Liu和Korotkova等通过空间滤波和随机源产生了空心光束, 并对产生的空心光束的相关特性进行了详细研究^[33, 34].

尽管目前有许多方法可以用来产生空心光束, 但是目前的方法都必须依赖特别设计的光器件和光路, 装置比较复杂. 本文提出了一种基于飞秒脉冲诱导生成的等离子体通道来生成空心光束的方法, 实验发现基于此方法产生的空心光束稳定性好, 只要控制强激光束在非线性介质中的传输就能很方便地对空心光束进行控制.

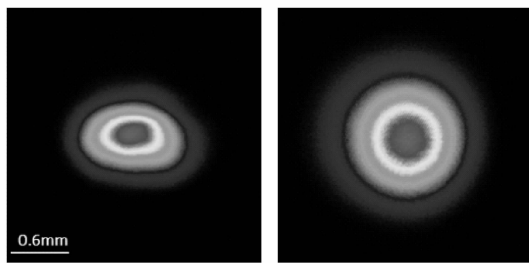
1 实验装置

图1为产生空心光束的实验装置及光束初始强度轮廓图. 在实验中, 使用波长为632 nm的氦氖激光器作为探测光源, 钛宝石激光放大系统作为泵浦光源, 钛宝石激光放大系统发出的飞秒脉冲的相关参量为: 波长为800 nm, 脉宽为100 fs, 重复率为1 kHz, 单脉冲能量为1 mJ. 泵浦光束和探测光束都服从高斯型的空间强度分布, 它们的束宽(Full Width at Half Maximum, FWHM)分别为0.46 mm和0.82 mm. 泵浦光束首先经过银镜M₁反射后通过一个衰减片A₁, 衰减片的作用

是用来调节飞秒光束的入射功率. 装满二硫化碳(CS₂)的5 cm长度的玻璃管被放置在光路上用来作为非线性介质(NM), 选用CS₂作为非线性介质是因为CS₂拥有强的克尔非线性以及长的弛豫时间, 这两个因素能使长寿命等离子体通道更容易产生. 分束镜BS₁和BS₂为镀膜二向色镜, 对波长为800 nm的光束具有很高的反射率, 对波长为632 nm的光束具有很好的透射率. 调节泵浦光束和探测光束的光路, 使两束光通过BS₁合束后能共线传输通过CS₂. 泵浦光束通过非线性介质后被BS₂反射射入光垃圾盒; 探测光束透射通过BS₂后射入一个CCD, 因此便可以从CCD中获得探测光束的空间强度轮廓. 实验中使用的衰减片A₂是用来防止CCD被高功率激光束损坏.

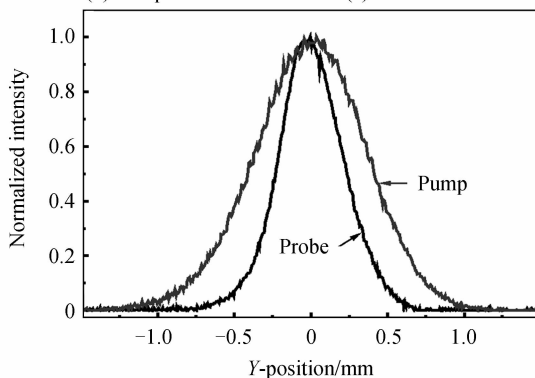


(a) Experimental setup



(b) Pump beam

(c) Probe beam



(d) The initial intensity profile of two beams

图1 实验装置及光束初始强度轮廓

Fig. 1 Experimental setup and the initial intensity profile of beams

2 实验结果

图2为不同泵浦光束功率下的探测光束的空间强度分布图. 在实验中, 旋动衰减片A₁来控制泵浦光束的入射功率, 从图2(a)可以看出, 当泵浦光束功率为3 mW时, 从CCD上看不到氦氖光束空间强度分布的明显变化. 当增大泵浦光束功率到5 mW时, 探测光束

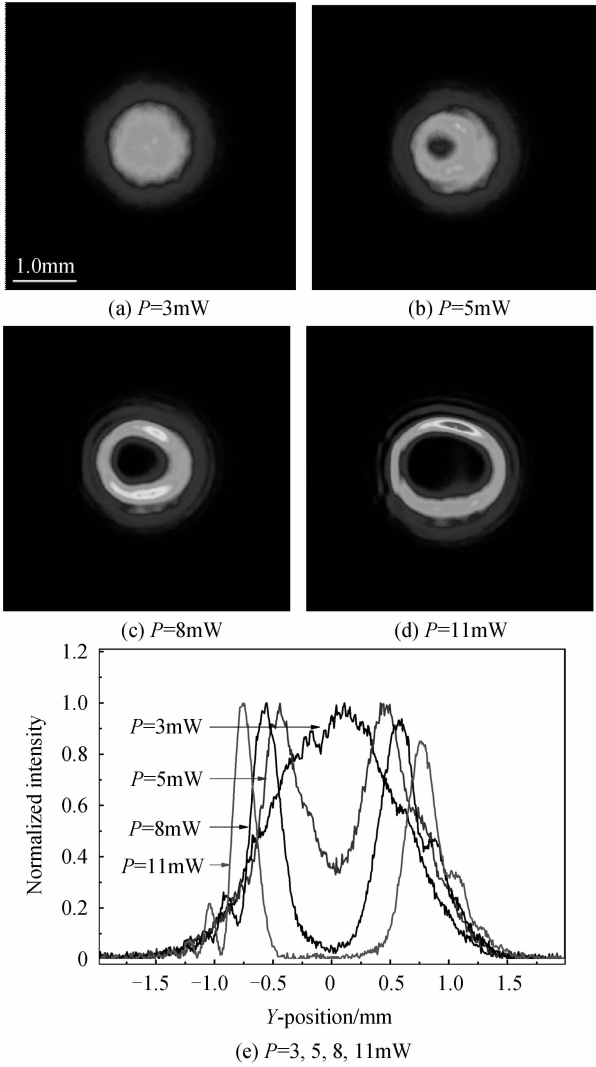


图2 不同泵浦光束功率下探测光束的空间强度分布
Fig. 2 Spatial intensity distribution of the probe beam at different power of the pump beam

中出现了一个黑斑;当继续增大泵浦光束功率到8 mW时,从图2(c)中可以明显看出探测光束转变为典型的空心光束结构.当具有高斯型强度轮廓的泵浦光束在二硫化碳中传输时,随着输入功率的增大将诱导电离产生等离子体通道,此等离子体通道的电子密度分布服从高斯分布,在等离子体通道的中心位置电子密度最大.实验测量发现探测光束中心区域的黑斑始终存在,因此在相邻脉冲的时间间隔内等离子体通道都一直存在.当激光束要从等离子体通道中通过,该区域的电子密度必须要低于临界等离子体密度.由于等离子体通道的中心区域的电子密度高于临界等离子体密度,因此探测光束不能从该区域通过.对于等离子体通道的边缘位置而言,由于其具有一较小的电子密度,因此探测光束能从此位置通过.等离子体通道中折射率的分布也服从高斯分布,但是不同于通道中电子密度分布的是:其中心区域的折射率低于通道的边缘部分.由于折射率在等离子体通道的中心与其边缘之间存在渐变

差异,类似于光束通过一个渐变折射率发散透镜,当探测光束在等离子体通道边缘传输时,探测光束将发生偏转,导致空心光束的黑斑形成.由于等离子体通道中电子密度高于临界值的区域随着泵浦光束功率的增加而变大,也就是说,等离子体通道中可供探测光束通过的区域将随着泵浦光束功率的增大而减小,这将导致空心光束的黑斑面积随着泵浦光束功率的增大而变大.因此当继续增大功率时,从图2(d)中可以看出空心光束中的黑斑面积将随之变大.由此,可以通过控制泵浦光束的输入功率来便利地调节空心光束黑斑的大小.

图3为泵浦光束为16 mW时,不同泵浦脉冲重复率下的探测光束的空间强度分布.从图3(a)可以看出,当输入功率为16 mW时,探测光束转变为空心光束,由于产生的等离子体通道的电子密度梯度较大,因此出现了类似于衍射的条纹.当逐渐减小泵浦光束的重复率时,在一定时间内激光器发出的飞秒脉冲数目减小.由于缺少后续脉冲的持续电离,等离子体通道中可供探测光束通过的区域逐渐增加,这导致空心光束中黑斑的面积逐渐减小.由此可以看出,可以通过控制泵浦光束的重复率来调节空心光束中黑斑的大小.

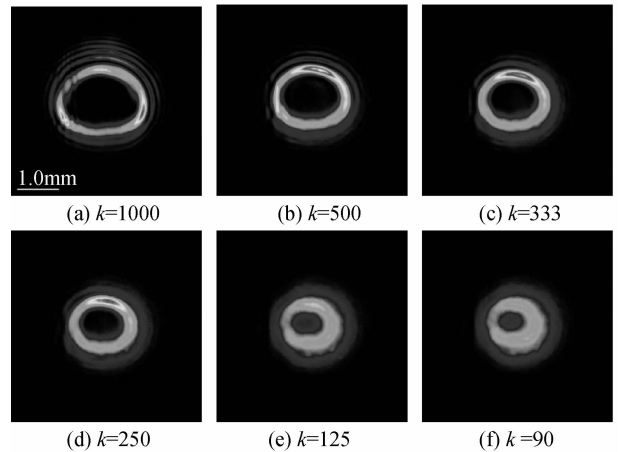


图3 不同泵浦光束重复率下的探测光束的空间强度分布
Fig. 3 Spatial intensity distribution of the probe beam at different repetition rates of the pump beam

3 理论分析

对于线性偏振激光束在等离子体通道中传输,激光场的矢量形式可以表示为

$$E(\mathbf{r}, z, t) = e_x \frac{E_0(\mathbf{r}, z, t)}{2} \exp(ikz - i\omega_0 t) + \text{c. c.}$$

把激光场代入光束在等离子体通道中传输的波动方程,经过归一化后可以得到激光束在等离子体通道中传输的归一化方程为

$$\left\{ \nabla_{\perp}^2 + 2ik \frac{\partial}{\partial z} + (1 - \beta_e^2) \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} \right\} \psi(\mathbf{r}, z, \zeta) =$$

$$\frac{\omega_p^2(\mathbf{r})}{c^2} \psi(\mathbf{r}, z, \zeta) \quad (1)$$

式中 $\psi(\mathbf{r}, z, t) = \frac{eE_0(\mathbf{r}, z, t)}{m_0 c \omega_0}$ 为归一化的电场振幅, m_0 为电子质量, e 为电子电荷, c 为光速, $\omega_p(\mathbf{r}) = (4\pi n_e(\mathbf{r}) e^2 / m_0)^{1/2}$ 为等离子体频率, $n_e(\mathbf{r})$ 为等离子体通道中电子密度分布. 在考虑傍轴近似和慢变包络近似的情况下, 对于连续光而言式(1)左边的第三项可以忽略. 因此式(1)可以简化为

$$\frac{\partial^2 \psi(x, y, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi(x, y, z)}{\partial y^2} + 2ik \frac{\partial \psi(x, y, z)}{\partial z} - k^2 \frac{n_e(x, y, z)}{n_c} \psi(x, y, z) = 0 \quad (2)$$

式中临界等离子体密度 $n_c = m_0 \omega_0^2 / 4\pi e^2$, k 为波数.

令 $\psi(x, y, z) = A(x, y, z) \exp[i\varphi(x, y, z)]$, 代入式(2)化简可得

$$2k \frac{\partial A}{\partial z} + 2 \frac{\partial A}{\partial x} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + 2 \frac{\partial A}{\partial y} \frac{\partial \varphi}{\partial y} + A \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + A \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0 \quad (3)$$

利用 Wentzel-Kramers-Brillouin-Jeffreys (WKBJ) 近似对方程进行简化, WKBJ 近似解为

$$\begin{cases} A^{(0)}(x, y, z) = A(x, y, 0) \\ \varphi^{(0)}(x, y, z) = \varphi(x, y, 0) - \frac{k}{2n_c} \int_0^z n_e(x, y, z') dz' \end{cases} \quad (4)$$

式中 $A(x, y, 0)$ 和 $\varphi(x, y, 0)$ 分别为探测光束的初始幅度和相位. 从 WKBJ 近似解可以看出式(3)中的后四项远小于方程的第一项, 因此可以把它作为微扰来处理. 用 WKBJ 的幅度解和相位解替换式(3)中第二项和第三项的幅度以及后四项的相位, 最后简化可得

$$A(x, y, z) = A(x, y, 0) \exp \left[-\frac{1}{k} \int_0^z (B_1 + B_2) dz' - \frac{1}{2k} \int_0^z B_3 dz' \right] \quad (5)$$

式中 B_1 、 B_2 和 B_3 分别为

$$\begin{aligned} B_1 &= \frac{\partial A(x, y, 0)}{\partial x} \frac{\partial \varphi(x, y, z')}{\partial x}, \\ B_2 &= \frac{\partial A(x, y, 0)}{\partial y} \frac{\partial \varphi(x, y, z')}{\partial y}, \\ B_3 &= \frac{\partial^2 \varphi(x, y, z')}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi(x, y, z')}{\partial y^2}. \end{aligned}$$

当高斯光束在非线性介质中传输时, 其诱导生成的等离子体通道的电子密度分布也将为高斯型. 高斯光束表示为 $A(x, y, 0) = A_0 \exp[-(x^2 + y^2)/2\omega^2]$, 其中 A_0 为光束的初始振幅, ω 为光束的束宽; 那么等离子体通道中电子密度就可以表示为 $n_e(x, y, z) = n_0 \exp[-(x^2 + y^2)/2\sigma^2]$, 其中 n_0 为初始轴向电子密度, σ 为等离子体通道的宽度. 假定探测光束的初始相位为一常量, 把探测光束的振幅和相位代入式(5)可得

$$A(x, y, z) = A_0 \exp \left[-D_1 + \frac{n_0}{n_c} D_1 \frac{z^2}{\sigma^2} \right]$$

$$\exp(-D_2 - D_1) + \frac{z^2 n_0}{4n_c} \left(\frac{2D_2 - 1}{\sigma^2} \exp(-D_2) \right) \quad (6)$$

式中 $D_1 = (x^2 + y^2)/(2\omega^2)$, $D_2 = (x^2 + y^2)/(2\sigma^2)$, z 为探测光束在等离子体通道中的传输距离. 因此可以通过式(6)得到探测光束在等离子体通道中的轴向强度 $I_{\text{axial}} = I_0 \exp(-z^2 n_0 / (4\sigma^2 n_c))$, 其中 I_0 为探测光束的初始轴向强度.

图 4 为基于式(6)计算得到的探测光束在不同轴向电子密度的等离子体通道中传输后的空间强度轮廓图. 其中探测光束的束宽为 0.8, 等离子体宽度为 0.5, 传输距离 z 为 0.5. 图 4(a)~(d) 分别表示在电子密度为 0、1.25 n_c 、2 n_c 和 10 n_c 的等离子体通道中传输后的空间强度分布. 从图中可以清晰可见, 随着电子密度的增大, 空心光束中黑斑的大小逐渐增大, 空心光束中心的光强逐渐减小. 电子密度为 10 n_c 时, 形成的空心光束中心的空间强度已降为 0. 出现这个现象的原因是:

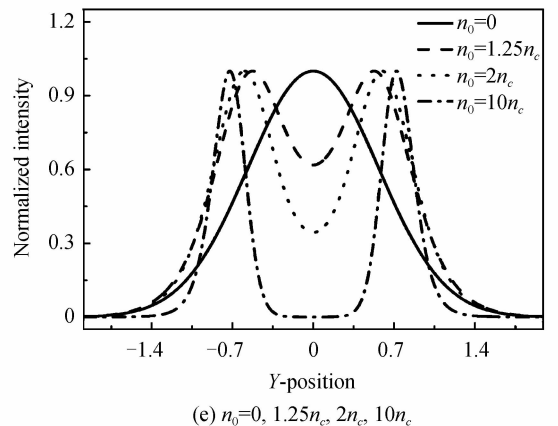
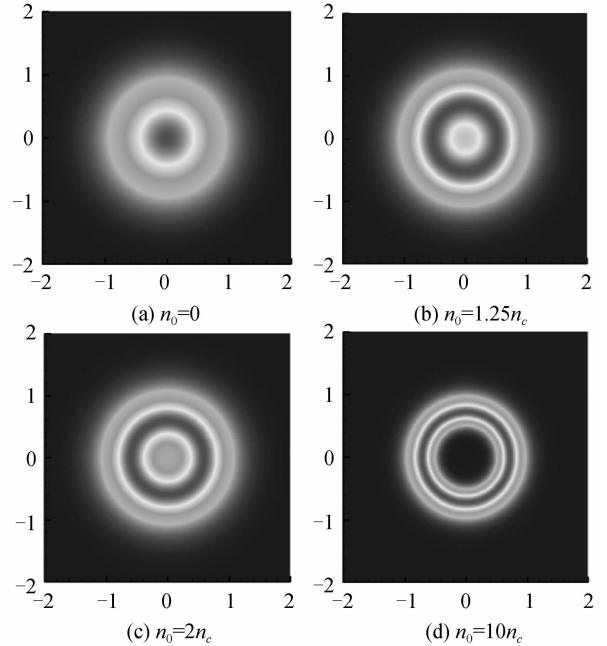


图 4 等离子体通道中不同轴向电子密度时的探测光束的空间强度分布

Fig. 4 Spatial intensity distribution of the probe beam at different electron density in the plasma channel

随着等离子体通道中电子密度的增大,等离子体通道中可供探测光束通过的区域将逐渐减小,渐变折射率等离子透镜效应增强,因此导致空心光束中黑斑面积逐渐变大.在实验中,随着输入功率的增大,这将导致产生的等离子体通道的轴向电子密度也随之增大,因而空心光束的黑斑尺寸也将逐渐变大.理论模拟结果很好地证明了实验测量结果.

4 结论

利用飞秒脉冲诱导生成的具有渐变折射率分布的等离子体通道,实现了空心光束的产生.实验发现,基于此方法产生的空心光束稳定性好,可以通过控制飞秒脉冲的入射功率和重复率来改变空心光束的黑斑大小,且理论模拟证明了实验结果.

参考文献

[1] SIMPSON N B, DHOLAKIA K, ALLEN L, *et al.* Mechanical equivalence of spin and orbital angular momentum of light: an optical spanner[J]. *Optics Letters*, 1997, **22**(1): 52-54.

[2] PATERSON L, MACDONALD M P, ARLT J, *et al.* Controlled rotation of optically trapped microscopic particles [J]. *Science*, 2001, **292**(5518): 912-914.

[3] NEUMAN K C, BLOCK S M. Optical trapping[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2004, **75**(9): 2787-2809.

[4] YIN J, ZHU Y, JHE W, *et al.* Atom guiding and cooling in a dark hollow laser beam[J]. *Physical Review A*, 1998, **58**(1): 509.

[5] XU X, WANG Y, JHE W. Theory of atom guidance in a hollow laser beam: dressed-atom approach[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2000, **17**(6): 1039-1050.

[6] CAI Y, LU X, LIN Q. Hollow Gaussian beams and their propagation properties [J]. *Optics Letters*, 2003, **28** (13): 1084-1086.

[7] CAI Y. Model for an anomalous hollow beam and its paraxial propagation[J]. *Optics Letters*, 2007, **32**(21): 3179-3181.

[8] HELL S W, WICHMANN J. Breaking the diffraction resolution limit by stimulated emission: stimulated-emission-depletion fluorescence microscopy[J]. *Optics Letters*, 1994, **19**(11): 780-782.

[9] WATANABLE T, IKETAKI Y, OMATSU T, *et al.* Two-point-separation in super-resolution fluorescence microscope based on up-conversion fluorescence depletion technique[J]. *Optics Express*, 2003, **11**(24): 3271-3276.

[10] ITO H, SAKAKI K, JHE W, *et al.* Atomic funnel with evanescent light[J]. *Physical Review A*, 1997, **56**(1): 712.

[11] MANEK I, OVCHINNIKOV Y B, GRIMM R. Generation of a hollow laser beam for atom trapping using an axicon[J]. *Optics Communications*, 1998, **147**(1): 67-70.

[12] SONG Y, MILAM D, HILL III W T. Long, narrow all-light atom guide[J]. *Optics Letters*, 1999, **24**(24): 1805-1807.

[13] YAN M, YIN J, ZHU Y. Dark-hollow-beam guiding and splitting of a low-velocity atomic beam[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2000, **17**(11): 1817-1820.

[14] ARLT J, KUHN R, DHOLAKIA K. Spatial transformation of Laguerre - Gaussian laser modes[J]. *Journal of Modern Optics*, 2001, **48**(5): 783-787.

[15] ZHANG Y. Generation of thin and hollow beams by the

axicon with a large open angle[J]. *Optics Communications*, 2008, **281**(4): 508-514.

[16] TAMM C, WEISS C O. Bistability and optical switching of spatial patterns in a laser[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1990, **7**(6): 1034-1038.

[17] WANG X, LITTMAN M G. Laser cavity for generation of variable-radius rings of light[J]. *Optics Letters*, 1993, **18** (10): 767-768.

[18] LEE H S, STUART B W, CHOI K, *et al.* Holographic nondiverging hollow beam[J]. *Physical Review A*, 1994, **49** (6): 4922.

[19] DURNIN J, MICELI Jr J J, EBERLY J H. Diffraction-free beams[J]. *Physical Review Letters*, 1987, **58**(15): 1499.

[20] HECKENBERG N R, MCDUFFE R, SMITH C P, *et al.* Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms[J]. *Optics Letters*, 1992, **17**(3): 221-223.

[21] BAZHENOV V Y, SOSKIN M S, VASNETSOV M V. Screw dislocations in light wavefronts [J]. *Journal of Modern Optics*, 1992, **39**(5): 985-990.

[22] BASISTII I V, BAZHENOV V Y, SOSKIN M S, *et al.* Optics of light beams with screw dislocations [J]. *Optics Communications*, 1993, **103**(5): 422-428.

[23] FATEMI F, BASHKANSKY M. Cold atom guidance using a binary spatial light modulator[J]. *Optics Express*, 2006, **14** (4): 1368-1375.

[24] FATEMI F, BASHKANSKY M. Generation of hollow beams by using a binary spatial light modulator[J]. *Optics Letters*, 2006, **31**(7): 864-866.

[25] YIN J, NOH H R, LEE K I, *et al.* Generation of a dark hollow beam by a small hollow fiber [J]. *Optics Communications*, 1997, **138**(4): 287-292.

[26] HU M L, WANG C Y, SONG Y J, *et al.* A hollow beam from a holey fiber[J]. *Optics Express*, 2006, **14**(9): 4128-4134.

[27] CHEN H, ZHAO C, Lu X, *et al.* Generation of a high-quality partially coherent dark hollow beam with a multimode fiber [C] PhotonicsGlobal, Singapore, 2008. IPEG 2008. IEEE. IEEE, 2008: 1-4.

[28] CHALOUPKA J L, FISHER Y, KESSLER T J, *et al.* Single-beam, ponderomotive-optical trap for free electrons and neutral atoms[J]. *Optics Letters*, 1997, **22**(13): 1021-1023.

[29] CHALOUPKA J L, MEYERHOFER D D. Characterization of a tunable, single-beam ponderomotive-optical trap [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2000, **17**(5): 713-722.

[30] BEIHERSEBERGEN M W, COERWINKEL R P C, KRISTENSEN M, *et al.* Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phaseplate [J]. *Optics Communications*, 1994, **112**(5): 321-327.

[31] JIAN Y, WWI G, HAI W, *et al.* Generations of dark hollow beams and their applications in laser cooling of atoms and all optical-type Bose-Einstein condensation[J]. *Chinese Physics*, 2002, **11**(11): 1157.

[32] XIA Y, YIN J. Generation of a focused hollow beam by an 2π -phase plate and its application in atom or molecule optics [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2005, **22** (3): 529-536.

[33] LIU Z, ZHAO H, LIU J, *et al.* Generation of hollow Gaussian beams by spatial filtering[J]. *Optics Letters*, 2007, **32**(15): 2076-2078.

[34] MEI Z, KOROTKOVA O. Random sources generating ring-shaped beams[J]. *Optics Letters*, 2013, **38**(2): 91-93.