

## 用线偏振光产生可调矢量椭圆空心光束\*

陈国钧<sup>1)2)</sup> 周巧巧<sup>3)</sup> 纪宪明<sup>2)3)</sup> 印建平<sup>2)†</sup>

1)(南通农业职业技术学院, 南通 226007)

2)(华东师范大学, 精密光谱科学与技术国家重点实验室, 上海 200062)

3)(南通大学理学院, 南通 226007)

(2013年12月16日收到; 2014年1月18日收到修改稿)

提出了利用 $\pi$ 相位板产生矢量空心光束的新方案, 两个偏振方向互相垂直的线偏振光波分别通过 $\pi$ 相位板调制后进行强度叠加, 得到椭圆空心光束. 用矩形光阑调节相位板的几何尺寸, 可以实时调节椭圆的离心率; 调节 $\pi$ 相位板的方位, 能够实现径向矢量空心光束到角向矢量空心光束的转换. 分析、讨论了方案的可行性和在原子光学中的潜在应用. 结果表明: 本方案在原子光学中有很好的应用前景.

关键词: 原子光学, 矢量空心光束, 原子导引,  $\pi$ 相位板

PACS: 37.10.Gh, 37.10.De, 42.50.-p

DOI: 10.7498/aps.63.083701

## 1 引言

所谓空心光束 (hollow light beam, HLB), 指的是一种在传播方向上中心光强为零的环状光束, 也称为“暗中空光束”. 自20世纪90年代以来, 人们采用多种方法产生了各种不同的HLB, 如拉盖尔-高斯光束、贝塞尔-高斯光束、面包圈光束等, 形成了一个HLB家族<sup>[1-4]</sup>, 并得到了很好的实验结果. 由于HLB具有一系列新颖独特的物理性质, HLB作为激光导管、光学镊子(光钳)和光学扳手, 已成为实现微观粒子(如微米粒子、纳米粒子、生物细胞、原子和分子等)精确操纵和控制的有力工具<sup>[5-8]</sup>.

一般来讲, 按光束截面的对称性, HLB可分为“圆形HLB”、“椭圆形HLB”和“矩形HLB”<sup>[9-12]</sup>, 它们能够应用于导引特定模式的原子激光束. 如按光束偏振特性, HLB又可分为“标量HLB”和“矢量HLB”. 相对于“标量HLB”, 矢量HLB增加了一个可调控的偏振自由度, 因而将有一些新的物理特性. 当矢量HLB与微纳米粒子、冷原子及冷分子相

互作用时, 也会产生一些新的物理效应和物理现象, 可望开拓一些新的应用领域<sup>[13-15]</sup>. 目前有关矢量HLB的研究已经引起了广泛的关注, 并取得了一些成果<sup>[16-19]</sup>, 但在矢量HLB的产生与应用等方面, 还有许多问题值得进行更深入的研究. 本文提出一种利用 $\pi$ 相位板和偏振分光棱镜(PBS)等光学元件, 把线偏振光转变为矢量HLB的新方案, 并研究其传播特性及其在原子光学中的应用.

2 用 $\pi$ 相位板产生矢量HLB的基本思想

早在2004年, 我们曾经提出了采用平面光波或高斯光波垂直照射二元 $\pi$ 相位板产生光学双势阱的方案<sup>[20]</sup>. 在这一方案中, 相位板置于垂直于光轴( $z$ 轴)的 $xoy$ 平面上, 相位板上的相位跃变分界线平行于 $y$ 轴, 并关于 $yo$ 平面对称时, 透过相位板的光波经透镜聚焦后, 由于光的干涉叠加, 在 $yo$ 平面上产生完全的相消干涉, 光强为零, 在 $yo$ 平面的两侧干涉产生两个最大光强(亦即 $\pm 1$ 级主极

\* 国家自然科学基金(批准号: 11034002, 11274114)、科技部量子调控重大研究计划(批准号: 2011CB921602)和华东师范大学精密光谱科学与技术国家重点实验室开放基金资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: jpyin@phy.ecnu.edu.cn

大), 这两个最大光强被称为光学双阱. 如果把相位板旋转  $90^\circ$ , 使得相位跃变分界线平行于  $x$  轴, 用同样的光路照明, 则可在  $xoz$  平面的两侧得到两个光强最大值. 显然, 如果能让这样两块相位板的衍射光按光强叠加, 使四个最大光强连接起来, 则有可能围成 HLB.

基于这一思路, 我们设计了图 1 所示的光路. 在图 1 中, 入射光波为线偏振光波, 偏振方向相对于图面成  $45^\circ$  角, 偏振分束器 PBS1 将入射光分为两束振动方向互相垂直的线偏振光波, 沿路径 1 传

播的光振动方向平行于图面, 沿路径 2 传播的光振动方向与图面垂直, 在两条传播路径中分别插入  $\pi$  相位板, 两相位板的相位跃变分界线互相垂直, 分别产生衍射光, 再让两衍射光通过偏振分束器 PBS2, 使两光束合并到同一传播方向上进行叠加, 最后通过透镜组聚焦或整形输出. 由于两衍射光振动方向互相垂直, 满足光强叠加的条件, 合理地设计和调节相位板的几何尺寸以及相位板的相位跃变分界线相对于入射光矢量的方位, 可以得到不同离心率和不同偏振方向的椭圆矢量 HLB.

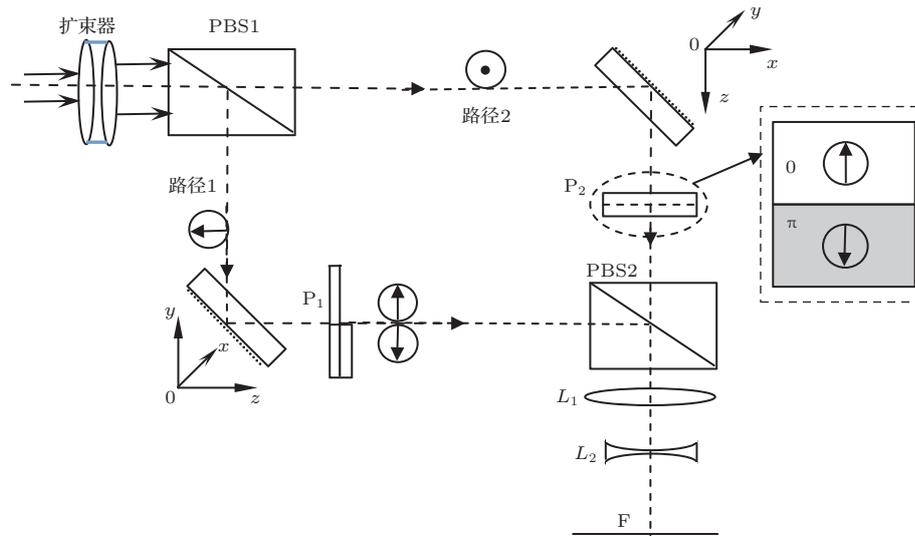


图 1 线偏振光产生矢量空心光束的原理性方案 (右边虚线框内的附图是迎着  $z$  方向观看相位板  $P_1$  和  $P_2$  输出的光矢量)

### 3 矢量 HLB 光强分布与几何特征

设两个  $\pi$  相位板的几何尺寸分别为  $2a \times 2b$  和  $2c \times 2d$  (如图 2 所示), 振幅透射率函数分别为

$$T_1(x_0, y_0) = \begin{cases} 1 & (0 < x < a) \\ -1 & (-a < x < 0) \end{cases} \quad (-b < y < b), \quad (1)$$

$$T_2(x_0, y_0) = \begin{cases} 1 & (0 < y < c) \\ -1 & (-c < y < 0) \end{cases} \quad (-d < x < d). \quad (2)$$

两相位板在透镜的前焦面上, 输入线偏振光的电矢量为  $\mathbf{E}_0(x_0, y_0)$ , 偏振分束器 PBS1 将其分为两束振动方向互相垂直的线偏振光波, 设路径 1 中光矢量  $\mathbf{E}_{10}(x_0, y_0)$  沿  $x$  方向, 路径 2 中的光矢量  $\mathbf{E}_{20}(x_0, y_0)$  沿  $y$  方向:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_{10}(x_0, y_0) \\ \mathbf{E}_{20}(x_0, y_0) \end{bmatrix} = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0(x_0, y_0) \begin{bmatrix} \mathbf{e}_x \\ \mathbf{e}_y \end{bmatrix}. \quad (3)$$

偏振分束器 PBS2 将通过两相位板的线偏振光波合并到同一方向上, 为了得到近似无衍射的 HLB, 我们用正负透镜  $L_1$  和  $L_2$  组成透镜组  $L$ , 对 PBS2 输出的光波进行整形. 在满足菲涅耳衍射的近轴条件下, 利用菲涅耳衍射积分公式, 计算透镜组  $L$  输出的衍射光振动:

$$\begin{cases} \mathbf{E}_1(x, y, z) = \iint_{\Sigma_1} T_1(x_0, y_0) \mathbf{E}_{10}(x_0, y_0) L(x_0, y_0; x, y, z) dx_0 dy_0, \\ \mathbf{E}_2(x, y, z) = \iint_{\Sigma_2} T_2(x_0, y_0) \mathbf{E}_{20}(x_0, y_0) L(x_0, y_0; x, y, z) dx_0 dy_0. \end{cases} \quad (4)$$

(4) 式中  $L(x_0, y_0; x, y, z)$  是非涅耳衍射传输函数,

$$L(x_0, y_0; x, y, z) = \frac{1}{\lambda B} \exp \left\{ \frac{ik}{2B} [A(x_0^2 + y_0^2) - 2(xx_0 + yy_0) + D(x^2 + y^2)] \right\}, \quad (5)$$

其中  $A, B, C, D$  是透镜组传输矩阵元

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - l/f_1 - z/f & l + z(1 - l/f_2) \\ -1/f & 1 - l/f_2 \end{bmatrix}, \quad (6)$$

$f_1$  和  $f_2$  是透镜  $L_1$  和  $L_2$  的焦距,  $l$  是两透镜间的距离,  $f$  是透镜组  $L$  的合焦距,

$$f = -\frac{f_1 f_2}{l - f_1 - f_2},$$

选择合适的  $f_1, f_2$  和  $l$ , 能够得到较大的合焦距  $f$ , 同时, 使透镜组  $L$  的焦点到透镜  $L_2$  的距离  $z_f = f(1 - l/f_1)$  远小于合焦距  $f$ , 能够在近距离范围内得到近似无衍射 HLB.

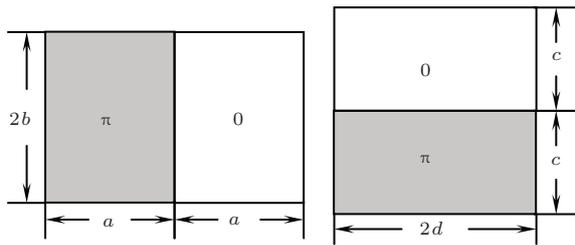


图2  $\pi$  相位板示意图

由于 (4) 式中  $\mathbf{E}_1(x, y, z)$  和  $\mathbf{E}_2(x, y, z)$  是两个互相垂直的线偏振光波, 合光强为

$$\mathbf{I}(x, y, z) \propto [\mathbf{E}_1(x, y, z)\mathbf{E}_1^*(x, y, z) + \mathbf{E}_2(x, y, z)\mathbf{E}_2^*(x, y, z)]. \quad (7)$$

HLB 的光强分布与输入光波  $\mathbf{E}_0(x_0, y_0)$  的具体形式有关, 我们将分别对平面线偏振光波和 TEM<sub>00</sub> 模式的高斯线偏振光波照射情况分别进行数值计算和分析.

### 3.1 平面线偏振光波产生椭圆 HLB

设输入线偏振平面光波的光强为  $I_0$ , 波长为  $\lambda$ , 透镜 (组) 焦距为  $f$ , 利用 (4) 式和 (7) 式容易计算在  $z = f$  的横向平面 (即焦平面) 上的光强分布为

$$I_f(x_0, y_0)$$

$$= \frac{8I_0}{(\lambda f)^2} \left\{ \frac{\sin^4[\pi a x / (\lambda f)] \sin^2[2\pi b y / (\lambda f)]}{[\pi x / (\lambda f)]^2 [2\pi y / (\lambda f)]^2} + \frac{\sin^4[\pi c y / (\lambda f)] \sin^2[2\pi d x / (\lambda f)]}{[\pi y / (\lambda f)]^2 [2\pi x / (\lambda f)]^2} \right\}, \quad (8)$$

(8) 式右边的两项分别是两相位板单独产生的衍射光强, 由文献 [20] 的分析已知, 每片相位板产生两个光阱, 光强的最大值点分别位于  $x$  (或  $y$ ) 轴上:  $x = \pm 0.371 f \lambda / a$  (或  $y = \pm 0.371 f \lambda / c$ ), 最大光强与相位板面积的平方成正比, 光轴上光强为零. 四个最大光强围成以光轴为中心的桶状 HLB, 光轴四周“桶壁”上的光强分布与相位板的尺寸有关. 我们希望各层“桶壁”上的光强分布均匀, 或者说光束的光强等值线是以光轴为中心的椭圆形封闭曲线. 为此, 首先让相位板的几何尺寸满足

$$\frac{b}{c} = \frac{d}{a} = \gamma, \quad (9)$$

其中  $\gamma$  为常数, 两相位板的面积相等, 保证了  $x, y$  轴上的最大光强相等, 再通过数值计算发现, 当  $\gamma = 0.715 \pm 0.001$  时, 在焦点附近垂直于光轴的横向平面上, 光强等值线与以光轴为中心的椭圆曲线族很接近, 椭圆的半长轴和半短轴分别为

$$\begin{cases} \mu = \phi \frac{f \lambda}{a}, \\ \nu = \phi \frac{f \lambda}{c}, \end{cases} \quad (10)$$

椭圆的离心率

$$e = \frac{\sqrt{\mu^2 - \nu^2}}{\mu} = \sqrt{1 - \frac{a^2}{c^2}}. \quad (11)$$

在焦平面上,  $\phi = 0.371$  的椭圆曲线上光强最大, 光强值为

$$I_{\max} = 4.21 \frac{I_0 a^2 b^2}{(\lambda f)^2} = 4.21 \frac{I_0 c^2 d^2}{(\lambda f)^2}. \quad (12)$$

椭圆曲线上光强的大小有微小的起伏, 光强的误差相对于该曲线上平均光强的比值仅为 0.02%. 在 (10) 式中取不同的  $\phi$  值, 得到具有相同离心率的不同椭圆曲线, 在最大光强等值线内部,  $\phi < 0.371$ , 随着  $\phi$  的减小, 曲线上的光强减小, 但每条椭圆曲线上的光强相对于该曲线上平均光强的误差都小于 0.15%. 在  $\phi = 0.182$  的椭圆曲线上, 光强降为最大光强的一半, 通常把这一曲线内部区域称为暗斑 [1], 暗斑内部的光强很小. 在最大光强等值曲线的外侧,  $\phi > 0.371$ , 随着  $\phi$  的增大, 光强减小, 曲线上光强起伏也随之增大,  $\phi = 0.584$  时, 光强减小至最大光强的一半, 每条椭圆曲线上光强的相对误差

增大到3%; 更外侧的光强等值线偏离了椭圆曲线, 但光强快速减小, 也没有讨论的必要. 由此可见, 在满足(9)式的条件下, 我们可得到以光轴为中心、光强等值线为一系列椭圆曲线的HLB; 改变 $a$ 与 $c$ 的比值, 即可改变椭圆的离心率, 得到扁平程度不同的椭圆HLB.

取 $a = 8 \text{ mm}$ ,  $b = 16 \text{ mm}$ ,  $c = 22.4 \text{ mm}$ ,  $d = 5.72 \text{ mm}$ ; 照明光的波长为 $\lambda = 541.5 \text{ nm}$ , 光强为 $I_0 = 0.01 \text{ W}\cdot\text{mm}^{-2}$ ; 图1中透镜 $L_1$ 和 $L_2$ 的焦距分别取 $f_1 = 400 \text{ mm}$ ,  $f_2 = -30 \text{ mm}$ , 两透镜间的距离 $l = 371.2 \text{ mm}$ , 组合焦距 $f = 10 \text{ m}$ , 透镜组的焦平面到透镜 $L_2$ 距离为 $720 \text{ mm}$ ; 衍射光波

的光强分布如图3. 其中图3(a)是焦平面上的三维光强分布图, 图3(b)是对应的光强分布等值线, 图3(c)和(d)分别是焦平面前、后 $40 \text{ mm}$ 的两个横向平面上的光强等值线. 在图3(b)中, 最大光强等值线的半长轴和半短轴分别为 $\mu_{\max} = 0.251 \text{ mm}$ ,  $\nu_{\max} = 0.0898 \text{ mm}$ ; 暗斑的半长轴和半短轴分别为 $\mu_{\text{DSS}} = 0.123 \text{ mm}$ ,  $\nu_{\text{DSS}} = 0.044 \text{ mm}$ , 椭圆曲线的离心率为 $e = 0.934$ . 图3(e)和(f)分别是 $xoz$ 和 $yo z$ 两个纵向平面上的光强分布密度图, 两图表明, 在透镜组焦平面前后约 $160 \text{ mm}$ 范围内HLB可近似看作为无衍射光束.

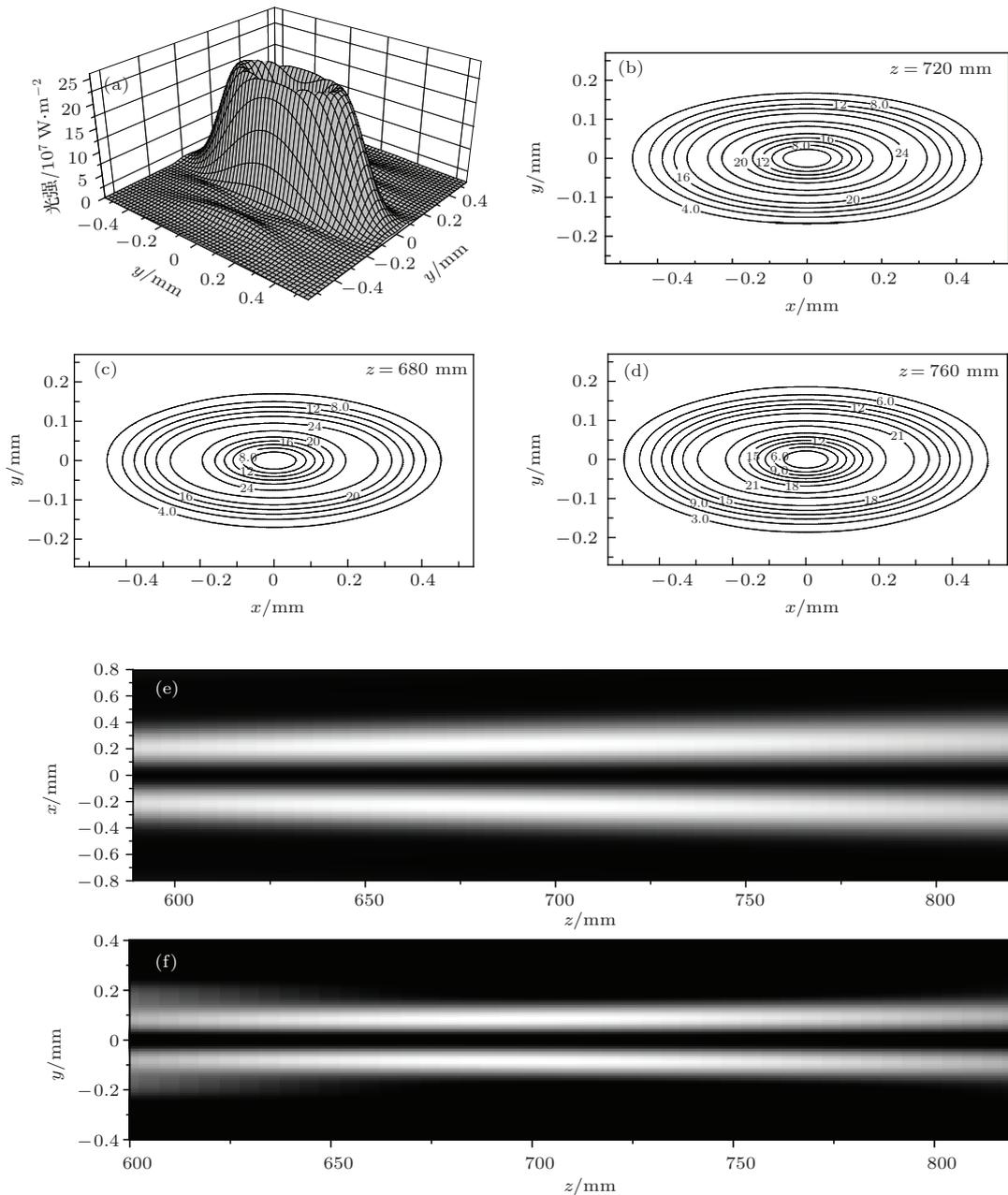


图3 平面线偏振光波产生椭圆空心光束的光强分布 (a) 焦平面上三维光强分布; (b) 焦平面上光强分布等值线; (c), (d) 焦平面前、后 $40 \text{ mm}$  横向平面上的光强等值线; (e), (f)  $xoz$  和  $yo z$  平面上的光强分布密度

### 3.2 线偏振高斯光波产生椭圆HLB

众所周知,平面光波只是一种理想的光波,实际激光输出的光波通过整形可以在局部接近于平面光波,上文的计算在实际光路中可以近似成立.如果直接应用线偏振高斯光波照明,常见的TE<sub>00</sub>模式的线偏振高斯光波的光强分布为

$$I_0(x_o, y_o) = \frac{2P}{\pi w_0^2} \exp\left[-\frac{2(x_o^2 + y_o^2)}{w_0^2}\right], \quad (13)$$

光矢量的振幅分布为

$$E_0(x, y) = \sqrt{\frac{2P}{\pi \epsilon_0 c w_0^2}} \exp\left(-\frac{x_o^2 + y_o^2}{w_0^2}\right), \quad (14)$$

在(13)式中,  $P$ 是输入激光的功率,  $w_0$ 是束腰半径.将(14)式代入(4)式,取不同的 $w_0$ 和不同尺寸的

相位板,进行数值模拟计算,得到HLB的有关参数如表1.

表1表明:用高斯光束照明,调节相位板的宽度,也能得到得到扁平程度不同的椭圆HLB.不过椭圆的半长轴 $\mu_{\max}$ 和半短轴 $\nu_{\max}$ 不仅与相位板的尺寸有关,还与入射光束的束腰半径 $w_0$ 有关,难以得到类似于(8)—(12)式的解析表达式.取 $P = 1 \text{ W}$ ,  $w_0 = 15 \text{ mm}$ ,  $a = 10 \text{ mm}$ ,  $c = 20 \text{ mm}$ ,  $b = 11.47 \text{ mm}$ ,  $d = 7.845 \text{ mm}$ (表1中第5行的数据),用焦距为 $f = 400 \text{ mm}$ 的透镜聚焦,焦平面上的光强分布如图4所示,其中4(a)是焦平面上的三维光强分布;4(b)对应的光强分布等值线,光强等值线分布与图3(b)相似,也是椭圆曲线族.

表1 取不同 $w_0$ 和不同尺寸相位板得到的HLB参数( $P = 1 \text{ W}$ ,  $f = 400 \text{ mm}$ ,  $\lambda = 541.5 \text{ nm}$ )

$w_0/\text{mm}$	$a/\text{mm}$	$c/\text{mm}$	$b/\text{mm}$	$d/\text{mm}$	$\mu_{\max}/\mu\text{m}$	$\nu_{\max}/\mu\text{m}$	$e$	$I_{\max}/10^8 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$
10	10	10	6.893	6.893	8.967	8.967	0	9.801
10	10	20	8.94	7.93	8.967	6.433	0.697	13.75
10	10	30	8.982	8.034	8.967	6.368	0.704	13.82
15	10	10	7.056	7.056	8.426	8.426	0	7.754
15	10	20	11.47	7.845	8.426	4.917	0.812	16.49
15	10	30	12.51	8.363	8.426	4.289	0.861	18.43
30	10	10	7.131	7.131	8.123	7.980	0	2.837
30	10	20	13.62	7.378	8.123	4.202	0.856	9.399
30	10	30	18.76	7.739	8.123	2.989	0.930	15.92

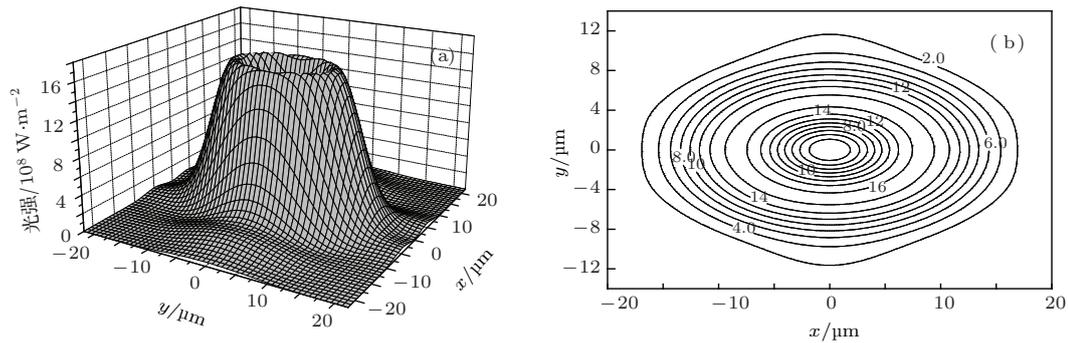


图4 高斯线偏振光波产生椭圆空心光束的光强分布 (a) 焦平面上三维光强分布; (b) 焦平面上光强分布等值线

### 3.3 HLB的光矢量分布

由于输入光波电矢量 $E_{10}$ 和 $E_{20}$ 是互相垂直的线偏振光,在(4)式中,两光路分别输出的光矢量 $E_1(x, y, z)$ ,  $E_2(x, y, z)$ 仍然是互相垂直的线偏振

光,  $E_1$ 与 $E_2$ 矢量叠加得到的合光强分布如(7)式,与两光路的光程差无关.由于入射光矢量 $E_{10}$ ,  $E_{20}$ 及相位板的透射率函数相对于 $x, y$ 都有对称性,根据傅里叶变换的性质,  $E_1$ 和 $E_2$ 的相位差 $\delta$ 只与两光路的光程差有关.当 $\delta \neq n\pi$ 时,除 $x$ 轴和 $y$ 轴上

点之外, 合成光矢量的偏振状态一般为椭圆偏振; 当  $\delta = n\pi$  ( $n$  为整数) 时,  $\mathbf{E}_2$  和  $\mathbf{E}_1$  的合成光矢量为线偏振光, 合光矢量与  $x$  方向的夹角

$$\alpha = \arctan\left(\frac{E_y}{E_x}\right). \quad (15)$$

在图 1 所示光路中, 加上适当的光学元件 (如倾斜的透明介质板), 很容易调节两光路的光程差. 当入射光矢量与相位板的相位跃变分界线垂直, 即光矢量方向相对于相位板的方位如 (1)–(3) 式所描述, 输出光矢量  $\mathbf{E}_1$  沿  $x$  方向,  $\mathbf{E}_2$  沿  $y$  方向, 数值计算的结果表明:  $\delta = 2n\pi$  时, 在“光桶”外侧的半光强内, 也就是  $\phi \leq 0.584$  时, 光矢量方向与  $x$  方向的夹角  $\alpha_{\perp}$  近似满足

$$\alpha_{\perp} = \arctan\frac{\mu y}{\nu x}, \quad (16)$$

光矢量方向介于径向和椭圆曲线的法线之间, 在  $x, y$  轴上, 与径向一致. 平面光波照明时, 调节相位板的宽度, 使得  $b = d = \gamma a = \gamma c$  时,  $\mu = \nu$ , 光强等值线为圆周, 光矢量的方向与标准的径向矢量光束基本一致. 与图 3(a) 光强分布相对应的光矢量分布如图 5(a); 取  $a = c = 8 \text{ mm}$ ,  $b = d = 5.72 \text{ mm}$ , 光强等值线为圆周曲线族, 图 5(b) 是该光束的矢量

分布, 光矢量方向与径向矢量方向的最大偏差仅为  $0.02 \text{ rad}$ .

把入射光矢量方向改为与相位板的相位跃变分界线平行, 即 (3) 式中  $\mathbf{E}_{10}$  与  $\mathbf{E}_{20}$  互换, 同时把 (2) 式所表示的相位板旋转  $180^\circ$ , 输出的光强分布没有变化, 光矢量的方向变为  $\mathbf{E}_1$  沿  $y$  方向,  $\mathbf{E}_2$  沿  $x$  方向, 合光矢量与  $x$  方向的夹角  $\alpha_{//}$  近似为

$$\alpha_{//} = \arctan\frac{E_1}{E_2} = -\arctan\frac{\nu x}{\mu y}. \quad (17)$$

光矢量方向介于角向和椭圆切向之间, 在  $x, y$  轴上, 与角向一致; 当  $\mu = \nu$  时, 光矢量的方向与标准的角向矢量光束基本一致. 图 5(a) 的光矢量分布变为图 5(c); 图 5(b) 变为图 5(d), 图 5(d) 中的光矢量方向与角向矢量方向的最大偏差也只有  $0.02 \text{ rad}$ .

#### 4 方案的可行性与潜在应用分析

本方案的实施在光学技术上很容易实现, 图 1 所示光路中的光学元件都是光学实验中常见的元件. 相位板只有  $0$  和  $\pi$  两个相位值, 利用光

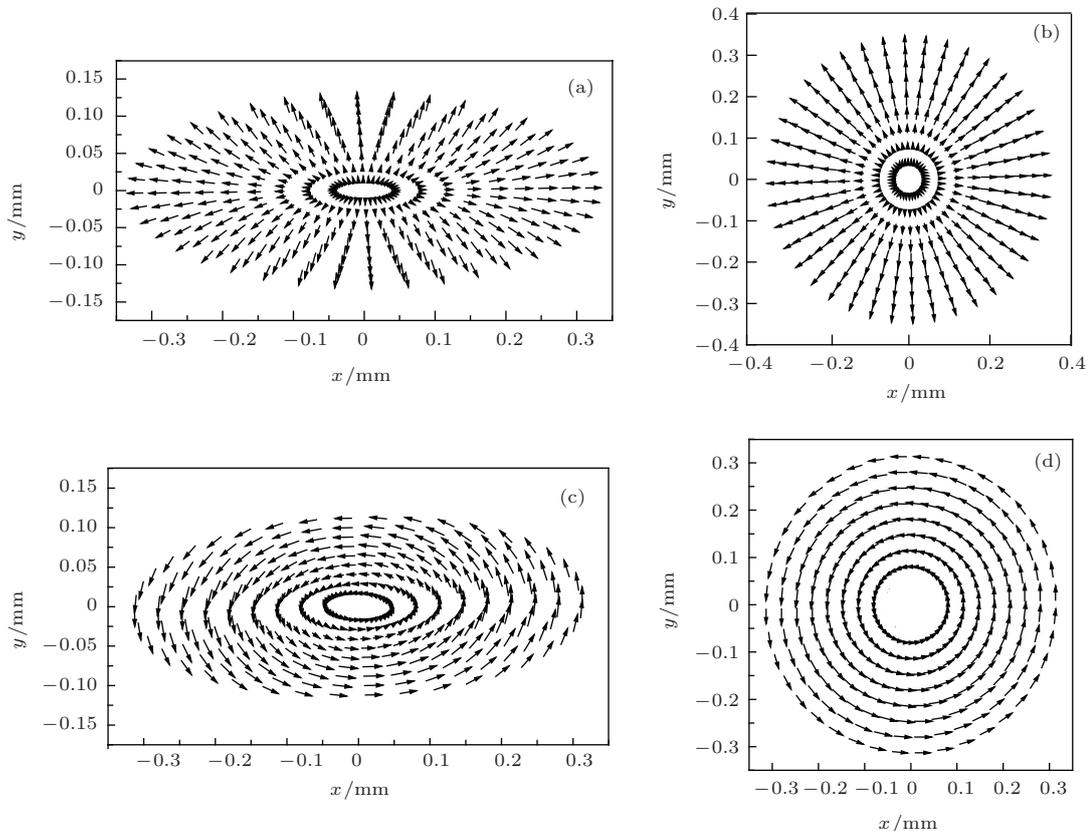


图 5 HLB 光矢量分布 (a) 准径向矢量椭圆 HLB; (b) 准径向矢量圆 HLB; (c) 准角向矢量椭圆 HLB; (d) 准角向矢量圆 HLB

刻技术或液晶空间光调制技术都能方便地制作. 在图1所示的光路中, 用面积足够大的相位板, 在每片相位板前加上可调的矩形光阑, 即可按照(9)式的要求调节相位板的宽度, 从而调节椭圆的离心率, 得到扁平程度不同的HLB.

HLB可用于导引冷原子, 由于交流Stark效应, 冷原子与光场相互作用产生的光学偶极势与原子的共振角频率 $\omega_a$ 、自然线宽 $\Gamma$ 、激光光波的角频率 $\omega_l$ 以及光强分布 $I(\mathbf{r})$ 有关, 光学偶极势的表达式为<sup>[20]</sup>

$$U_D(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_a^3} \left[ \frac{1}{\omega_a - \omega_l} + \frac{1}{\omega_a + \omega_l} \right] I(\mathbf{r}). \quad (18)$$

原子在光场中受到的偶极力为 $\mathbf{F}_D = -\nabla U_D(\mathbf{r})$ , 当光场是蓝失谐( $\delta > 0$ )时, 偶极力 $\mathbf{F}_D$ 为排斥力, 原子被排斥到光场最弱处, 用HLB导引冷原子, 原子被束缚在HLB内, 沿光轴方向被导引, 冷原子束的几何截面与HLB的截面直接相关, 显然, 改变椭圆离心率, 可以改变原子束的截面. 对于 $^{138}\text{Ba}$ 原子, 其自然线宽为 $\Gamma = 2\pi \times 18.33 \text{ MHz}$ , 共振波长 $\lambda_a = 553.7 \text{ nm}$ , 相对于 $\lambda_l = 541.5 \text{ nm}$ 激光的失谐量 $\delta = -1.22 \times 10^{13} \text{ Hz}$ . 对于图3所示的光强分布, 最大光强为 $I_{\max} = 2.35 \times 10^8 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ , 应用(18)式计算可得光学偶极势 $U_D = 0.27 \text{ mK}$ , 远高于磁光阱中冷原子的温度.

用矢量光束操控冷原子比一般光束更具有优势. 研究表明, 径向偏振光束能提供更大的横向梯度力, 而角向偏振光束具有更高的囚禁和导引效率<sup>[21]</sup>. 另一方面, 原子与光场相互作用时还会产生自发辐射现象, 这对原子的操控是不利的. 自发辐射的速率 $S_{\text{sc}}$ 与光强成正比, 用蓝失谐HLB导引冷原子时, 原子在“空心光桶”内被导引, 直接与原子发生相互作用的光强比红失谐激光导引时要小得多, 但“桶”内还有一定大小的光强, 自发辐射不可避免, 与普通HLB相比, 矢量HLB能够减小自发辐射<sup>[22]</sup>.

## 5 结 论

本文提出了利用 $\pi$ 相位板、偏振分光棱镜等光学元件, 产生角向和径向矢量HLB的新方案. 在本

方案中, 线偏振光波通过偏振分束器分为两束振动方向互相垂直的线偏振光波, 沿不同路径传播, 分别通过 $\pi$ 相位板后, 两束衍射光强度叠加, 得到椭圆HLB. 用矩形光阑调节相位板的几何尺寸, 可以实时调节椭圆的离心率; 调节 $\pi$ 相位板的方位, 能够实现径向矢量HLB到角向矢量HLB的转换. 分析、讨论了方案的可行性和在原子光学中的潜在应用. 结果表明: 本方案所产生的矢量HLB不仅能够用于导引冷原子, 而且比红失谐激光导引或者标量蓝失谐激光导引都要优越得多.

## 参考文献

- [1] Yin J P, Gao W J, Zhu Y F 2003 *Prog. Opt.* **45** 119
- [2] Yin J P, Liu N C, Xia Y 2004 *Prog. Phys.* **24** 336
- [3] Li J L 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 064203
- [4] Yoshiyuki O, Taro A, Norihiro F, Naoya M 2007 *Opt. Lett.* **32** 1411
- [5] Bouehal Z 2003 *Czech. J. Phys.* **53** 537
- [6] Zhang L, Cai Y J, Lu X H 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1777 (in Chinese) [张蕾, 蔡阳健, 陆漩辉 2004 物理学报 **53** 1777]
- [7] Molloy J E, Dholakia K, Padgett M J 2003 *J. Mod. Opt.* **50** 1501
- [8] Morris J E, Caxruthers A E, Mazilu M, Reece P J, Cizma T 2008 *Opt. Express* **16** 10117
- [9] Dartora C A, Zamboni R, Nobrega K Z, Reeamy E, Hernandez F 2003 *Opt. Commun.* **222** 75
- [10] Rijuparna C, Ajay G 2006 *J. Opt. Soc. Am. A* **23** 2278
- [11] Zhang R M, Zhao D 2006 *J. Opt. Soc. Am. A* **23** 919
- [12] Cai Y J, Zhang L 2006 *J. Opt. Soc. Am. B* **23** 1398
- [13] Chafiq A, Hrieha Z, Belafhal A 2007 *Opt. Commun.* **275** 165
- [14] Hernandez R I, Gutierrez J C, Guizar M, Bandres M A 2006 *Opt. Express* **14** 8974
- [15] Lerman G M, Lilach Y, Levy U 2009 *Opt. Lett.* **34** 1669
- [16] Li H R, Yin J P 2010 *Chin. Phys. B* **19** 083204
- [17] Li H R, Yin J P 2011 *Opt. Lett.* **36** 1755
- [18] Zhao W Q, Tang F, Qiu L R, Liu D L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 054201 (in Chinese) [赵维谦, 唐芳, 邱丽荣, 刘大礼 2013 物理学报 **62** 054201]
- [19] Wang Z, Gao C Q, Xin J T 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 124209 [王铮, 高春清, 辛璟焘 2012 物理学报 **61** 124209]
- [20] Ji X M, Yin J P 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4163 (in Chinese) [纪宪明, 印建平 2004 物理学报 **53** 4163]
- [21] Kozawa Y, Sato S 2010 *Opt. Express* **18** 10828
- [22] Zhan Q 2004 *Opt. Express* **12** 3377

# Generation of the tunable vector ellipse hollow beam by using linearly polarized light beams<sup>\*</sup>

Chen Guo-Jun<sup>1)2)</sup> Zhou Qiao-Qiao<sup>3)</sup> Ji Xian-Ming<sup>2)3)</sup> Yin Jian-Ping<sup>2)†</sup>

1) (Nantong Agricultural College, Nantong 226007, China)

2) (State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, Department of Physics, East China Normal University, Shanghai 200062, China)

3) (Science College, Nantong University, Nantong 226007, China)

( Received 16 December 2013; revised manuscript received 18 January 2014 )

## Abstract

A new scheme for generating a vector hollow beam is proposed by using  $\pi$  phase plates, in which two linearly polarized light beams with perpendicular polarizations pass through two  $\pi$  phase plates respectively, and then an elliptical hollow beam is generated by the superposition of two diffracted waves. The eccentricity of the ellipse can be adjusted by varying the geometric size of phase plates with rectangular diaphragm. And the conversion from the radial vector beam into the angular vector beam can be realized by adjusting directions of phase plates. The feasibility and potential applications in atom optics are analysed and discussed showing that our scheme has a good potential application in atom optics.

**Keywords:** atom optics, vector hollow beam, atomic guiding,  $\pi$  phase plates

**PACS:** 37.10.Gh, 37.10.De, 42.50.-p

**DOI:** [10.7498/aps.63.083701](https://doi.org/10.7498/aps.63.083701)

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11034002, 11274114), the National Basic Research Program of China (Grant No. 2011CB921602), and the Open Research Fund of State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University.

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [jpyin@phy.ecnu.edu.cn](mailto:jpyin@phy.ecnu.edu.cn)