

原子介质中实现移动光子晶体的驻波场特性研究

武晋泽 王 丹 郭苗军 周海涛 张俊香

山西大学光电研究所,量子光学与光量子器件国家重点实验室,山西 太原 030006

摘要 讨论了在合成该移动驻波场时,叠加场的具体实验参数对驻波场光场分布和移动速度的影响。给出了驻波场的平均移动速度随两束行波场的频率差和振幅比的变化关系。针对具体实验,分析了两高斯光束夹角和远场发散角对驻波场光场分布的影响。因此实验中为制备较好的光子晶体,需通过光学器件整形得到具有较好光斑质量和较小远场发散角的光束后,使两束功率相等且腰斑重合的光束叠加。

关键字 非线性光学;光子晶体;驻波场;高斯光束;远场发散角

中图分类号 O437.4

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201542.0418001

Standing Wave Field for Preparation of Moving Photonic Crystal in Atomic Medium

Wu Jinze Wang Dan Guo Miaojun Zhou Haitao Zhang Junxiang

State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics,
Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China

Abstract The dependence of field distribution and moving velocity of superposed standing-wave on the experimental parameters of two superposing travelling fields is discussed. The phenomenon that moving velocity is highly dependent on the frequency difference and the ratio of amplitudes of two travelling fields is shown. Considering the experimental situation, the effect of the angle between the two beams and the respective far-field divergence angle on standing-wave field distribution is analyzed. A good photonic crystal can be prepared experimentally by superposing two Gaussian beams with good laser spots, small far-field divergence angles which can be obtained by optical shaping device and same powers, and the waists of the two beams should be overlapped.

Key words nonlinear optics; photonic crystal; standing wave; Gaussian beam; far-field divergence angle

OCIS codes 230.5298;260.1180;030.1670

1 引 言

光子晶体是在光波长尺度上由折射率不同的两种或多种电介质材料周期性排列而成的^[1]。当一束光入射到光子晶体中时,将会发生布拉格散射,从而形成光子带隙结构^[2-3]。如果入射光频率处于光子带隙之外,光可以通过光子晶体,反之被完全反射。光子晶体结构自二十世纪八十年代在实验上实现以来,其材料制备、特性研究、实际应用等方面一直是国内外光学、材料科学、凝聚态物理等领域的研究热点,在新一代的量子信息技术上具有广泛的应用前景^[4-8]。近年来有研究表明,在原子介质中可以较方便地实现光子晶体结构的制备。利用驻波场作为耦合光作用在三能级电磁诱导透明(EIT)介质^[9]中,周期性地调制介质对探针光的吸收特性,使得在探针光的频率上形成折射率的周期性排列^[10-11]。相对于传统的制备光子晶体的方法,比如精密机械加工法、胶体自组组法等^[12],由该方法制备的光子晶体特性,其光子带隙结构依赖于外加的驻波场,可以通过调节驻波场的各参数来实时地控制光子带隙的性质^[10]。实验上驻波场可以通过两束传播方向相反

收稿日期: 2014-11-04; 收到修改稿日期: 2014-12-03

作者简介: 武晋泽(1989—),男,博士研究生,主要从事量子光学与激光光谱方面的研究。E-mail: wujinze_qc@sina.cn

导师简介: 张俊香(1966—),女,博士,教授,主要从事量子光学、原子物理与激光光谱等方面的研究。

E-mail: junxiang@sxu.edu.cn(通信联系人)

的行波场叠加而形成。传统的驻波场是利用频率相等的两束行波场所合成,具有稳定的空间振动特性。如果两束行波场具有一定的频率差,则合成的驻波场将是“移动”的。将该移动驻波场作用到EIT介质上,即可以实现移动的光子晶体特性。在铯原子汽室中利用移动驻波场制备了移动光子晶体,并以此为基础实现了原子介质中的全光学二极管器件^[13]。与传统的光学二极管(如利用法拉第磁致旋光效应的光隔离器^[14]、利用非线性效应实现的光学二极管^[15-18])相比,该方法不需要较强的磁场的作用,也不需要强光抽运。

在原子介质中利用移动驻波场制备移动光子晶体从而实现全光光学二极管器件的实验中,移动驻波场的移动速度是非常重要的一个物理量。文献[13]中预估了具有相等振幅且有一定频率差的理想行波场形成的驻波场的移动速度 $v = (\omega_1 - \omega_2)c/(\omega_1 + \omega_2)$, 其中 ω_1 和 ω_2 分别为两行波场的频率, c 为真空中的光速。事实上在实际实验中,并不存在理想的行波场,所用的是激光器输出的高斯光束的近似行波场,同时两行波场的振幅也不可能精确相等。该文章对制备移动光子晶体时用到的移动驻波场的光场分布和移动速度进行了详细的模拟计算。通过计算表明上述公式仅在合成驻波场的两束行波场的振幅相等时才严格正确。当两束行波场的振幅不相等时,合成的驻波场的移动速度是时间的周期函数。在此基础上给出了驻波场的平均移动速度随两行波场的频率差和振幅比的变化曲线。因此在实验中,可以通过调节两行波场的频率差和振幅比来控制移动驻波场的移动速度。上述模拟是将合成驻波场的两束行波场处理为理想的平面行波场。但是,在实际实验中,所用的行波场都是近似高斯光束光场分布的激光。高斯光束光场相对于平面行波场具有其特有的一些性质,这必然会使合成的驻波场不同于利用平面行波场合成的驻波场。模拟了两束高斯光束合成的驻波场的光场分布及其随时间的演化,分析了两高斯光束的夹角和远场发散角对合成的驻波场分布的影响。进而给出了在制备移动光子晶体的实验中的一些具体的实验建议。

2 移动驻波场的光场分布和移动速度

考虑两束传播方向相反的平面行波场 $E_1 = E_{01} \cos(\omega_1 t - k_1 z)$ 和 $E_2 = E_{02} \cos(\omega_2 t + k_2 z)$ (这里只考虑偏振方向相同的情形,此时可以将平面行波场处理为标量场), 其中 $k_i = \omega_i/c (i = 1, 2)$, c 为真空中的光速。两者叠加后的光场为

$$E = E_1 + E_2 = E_{01} \cos(\omega_1 t - k_1 z) + E_{02} \cos(\omega_2 t + k_2 z). \quad (1)$$

首先讨论 $E_{01} = E_{02} = E_0$ 的情形, 此时若 $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$ ($k_1 = k_2 = k_0$), 则(1)式简化为

$$E_{sw} = 2E_0 \cos(\omega_0 t) \cos(k_0 z), \quad (2)$$

这便是传统的驻波场方程。在该驻波场中, 相邻两个波节的距离为 $\Delta_{sw} = \lambda_0/2$ ($\lambda_0 = 2\pi/k_0$ 为平面行波场 E_1 和 E_2 的波长)。但是此时若 $\omega_1 \neq \omega_2$, 则(1)式可以写为

$$E_{msw} = 2E_0 \cos\left(\omega_0 t + \frac{\delta}{2c} z\right) \cos\left(\frac{\delta}{2} t + k_0 z\right), \quad (3)$$

式中 $\delta = \omega_2 - \omega_1$, $\omega_0 = (\omega_1 + \omega_2)/2$, $k_0 = \omega_0/c$ 。图1给出了(3)式在 $t = 0$ 时刻的图像。由图1可以看出, (3)式表示的光场具有驻波波包的形式, 每个波包的宽度(包络线相邻两节点间的距离)为

$$\Delta_{envelope} = \frac{2\pi c}{\delta} = \frac{\omega_0}{\delta} \lambda_0, \quad (4)$$

式中 $\lambda_0 = 2\pi/k_0$ 。事实上, 在利用移动驻波场制备移动光子晶体的实验中^[13] $\delta \approx 10$ MHz, $\omega_0 \approx 2000$ THz, $\omega_0/\delta = \Delta_{envelope}/\lambda_0 \approx 10^8$, $\Delta_{envelope}$ ($\approx 10^2$ m) 远大于所用原子气室的长度 L_{atom} ($\approx 10^{-2}$ m), 因此 E_{msw} 在原子气室长度 L_{atom} 范围内的包络线近似为平行于 z 轴的直线, 从而可以忽略(3)式中的 $\delta z/2c$ 项, 这样(3)式便简化为

$$E_{msw} = 2E_0 \cos(\omega_0 t) \cos\left(\frac{\delta}{2} t + k_0 z\right), \quad (5)$$

(5)式表示一系列移动驻波场, 移动速度为

$$v_{msw} = -\frac{\delta}{2\omega_0} c, \quad (6)$$

相邻两波节间的距离为 $\Delta_{msw} = \lambda_0/2$ 。

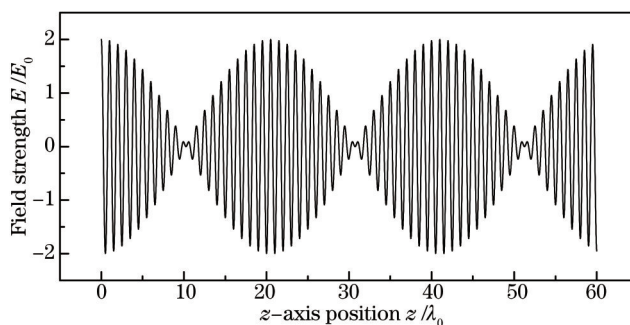


图1 移动驻波场的光场分布 ($t=0, \delta=\omega_0/20.5$)

Fig.1 Field distribution of the moving standing-wave ($t=0, \delta=\omega_0/20.5$)

对于 $E_{01} \neq E_{02}$ 的情形,此时(1)式可以写为以下形式

$$E_{\text{NMSW}} = 2E_{01} \cos(\omega_0 t) \cos\left(\frac{\delta}{2}t + k_0 z\right) + (E_{02} - E_{01}) \cos(\omega_2 t + k_2 z), \quad (7)$$

式中 δ 、 ω_0 和 k_0 的定义与(3)式中的相同,在(7)式中已经忽略了 $\delta z/2c$ 项。(7)式也表示一系列移动驻波场,相邻两波节间的距离同样为 $\Delta_{\text{NMSW}} = \lambda_0/2$ 。但是与(5)式表示的移动驻波场不同的是,该驻波场具有有限的驻波比 $\rho_{\text{NMSW}} = |E_{01} + E_{02}|/|E_{01} - E_{02}|$,并且移动速度 v_{NMSW} 是时间的函数。显然驻波场的移动速度等于其节点移动的速度,令(7)式等于零,将 z 作为 t 的隐函数对 t 求导即可解得(略去 $\delta z/2c$ 项)

$$v_{\text{NMSW}}(t) = \left. \frac{\partial z}{\partial t} \right|_{E_{\text{NMSW}}=0} = -\frac{\delta}{2\omega_0} c - \frac{\sin(\delta t + 2k_0 z)}{\sin(2\omega_0 t)} c, \quad (8)$$

式中的 z 满足

$$2E_{01} \cos(\omega_0 t) \cos\left(\frac{\delta}{2}t + k_0 z\right) + (E_{02} - E_{01}) \cos(\omega_2 t + k_2 z) = 0. \quad (9)$$

图2给出了 $v_{\text{NMSW}}(t)$ 的图像,由图可以看出移动速度 v_{NMSW} 随时间周期性地变化(周期为 $T_0/2$)。值得注意的是, v_{NMSW} 在某一时间段内大于真空中的光速 c 。在 T_0 时间内对 $v_{\text{NMSW}}(t)$ 积分可以得到平均移动速度

$$\bar{v}_{\text{NMSW}} = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} v_{\text{NMSW}}(t) dt. \quad (10)$$

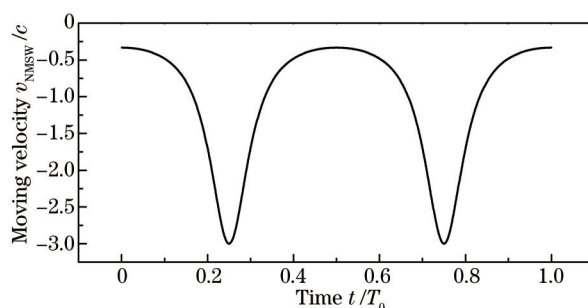


图2 驻波场的移动速度随时间的变化曲线 ($T_0 = 2\pi/\omega_0, E_{02}/E_{01} = 2, \delta = \omega_0/10^8$)

Fig.2 Moving velocity of the standing-wave versus time ($T_0 = 2\pi/\omega_0, E_{02}/E_{01} = 2, \delta = \omega_0/10^8$)

图3给出了 \bar{v}_{NMSW} 依赖于频率差 δ 和振幅比 E_{02}/E_{01} 的图像。在用计算机程序绘制图3(b)时,舍去了 $E_{02}/E_{01} = 1$ 的点。在 $E_{02}/E_{01} = 1$ 时,移动速度是一个常量,由(6)式给出,但是在 E_{02}/E_{01} 偏离这一点时,平均移动速度跃变至接近 c 的值。这是因为 E_{NMSW} 表示的驻波场的移动速度由两项决定,第一项表示由 δ 引起的移动速度为 $\delta c/2\omega_0$ 的驻波场,第二项表示移动速度为 c 的平面行波场,只要 E_{02}/E_{01} 不等于1,第二项就不等于零。由于 $\delta/2\omega_0 \ll 1$,移动速度主要由第二项决定。由图3可以看出,只要 E_{02}/E_{01} 不等于1而不论 δ 取什么值, \bar{v}_{NMSW} 始终是大于 c 的。

值得注意的是,在制备全光光学二极管的实验中,移动驻波场的移动速度要尽可能地稳定^[13],这就要求将(7)式中第二项的影响降到最低,即两行波场的振幅尽可能地相等。在实际的实验中,由于使用的激光光

束近似于高斯分布(见第3部分),要达到以上的要求,实验中用来合成移动驻波场的两激光光束需要尽可能地满足:1)功率相等;2)重合处光斑大小相等且分布相同;3)完全重合。

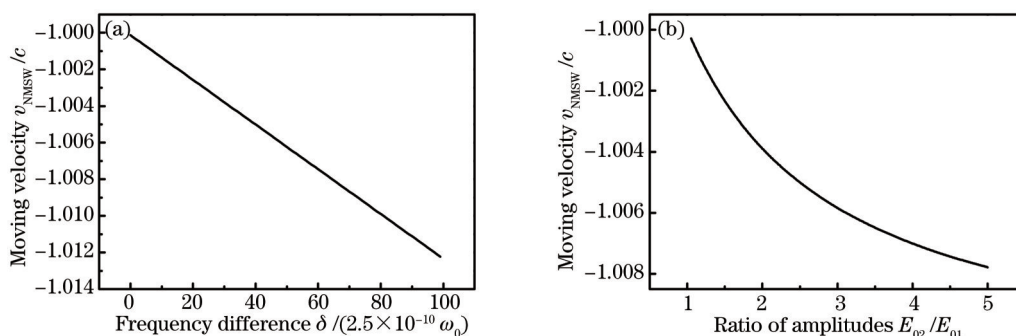


图3 (a)驻波场的移动速度随频率差的变化曲线 ($E_{02}/E_{01} = 2$); (b)驻波场的移动速度随振幅比的变化曲线 ($\delta = \omega_0/10^8$)

Fig.3 (a) Moving velocity of the standing-wave versus frequency difference ($E_{02}/E_{01} = 2$); (b) moving velocity of the standing-wave versus the ratio of amplitudes ($\delta = \omega_0/10^8$)

3 高斯光束合成的驻波场

实验中所用激光的光场分布并不是理想的平面行波场,而是近似于高斯光束(一般为基模高斯光束)的光场。与平面行波场相比,高斯光束的光场分布具有其特有的一些性质。在利用两束激光产生移动驻波场时,必须考虑这些特性对移动驻波场的影响。下面,主要研究两高斯光束之间的夹角和远场发散角对原点附近的叠加场强度分布的影响。

沿 z 轴方向传播的(基模)高斯光束的光场分布,具有如下的一般形式

$$u(x, y, z) = \frac{C}{w(z)} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right] \cdot \exp\left\{-i\left\{k\left[z + \frac{x^2 + y^2}{2R(z)}\right] - \arctan\frac{z}{f}\right\}\right\}, \quad (11)$$

式中 C 为常数因子, f 为共焦参数,其余各符号含义如下

$$\begin{cases} w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{f}\right)^2}, & w_0 = \sqrt{\frac{2f}{k}}, \\ R(z) = z + \frac{f^2}{z} \end{cases}, \quad (12)$$

式中 w_0 为腰斑半径,远场发散角 $\varphi = 2\lambda/(\pi w_0)$ 。值得注意的是,如果要考虑高斯光束的光场分布随时间的演化,在(11)式中必须加入时间演化因子 $\exp(-i\omega t)$ ($\omega = ck$)。

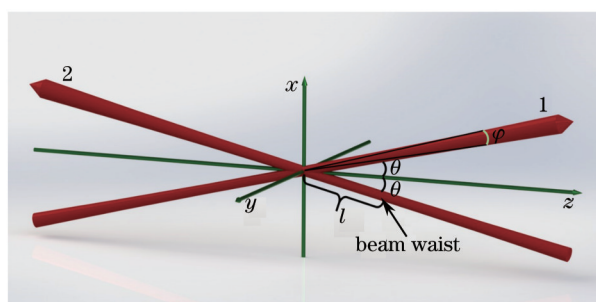


图4 两束高斯光束的叠加

Fig.4 Superposition of two Gaussian beam

考虑如图4所示的两束高斯光束的叠加。先将(11)式表示的光场分布绕 y 轴分别旋转 θ 角和 $\pi - \theta$ 角(逆时针旋转为正),再分别沿与传播方向相反的方向平移 l ,即可得到高斯光束1和高斯光束2的光场分布

$$u_i(x, y, z) = \frac{C}{w(z_i)} \exp\left[-\frac{x_i^2 + y^2}{w^2(z_i)}\right] \cdot \exp\left\{-i\left\{k\left[z_i + \frac{x_i^2 + y^2}{2R(z_i)}\right] - \arctan\frac{z_i}{f}\right\}\right\}, \quad (13)$$

$$u_2(x,y,z) = \frac{C}{w(z_2)} \exp\left[-\frac{x^2+y^2}{w^2(z_2)}\right] \cdot \exp\left\{-i\left\{k\left[z_2 + \frac{x^2+y^2}{2R(z_2)}\right] - \arctan\frac{z_2}{f}\right\}\right\}, \quad (14)$$

式中

$$\begin{cases} z_1 = (z+l\cos\theta)\cos\theta + (x+l\sin\theta)\sin\theta \\ x_1 = -(z+l\cos\theta)\sin\theta + (x+l\sin\theta)\cos\theta \end{cases} \quad (15)$$

$$\begin{cases} z_2 = -(z-l\cos\theta)\cos\theta + (x+l\sin\theta)\sin\theta \\ x_2 = -(z-l\cos\theta)\sin\theta - (x+l\sin\theta)\cos\theta \end{cases} \quad (16)$$

这两束基模高斯光束叠加后的光场分布为

$$u_{12}(x,y,z) = u_1(x,y,z) + u_2(x,y,z). \quad (17)$$

在这里,主要考虑叠加光场的强度分布

$$I_{12}(x,y,z) \propto |u_{12}(x,y,z)|^2. \quad (18)$$

叠加场的强度分布是一个关于时空坐标的场函数。在 Visual C++ 环境下利用 C++ 语言调用 Win32 API 模拟了该叠加场的合成,分别给出了 xz 平面、 yz 平面和 xy 平面的叠加场强度分布[归一化到 $I_{12}(0,0,0)$]。在研究远场发散角对叠加场强度分布的影响时,还给出了叠加场强度分布随时间的演化。这样便可以从空间和时间上全面地认识叠加场的强度分布。

3.1 夹角对高斯光束叠加场的影响

如图 5 所示,给出了夹角 θ 为 0° 、 15° 、 30° 和 45° 时叠加场强度 I_{12} 在 xz 平面、 yz 平面和 xy 平面的分布。由图 5 左边一列可以看出,在 θ 不等于零时,叠加场在 xz 平面内表现出二维周期性结构。 x 方向和 z 方向的周期与 θ 的大小有关, θ 越大 x 方向的周期越小而 z 方向的周期越大。这是波在呈角度叠加时的普遍

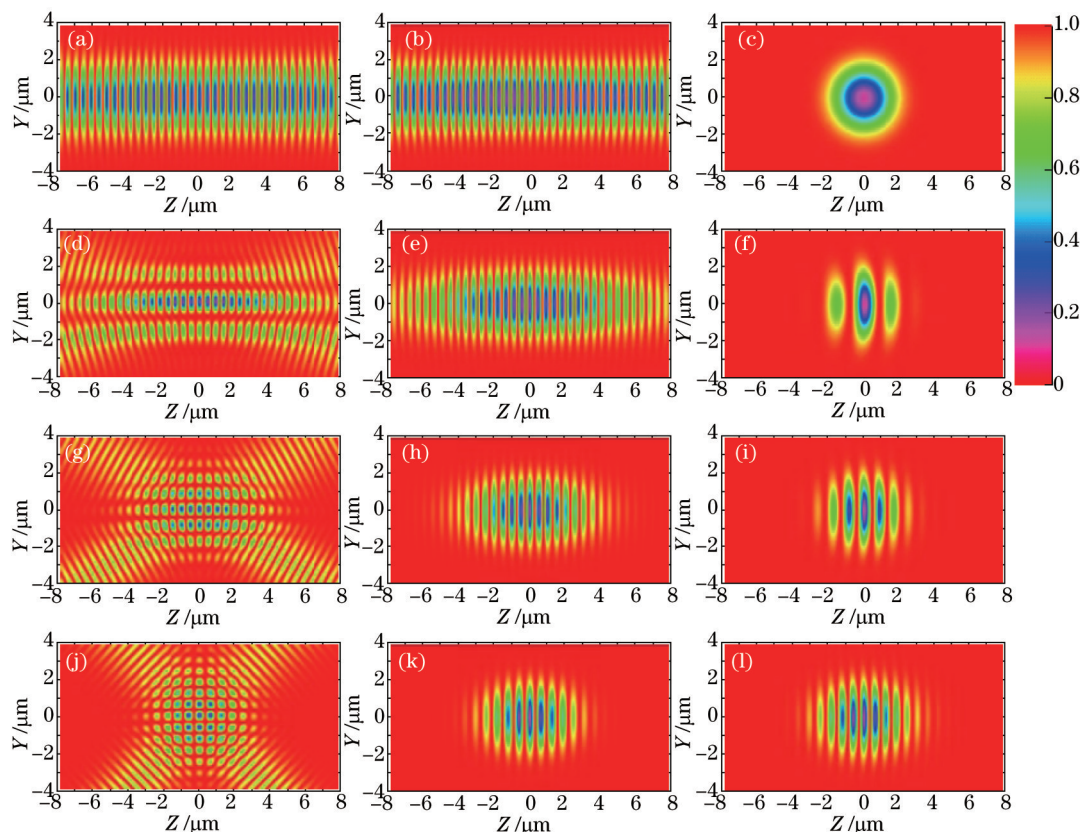


图 5 θ 为 0° [(a)~(c)]、 15° [(d)~(f)]、 30° [(g)~(i)]和 45° [(j)~(l)]时叠加场强度在 xz 平面、 yz 平面和 xy 平面的分布 [$\lambda = 895 \text{ nm}$, $l = 5 \text{ }\mu\text{m}$, $\varphi = 2\lambda/(\pi w_0) = 15^\circ$]

Fig.5 Intensity distribution of the superposition field in the xz plane, the yz plane and the xy plane respectively, when θ is 0° [(a)~(c)], 15° [(d)~(f)], 30° [(g)~(i)] and 45° [(j)~(l)] [$\lambda = 895 \text{ nm}$, $l = 5 \text{ }\mu\text{m}$, $\varphi = 2\lambda/(\pi w_0) = 15^\circ$]

特征。但是由于基模高斯光束在空间分布上的有限性和随传播方向上的发散性,使得这种二维周期性结构只能存在于原点附近(也就是两束光相交的区域),并且在远离原点时迅速衰减。叠加场的这一特性,可以用来在原子汽室中制备二维光子晶体,且其两个维度上的周期可以通过改变两光束的夹角来调节。图5中间一列表示随着 θ 的增大两束光在 yz 平面内的相交范围减小,这是基模高斯光束在空间分布的有限性的直接结果。值得注意的是图5右边的一列,在 θ 不等于零时, xy 平面内的光斑在 x 方向发生了显著的分裂。(事实上,在 θ 等于零时,如果基模高斯光束的远场发散角足够大,也会发生显著的分裂,这将在3.2节看到)。另外,光斑在 x 方向上的分裂是不对称的, x 为正的方向要比 x 为负的方向分裂显著一些。这是由叠加场关于 yz 平面的不对称性引起的——两束光的腰斑都不在原点处。在实际的实验中,为了避免光斑出现这样的分裂,要求两激光光束重合得很好,以保证很小的夹角。

对应于图5叠加场强度在 xy 平面的分布,图6给出了在 x 轴上叠加场强度 I_{12} 关于坐标 x 的曲线。从图6便可以明显地看出光斑在 x 方向上的分裂是不对称的, I_{12} 关于 x 并不是严格的偶函数。

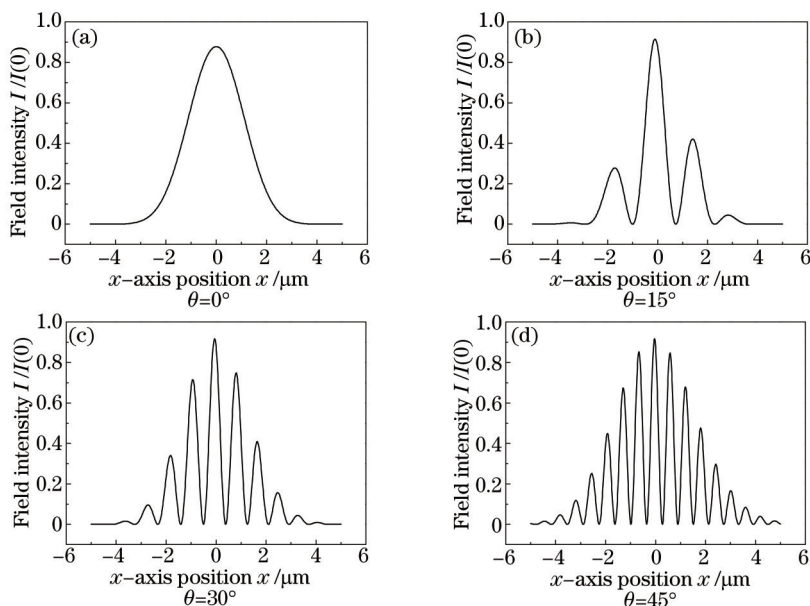


图6 θ 为 0° 、 15° 、 30° 和 45° 时叠加场强度在 x 轴上的分布 [$l = 5 \mu\text{m}$, $\varphi = 2\lambda/(\pi w_0) = 15^\circ$]

Fig.6 Intensity distribution of superposition field along x axis, when θ is 0° , 15° , 30° and 45° [$l = 5 \mu\text{m}$, $\varphi = 2\lambda/(\pi w_0) = 15^\circ$]

3.2 远场发散角对高斯光束叠加场的影响

远场发散角 φ 对叠加场是有一定影响的,如图7和图8所示,在 $\theta = 0^\circ$ 时,给出了 φ 为 0.1° 、 10° 和 20° 时叠加场强度 I_{12} 在 rx 平面(过 z 轴的任一平面)和 xy 平面不同时刻的分布。由图7和图8右边一列可以看出,当远场发散角较大时,叠加场在原点附近的光斑出现了环状结构——除了中心的圆形光斑外,在其外围出现了圆环状的光斑,且随着时间的演化两者的强度交替变化。这是由于远场发散角导致在原点附近平行于 xy 平面的平面内,到 z 轴距离不同之处高斯光束的相位不同。在某一时刻, z 轴附近两高斯光束相干相长,而在距 z 轴较远的某处两高斯光束则相干相消,在另一时刻则相反。对应于图7和图8右边一列,图9给出了在 r 轴(xy 平面内过原点的任一直线)上叠加场强度 I_{12} 关于距原点距离 r 的曲线。由图可以看出,在 xy 平面内围绕 z 轴的圆环状光斑不止一圈,但是在任意时刻至多只有两圈环状光斑具有较大的强度,其他环状光斑的强度可以忽略(正如图8右边一列所示)。另外,由图7右边一列(特别是第一幅图)可以看出,该环状结构随着 z 值的增大其强度也会发生交替变化。这是显然的,因为在(10)式中出现了 z 轴方向的传播因子 $\exp(-ikz)$ [原点附近 $\arctan(z/f)$ 项可以忽略],这与时间演化因子 $\exp(-i\omega t)$ 取相同的形式,即 z 和 t 的地位相同,两者引起的环状光斑的变化也就一样。作为对比,由图7和图8左边和中间两列可以看出,在远场发散角较小时,原点附近中心光斑周围的环状结构光斑几乎看不见。通过以上分析可知,如果要利用高斯光束合成驻波场来制备光子晶体,为了使驻波场具有较好的光场分布(在 xy 平面内没有明显的环状结构),必须

保证高斯光束具有较小的远场发散角(小于 10°)。这一要求可以首先通过光纤整形获得具有良好光斑质量的高斯光束,然后选取适当的透镜组进而得到较小的远场发散角。考虑到高斯光束腰斑附近的光场最接近于平面光场,如果将两高斯光束的腰斑重合至同一位置且将原子汽室也置于这一位置,制备的光子晶体将达到最好的效果。

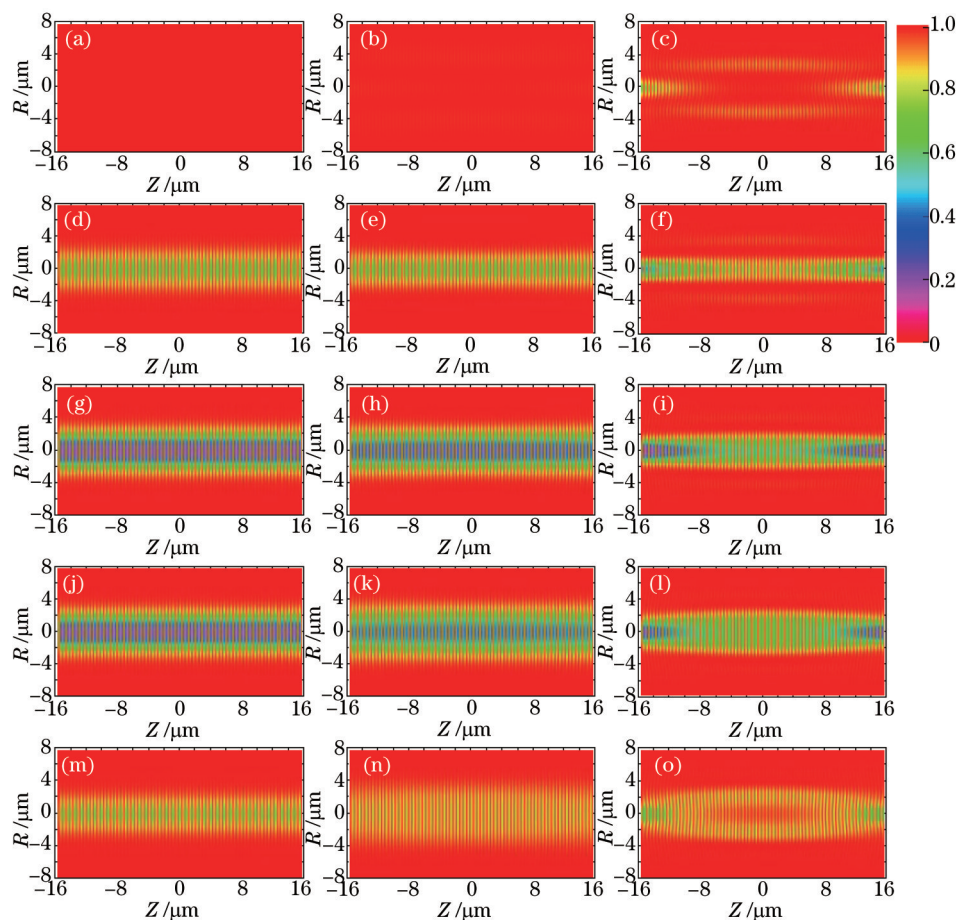


图7 远场发散角为 0.1° [(a)、(d)、(g)、(j)、(m)]、 10° [(b)、(e)、(h)、(k)、(n)]和 20° [(c)、(f)、(i)、(l)、(o)]时,当 t 等于 0 [(a)~(c)]、 $0.17T$ [(d)~(f)]、 $0.27T$ [(g)~(i)]、 $0.37T$ [(j)~(l)]和 $0.47T$ [(m)~(o)]时叠加场强度在 rz 平面的分布($\theta = 0^\circ$, $\lambda = 895 \text{ nm}$, $l = 20 \text{ }\mu\text{m}$)

Fig.7 Intensity distribution of the superposition field in rz plane when t is 0 [(a)~(c)], $0.17T$ [(d)~(f)], $0.27T$ [(g)~(i)], $0.37T$ [(j)~(l)] and $0.47T$ [(m)~(o)] and when far-field divergence angle is 0.1° [(a)、(d)、(g)、(j)、(m)], 10° [(b)、(e)、(h)、(k)、(n)] and 20° [(c)、(f)、(i)、(l)、(o)] ($\theta = 0^\circ$, $\lambda = 895 \text{ nm}$, $l = 20 \text{ }\mu\text{m}$)

4 结 论

计算了两束反向传输场叠加产生的移动驻波场的光场分布和移动速度。分析了驻波场的移动速度随时间的演化,给出了驻波场的平均移动速度与两行波场的频率差和振幅比的变化曲线。利用计算机模拟了两束高斯光束合成的驻波场的光场分布及其随时间的演化,以及两高斯光束的夹角和远场发散角对驻波场分布的影响。实验中为了获得较好的光子晶体,可以将功率相等的两激光光束通过光纤和透镜组整形得到较好的光斑质量和较小的远场发散角,并将两激光束的腰斑重合至同一位置且位于原子汽室内。该工作为在原子介质中制备光子晶体、实现全光光学二极管器件等实验提供了具体的参考。

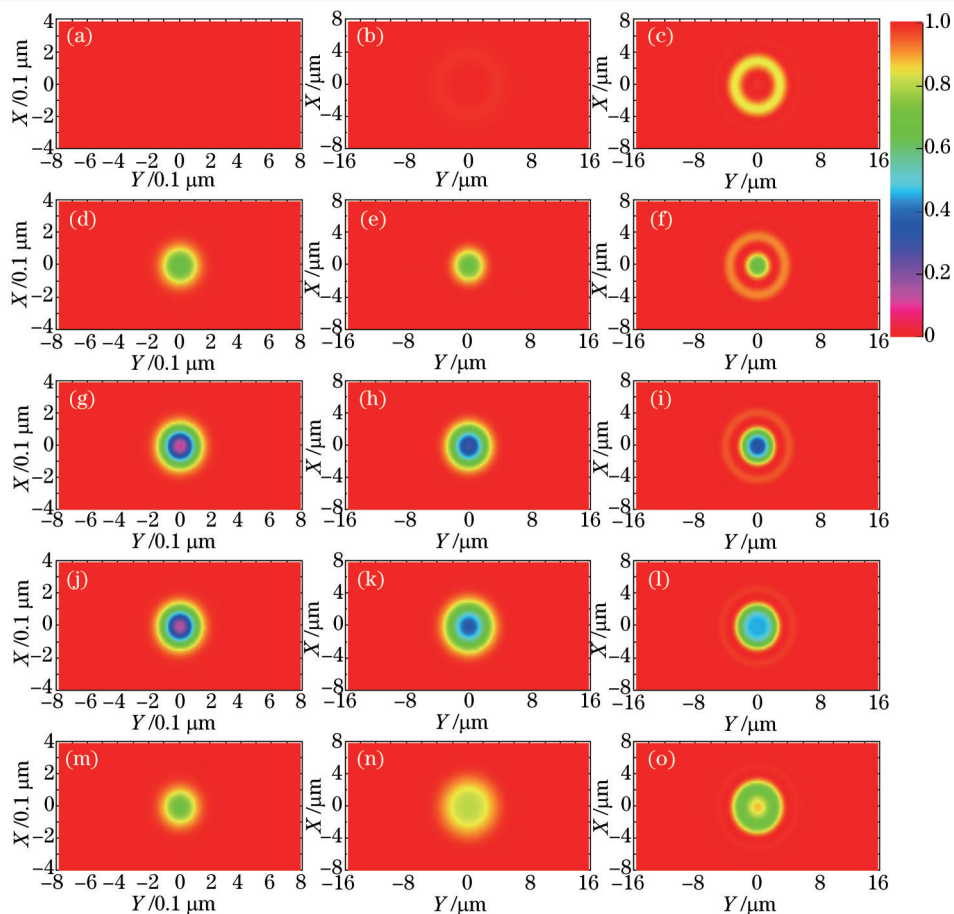


图8 远场发散角为 0.1° [(a)、(d)、(g)、(j)、(m)]、 10° [(b)、(e)、(h)、(k)、(n)]和 20° [(c)、(f)、(i)、(l)、(o)]时,当 t 等于 0 [(a)~(c)]、 $0.1T$ [(d)~(f)]、 $0.2T$ [(g)~(i)]、 $0.3T$ [(j)~(l)]和 $0.4T$ [(m)~(o)]时叠加场强度在 xy 平面的分布($\theta = 0^\circ$, $\lambda = 895 \text{ nm}$, $l = 20 \mu\text{m}$)

Fig.8 Intensity distribution of the superposition field in xy plane when t is 0 [(a)~(c)], $0.1T$ [(d)~(f)], $0.2T$ [(g)~(i)], $0.3T$ [(j)~(l)] and $0.4T$ [(m)~(o)] and when far-field divergence angle is 0.1° [(a)、(d)、(g)、(j)、(m)], 10° [(b)、(e)、(h)、(k)、(n)] and 20° [(c)、(f)、(i)、(l)、(o)] ($\theta = 0^\circ$, $\lambda = 895 \text{ nm}$, $l = 20 \mu\text{m}$)

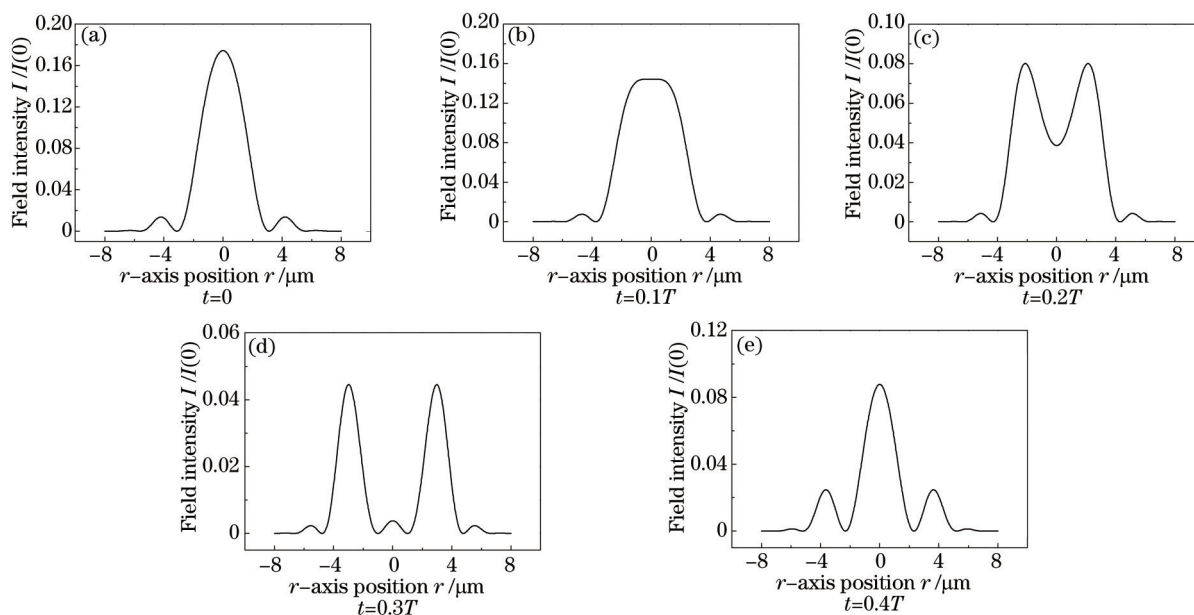


图9 远场发散角为 20° 时,当 t 等于 0 、 $0.1T$ 、 $0.2T$ 、 $0.3T$ 和 $0.4T$ 时叠加场强度在 r 轴上的分布($\theta = 0^\circ$, $\lambda = 895 \text{ nm}$, $l = 20 \mu\text{m}$)

Fig.9 Intensity distribution of superposition field along r axis when t is 0 , $0.1T$, $0.2T$, $0.3T$ and $0.4T$ and when far-field divergence angle is 20° ($\theta = 0^\circ$, $\lambda = 895 \text{ nm}$, $l = 20 \mu\text{m}$)

- 1 John D Joannopoulos, Steven G Johnson, Joshua N Winn, *et al.*. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light[M]. Princeton: Princeton University Press, 2008. 2-3.
- 2 Ilya V Shadrivov, Vassili A Fedotov, David A Powell, *et al.*. Electromagnetic wave analogue of an electronic diode[J]. New J Phys, 2011, 13(3): 033025.
- 3 Michael Scalora, Jonathan P Dowling, Charles M Bowden, *et al.*. The photonic band edge optical diode[J]. J Appl Phys, 1994, 76(4): 2023-2026.
- 4 Chai Lu, Hu Minglie, Fang Xiaohui, *et al.*. Advances in femtosecond laser technologies with photonic crystal fibers[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(1): 0101001.
柴 路, 胡明列, 方晓惠, 等. 光子晶体光纤飞秒激光技术研究进展[J]. 中国激光, 2013, 40(1): 0101001.
- 5 Ma Ji, Wu Xiangyao, Liu Xiaojing, *et al.*. Research on the absorption property of defect layer in photon crystals[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(3): 0306002.
马 季, 吴向尧, 刘晓静, 等. 光子晶体缺陷层吸收特性的研究[J]. 中国激光, 2014, 41(3): 0306002.
- 6 Yang Yuanhong, Wang Huan, Yang Fuling, *et al.*. Polarization-maintaining photonic crystal fiber hydrogen sensor based on Sagnac interferometer[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(8): 0806004.
杨远洪, 王 欢, 杨福铃, 等. 基于 Sagnac 干涉仪的保偏光子晶体光纤氢气传感器[J]. 光学学报, 2014, 34(8): 0806004.
- 7 Zhao Duobiao, Jiang Yuanyuan, Shan Jing, *et al.*. Optical property of three-dimensional photonic crystal simulated by scalar wave approximation method[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(12): 1216004.
赵夺彪, 蒋袁媛, 单 晶, 等. 基于标量波近似方法模拟三维光子晶体光学特性[J]. 光学学报, 2013, 33(12): 1216004.
- 8 Liu Yanhong, Dong Lijuan, Liu Lixiang, *et al.*. Narrow bandpass angular filter based on anisotropic photonic band gap[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(8): 0823001.
刘艳红, 董丽娟, 刘丽想, 等. 基于各向异性光子晶体带隙的窄带通角度滤波器[J]. 光学学报, 2013, 33(8): 0823001.
- 9 Michael Fleischhauer, Atac Imamoglu, Jonathan P Marangos. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media [J]. Rev Mod Phys, 2005, 77(2): 633-673.
- 10 M Artoni, G C La Rocca. Optically tunable photonic stop bands in homogeneous absorbing media[J]. Phys Rev Lett, 2006, 96(7): 073905.
- 11 F Silva, J Mompert, V Ahufinger, *et al.*. Electromagnetically induced transparency in Doppler-broadened three-level systems with resonant standing-wave drive[J]. Europhys Lett, 2000, 51(3): 286-292.
- 12 Dennis W Prather, Shouyuan Shi, Janusz Murakowski, *et al.*. Photonic crystal structures and applications: perspective, overview and development [J]. IEEE J Sel Top Quantum Electron, 2006, 12(6): 1416-1437.
- 13 Wang Dawei, Zhou Haitao, Guo Miaojun, *et al.*. Optical diode made from a moving photonic crystal[J]. Phys Rev Lett, 2013, 110(9): 093901.
- 14 L J Aplet, J W Carson. A Faraday effect optical isolator[J]. Appl Opt, 1964, 3(4): 544-545.
- 15 Michael D Tocci, Mark J Bloemer, Michael Scalora, *et al.*. Thin film nonlinear optical diode[J]. Appl Phys Lett, 1995, 66(18): 2324-2326.
- 16 Sergei V Zhukovsky, Andrey G Smirnov. All-optical diode action in asymmetric nonlinear photonic multilayers with perfect transmission resonances[J]. Phys Rev A, 2011, 83(2): 023818.
- 17 K Gallo, G Assanto. All-optical diode based on second-harmonic generation in an asymmetric waveguide[J]. J Opt Soc Am B, 1999, 16(2): 267-269.
- 18 V V Konotop, V Kuzmiak. Nonreciprocal frequency doubler of electromagnetic waves based on a photonic crystal[J]. Phys Rev B, 2002, 66(23): 235208.

栏目编辑: 刘丰瑞