

利用平面声场对非均匀大气介质 光波传输相位的调控*

王明军[†] 王婉柔 李勇俊

(西安理工大学自动化与信息工程学院, 西安 710048)

(2022年3月17日收到; 2022年4月19日收到修改稿)

本文基于声光效应和 Gladstone–Dale 关系, 推导了在平面声场扰动下, 各向同性均匀大气介质和非均匀大气介质的折射率随声压变化关系式, 建立了平面光波和拉盖尔-高斯 (Laguerre-Gaussian, LG) 光束通过经平面声波扰动的均匀大气和非均匀大气介质的传输模型. 结果表明, 经平面声场扰动后, 均匀大气介质折射率分布呈层均匀的周期性分布. 对于大气压强纵向变化的大尺度角度, 平面声场对非均匀大气折射率的分布情况影响不明显; 而对于小尺度角度, 非均匀大气折射率会随高度的增加逐渐减小, 并且随声压的影响而产生波动. 平面声波扰动均匀大气介质时, 会使平面光波的等相位面因声波的影响产生明显波动; LG 光束相位会发生旋转, 且总会回到初始相位. 平面声波扰动非均匀大气介质时, 会使平面光波的相位变化会随着声波的变化规律产生周期性的变化, 光程整体为倾斜的平面, 但由于声波的扰动, 光程会产生波动; LG 光束的相位仍会发生旋转, 但与均匀介质不同的是, 由于其折射率随高度的变化, 其相位不会回到初始相位.

关键词: 大气介质, 声波, 光波, 声光效应, 相位

PACS: 43.35.Sx, 42.68.Ay

DOI: 10.7498/aps.71.20220484

1 引言

声波和光波作为携带信息的载体, 在通信领域有着极为重要的地位. 声波的本质是由于机械振动而引起的机械波, 当声波在介质中传播时, 会造成介质局部的压缩和伸长发生弹性形变, 使介质的密度发生周期性变化, 进而影响介质折射率的分布^[1–3]. 光波其本质为电磁波, 它是由于空间中的磁场和电场的不断变化相互激发形成的, 其传输特性不仅与其振动方向和入射面有关, 还与介质的特性有关. 当声波和光波在同一介质中传播时, 声波可以通过改变介质的密度分布, 进而改变介质的折射率分布, 从而影响介质的光学特性, 使光波的传输特性

发生改变. 因此, 对于一些可以同时传播声光的光学介质, 可以利用声波对光波的传输特性进行调控, 从而达到改善通信质量的目的.

由于大气的流动性, 导致了其压强和温度等物理量会随着空间坐标的变化而变化. 当压强和温度等物理量改变时, 大气折射率会发生一定程度的起伏, 尽管起伏量比较微小, 但依旧会对光传输造成影响. 由于涡旋光束的波面呈螺旋分布, 中心强度为零且相位不确定的特殊结构, 使得涡旋光束在大气中传输时, 可能相比传统的平面波更能抵制这些大气效应^[4,5]. 而拉盖尔-高斯 (Laguerre-Gaussian, LG) 光束作为最为基础且应用范围最广的涡旋光束, 正在被人们广泛研究, 已经在众多领域发挥着重要的作用.

* 国家自然科学基金重大研究计划 (批准号: 92052106)、国家自然科学基金 (批准号: 61771385)、陕西省杰出青年科学基金 (批准号: 2020JC-42) 和固体激光技术重点实验室开放基金 (批准号: 6142404190301) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: wangmingjun@xaut.edu.cn

声波和光波相互作用的现象, 早在上世纪 30 年代, Debye 和 Sils 就从实验中观察到了声光衍射效应, 但是由于条件的限制, 并没有得到很大的应用. 1979 年, Weisbuch 和 Garbay^[6] 首次提出了使用声光衍射技术检测水表面波的方法. 2000 年, Pitts 和 Greenleaf^[7] 通过双透镜成像系统记录准直激光脉冲与超声场相互作用所产生的前向散射光强, 从而利用三维光学测量方法测量了超声脉冲在水中传播时的瞬时压力. 2006 年, Yamaguchi 和 Choi^[8] 使用光束偏转法探测了水中的聚焦声场. 2012 年, 周慧婷等^[9] 通过研究焦点声压和光线偏转的关系, 建立了焦点声压与光线偏转距离之间的关系模型, 计算出了焦点峰值声压. 2013 年, Farhat 等^[10] 通过声和光相互作用激发石墨烯表面等离子体激元. 2016 年, Ishikawa 等^[11] 通过考虑光的相位与声场的物理关系计算获得了声场信息, 首次实现了空气中声场的单次测量. 之前的研究中, 声场的使用大都采用了超声声场, 但是由于超声波在大气中极易损耗, 故应用场景基本都为水下环境, 因此为了满足实际应用的需求, 研究声光在大气介质中的相互作用是十分有必要的.

本文基于声光效应的基本原理, 通过 Gladstone-Dale 关系, 分别推导了在不同声源扰动下, 各向同性均匀大气介质的折射率随声压变化关系式. 并进一步研究了在压强随高度变化的现实非均匀大气环境中, 平面声波对非均匀大气折射率的影响情况, 通过数值模拟得到了经声波扰动后均匀大气和非均匀大气的折射率分布情况. 随后建立了平面光波和 LG 光束经平面声波扰动的均匀和非均匀大气介质的传输模型. 分别数值模拟了平面声波扰动均匀和非均匀大气时, 平面光波和 LG 光束的相位随大气高度和传输距离的变化情况. 分析了在均匀和非均匀大气介质中, 平面声场对平面光波和 LG 光束的相位传输特性的影响规律, 进而实现声场对光波相位的调控.

2 声波扰动大气介质的折射率分布情况

2.1 不同类型声源扰动均匀大气介质的折射率分布

由 Gladstone-Dale 关系^[12] 可知, 折射率和密度之间满足的定量关系式为

$$\frac{n-1}{\rho} = \text{const}, \quad (1)$$

其, n 为折射率; ρ 为密度.

声音引起的密度变化一般可以看做绝热变化, 因此密度和声压之间的关系可以写为

$$\frac{p_0 + p}{p_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^\gamma, \quad (2)$$

式中, $p_0 = 101325 \text{ Pa}$ 为静态条件下地表附近的大气压强, ρ_0 为静态条件下的密度; p 为声压; γ 为比热比. 结合 (1) 式和 (2) 式, 并对声压 p 进行泰勒展开, 可以得到当声波扰动时均匀介质的折射率和声压之间的关系为

$$n = n_0 + \frac{n_0-1}{\gamma p_0} p - \frac{(\gamma-1)(n_0-1)}{2\gamma^2 p_0^2} p^2 + \dots \quad (3)$$

由于 (3) 式与其一阶近似在数百帕斯卡的声压范围内的折射率误差近似为 10^{-11} , 其精度非常高^[13], 因此在此声压范围内都可以用一阶近似来表示声波扰动时, 均匀介质折射率和声压之间的关系.

已知平面波声源声压^[14] 可以表示为

$$p(x, t) = p_A \exp[j(\omega_s t - k_s x)], \quad (4)$$

其, p_A 为声压幅值; k_s 为声波波数; $\omega_s = 2\pi f_s$ 为声波角频率; f_s 为声波频率; t 为时间. 将其代入 (3) 式的一阶近似中, 取其实部进行计算, 可得到平面声波扰动时均匀介质折射率随声压的变换关系为

$$\begin{aligned} n(x, t) &= n_0 + \frac{n_0-1}{\gamma p_0} p(x, t) \\ &= n_0 + \frac{n_0-1}{\gamma p_0} p_A \cos(\omega_s t - k_s x) \\ &= n_0 + \Delta n(x, t), \end{aligned} \quad (5)$$

式中, n_0 为未加入声波时均匀介质的折射率; $p(x, t)$ 为在 t 时刻 x 高度处的声压; $\Delta n(x, t)$ 为由声波引起的介质的折射率变化.

同理, 球面波声源声压^[15] 可以表示为 (球坐标系):

$$p(r, t) = \frac{r_0}{r} p_A \exp[j(\omega_s t - k_s r + k_s r_0)], \quad r > r_0, \quad (6)$$

取其实部进行计算, 则球面声波扰动时均匀介质折射率随声压的变换关系为

$$\begin{aligned} n(r, t) &= n_0 + \frac{n_0-1}{\gamma p_0} p(r, t) \\ &= n_0 + \frac{n_0-1}{\gamma p_0} \frac{r_0}{r} p_A \cos(\omega_s t - k_s r + k_s r_0) \\ &= n_0 + \Delta n(r, t), \end{aligned} \quad (7)$$

式中, r 为球形声源沿该方向的传播距离; r_0 为球形声源的半径.

柱面波声源声压^[16] 可以表示为 (柱坐标系)

$$p(r, t) = \sqrt{\frac{r_0}{r}} p_A \exp [j(\omega_s t - k_s r + k_s r_0)], \quad r > r_0. \quad (8)$$

取其实部进行计算, 则柱面声波扰动时均匀介质折射率随声压的变换关系为

$$\begin{aligned} n(r, t) &= n_0 + \frac{n_0 - 1}{\gamma p_0} p(r, t) \\ &= n_0 + \frac{n_0 - 1}{\gamma p_0} \sqrt{\frac{r_0}{r}} p_A \cos(\omega_s t - k_s r + k_s r_0) \\ &= n_0 + \Delta n(r, t). \end{aligned} \quad (9)$$

由于大气折射率的值一般只在小数点后五到六位变化, 因此为了便于分析大气折射率的变化情况, 引入大气折射度 N 来表示大气折射率 n , 它们之间的关系为^[17]

$$N = (n - 1) \times 10^{-6}. \quad (10)$$

建立如图 1 所示平面直角坐标系, 假设平面波声源位于 yo 平面, 球面波声源位于原点 o 处, 柱面波声源位于 y 轴方向, 均匀介质处于 xoz 平面的局部区域中, 分析不同类型声源在 xoz 平面形成的声场对此均匀介质折射率的扰动情况. 图 1 中黑色虚线为平面波声源在此局部区域所导致的折射率分布, 红色虚线为球面波和柱面波声源在此局部区域所导致的折射率分布.

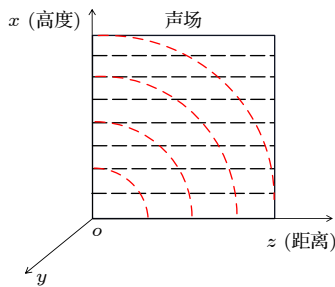


图 1 参考坐标系及不同类型声源所导致均匀介质折射率分布示意图

Fig. 1. Reference coordinate system and schematic diagram of refractive index distribution of uniform medium caused by different types of sound sources.

根据 (5) 式、(7) 式和 (9) 式进行数值模拟, 当 $n_0 = 1.000279$, $\gamma = 1.41$, $p_0 = 101325 \text{ Pa}$, 声源频率 $f_s = 1000 \text{ Hz}$, 声压 $p_A = 10 \text{ Pa}$, $t = 0$ 时, 图 2 和图 3 分别为不同声源扰动均匀介质后的折射率三维和

二维分布情况. 由图 2 和图 3 可以看出, 不同的声源类型扰动大气会使大气折射率分布出现不同的情况. 平面波声源扰动后其折射率分布呈层均匀的周期性分布, 且每层的折射率都相同; 球面波和柱面波声源扰动后的折射率分布在声场区域的折射率都呈四分之一圆形分布, 每层的折射率分布不均匀. 而由于柱面波声源相当于沿 y 轴的无限个球面波声源叠加所形成的, 因此虽然其与球面波声源的波动情况类似, 但从图 2 和图 3 中可以看出, 在同一频率和声压下, 柱面波声源的折射率分布条纹更加明显, 即声源的扰动更大, 折射率变化更加明显. 因此在平面波声源的扰动下, 大气折射率的分布会因声场的影响而改变为规律的周期性分布. 由于平面波声源扰动介质后其折射率分布的这一特点,

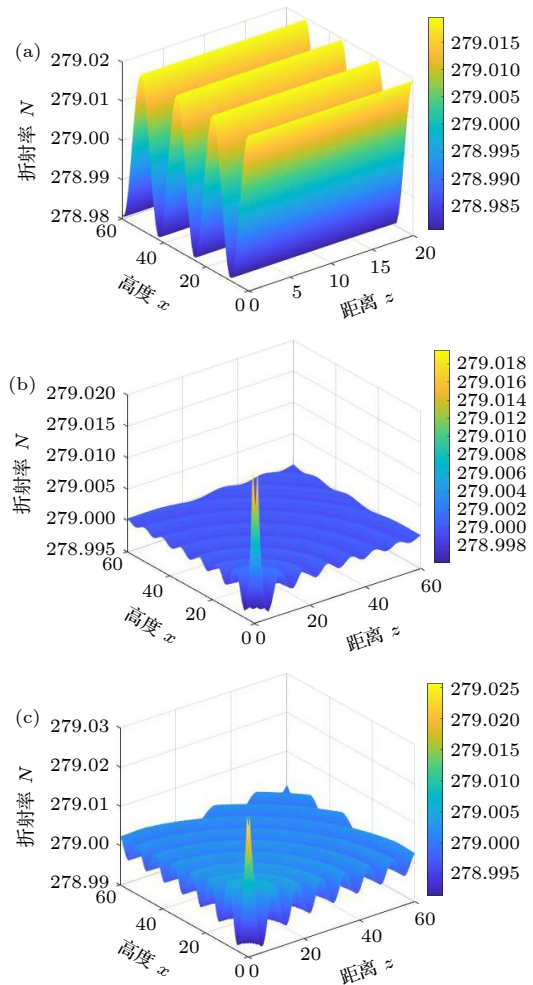


图 2 不同声源扰动均匀介质折射率分布三维图 (a) 平面波声源; (b) 球面波声源; (c) 柱面波声源

Fig. 2. Three-dimensional diagram of refractive index distribution of homogeneous medium perturbed by different sound sources: (a) Plane wave sound source; (b) spherical wave sound source; (c) cylindrical wave sound source.

与压强随高度变化的非均匀大气情况类似, 即就是在局部区域内, 折射率仅随高度变化, 并不随距离变化. 而当光束在非均匀大气中传输时, 若选用球面波声源或柱面波声源进行扰动, 大气折射率不仅会随高度变化, 还会随距离而变化, 使在传输时光束的相位不断发生改变, 从而无法达到调控目的. 因此在后续讨论非均匀大气, 实现声场对光束相位的调控时, 选择平面波声源进行进一步研究.

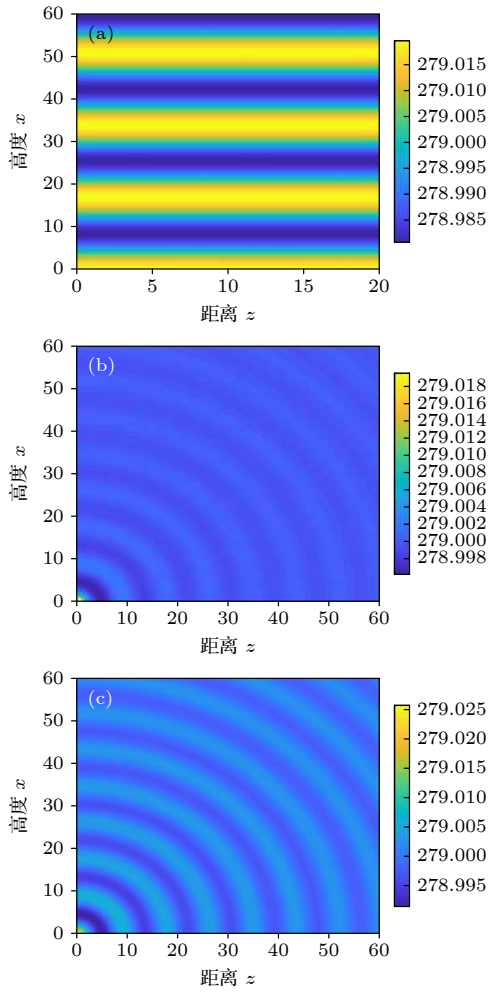


图3 不同声源扰动均匀介质折射率分布二维图 (a) 平面波声源; (b) 球面波声源; (c) 柱面波声源

Fig. 3. Two-dimensional diagram of the refractive index distribution of homogeneous medium perturbed by different sound sources: (a) Plane wave sound source; (b) spherical wave sound source; (c) cylindrical wave sound source.

2.2 平面波声源扰动非均匀大气介质的折射率分布

在现实大气环境中, 大气压强会随着高度的升高而降低, 从而导致大气折射率也随着高度而变化, 使大气介质不在是均匀的, 而是呈现非均匀的

类似分层的结构. 2002年, Rüeger^[18]通过大量的研究和总结, 在可见光和近红外波对前人的大气折射率公式进行了修正和简化, 在保留了精度的同时, 使计算更加简便. 在不考虑二氧化碳含量和相对湿度的情况下, Rüeger公式可以简化为

$$N_s = (n_s - 1) \times 10^6 = 287.6155 + \frac{1.62887}{\lambda^2} + \frac{0.01360}{\lambda^4}, \quad (11)$$

$$N = (n - 1) \times 10^6 = \left(\frac{273.15}{1013.25} \cdot \frac{P}{T} \cdot N_s \right), \quad (12)$$

式中, P 为实际大气压强, 单位为 Pa; N_s 为指定标准大气的大气折射度; n_s 为指定标准大气的折射率; λ 为光学波长; T 为热力学温度;

假定大气是等温的, 根据玻尔兹曼分布, 可以得到大气中任一气体的气压和密度随高度的变化公式:

$$P_h = p_0 \cdot \exp\left(-\frac{g\mu}{RT}h\right) = p_0 \cdot \exp\left(-\frac{h}{H}\right), \quad (13)$$

式中, $\mu = 28.9635$ g/mol 为大气摩尔质量; $R = 8.314510$ J · mol⁻¹ · K⁻¹ 为普遍大气常数; g 为重力加速度; h 为高度; H 为标高, 当 T 为常数时, $H = RT/g\mu$.

将 (13) 式代入到 (12) 式中可得在折射率随高度变化的非均匀大气的大气折射率为

$$\begin{aligned} N_0 &= (n_0 - 1) \times 10^6 = \left(\frac{273.15}{1013.25} \cdot \frac{P_h}{T} \cdot N_s \right) \\ &= \left(\frac{273.15}{1013.25} \cdot \frac{p_0 \cdot \exp\left(-\frac{x}{H}\right)}{T} \cdot N_s \right). \end{aligned} \quad (14)$$

将 n_0 代入 (5) 式中可得非均匀大气介质中大气折射率随声压变化的公式为

$$\begin{aligned} n_f(x, t) &= \left\{ 10^{-6} \left(\frac{273.15}{1013.25} \cdot \frac{p_0 \cdot \exp\left(-\frac{x}{H}\right)}{T} \cdot N_s \right) + 1 \right\} \\ &+ 10^{-6} \left(\frac{273.15}{1013.25} \cdot \frac{\exp\left(-\frac{x}{H}\right)}{\gamma T} \cdot N_s \right) \\ &\times p_A \cos(\omega_s t - k_s x) \\ &= n_0 + \Delta n_f(x, t). \end{aligned} \quad (15)$$

对 (15) 式进行数值模拟, 当 $p = 100$ Pa, $f_s = 1000$ Hz 时, 图4反应了平面波声源扰动时, 非均匀大气折射率随高度和距离的变化情况. 由图4(a)

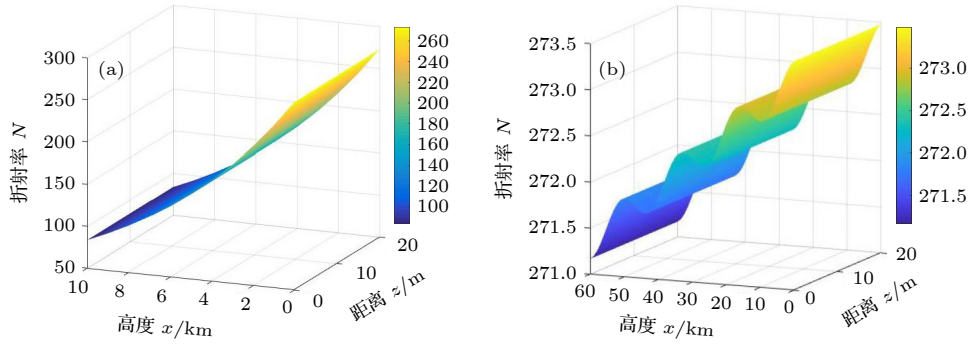


图 4 声波扰动非均匀大气介质折射率随高度和距离变化 (a) 大气压强纵向变化大尺度; (b) 大气压强纵向变化小尺度
 Fig. 4. Variation of refractive index with height and distance of inhomogeneous atmospheric medium perturbed by acoustic waves: (a) Large-scale longitudinal variation of atmospheric pressure; (b) small-scale longitudinal variation of atmospheric pressure.

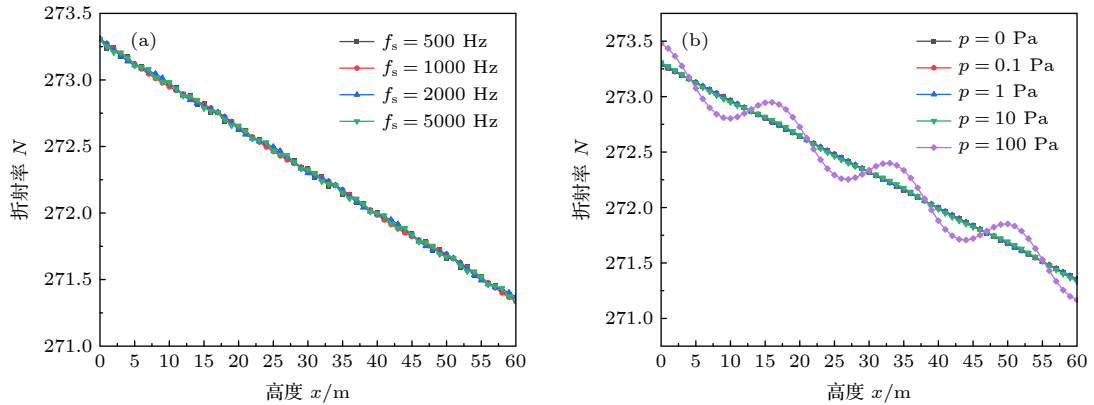


图 5 非均匀介质折射率随高度变化曲线 (a) 不同声波频率; (b) 不同声压

Fig. 5. Variation curve of refractive index of inhomogeneous medium with height: (a) Different sound wave frequencies; (b) different sound pressures.

可知, 从大气压强纵向变化的大尺度角度来看, 当大气高度取 0—10 km 时, 由于大气压强变化的非常剧烈, 远远超过声压, 因此声波对非均匀大气折射率的分布情况影响并不是很明显. 但是将大气压强变化的纵向尺度缩小, 只考虑局部情况, 取 0—60 m 时, 如图 4(b) 所示, 可以明显的看到其折射率随着高度的增加在逐渐减小, 并且产生波动.

改变声波频率, 当声波频率分别为 500, 1000, 2000 和 5000 Hz 时, 非均匀介质大气折射率随高度的变化如图 5(a) 所示; 改变声压, 当声压分别为 0, 0.1, 1, 10 和 100 Pa 时, 大气折射率随高度变化情况如图 5(b) 所示. 从图 5 中可以看出, 声波会使非均匀大气的折射率分布发生改变, 使其折射率在随着高度的增加逐渐减小的同时, 还会围绕未加入声波时的折射率曲线进行规律的波动. 在声场范围一定的情况下, 当声波的频率改变时, 会影响折射率的分布; 当声波的声压变化时, 会影响介质折射率的大小, 声压越大, 折射率改变的越大.

3 大气介质中平面声波对光波相位传输特性的影响

3.1 大气介质中平面声波对平面光波相位传输特性的影响

假设入射平面光波波长 $\lambda = 1550 \text{ nm}$, 沿 z 轴正向进入声场, 传播方向与声波方向垂直, 图 6 为平面光波通过经平面声场扰动的大气介质的模型.

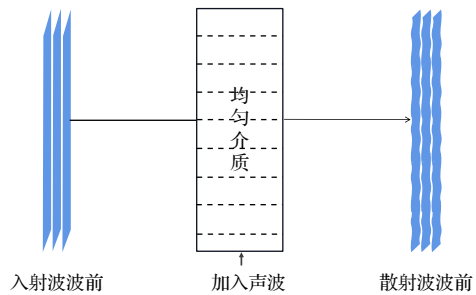


图 6 平面光波通过平面声场扰动的大气介质模型
 Fig. 6. The atmospheric medium model of plane light wave perturbed by plane sound field.

由 (5) 式和 (15) 式可知, 当平面声波扰动均匀和非均匀大气介质时, 其介质的折射率由两部分构成, 一部分为介质本身的折射率 n_0 , 另一部分为由声场引起的折射率变化 Δn .

故由声场引起的光程变化为^[11]

$$\Delta L = \int_c \Delta n(x, t) dz, \quad (16)$$

式中, z 为描述沿路径 c 的距离的参数, c 为积分路径.

则由声场引起的光学波前相位变化为

$$\Delta\theta = k \cdot \Delta L = k \int_c \Delta n(x, t) dz, \quad (17)$$

式中, k 为光波的波数.

而光程可以表示为

$$L = \int_c n dz = \int_c (n_0 + \Delta n) dz. \quad (18)$$

将 (5) 式和 (15) 式的相关量代入 (17) 式和 (18) 式中, 即可得到声场扰动均匀和非均匀大气介质后平面光波的光程和相位变化. 分别对其进行数值模拟, 图 7 和图 8 为平面光波通过声波扰动的均匀大气介质后的相位变化和光程. 由图 7 和图 8 可以看出, 平面光波通过平面声波扰动的均匀大气介质后会改变其光程和相位分布, 使其光程和相位分布呈规律的周期性波动. 当平面光波未通过声场或通过没有声场的大气介质时, 其等相位面是一个平面, 而当平面光波通过声场后, 其等相位面会因声波的波动而变为波浪形状.

图 9 和图 10 为平面光波通过声波扰动的非均匀大气介质后的相位变化和光程. 由图 9 和图 10 可知, 由于非均匀大气自身的折射率会随高度变化, 因此当平面光波未通过声场时, 其相位变化为 0; 通过无声场的非均匀大气介质时, 光程会由一个垂直的平面变为倾斜的平面; 加入声场后, 其相位变化会随着声波的变化规律产生周期性的变化, 光程整体与未加入声场时相同, 为倾斜的平面, 但是由于声波的扰动, 光程会产生波动.

图 9 和图 10 为平面光波通过声波扰动的非均匀大气介质后的相位变化和光程. 由图 9 和图 10 可知, 由于非均匀大气自身的折射率会随高度变化, 因此当平面光波未通过声场时, 其相位变化为 0; 通过无声场的非均匀大气介质时, 光程会由一个垂直的平面变为倾斜的平面; 加入声场后, 其相位变化会随着声波的变化规律产生周期性的变化, 光程整体与未加入声场时相同, 为倾斜的平面, 但是由于声波的扰动, 光程会产生波动.

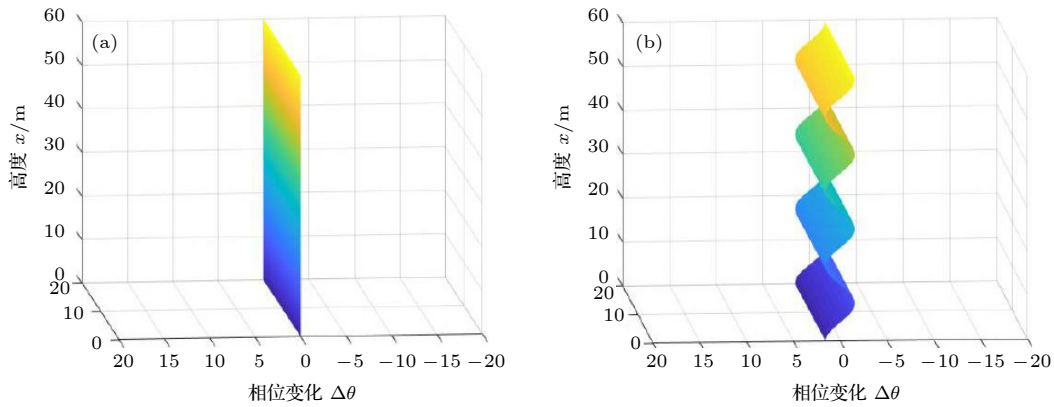


图 7 均匀大气介质中平面光波的相位变化 (a) 未进入声场 ($z = 0 \text{ m}$, $p = 10 \text{ Pa}$); (b) 通过声场后 ($z = 20 \text{ m}$, $p = 10 \text{ Pa}$)

Fig. 7. Phase change of plane light waves in homogeneous atmospheric medium: (a) Without entering the sound field ($z = 0 \text{ m}$, $p = 10 \text{ Pa}$); (b) after passing through the sound field ($z = 20 \text{ m}$, $p = 10 \text{ Pa}$).

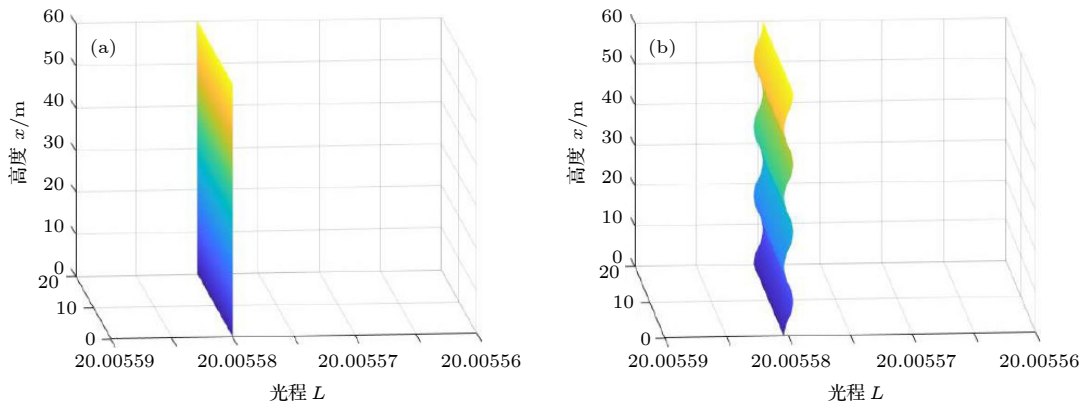


图 8 均匀大气介质中平面光波的光程 (a) 无声场 ($z = 20 \text{ m}$, $p = 0 \text{ Pa}$); (b) 有声场 ($z = 20 \text{ m}$, $p = 10 \text{ Pa}$)

Fig. 8. Optical path of plane light waves in homogeneous atmospheric medium: (a) Without sound field ($z = 20 \text{ m}$, $p = 0 \text{ Pa}$); (b) with sound field ($z = 20 \text{ m}$, $p = 10 \text{ Pa}$).

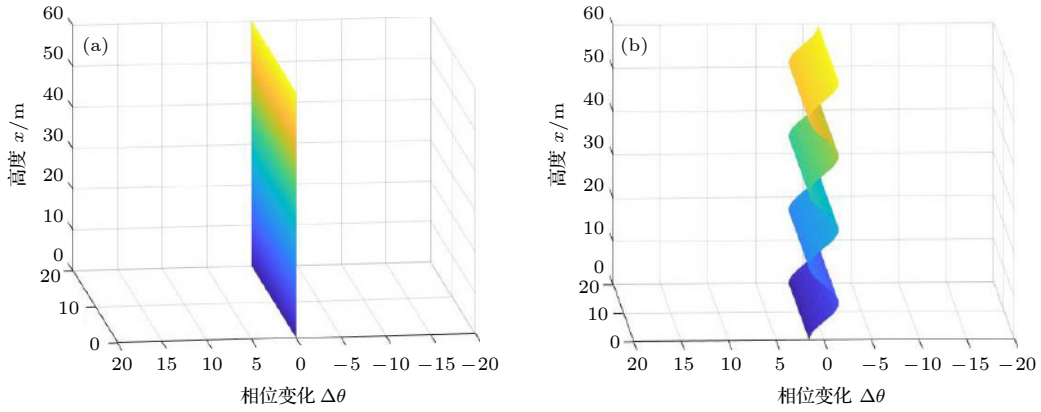


图 9 非均匀大气介质中平面光波的相位变化 (a) 未进入声场 ($z = 0 \text{ m}$, $p = 10 \text{ Pa}$); (b) 通过声场后 ($z = 20 \text{ m}$, $p = 10 \text{ Pa}$)
 Fig. 9. Phase change of plane light waves in inhomogeneous atmospheric medium: (a) Without entering the sound field ($z = 0 \text{ m}$, $p = 10 \text{ Pa}$); (b) after passing through the sound field ($z = 20 \text{ m}$, $p = 10 \text{ Pa}$).

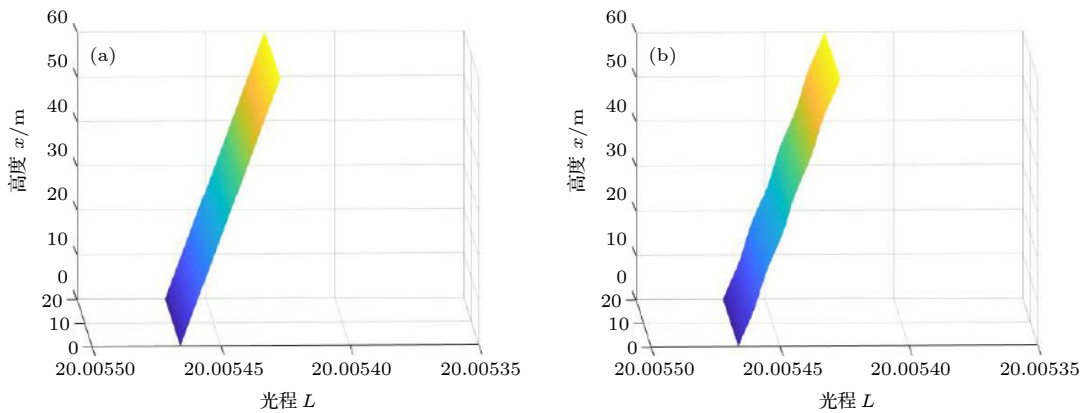


图 10 非均匀大气介质中平面光波的光程 (a) 无声场 ($z = 20 \text{ m}$, $p = 0 \text{ Pa}$); (b) 有声场 ($z = 20 \text{ m}$, $p = 10 \text{ Pa}$)
 Fig. 10. Optical path of plane light waves in inhomogeneous atmospheric medium: (a) Without sound field ($z = 20 \text{ m}$, $p = 0 \text{ Pa}$); (b) with sound field ($z = 20 \text{ m}$, $p = 10 \text{ Pa}$).

3.2 大气介质中平面声波对涡旋光束相位传输特性的影响

由于理想平面波的波前是无限大平面, 而 LG 光束的波前是螺旋状分布, 其光束的直径远小于介质的长度, 因此, 不能像平面光波整体分析其通过声场的相位变化, 但可以通过分析光束在同一位置分别经过不同高度时的相位变化情况来总结其整体的变化规律.

图 11 为 LG 光束通过经平面声波扰动的大气介质模型, 假设入射 LG 光束波长 $\lambda = 1550 \text{ nm}$, 沿 z 轴正向进入声场, 传播方向与声波方向垂直, 在同一时刻从不同高度分别入射进入经声场扰动的均匀大气介质中, 在取值时分别取图 12 折射率随高度变化曲线的波峰波谷和中间位置的相位进行分析.

LG 光束在介质中传输的场分布可以表示为^[19]

$$E(r, \theta, z) = \sqrt{\frac{2m!}{\pi(m+|l|)!}} \frac{1}{w(z)} \left[\frac{\sqrt{2}r}{w(z)} \right]^{|l|} \times L_m^l \left[\frac{2r^2}{w^2(z)} \right] \exp \left[\frac{-r^2}{w^2(z)} \right] \exp \left[\frac{-jnk r^2 z}{2(z^2 + z_R^2)} \right] \times \exp(-jl\theta) \exp \left[j(2m + |l| + 1) \arctan \left(\frac{z}{z_R} \right) \right] \quad (19)$$

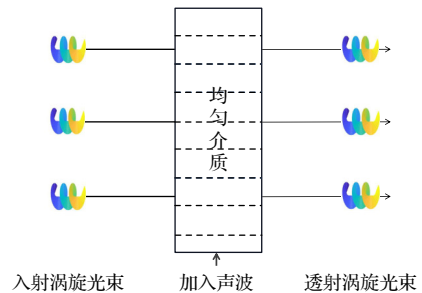


图 11 LG 光束通过平面声场扰动的大气介质模型
 Fig. 11. The atmospheric medium model of LG beam perturbed by the plane sound field.

式中, n 为介质折射率; L_p^l 为拉盖尔多项式; m 为阶数; l 为拓扑荷数; θ 为 LG 光束的方位角; $w(z) = w_0\sqrt{1+(z/z_R)^2}$ 为 LG 光束在 z 处的束腰半径, 其中 w_0 为束腰半径, $z_R = knw_0^2/2$ 为瑞丽距离.

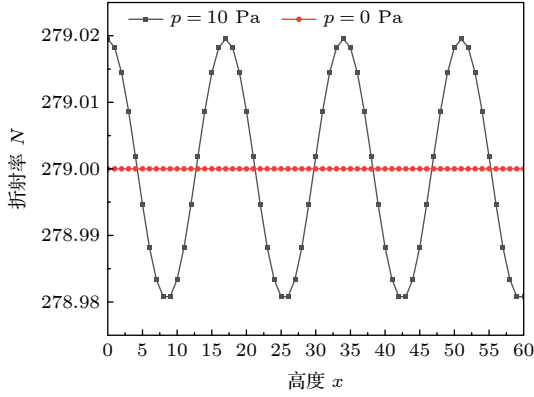


图 12 均匀介质折射率随高度变化曲线

Fig. 12. Variation curve of refractive index of homogeneous medium with height.

将 (5) 式和 (15) 式计算所得的经平面声场扰动后的折射率分别代入 (19) 式中, 即可得到在经平面声场扰动的均匀大气介质和非均匀大气介质中传输到对应高度和位置的 LG 光束的场分布. 假设入射 LG 光束束腰半径 $w_0 = 0.002$ m, 拓扑荷数 $l = 3$, 阶数 $m = 0$, 对其在经平面声场扰动的均匀大气介质和非均匀大气介质中传输的相位特性进

行数值模拟.

特别地, 当平面声场扰动大气介质时, 随着传输高度 x 的变化, LG 光束的相位会因为声场所导致的折射率改变而发生旋转; 而随着传输距离 z 的变化, LG 光束的相位并不会发生旋转, 仅仅是等相位线的弯曲而产生畸变^[20,21], 这是由于 LG 光束自身在大气中传输所造成的, 与声场无关. 因此, 在数值模拟时, 为了便于观察由声场引起的 LG 光束相位旋转情况, 选择数值模拟了当传输距离 $z = 0$, 即就是 LG 光束刚刚进入局域大气介质, 等相位线未弯曲时, 不同传输高度 x 下的相位进行分析, 故在数值模拟结果中将看不到 LG 光束的相位畸变.

图 13 为 LG 光束进入平面声场扰动的均匀介质其相位的变化情况, 图中 x 为 LG 光束的传输高度. 由图 13(a) 和图 13(b) 可知, 当 LG 光束通过无声场的介质时, 其相位会由于折射率的变化发生旋转. 由图 13(b) 和图 13(c) 可知, 加入声场后, 不同高度的 LG 光束的相位与未加入声场时相比发生了旋转. 并且 LG 光束的相位随高度的变化趋势和声波影响介质折射率随高度的变化趋势相同, 都是围绕无声场时的情况周期性波动, 其相位总是会回到初始相位 ($x = 0$). 因此声波可以影响涡旋光束的相位, 使其相位周期性旋转.

图 14 为 LG 光束进入平面声波扰动的大气非均匀介质其相位的变化情况. 由图 14(a) 可知, 当

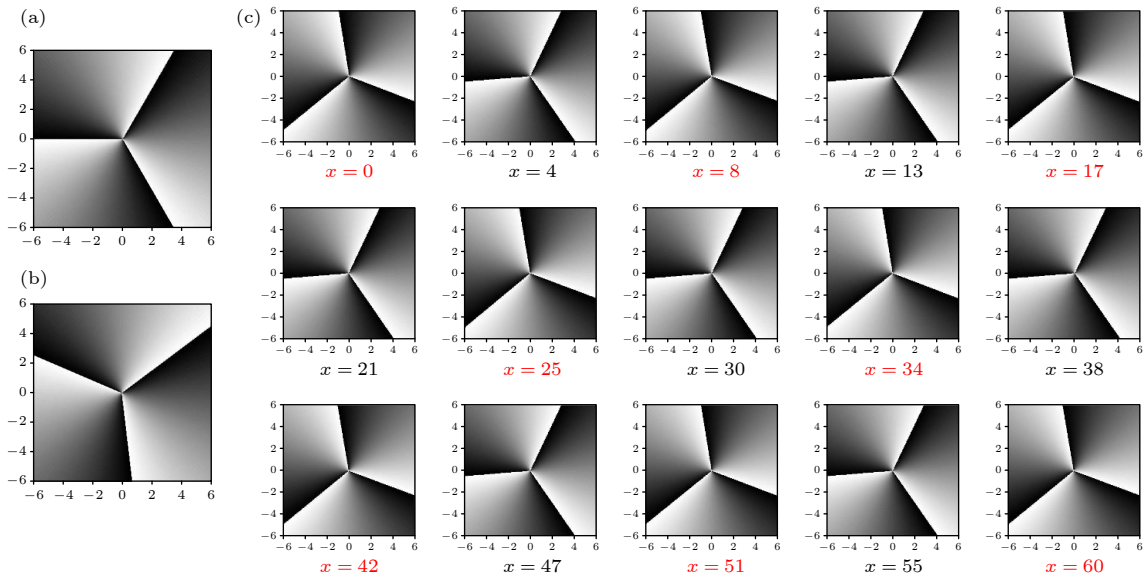


图 13 LG 光束进入声场扰动的均匀介质相位随高度变化情况 (a) 未进入声场; (b) 进入无声场介质; (c) 进入平面声场扰动的均匀介质

Fig. 13. The phase variation of LG beam entering the homogeneous medium disturbed by the sound field: (a) Without entering the sound field; (b) entering the medium without sound field; (c) entering the homogeneous medium disturbed by the plane sound field.

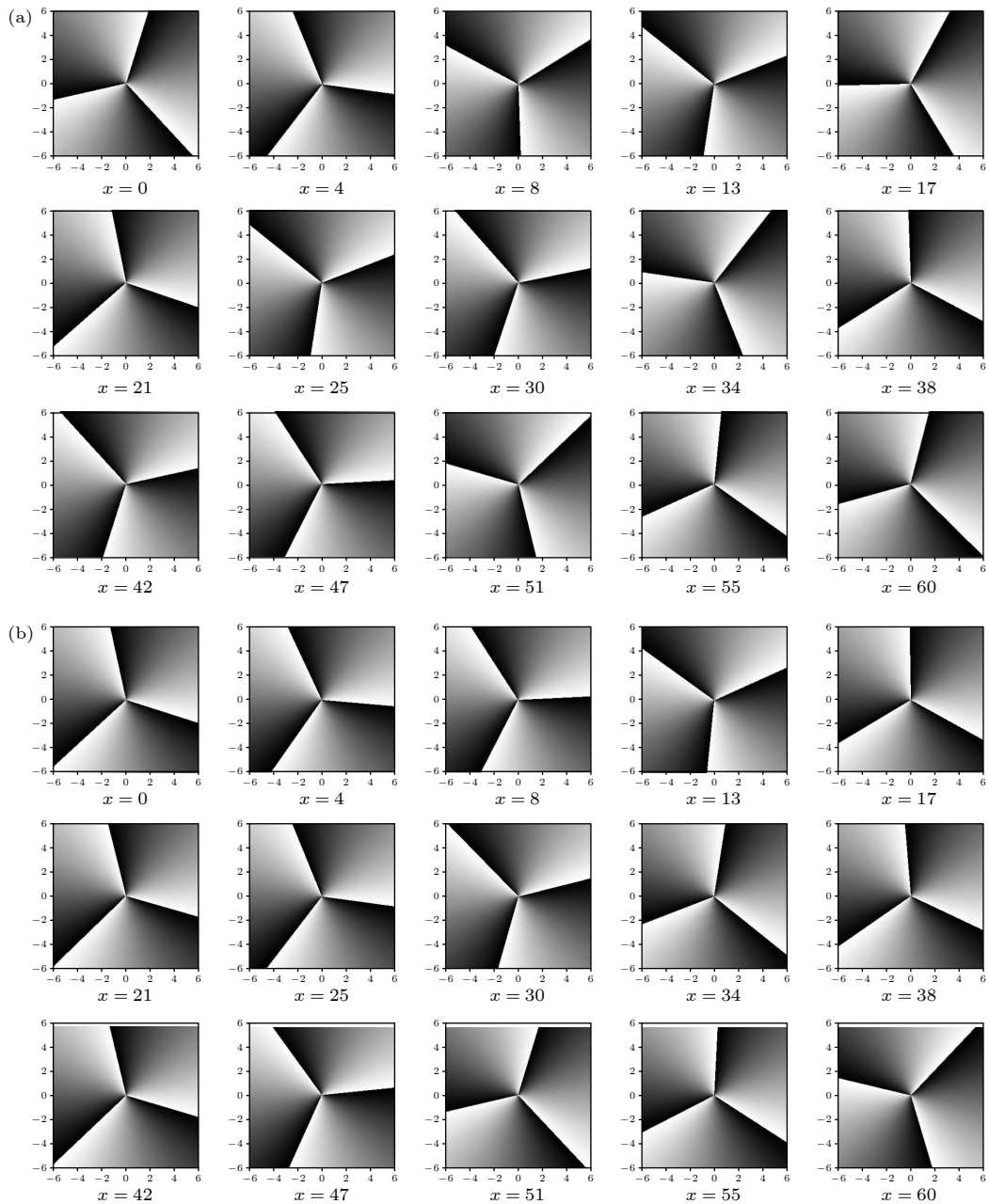


图 14 LG 光束进入声场扰动的非均匀介质相位随高度变化情况 (a) 进入无声场非均匀介质; (b) 进入平面声场扰动的非均匀介质
 Fig. 14. The phase variation of the LG beam entering the inhomogeneous medium disturbed by the sound field: (a) Entering the inhomogeneous medium without sound field; (b) entering the inhomogeneous medium with plane sound field disturbance.

没有声场扰动时, 由于非均匀大气介质每层的折射率本身会随高度的变化而变化, 因此其相位也会随着高度的变化而发生变化. 由图 14(a) 和图 14(b) 对比可知, 在非均匀大气介质中加入声波后, 不同高度的 LG 光束的相位与未加入声波的相位相比同样发生了旋转, 但与均匀介质不同的是, 通过均匀介质的相位总是会旋转回到初始相位也就是 $x = 0$ 时的相位. 但在非均匀大气介质中, 由于其折射率随高度的变化, 因此, 其相位是不会回到初始相

位 ($x = 0$) 的.

4 结 论

本文主要研究了利用平面声场扰动大气介质, 对平面光波和 LG 光束的相位传输特性的影响. 首先推导了不同声源扰动情况下, 各项同性均匀大气的折射率随声压变化的关系式. 对其进行数值模拟后发现, 平面波声源扰动后其折射率分布呈层均匀的周期性分布; 而柱面波声源和球面波声源扰动后

的折射率分布都呈现四分之一圆形分布, 每层的折射率分布不均匀. 因此, 在平面波声源的扰动下, 大气折射率的分布会因声场的影响而改变为规律性分布. 并推导了在非均匀大气介质中大气折射率随平面声波声压变化的关系式. 数值模拟结果表明, 当从大气压强纵向变化的大尺度角度来看, 由于大气压强变化剧烈, 远大于声压, 因此, 声波对非均匀大气折射率的分布情况影响并不是很明显. 但是从小尺度角度, 可以明显看到其折射率随高度的增加逐渐减小, 并且随声压的影响而产生波动. 当改变声波频率时, 会影响折射率的分布; 改变声压时, 会影响介质折射率的变化大小, 声压越大, 折射率的改变越大. 随后建立了平面光波通过平面声场扰动的大气介质模型, 数值模拟发现, 对于均匀大气介质而言, 平面声波扰动后, 平面光波的光程和相位分布会发生改变, 使其呈规律的周期性波动. 当平面光波未通过声场或通过没有声场的大气介质时, 其等相位面是一个平面; 当平面光波通过声场后, 等相位面会因声波的波动而变为波浪形状. 对于非均匀大气介质而言, 当平面光波未通过声场时, 其相位变化为 0; 通过无声场的非均匀大气介质时, 光程会由一个垂直的平面变为倾斜的平面. 加入声场后, 其相位变化会随着声波的变化规律产生周期性的变化, 光程整体与未加入声场时相同, 为倾斜的平面, 但是由于声波的扰动, 光程会产生波动. 最后, 建立了 LG 光束通过平面声场扰动的大气介质模型, 数值模拟结果表明, 对于均匀大气介质而言, 加入声场后, 不同高度的 LG 光束的相位与未加入声场时相比发生了旋转, 并且会围绕无声场时的情况周期性波动, 使其相位总是回到初始相位. 对于非均匀大气介质而言, 加入声波后, 不同高度的 LG 光束的相位与未加入声波的相位相比同样发生了旋转. 但与均匀介质不同的是, 在非均匀大气介质中, 由于其折射率随高度的变化, 因此其相位是不会回到初始相位的. 本文的结论证

明了, 在大气介质中可以利用平面声场去调控光束的相位, 为后续通过利用声波主动控制大气信道, 从而有效改善光在大气信道中的传输特性提供了理论支撑.

参考文献

- [1] Adler R 1967 *IEEE spectr.* **4** 42
- [2] Torras-Rosell A, Barrera-Figueroa S, Jacobsen F 2012 *J. Acoust. Soc. Am.* **131** 3786
- [3] Certon D, Ferin G, Matar O B, Guyonvarch J, Remenieras J P, Patat F 2004 *Ultrasonics* **42** 465
- [4] Wang J, Yang J Y, Fazal I M, Ahmed N, Yan Y, Huang H, Ren Y, Yue Y, Dolinar S, Tur M 2012 *Nat. Photonics* **6** 488
- [5] Ramachandran S, Kristensen P, Yan M F 2009 *Opt. Lett.* **34** 2525
- [6] Weisbuch G, Garbay F 1979 *Am. J. Phys.* **47** 355
- [7] Pitts T A, Greenleaf J F 2000 *J. Acoust. Soc. Am.* **108** 2873
- [8] Yamaguchi K, Choi P K 2006 *Jpn. J. Appl. Phys.* **45** 4621
- [9] Zhou H T, Lv P, Liao C Y, Wang H, Shen Y 2012 *Acta Opt. Sin.* **32** 6 (in Chinese) [周慧婷, 吕朋, 廖长义, 王华, 沈勇 2012 *光学学报* **32** 6]
- [10] Farhat M, Guenneau S, Bagci H 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 237404
- [11] Ishikawa K, Yatabe K, Chitanont N, Ikeda Y, Oikawa Y, Onuma T, Niwa H, Yoshii M 2016 *Opt. Express* **24** 12922
- [12] Gladstone J H, Dale T P 1863 *Philos. Trans. R. Soc. London* **153** 317
- [13] Ishikawa K, Yatabe K, Ikeda Y, Oikawa Y 2015 *12th Western Pacific Acoustics Conference* Singapore, December 6-10, 2015 pp165-169
- [14] Cheng J C 2012 *Principles of Acoustic* (Beijing: Science Press) p32 (in Chinese) [程建春 2012 *声学原理* (北京: 科学出版社) 第341页]
- [15] Gong S H, Yan D, Wang X 2015 *Radio Sci.* **50** 983
- [16] Gong S H, Liu Y, Hou M Y, Guo L X 2017 *Computational and Experimental Studies of Acoustic Waves* (New York: IntechOpen) p124
- [17] Abdullah-Al-Mamun M, Voelz D 2020 *Opt. Eng.* **59** 081802
- [18] Rüeger J M 2002 *Refractive indices of light, infrared and radio waves in the atmosphere* (Sydney: School of Surveying and Spatial Information Systems, University of New South Wales)
- [19] Luo H, Wen S, Shu W, Tang Z, Zou Y, Fan D 2008 *Phys. Rev. A* **78** 1
- [20] Ding P F, Pu J X 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 094204 (in Chinese) [丁攀峰, 蒲继雄 2011 *物理学报* **60** 094204]
- [21] Yang S, Wang J, Guo M, Qin Z, Li J 2020 *Opt. Commun.* **465** 125559

Phase regulation of lightwave transmission in inhomogeneous atmospheric medium using plane acoustic field*

Wang Ming-Jun[†] Wang Wan-Rou Li Yong-Jun

(School of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China)

(Received 17 March 2022; revised manuscript received 19 April 2022)

Abstract

Based on the acousto-optic effect and the Gladstone–Dale relationship, the relationship about variations of the refractive index of the isotropic homogeneous atmospheric medium and the inhomogeneous atmospheric medium with the sound pressure under the disturbance of the plane sound field is derived. Models for the transmission of plane light waves and Laguerre-Gaussian beams through homogeneous atmospheric medium and inhomogeneous atmospheric medium disturbed by plane acoustic waves are established. The results show that the refractive index distribution of the homogeneous atmospheric medium exhibits a homogeneous periodic distribution after being disturbed by the plane sound field. For large-scale angles of longitudinal variation of atmospheric pressure, the plane sound field has little effect on the distribution of the refractive index of the inhomogeneous atmosphere. For small-scale angles, the inhomogeneous atmospheric refractive index gradually decreases with height and fluctuates with the influence of sound pressure. When the plane acoustic wave disturbs the homogeneous atmospheric medium, the isophase plane of the plane light wave will fluctuate significantly due to the influence of the acoustic wave. The phase of the LG beam rotates and always returns to the original phase. When the plane acoustic wave disturbs the inhomogeneous atmospheric medium, the phase change of the plane light wave will change periodically with the change law of the sound wave. The overall optical path is an inclined plane, but due to the disturbance of the sound wave, the optical path will fluctuate. The phase of the LG beam still rotates, but unlike the homogeneous medium, its phase does not return to its original phase due to the change of its refractive index with height.

Keywords: atmospheric media, sound waves, light wave, acousto-optic effect, phase

PACS: 43.35.Sx, 42.68.Ay

DOI: [10.7498/aps.71.20220484](https://doi.org/10.7498/aps.71.20220484)

* Project supported by the Training Program of the Major Research Plan of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 92052106), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61771385), the Science Foundation for Distinguished Young Scholars of Shaanxi Province, China (Grant No. 2020JC-42), and the Open Fund Project of Science and Technology on Solid-State Laser Laboratory, China (Grant No. 6142404190301).

[†] Corresponding author. E-mail: wangmingjun@xaut.edu.cn

利用平面声场对非均匀大气介质光波传输相位的调控

王明军 王婉柔 李勇俊

Phase regulation of lightwave transmission in inhomogeneous atmospheric medium using plane acoustic field

Wang Ming-Jun Wang Wan-Rou Li Yong-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 164302 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220484

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220484>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于光学tamm态的声光开关的研究

Research on acousto-optic switch based on optical tamm state

物理学报. 2020, 69(16): 164204 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200396>

基于一维耦合腔光子晶体的声光可调谐平顶滤波器的研究

Acousto-optic tunable flat top filter based on one-dimensional coupled-cavity photonic crystals

物理学报. 2021, 70(5): 054208 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201461>

地面核磁偏共振响应特征与复包络反演方法

Characteristics of surface nuclear magnetic off-resonance signal and complex envelope inversion

物理学报. 2018, 67(1): 013302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171464>

基于深度卷积神经网络的大气湍流相位提取

Extracting atmospheric turbulence phase using deep convolutional neural network

物理学报. 2020, 69(1): 014209 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20190982>

轴对称指向性球面波的界面反射波

Interface reflection wave of axisymmetric directional spherical-wave

物理学报. 2022, 71(7): 074301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211718>

声光调Q Nd:YVO₄晶体级联拉曼倍频窄脉宽657 nm激光器

Frequency doubling of acousto-optic Q-switched Nd:YVO₄ cascaded Raman laser for narrow pulse-width 657 nm laser

物理学报. 2021, 70(22): 224209 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210695>