

大气湍流中激光钠信标回波光子的数值模拟

刘向远^{1,2,3} 钱仙妹¹ 崔朝龙¹ 饶瑞中¹

¹ 中国科学院安徽光学精密机械研究所中国科学院大气成分与光学重点实验室, 安徽 合肥 230031
² 中国科学院大学, 北京 100049
³ 皖西学院材料与化工学院, 安徽 六安 237012

摘要 采用光传播数值模拟的方法,研究了长脉冲、短脉冲和连续波圆偏振激光传播至钠层并激发钠信标回波光子的分布及变化情况,并比较了 Greenwood 和 Hufnagel-valley5/7(HV5/7)两种大气湍流模式下回波光子在钠层的分布及光子数的差异。结果表明相对于 Greenwood 湍流模式,长脉冲、短脉冲和连续波圆偏振激光在 HV5/7 湍流模式下传播至钠层的光强分布分散性增强且光强分布的峰值受到削弱;长脉冲和连续波激光与钠层作用可激发更多的回波光,但是短脉冲激光却不能激发更多的回波光。而且在两种湍流模式下短脉冲和连续波激光激发的光子数分布与光强分布具有很好的一致性,而长脉冲激光激发的光子数分布却没有这种特点。

关键词 大气光学;激光钠信标;回波光光子数;数值模拟;大气湍流模式

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201333.0201001

Numerical Simulation of Return Photons Number of Sodium Laser Beacon in the Atmospheric Turbulence

Liu Xiangyuan^{1,2,3} Qian Xianmei¹ Cui Chaolong¹ Rao Ruizhong¹

¹ Key Laboratory of Atmospheric Composition and Optical Radiation, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Hefei, Anhui 230031, China
² University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China
³ College of Materials and Chemical Engineering, West Anhui University, Lu'an, Anhui 237012, China

Abstract For laser of the long pulses, short pulses and continuous wave with circular polarization, the effect of atmospheric turbulence on the return photons number of sodium laser beacon is studied by numerical simulation method of light propagation under the Greenwood and Hufnagel-valley5/7 (HV5/7) model for atmospheric turbulence. Results indicate that compared with Greenwood model under the HV4/7 model, the atmospheric turbulence causes the further dispersive distribution of laser intensity in the mesosphere and the reduced peak intensity, and return photons number is increased for laser of long pulses and continuous wave with circular polarization. However, the circularly-polarized short pulses cannot get more return photons under the HV5/7 model for atmospheric turbulence. Furthermore, the distribution of photons number exited by the circularly-polarized short pulses and continuous-wave laser is in an agreement with the distribution of laser intensity, but the long pulses are in absence of this character.

Key words atmospheric optics; sodium laser beacon; return photons number; numerical simulation; atmospheric turbulence model

OCIS codes 010.1290; 010.1350; 260.2510; 260.2160; 190.2640; 190.5890

收稿日期: 2012-08-30; 收到修改稿日期: 2012-09-28

基金项目: 国家自然科学基金(61107066)资助课题。

作者简介: 刘向远(1969—),男,博士研究生,讲师,主要从事激光大气传输与光信息处理方面的研究。

E-mail: lxy0564@yahoo.com.cn

导师简介: 饶瑞中(1963—),男,研究员,博士生导师,主要从事激光大气传输与大气成像、大气湍流及其测量等方面的研究。E-mail: rao@aiofm.ac.cn

1 引 言

大气湍流的随机运动造成光传播的波前扭曲、光强闪烁和光斑漂移等效应,严重地削弱了大气中远距离成像的光学质量。在天文观察中,为了获得比较清晰的空间目标图像,常采用自适应光学的方法来校正光学波前,这种校正需要信标导星来提供光传播过程中大气造成的波前畸变信息。由于在天空中可用作信标的恒星数目有限,于是人们想到采用激光与大气相互作用产生人造导星来弥补这一不足^[1,2],激光钠信标导星^[3]就是其中之一。作为激光导星必须具备两个必要条件^[4]:1)要产生足够大的等晕区;2)必须有足够的亮度。只有钠信标有足够的亮度,才能保证在波前探测器上得到足够多的回波光子^[5]。但是,激光激发中间层钠层的过程中会受到大气湍流、大气吸收和散射等影响,从而使回波光子数受到制约。因此,研究不同的大气湍流对激光钠信标回波光子数的影响具有重要意义。以前,在这一方面的研究都把激光在大气中的传输看做高斯分布^[6~8],大气的吸收只改变了激光光强的峰值强度。但是,实际情况要复杂得多,由于大气湍流的影响,当激光到达大气的中间层时,激光光强的空间分布已经不再是高斯分布,而是随机的空间分布^[9,10],这就导致回波光子分布随机变化。

本文在 Milonni 等^[6]研究的基础上,采用光传播数值模拟的方法,研究了一定脉冲格式和功率的长脉冲、短脉冲和连续波圆偏振激光与大气中间层钠层的作用,分析了 Greenwood 和 Hufnagel-valley5/7(HV5/7)两种大气湍流模式下激光钠信标回波光子数的分布以及变化情况。

2 激光与钠层作用的物理过程

在大气中间层(80~110 km)存在厚度大约 10 km 的钠原子层,整层钠原子的柱密度为 $2 \times 10^3 \sim 9 \times 10^{13} \text{ m}^{-2}$,丰度为 $10^3 \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ 。这层钠原子的分布随季节昼夜的变化而变化,从 80~110 km,基本呈现类似于高斯分布的特征,大约在 92 km 处密度最大^[11]。

当以波长为 589.2 nm 的激光照射钠原子时,钠原子将会吸收光子,从基态跃迁到激发态,处于激发态的原子通过受激辐射或自发辐射回到基态并辐射光子,光子的频率与入射光的相同,即共振荧光^[12]。光场与钠原子的相互作用可以用密度矩阵方程来描述:

$$i\hbar \frac{\partial \rho}{\partial t} = [\mathbf{H}, \rho] - \frac{1}{2} \{\mathbf{\Gamma}, \rho\}, \quad (1)$$

式中 ρ 为密度矩阵, \mathbf{H} 为哈密顿量, $[\mathbf{H}, \rho] = \mathbf{H}\rho - \rho\mathbf{H}$, $\{\mathbf{\Gamma}, \rho\}$ 为衰减项, $\mathbf{\Gamma}$ 为衰减矩阵^[13], \hbar 为普朗克常量与 2π 的比值,根据 Milonni 等^[6,7]的理论以及柯磊等^[14]的推导,可以得到钠原子在 $3S_{1/2}$ 与 $3P_{3/2}$ 之间抽运和跃迁的 24 能级密度矩阵方程。

如果仅仅使用单一频率的激光照射钠原子会产生所谓的“光学透明”现象^[15],这种现象不利于光学抽运。柯磊等^[14]的研究发现圆偏振光有利于钠原子的抽运,激光与钠原子作用在很短的时间(例如对于长脉冲 50 ns)后,最终原子通过转移只在超精细结构的基态 $3S_{1/2}(2, 2)$ 与激发态 $3P_{3/2}(3, 3)$ 之间进行抽运并且激发态达到稳态。Bradley^[8]通过数值计算发现对于短脉冲(例如 500 ps)圆偏振光激发钠原子,大约 50 个短脉冲之后,超精细结构的基态 $3S_{1/2}(2, 2)$ 与激发态 $3P_{3/2}(3, 3)$ 之间的抽运将占据主导地位。因此,可以用二能级光学布洛赫方程取代 24 能级密度矩阵方程求解长脉冲、短脉冲和连续波圆偏振光与钠原子作用的激发态概率。

根据 Milonni 等^[16]的近似计算,对于长脉冲和连续波圆偏振激光,钠原子的激发态概率可表示为

$$p_2 = \frac{I/2I_{\text{sat}}}{1 + I/I_{\text{sat}}}, \quad (2)$$

式中 I 为激光的入射光强, I_{sat} 为钠原子饱和光强,考虑钠原子处于静止状态,均匀展宽的情况下, $I_{\text{sat}} = 6.32 \text{ mW/cm}^2$ 。

对于短脉冲圆偏振激光与钠层作用,钠原子的激发态概率为

$$p_2 = \sin^2 \sqrt{\frac{\lambda^3 A \tau_p^2}{32\pi\hbar c \ln 2}} I, \quad (3)$$

式中 λ 为激光波长,取 $\lambda = 589.159 \text{ nm}$, A 为自发辐射系数, τ_p 为脉冲宽度, c 为真空光速。当

$\sqrt{\frac{\lambda^3 A \tau_p^2}{32\pi\hbar c \ln 2}} I \leq \frac{5\pi}{180}$ 时,近似取值

$$p_2 = \frac{\lambda^3 A \tau_p^2}{32\pi\hbar c \ln 2} I. \quad (4)$$

3 长脉冲激光激发钠层回波光子数的数值模拟

大气湍流的强度可以用折射率结构常数 C_n^2 来表示。对于一定高度的整层大气湍流强度,可以用大气相干长度 r_0 来描述。在不同的大气湍流模式下, r_0 的取值并不相同。Greenwood 夜晚模式的折射率结构常数和对应的相干长度值为

$$C_n^2(h) = [2.2 \times 10^{-13}(h+10)^{-1.3} + 4.3 \times 10^{-17}] \exp(-h/4000), \quad r_0 = 15.5 \text{ cm}; \quad (5)$$

HV5/7 白天模式的折射率结构常数和对应的相干长度为

$$C_n^2(h) = 8.2 \times 10^{-26} \omega^2 h^{10} \exp(-h) + 2.7 \times 10^{-16} \exp(-h/1.5) + a \exp(-10h), \quad r_0 = 5 \text{ cm}, \quad (6)$$

式中 $\omega = 21 \text{ m/s}$, $a = 1.7 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, h 为大气高度)。为了比较不同大气湍流模式下回波光子数的分布与变化情况,对长脉冲激光的发射,设置以下参数:采用发射功率 30 W 的高斯脉冲,脉冲重复率 $R_p = 30 \text{ kHz}$,发射光斑半径为 250 mm ,发射系统孔径为 500 mm ,脉冲宽度 $\tau_p = 100 \text{ ns}$ 。

数值模拟的具体方法:1)假设发射激光为高斯光束光束质量因子 $\beta = 1^{[17]}$,发射光束沿垂直方向传输,采用准直发射方式,通过设置合理的参数(包括网格数、网格大小和相位屏数等),并考虑大气对激光的吸收和散射,模拟高斯光束经过大气湍流到达中间层钠层的光强分布^[18];2)把每一个网格内的光强作为激光与钠原子作用的输入光强 I ,网格数取 512×512 ,每个网格的面积取 $6 \text{ mm} \times 6 \text{ mm}$,计算每个网格激发的光子数,然后对所有网格的光子数求和。

根据 Milonni 等^[6]的研究,对于激光每个长脉冲作用于钠层的每个点 (x, y) ,每个钠原子单位立体角的回波光子数为

$$N_B(x, y) = \beta_j \frac{A}{4\pi} (\tau_p + 1/A) \frac{I/2I_{\text{sat}}}{1 + I/I_{\text{sat}}}, \quad (7)$$

式中 A 为自发辐射系数, $A = \frac{1}{16 \text{ ns}}$, β_j 为后向散射系数,对于圆偏振光, $\beta_j = 1.5$ 。

如果激光以光强 I 入射,到达钠层的第 j 层,该层钠原子的柱密度为 ρ_j (均匀密度),光照面积为 $\iint dx dy$,激光脉冲的重复率为 R_p ,则长度为 L 的钠柱 1 s 内的回波光子数为

$$\{N_B\}_j = R_p \rho_j \iint N_B(x, y) dx dy. \quad (8)$$

对于整个钠层,在离地面 $85 \sim 95 \text{ km}$ 的高度, 10 km 的钠柱在 1 s 内产生的回波光子数为

$$N_{\text{tot}} = \sum_j \{N_B\}_j = R_p \sum_j \rho_j \iint N_B(x, y) dx dy. \quad (9)$$

如果将钠原子集中于高度为 90 km 中间层的一层, $\sum_j \rho_j = C_s$, C_s 为钠原子柱密度,取 $C_s = 5.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$,则整个钠层的回波光子数为

$$N_{\text{tot}} = \sum_j \{N_B\}_j = R_p C_s \iint N_B(x, y) dx dy. \quad (10)$$

在接收器上,单位面积单位时间得到的回波光子数为

$$\frac{R}{A_a} = \frac{1}{Z^2} T_0 \sum_j \{N_B\}_j = \frac{1}{Z^2} T_0 R_p C_s \iint N_B(x, y) dx dy, \quad (11)$$

式中 R 为返回的光子总数, A_a 为接收器的接收面积, T_0 为大气透射率,取 0.6 , Z 为钠层的垂直高度,取 90 km 。根据上述数值模拟方法以及(10)和(11)式模拟长脉冲圆偏振激光在 Greenwood 和 HV5/7 两种大气湍流模式下激发钠层回波光子数的分布及变化情况,数值模拟的结果如图 1~4 所示(随机抽样一次的模拟结果)。

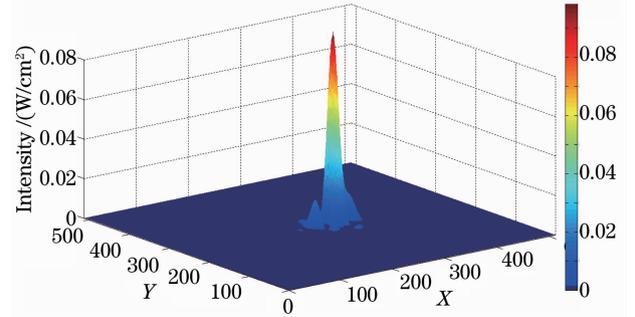


图 1 在 Greenwood 大气湍流模式下 30 W 长脉冲激光光强在中间层钠层的分布

Fig. 1 Intensity distribution of long pulses with 30 W power at the sodium layer in mesosphere under the Greenwood model for atmospheric turbulence

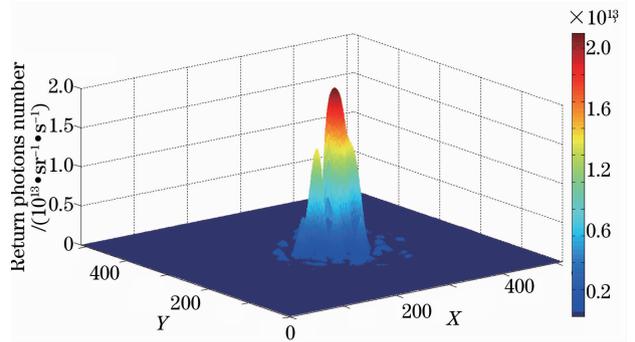


图 2 在 Greenwood 大气湍流模式下长脉冲激光激发大气中间层钠层回波光子数的分布

Fig. 2 Distribution of return photons number exited by long pulses at the sodium layer in the mesosphere under the Greenwood model for atmospheric turbulence

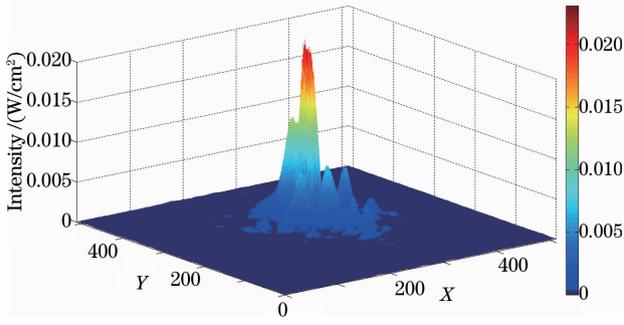


图 3 在 HV5/7 大气湍流模式下 30 W 长脉冲激光光强在中间层钠层的分布

Fig. 3 Intensity distribution of long pulses with 30 W power at the sodium layer in the mesosphere under the HV5/7 model for atmospheric turbulence

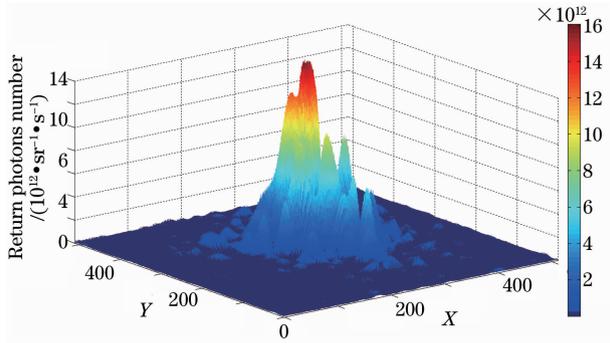


图 4 在 HV5/7 大气湍流模式下长脉冲激光激发大气中间层钠层回波光子的分布

Fig. 4 Distribution of return photons number exited by long pulses at the sodium layer in mesosphere under the HV5/7 model for atmospheric turbulence

由图 1~4 模拟结果可见:1)两种大气湍流模式下功率为 30 W 的长脉冲激光光强分布不同。与 Greenwood 大气湍流模式相比较, HV5/7 大气湍流模式下光强分布的分散性增强,光强分布的峰值受到削弱;2)Greenwood 大气湍流模式下回波光光子数分布较为集中,比饱和光强弱的光强激发的回波光光子数相对有所提升; HV5/7 大气湍流模式下回波光光子数分布较为分散,但是光强峰值仍然对应回波光光子数的峰值,比饱和光强弱的光强激发的回波光光子数明显有所提升。

数值模拟的计算结果表明:在 HV5/7 大气湍流模式下,功率为 30 W 的长脉冲激光能够激发更多的钠层回波光光子。在 Greenwood 模式下,30 W 的长脉冲激光激发的中间层钠层回波光光子数平均值为 $9.6187 \times 10^{16} \text{ sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, 标准差为 $1.1405 \times 10^{16} \text{ sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, 在接收器上单位面积单位时间内的回波光光子数 $R/A_a = 0.7125 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{ms}^{-1}$; 而在 HV5/7 模式下,30 W 的长脉冲激光激发的中间层钠层回波光光子数平均值为

$1.3944 \times 10^{17} \text{ sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, 标准差为 $6.3840 \times 10^{15} \text{ sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, 在接收器上单位面积单位时间内的回波光光子数 $R/A_a = 1.0329 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{ms}^{-1}$ 。

4 短脉冲激光激发钠层回波光光子数的数值模拟

短脉冲与中间层钠原子作用,可以使钠原子激发态概率大于 1/2,且带宽很大,能够最大限度地激发中间层钠原子。对于短脉冲,其发射由一系列宏脉冲组成,重复率为 R_M , 每个宏脉冲宽度为 τ_M 。每个宏脉冲中又包含一系列的微脉冲,重复率 R_p , 每个微脉冲宽度 τ_p ^[19]。当每个宏脉冲激光照射到钠层的每一点 (x, y) 时,每个原子单位立体角的回波光光子数为

$$N_B(x, y) = \frac{1}{4\pi} \tau_M R_p \beta_i p_2, \quad (12)$$

式中圆偏振光的后向散射系数 $\beta_i = 1.5$, 则每个宏脉冲激发钠层的第 j 层、长度为 L 的钠柱的回波光光子数为

$$\{N_B\}_j = \frac{1}{4\pi} \tau_M R_p \beta_i \frac{\lambda^3 A \tau_p^2}{32\pi \hbar c \ln 2} \rho_j \iint I dx dy, \quad (13)$$

则整个钠层的回波光光子数可表示为

$$N_{\text{tot}} = \sum_j \{N_B\}_j = \frac{1}{4\pi} \tau_M R_p \beta_i \frac{\lambda^3 A \tau_p^2}{32\pi \hbar c \ln 2} C_s \iint I dx dy. \quad (14)$$

对于每个宏脉冲,接收器单位面积上的光子数为

$$\frac{R}{A_a} = \frac{T_0}{Z^2} \sum_j \{N_B\}_j = \frac{T_0}{Z^2} N_{\text{tot}}. \quad (15)$$

取 $R_M = 840 \text{ Hz}$, $\tau_M = 48 \mu\text{s}$, $R_p = 100 \text{ MHz}$, $\tau_p = 350 \text{ ps}$, 当功率 $P = 9 \text{ W}$, $T_0 = 0.6$, $C_s = 5.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ 时,单个宏脉冲能量为 10.7 mJ,取单个宏脉冲平均功率为 223 W^[20]。按照长脉冲发射光斑半径和发射口径,模拟 Greenwood 和 HV5/7 两种大气湍流模式下短脉冲圆偏振激光激发钠层回波光光子数的分布及变化情况,结果如图 5~8 所示(随机抽样一次的模拟结果)。

由图 5~8 模拟结果可以看出两种大气湍流模式下大气湍流对短脉冲圆偏振激光的光强和钠层回波光光子数分布的影响与上述长脉冲的情况具有类似的特点。但是短脉冲激发的钠层回波光光子数分布与光强分布具有很好的一致性,较弱的光强激发的回波光光子数没有获得相对的提升。其原因在于激光的输入光强很小,回波光光子数与光强近似呈正比例关系。

数值模拟的结果还表明:在两种大气湍流模式下,对于 9 W 功率短脉冲,在一个宏脉冲内激发的回波光光子数平均值相差不大,在中间层大约是

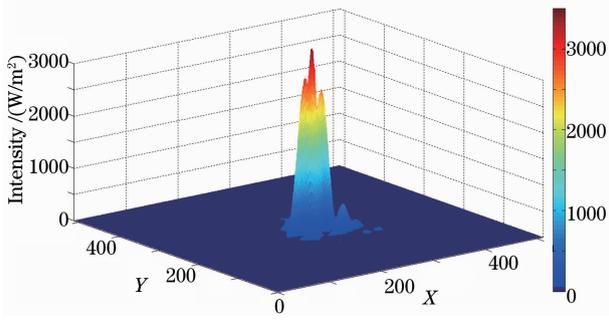


图 5 在 Greenwood 大气湍流模式下 9 W 短脉冲激光的一个宏脉冲光强在中间层钠层的分布

Fig. 5 Intensity distribution of short pulses with 9 W power during a macropulse at the sodium layer in mesosphere under the Greenwood model for atmospheric turbulence

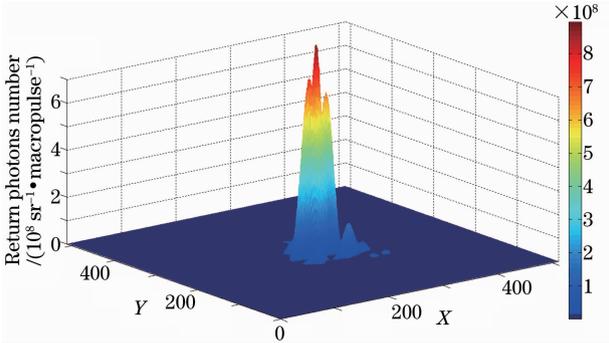


图 6 在 Greenwood 大气湍流模式下短脉冲激光的一个宏脉冲激发大气中间层钠层回波光子数的分布

Fig. 6 Distribution of return photons number exited by short pulses during a macropulse at the sodium layer in mesosphere under the Greenwood model for atmospheric turbulence

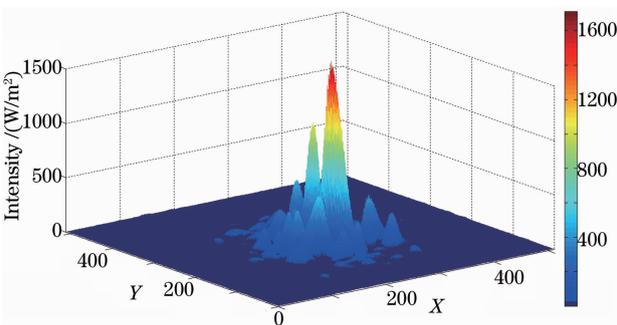


图 7 在 HV5/7 大气湍流模式下 9 W 短脉冲激光的一个宏脉冲光强在中间层钠层的分布

Fig. 7 Intensity distribution of short pulses with 9 W power during a macropulse at the sodium layer in mesosphere under the HV5/7 model for atmospheric turbulence

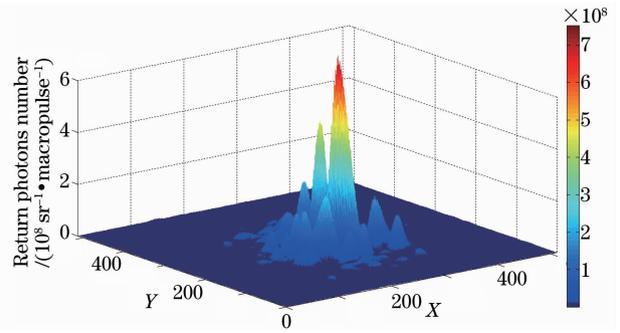


图 8 在 HV5/7 大气湍流模式下短脉冲激光的一个宏脉冲激发大气中间层钠层回波光子数的分布

Fig. 8 Distribution of return photons number exited by short pulses during a macropulse at the sodium layer in mesosphere under the HV5/7 model for atmospheric turbulence

$2.7213 \times 10^{12} \text{ sr}^{-1} \cdot \text{macropulse}^{-1}$, 探测器接收的光子数大约为 $0.02016 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{macropulse}^{-1}$ 。在 Greenwood 模式下, 中间层回波光子数的标准差为 $5.8293 \times 10^4 \text{ sr}^{-1} \cdot \text{macropulse}^{-1}$; 在 HV5/7 模式下, 标准差为 $6.2819 \times 10^4 \text{ sr}^{-1} \cdot \text{macropulse}^{-1}$ 。

5 连续波激光激发钠层回波光子数的数值模拟

连续波的优点在于能够以较小的发射功率获得大量的持续的回波光子。当连续波与钠原子作用达到稳态, 激发态概率保持不变, 同时, 光抽运与辐射跃迁达到动态平衡。对于连续波圆偏振光, 钠原子的激发态概率仍然可以用(2)式来表示。

连续波圆偏振激光到达中间层钠层的某一点 (x, y) , 每个钠原子单位时间单位立体角的后向回波光子数为^[21]

$$N_B(x, y) = 1.5 \times \frac{A}{8\pi} \frac{I/I_{\text{sat}}}{1 + I/I_{\text{sat}}} \quad (16)$$

考虑钠原子处于静止状态, 均匀展宽的情况下, $I_{\text{sat}} = 6.32 \text{ mW/cm}^2$ 。取 $C_s = 5.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$, 则整个钠层的回波光子数为

$$N_{\text{tot}} = \sum_j \{N_B\}_j = C_s \iint N_B(x, y) dx dy \quad (17)$$

采用 1 W 的连续波激光器, 发射口径和初始光斑大小与以上设置相同, 大气透射率取 $T_0 = 0.6$, 根据(15)式, 计算接收器上单位时间单位面积的光子数。在以上两种大气湍流模式下, 模拟钠层回波光子数的分布及变化情况如图 9~12 所示(随机抽样一次)。

由以上模拟表明: 1) 在 Greenwood 和 HV5/7

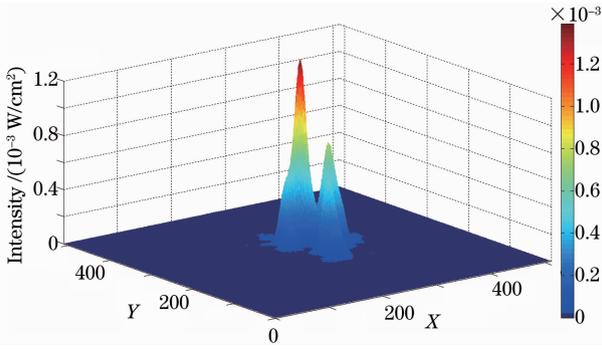


图 9 在 Greenwood 大气湍流模式下 1 W 连续波激光光强在中间层钠层的分布

Fig. 9 Intensity distribution of continuous wave with 1 W power at the sodium layer in mesosphere under the Greenwood model for atmospheric turbulence

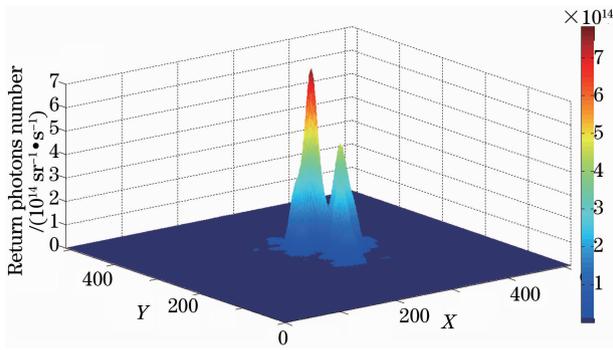


图 10 在 Greenwood 大气湍流模式下连续波激光激发大气中间层钠层回波光子数的分布

Fig. 10 Distribution of return photons number exited by continuous wave at the sodium layer in mesosphere under the Greenwood model for atmospheric turbulence

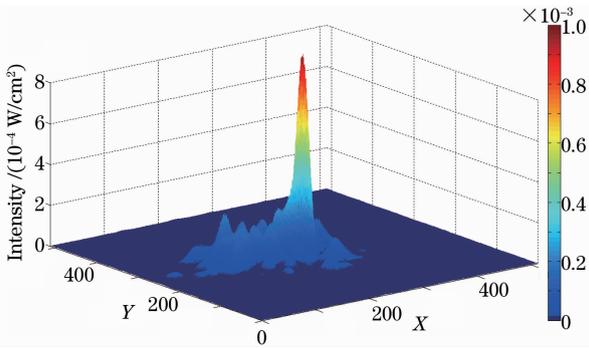


图 11 在 HV5/7 大气湍流模式下 1 W 连续波激光光强在中间层钠层的分布

Fig. 11 Intensity distribution of continuous wave with 1 W power at the sodium layer in mesosphere under the HV5/7 model for atmospheric turbulence

两种大气湍流模式下,1 W 连续波圆偏振激光的光强以及激发的回波光子数分布受到大气湍流影响与

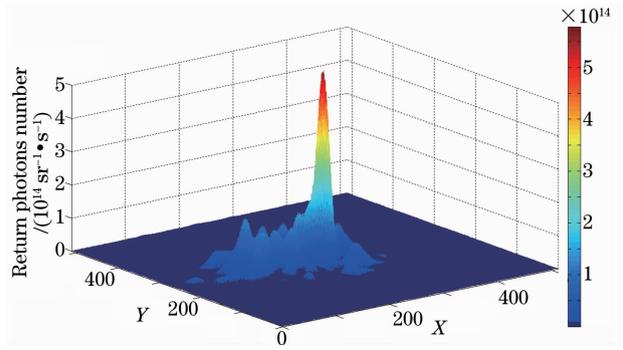


图 12 在 HV5/7 大气湍流模式下连续波激光激发大气中间层钠层回波光子数的分布

Fig. 12 Distribution of return photons number exited by continuous wave at the sodium layer in mesosphere under the HV5/7 model for atmospheric turbulence

上述短脉冲的情况很相似;2)连续波激发的回波光子数分布与光强分布具有很好的一致性,其原因在于连续波功率较小远远低于饱和光强,回波光子数与光强近似呈正比例关系。

在 HV5/7 大气湍流模式下,1 W 连续波圆偏振激光能够激发较多的钠层回波光子。在 Greenwood 模式下,1 W 的连续波激发的钠层回波光子数平均值为 $1.6894 \times 10^{18} \text{ sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$,标准差 $2.8040 \times 10^{16} \text{ sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$,在接收器上单位面积单位时间的回波光子数为 $R/A_a = 12.51 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{ms}^{-1}$;而在 HV5/7 模式下,1 W 连续波激光激发的钠层回波光子数平均值为 $1.7420 \times 10^{18} \text{ sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$,标准差为 $1.0043 \times 10^{16} \text{ sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$,在接收器上单位面积单位时间的回波光子数 $R/A_a = 12.90 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{ms}^{-1}$ 。

6 结 论

模拟了长脉冲、短脉冲和连续波圆偏振激光在中间层的光强分布以及它们与大气中间层钠层作用回波光子数的分布以及变化情况,结果表明:

1) 在 Greenwood 和 HV5/7 两种大气湍流模式下,大气湍流对 30 W 长脉冲、9 W 短脉冲和 1 W 连续波圆偏振激光在大气中间层钠层的光强分布有不同的影响,在 HV5/7 大气湍流模式下,光强分布的分散性增强,光强分布的峰值受到削弱,在 Greenwood 模式下大气湍流对它们光强分布的影响相对较小;

2) 在 Greenwood 和 HV5/7 两种大气湍流模式下,9 W 短脉冲和 1 W 连续波圆偏振激光激发的钠层回波光子数分布与相应的光强分布具有很好的一致性,而 30 W 的长脉冲激发的回波光子数分布

没有这种特征,其中较弱的光强激发的钠层回波光子的数相对得到提升;

3) 对于的 30 W 长脉冲和 1 W 连续波圆偏振激光,在 HV5/7 大气湍流模式下比在 Greenwood 模式下能够激发更多的钠信标回波光子的,而 9 W 的短脉冲则没有这种特点。

根据以上研究结论 1) 和 2), 推测激光光强的分散性一定程度上有利于长脉冲和连续波激光与钠层作用获得较多的回波光子的,定性的解释是由于长脉冲和连续波激光与钠层作用容易受到饱和光强的限制,而激光光强的分散性有利于削弱光强分布的峰值强度。对于结论 3) 的定性解释可以认为短脉冲激光与钠原子作用达到饱和和需要很大的入射光强,而低能量的激光光强很小,具体的解释尚待进一步研究。

参 考 文 献

- R. Foy, A. Labeyrie. Feasibility of adaptive telescope with laser probe[J]. *Astron. Astrophys.*, 1985, **152**: L29~L31
- Xu Zuyan, Xie Shiyong, Bo Yong *et al.*. Investigation of 30 W class second generation sodium beacon laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(9): 0900111
许祖彦, 谢仕永, 薄 勇 等. 30 W 级第二代钠信标激光器研究[J]. *光学学报*, 2011, **31**(9): 0900111
- N. Hubin, L. Noethe. Active optics, adaptive optics, and laser guide stars[J]. *Science*, 1993, **26**(11): 1390~1394
- C. S. Gardner, B M. Welsh, M. L. Thompson. Design and performance analysis of adaptive optical telescopes using laser guide stars[J]. *Proc. IEEE*, 1990, **78**(11): 1721~1743
- L. A. Thompson, C. S. Gardner. Experiments on laser guide stars at Mauna Kea Observatory for adaptive imaging in astronomy [J]. *Nature*, 1987, **328**: 229~231
- Peter W. Milonni, Robert Q. Fugate, John M. Telle. Analysis of measured photon returns from sodium beacons [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1998, **15**(1): 218~233
- J. R. Morris. Efficient excitation of a mesospheric sodium laser guide star by intermediate-duration pulses[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1994, **11**(2): 832~845
- Lee C. Bradley. Pulse-train excitation of sodium for use as a synthetic beacon [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1992, **9**(10): 1931~1944
- Rao Ruizhong. *Modern Atmospheric Optics* [M]. Beijing: Science Press, 2012, **1**(1): 428~451
饶瑞中. *现代大气光学* [M]. 北京: 科学出版社, 2012, **1**(1): 428~451
- Fu Fuxing, Zhang Bin. Recovery of high frequency phase of laser beam with wavefront distortion[J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(4): 0402009
付福兴, 张 彬. 激光束畸变波前高频相位的恢复[J]. *中国激光*, 2011, **38**(4): 0214009
- L. Michaille, J. B. Clifford, J. C. Dainty *et al.*. Characterization of the mesospheric sodium layer at La palma[J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2001, **328**: 993~998
- Cheng Xuewu, Yang Guotao, Yang Yong *et al.*. Na layer and K layer simultaneous observation by lidar[J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(2): 0214001
程学武, 杨国韬, 杨 勇 等. 高空钠层、钾层同时探测的激光雷达[J]. *中国激光*, 2011, **38**(2): 0214001
- C. R. Stephen. *Nonlinear and Quantum Optics Using the Density Matrix*[M]. British: Oxford University Press, 2010, **1**: 43~69
- Ke Lei, Li Youkuan. Study of the rationality upon adopting 2-level model to deal with interaction between long-pulse circularly-polarized laser and the sodium atoms[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2009, **21**(8): 1239~1244
柯 磊, 李有宽. 2 能级模型处理长脉冲圆偏振光与钠原子相互作用的合理性[J]. *强激光与粒子束*, 2009, **21**(8): 1239~1244
- Thomas H. Jeys. Development of a mesospheric sodium laser beacon for atmospheric adaptive optics [J]. *The Lincoln Laboratory Journal*, 1991, **2**(11): 133~149
- P. W. Milonni, L. E. Thode. Theory of mesospheric sodium fluorescence excited by pulse trains[J]. *Appl. Opt.*, 1992, **31**(2): 785~800
- Feng Guoying, Zhou Shouhuan. Discussion of comprehensive evaluation on laser beam quality[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(7): 1643~1652
冯国英, 周寿桓. 激光光束质量综合评价的探讨[J]. *中国激光*, 2009, **36**(7): 1643~1652
- Qian Xianmei, Rao Ruizhong. Spatial distribution of Gaussian-beam scintillation in atmosphere by numerical simulation [J]. *Chinese J. Quantum Electronics*, 2006, **23**(3): 320~324
钱仙妹, 饶瑞中. 高斯光束大气闪烁空间分布的数值模拟研究[J]. *量子电子学报*, 2006, **23**(3): 320~324
- Lu Yanhua, Huang Yuanfang, Zhang Lei *et al.*. Research progress of sodium guide star laser[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2011, **48**(7): 071406
鲁燕华, 黄园芳, 张 雷 等. 钠导星激光器研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2011, **48**(7): 071406
- M. P. Jelonek, R. Q. Fugate, W J. Lange *et al.*. Characterization of artificial guide stars generated in the mesospheric sodium layer with a sum-frequency laser[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1994, **11**(2): 806~812
- Peter W. Milonni, Heidi Fearn. Theory of continuous-wave excitation of the sodium beacon[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1999, **16**(10): 2555~2566

栏目编辑: 王晓琰