

反冲和下抽运效应对大气中间层钠原子激发与辐射的影响

刘向远^{1,2,3} 钱仙妹^{2*} 黄宏华² 李玉杰² 饶瑞中²

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

摘要 高亮度的激光钠信标有利于提高自适应光学波前探测的准确性和灵敏度,但是在激光与钠原子作用的过程中,反冲和下抽运限制了钠原子激发态概率的增长,减小了钠原子的自发辐射速率和回波光子数。通过对窄带/宽带激光与钠原子作用产生反冲和下抽运效应的研究,结果表明:对于低能量的连续激光与大气中间层钠层作用,窄带激光反冲和下抽运效应比宽带激光严重,但是自发辐射速率比宽带激光大很多,获得的回波光子数明显多于宽带激光;对于宽带激光,其激发的回波光子数较少,但是具有不易饱和、反冲效应小的优点。

关键词 大气光学;激光钠信标;反冲;下抽运;激发态概率;自发辐射速率

中图分类号 O436 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS201434.0301005

Effects of the Recoil and Downpumping on the Excitation and Radiation of Sodium Atoms in the Mesosphere

Liu Xiangyuan^{1,2,3} Qian Xianmei² Huang Honghua² Li Yujie² Rao Ruizhong²

¹ College of Materials and Chemical Engineering, West Anhui University,
Lu'an, Anhui 237012, China

² Key Laboratory of Atmospheric Composition and Optical Radiation, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics,
Chinese Academy of Sciences, Hefei, Anhui 230031, China

³ University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract The bright laser sodium beacons are beneficial to enhance the accuracy and sensitivity of wavefront sensing. But the recoil and downpumping limit the increase of the excited state probability and decrease the sodium spontaneous radiation rate and the number of return photons in the process of laser interacting with sodium atoms. By investigating on the recoil and downpumping effects which the narrow band and broad band lasers act on sodium atoms in mesosphere, the conclusions show that the effects of recoil and downpumping of the narrow band laser are more severe than the ones of the broad band laser, but the spontaneous radiation rate is faster than that of the broad band laser and the number of return photons is distinctly more than the one excited by the broad band laser, when the low energy continuous wave laser interacts with the sodium layer in the mesosphere. However, the broad band laser has the easily unsaturated merit and the less recoil effects.

Key words atmospheric optics; laser sodium beacon; recoil; downpumping; excited state probability; spontaneous radiation rate

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

收稿日期: 2013-10-11; 收到修改稿日期: 2013-11-11

基金项目: 国家自然科学基金(61107066)、安徽省高校自然科学基金(KJ2013B331)

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

E-mail: lxy0564@aliyun.com

导师简介: 饶瑞中(1963—),男,研究员,主要从事大气光学方面的研究。E-mail: rao@aiofm.ac.cn

* 通信联系人。E-mail: qianxianmei@aiofm.ac.cn

本文电子版彩色效果请详见中国光学期刊网 www.opticsjournal.net

1 引 言

大气的中间层分布着厚度大约为 10 km 的钠原子蒸气, 整层钠原子的柱密度为 $(2\sim 9)\times 10^{13} \text{ m}^{-2}$, 丰度为 $10^3\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$, 总质量大约为 600 kg。大气中间层钠层的存在, 为激光钠信标的产生创造了条件。采用中心波长为 589.159 nm 的激光与这层钠原子作用, 能够产生荧光共振, 荧光共振产生的后向回波光子被探测系统接收, 用于自适应光学波前校正。在实际应用过程中, 亮度高的激光钠信标能够提高波前探测的准确性和灵敏度^[1-3]。但激光与钠原子相互作用过程会受到地磁场、反冲和下抽运的影响, 大大降低了钠原子处于激发态的概率, 从而降低了激光钠信标的后向回波光子数。为了提高钠信标回波光子数, Kibblewhite^[4]在总结激光与钠原子作用影响因素的基础上, 提出采用啁啾和再抽运的方法削减反冲和地磁场的不良影响, 提高钠信标回波光子数; Rochester 等^[5]通过模型化三模窄带激光脉冲, 研究了反冲、下抽运等影响因素, 认为在增加再抽运激光能量的情况下, 连续激光和脉冲激光都能获得满意的回波光子数。Hillman 等^[6]在 Milonni 等^[7]提出的钠原子反冲模型的基础上, 采用数值拟合的方法建立了一个简单的钠信标回波光子数计算模型, 并且验证了模型的正确性; Holzlohner 等^[8]通过求解 24 能级 Bloch 方程^[7], 全面研究了钠原子碰撞、地磁场、反冲、下抽运以及钠原子扩散等因素对激光钠信标回波光子数的影响, 认为窄线宽再抽运激光能够激发的回波光子数, 大约是单频激光激发钠信标回波光子数的 3.7 倍。诸多的理论和实验研究表明反冲和下抽运效应是影响激光钠信标回波光子数的重要因素, 研究反冲与下抽运效应对大气中间层钠原子激发与辐射的影响具有很强的现实意义。但是以前的研究大都忽略了物理过程的分析, 本文则在激光与钠原子作用物理过程分析的基础上, 应用激光与钠原子作用的二能级模型, 考虑窄带和宽带激光与钠原子作用造成的反冲和下抽运效应, 建立了唯象的物理模型, 描述了激光与钠层作用引起的钠原子激发态概率和自发辐射速率的变化, 最后通过数值拟合得到了钠原子自发辐射速率关系式。

2 激光与钠原子作用的理论分析

钠原子的 D_2 线超精细结构有两个基态 $F = 1, 2$, 在 $F = 2$ 时磁子能级为 $m = 0, \pm 1, \pm 2$; 激发态

有 4 个能级的超精细结构 $F' = 0, 1, 2, 3$, 在 $F' = 3$ 时, 磁子能级为 $m' = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$, 在热平衡状态下, 钠原子处于 $F = 2$ 的基态的概率为 $5/8$, 如图 1 所示^[6]。

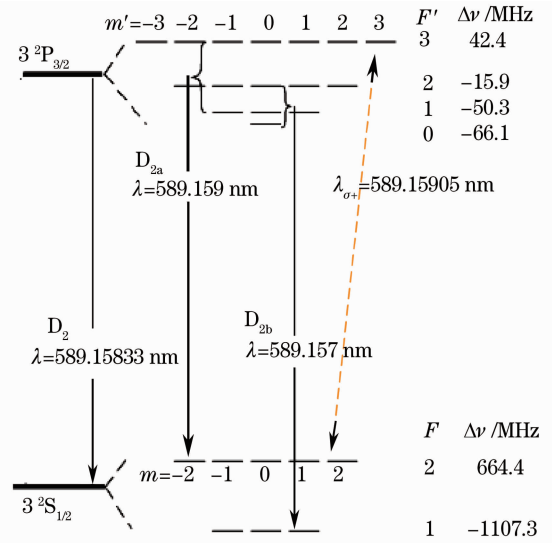


图 1 钠原子 D_2 线超精细结构以及 D_{2a} 与 D_{2b} 线跃迁的玻尔模型

Fig. 1 Bohr model for the Na D_2 line hyperfine structure and transition between D_{2a} and D_{2b}

根据 McClelland 等^[9-11]的研究, 采用右旋圆偏振光与钠原子作用会发生能级迁移, 其出现在激光与钠原子作用的很短时间(几十纳秒到 $1 \mu\text{s}$)后, 最终, 钠原子通过能级转移只在超精细结构的基态 $F=2, m=2$ [即 $3^2S_{1/2}(2, 2)$]与激发态 $F'=3, m'=3$ [即 $3^2P_{3/2}(3, 3)$]之间跃迁, 并且激发与衰减达到恒定。此过程可以用二能级模型来描述。

但是在实际的系统中, 钠原子的激发与衰减过程中存在窄带(带宽小于 1 MHz)激光的近共振^[12]和宽带(带宽大于 10 MHz)激光的共振激发, 这些过程能够使钠原子从 $F=2$ 的基态跃迁到 $F'=1$ 和 $F'=2$ 的激发态, 对于从 $F'=1$ 和 $F'=2$ 的激发态衰减到 $F=1$ 的基态, 其概率为 50% ^[4], 经过多次激发与衰减之后, 处于 $3^2S_{1/2}(2, 2)$ 态和 $3^2P_{3/2}(3, 3)$ 态的钠原子概率会逐渐小于 $5/8$ 。由于钠原子处于钠的 D_{2a} 线光场, 因此不能激发 $F=1$ 的基态(D_{2b} 线)共振跃迁到激发态, 结果导致 $3^2S_{1/2}(2, 2)$ 与 $3^2P_{3/2}(3, 3)$ 之间跃迁会被严重削弱, 使钠原子在较低的光强下较早地进入跃迁饱和。这种现象被称作“下抽运”。

在没有外磁场扰动的情况下, 大气中间层的钠层处于热平衡状态, 钠原子的速率分布满足麦克斯

韦速率分布律。当激光照射钠层时，钠原子相对于激光传播方向的运动会产生多普勒效应，其中窄带激光容易产生近共振，远离中心频率的钠原子吸收截面会减小，激发态概率也随之降低。

当一个钠原子吸收一个能量为 $h\nu$ 的光子时，会产生反冲效应，其动量改变量为 h/λ ，其中 h 为普朗克常量， ν 和 λ 分别为入射光光子的频率和波长，则质量为 m_{Na} 的钠原子的反冲速率为

$$v_r = h/(\lambda m_{\text{Na}}). \quad (1)$$

对于单一速率的钠原子系统，其反冲频移为 $\Delta f_D = v_r/\lambda$ ，取 $\lambda = 589 \text{ nm}$ ，计算可得 $v_r = 2.9461 \text{ cm/s}$ ， $\Delta f_D = 50 \text{ kHz}$ 。此时，吸收了光子的钠原子将会逐渐远离激光器，产生所谓的频率红移现象。

3 窄带激光的影响

3.1 窄带激光产生的反冲效应

根据麦克斯韦速率分布律，在热平衡状态下一定频率区间的钠原子数占钠原子总数的百分比可以表示为

$$\frac{dN_{\nu_D}}{N_t d\nu_D} = \lambda \sqrt{\frac{m_{\text{Na}}}{2\pi kT}} \exp[-m_{\text{Na}}(\lambda\nu_D)^2/2kT], \quad (2)$$

式中 m_{Na} 为钠原子质量， k 为玻尔兹曼常量， ν_D 为多普勒频移， $T = 200 \text{ K}$ 为钠层温度， N_t 为一定范围内总的钠原子数。对(2)式积分，可以得到归一化钠原子数随多普勒频移变化的关系为

$$N_{\nu_D} = \int \frac{dN_{\nu_D}}{N_t} = \int \frac{(4\ln 2/\pi)^{1/2}}{\delta\nu_D} \times \exp(-4\ln 2\nu_D^2/\delta\nu_D^2) d\nu_D. \quad (3)$$

若以 ν_D 为中心频率，则此速率区间的钠原子数目为

$$N_{\nu_D}(\Delta\nu_D) = \frac{(4\ln 2/\pi)^{1/2}}{\delta\nu_D} \exp(-4\ln 2\nu_D^2/\delta\nu_D^2) \Delta\nu_D, \quad (4)$$

式中取多普勒宽度 $\delta\nu_D = 1 \text{ GHz}$ ， $\Delta\nu_D$ 为一定速率区间的多普勒频移变化范围。图 2 中红色曲线表示热平衡态下 $\Delta\nu_D = 10 \text{ kHz}$ 、归一化钠原子数随多普勒频移的变化。

考虑圆偏振长脉冲或连续激光与钠原子作用下的共振激发，系统演化达到稳态后，可以得到二能级原子自发辐射的速率方程^[11]：

$$\frac{dp_2}{dt} = -\frac{p_2}{\tau} + \frac{I\sigma}{h\nu}(p_1 - p_2) = 0, \quad (5)$$

式中 p_2 为原子处于激发态的概率， p_1 为原子处于基态的概率， $p_1 + p_2 = 1$ ， I 为入射光强， τ 为激发态自发辐射时间，这里取 16 ns ， ν 为入射激光频率， σ 为散

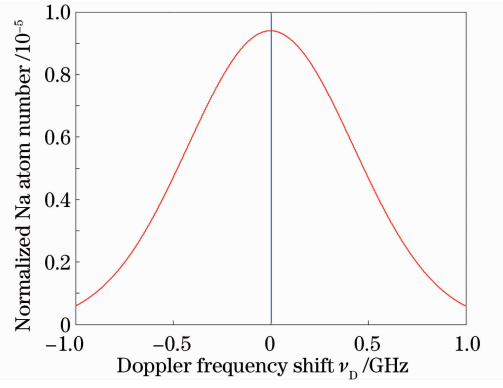


图 2 归一化钠原子数随多普勒频移的变化
Fig. 2 Normalized Na number versus Doppler frequency shift

射截面。考虑散射截面的洛伦兹分布以及钠原子的多普勒频移，可以得到

$$\sigma = \frac{\sigma_0(\delta\nu/2)^2}{(\nu - \nu_0 - \nu_D)^2 + (\delta\nu/2)^2}, \quad (6)$$

式中 σ_0 为共振截面， $\sigma_0 = 3\lambda^2/2\pi$ ， ν_0 为二能级原子跃迁的中心频率， ν_D 为钠原子热运动产生的多普勒频移， $\nu_D = \mathbf{v} \cdot \mathbf{k}/2\pi$ ， \mathbf{v} 为钠原子沿激光传输方向的速度， \mathbf{k} 为沿激光传输方向的波矢， $\delta\nu$ 为自然线宽， $\delta\nu = 1/(2\pi\tau)$ 。由 $p_1 + p_2 = 1$ ，联立(5)、(6)式，可以得到钠原子处于激发态的概率为

$$p_2 = \frac{I/2I_{\text{sat}}}{1 + 16[\pi\tau(\nu - \nu_0 - \nu_D)]^2 + I/I_{\text{sat}}}, \quad (7)$$

式中 I_{sat} 为饱和光强， $I_{\text{sat}} = \pi h\nu/(3\lambda^2\tau)$ 。由(7)式可知，对于窄带激光的发射要求 $\nu = \nu_0$ ，以实现激光与 $\nu_D = 0$ 钠原子的共振，此时钠原子处于激发态概率最高；对于 $\nu_D \neq 0$ 的钠原子，只能与光场发生近共振，此时激发态概率随多普勒频移的增大而减小。由(7)式可以进一步得到激发态钠原子的自发辐射速率为

$$R = p_2/\tau = \frac{I/2I_{\text{sat}}\tau}{1 + 16[\pi\tau(\nu - \nu_0 - \nu_D)]^2 + I/I_{\text{sat}}}. \quad (8)$$

在钠原子吸收光子的过程中，沿激光传输方向的波矢为 \mathbf{k} ，设钠原子吸收光子前速度为 \mathbf{v}_1 ，吸收光子后的速度为 \mathbf{v}_2 ，入射光子能量为 $h\nu$ ，激发态衰减辐射的能量为 $h\nu'_0 = E_2 - E_1$ ， E_1 表示基态能量， E_2 表示激发态能量，根据动量守恒，可以得到钠原子吸收光子前后动量变化

$$\Delta p = m_{\text{Na}}\mathbf{v}_2 - m_{\text{Na}}\mathbf{v}_1 = \hbar\mathbf{k}. \quad (9)$$

式中 $\hbar = h/2\pi$ 。根据(9)式，钠原子吸收光子后只改变了激光传输方向的动量，因此质量为 m_{Na} 的钠原子反冲速度为 $\mathbf{v}_r = \hbar\mathbf{k}/m_{\text{Na}}$ 。由于钠原子进入下一个

速率群,则多普勒频移 $\nu'_D = (\mathbf{v} + \mathbf{v}_r) \cdot \mathbf{k} / 2\pi$ 。此时激光与钠原子的共振频率 $\nu = \nu'_0 + \nu'_D$, 因此能够得到 $\nu - \nu'_0 = \pm \nu_D + h / (\lambda^2 m_{\text{Na}}) = \pm \nu_D + 50 \text{ kHz}$,

$$(10)$$

式中“ \pm ”当激光传输与钠原子运动同向时取“ $+$ ”, 反向时取“ $-$ ”。由(10)式可知, 由于反冲效应, 当钠原子吸收一个光子之后, 其多普勒频移会增加 50 kHz。这里没有考虑钠原子自发辐射产生的动量改变, 因为在钠原子自发辐射的过程中, 其辐射方向具有任意性, 经过钠原子吸收和辐射光子的多次

循环后^[7], 钠原子自发辐射产生的动量改变量为 0。

已知钠原子激发态自发辐射时间 $\tau = 16 \text{ ns}$, 在激光光场的作用下, $10 \mu\text{s}$ 时间内自发辐射 625 次, 参与作用的钠原子将会由图 2 中的低频向高频移动, 从而破坏了热平衡态下钠原子的归一化分布。随着时间的持续, 钠原子的激发态概率和自发辐射速率将会逐渐减小。根据以上窄带激光与钠层作用的分析, 图 3 模拟了不同光强 $I = 30, 63, 150 \text{ W/m}^2$ 作用下, 经过时间 $t = 10, 20, 30, 40, 50 \mu\text{s}$ 后的钠原子数的归一化分布。

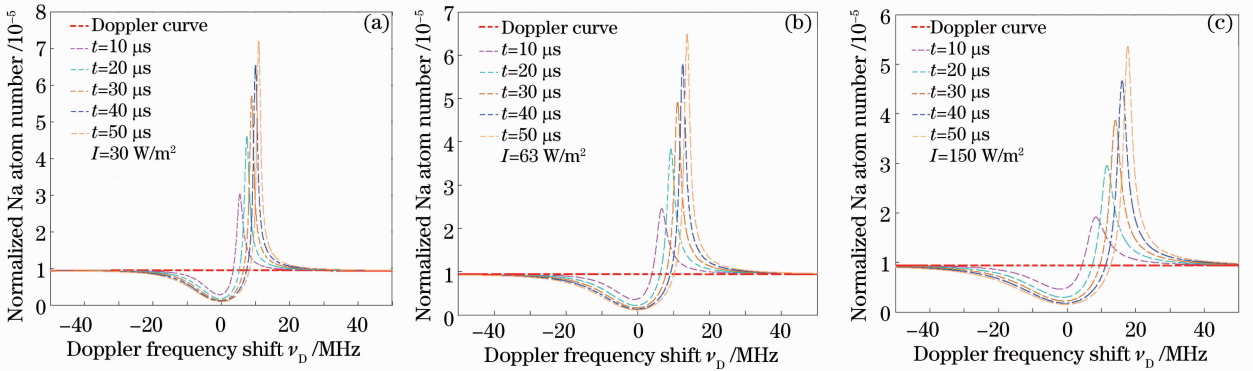


图 3 不同光强 $I = 30, 63, 150 \text{ W/m}^2$, 经过时间 $t = 10, 20, 30, 40, 50 \mu\text{s}$ 后钠原子数的归一化分布

Fig. 3 Normalized Na atom number distributions by $t = 10, 20, 30, 40, 50 \mu\text{s}$ when $I = 30, 63, 150 \text{ W/m}^2$

图 3 中红色虚线为热平衡态时钠原子数的多普勒分布。图中显示的多普勒频移区间为 100 MHz, 实际模拟的区间为 $-1 \sim 1 \text{ GHz}$ 。由图中的变化趋势可以看出, 随着激光光强的增大, 由反冲引起的多普勒频移(以下简称反冲频移)逐渐增大, 例如, 在 $t = 40 \mu\text{s}$ 时, $I = 30, 63, 150 \text{ W/m}^2$ 反冲峰值对应的频移分别为 10.08, 12.57, 16.1 MHz, 但是反冲频移的峰值却随之减小。而在相同的光强下, 反冲频移随时间的增加而增大, 即钠原子数逐渐在更高的多普勒频移区间上堆积。由于更多的钠原子远离中心频率, 造成钠原子的激发态概率和自发辐射速率

降低。

3.2 窄带激光产生的下抽运效应

由第 2 节的分析可知, 当窄带激光与钠原子作用时, 由于下抽运效应会导致原先处于二能级振荡的钠原子衰减到 $F = 1$ 的基态, 造成钠原子 $F = 2$ 基态丢失。在窄带激光与钠原子作用的过程中, 近共振是造成钠原子 $F = 2$ 基态丢失的主要原因。由图 1 可知造成下抽运效应的能级跃迁主要是 $F = 2$ 的基态到 $F' = 1$ 和 $F' = 2$ 激发态的跃迁, 对应的多普勒频移分别为 58.3 MHz 和 92.7 MHz。下抽运能级跃迁对应的激发态概率可以表示为

$$\begin{cases} p_{F=2 \rightarrow F'=2} = \frac{I/2I_{\text{sat}}}{1 + 16[\pi\tau(58.3 \times 10^6)]^2 + I/I_{\text{sat}}} \otimes \frac{I/2I_{\text{sat}}}{1 + 16[\pi\tau(58.3 \times 10^6 - \nu_D)]^2 + I/I_{\text{sat}}}, \\ p_{F=2 \rightarrow F'=1} = \frac{I/2I_{\text{sat}}}{1 + 16[\pi\tau(92.7 \times 10^6)]^2 + I/I_{\text{sat}}} \otimes \frac{I/2I_{\text{sat}}}{1 + 16[\pi\tau(92.7 \times 10^6 - \nu_D)]^2 + I/I_{\text{sat}}} \end{cases}, \quad (11)$$

式中 \otimes 表示对后一项进行最大值归一化后与前一项相乘。

图 4 给出了光强为 $I = 63 \text{ W/m}^2$ 时多普勒频移分别为 0, 58.3, 92.7 MHz 的激发态概率。

由图 4 可知 $F = 2$ 的基态到 $F' = 1$ 和 $F' = 2$ 激

发态的跃迁概率仅占总的激发态概率的 1%, 但是, 处于 $F' = 1$ 和 $F' = 2$ 激发态的钠原子衰减进入 $F = 1$ 的基态后, 将不会再次被光场激发, 且随着时间的持续, 原先与激发态 $F' = 3$ 共振的钠原子将越来越少。在没有光场激发 $F = 1$ 基态的情况下, 钠原

子通过碰撞能够再次部分地激发 $F = 1$ 的基态，以维持激发态的恒定。除此之外，空气的运动以及激

光光斑的漂移能够使新的钠原子进入激光照射范围内，对维持激发态的恒定也有一定的作用。

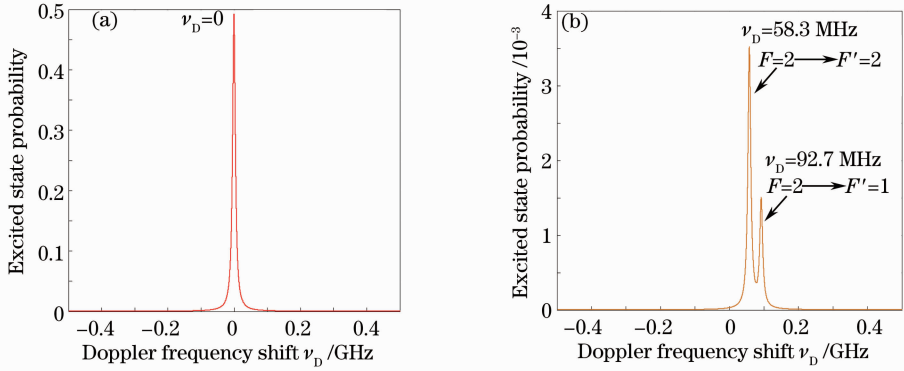


图4 光强为 $I=63 \text{ W/m}^2$ 时多普勒频移分别为(a) 0, (b) 58.3 MHz 和 92.7 MHz 的激发态概率

Fig. 4 Excited state probabilities when $I=63 \text{ W/m}^2$ at (a) $\nu_D=0$, (b) $\nu_D=58.3 \text{ MHz}$ and $\nu_D=92.7 \text{ MHz}$

在考虑反冲效应的情况下，假设钠原子下抽运的概率为 50%。图 5 模拟了不同光强 $I = 30, 63, 150, 400 \text{ W/m}^2$ 条件下，经过时间 $t = 50 \mu\text{s}$ ，钠原子数的归一化分布情况。

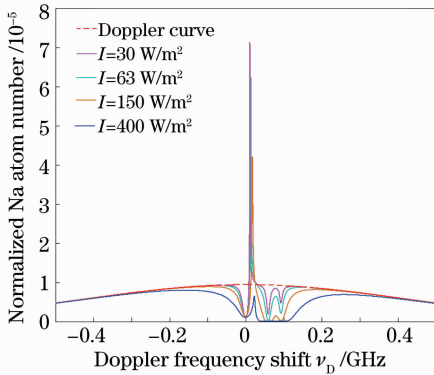


图5 不同光强 $I = 30, 63, 150, 400 \text{ W/m}^2$ ，经过时间 $t = 50 \mu\text{s}$ ，钠原子数的归一化分布

Fig. 5 Normalized Na atom number distributions by $t = 50 \mu\text{s}$ when $I = 30, 63, 150, 400 \text{ W/m}^2$

图 5 中红色虚线为热平衡态时钠原子数的多普勒分布，图中显示的多普勒频移区间为 1 GHz，实际模拟的区间为 2 GHz。从图中可以看出下抽运效应随光强的增大变得越来越严重，当光强 $I = 400 \text{ W/m}^2$ 时，不仅处于下抽运频移范围内的钠原子数迅速减少，同时，反冲频率峰值下降到热平衡态时钠原子数的多普勒分布曲线以下。图 6 进一步模拟了光强 $I = 150 \text{ W/m}^2$ 时，激光作用时间 $t = 10, 20, 30, 40, 100 \mu\text{s}$ 的钠原子数的归一化分布。

图 6 显示由于下抽运效应，相同光强下，随着时间的持续，陷入 $F = 1$ 基态的钠原子数逐渐增加。此时，由于可被激发的钠原子数越来越少，造成钠原子的激发态概率和自发辐射速率降低。

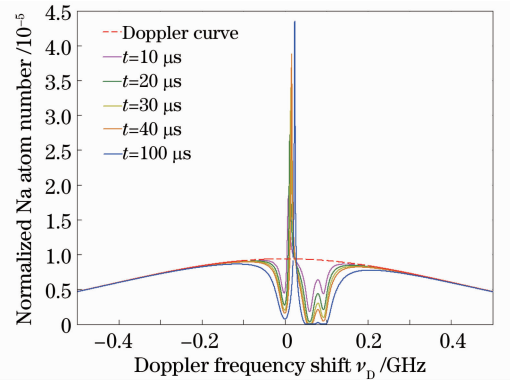


图6 光强 $I = 150 \text{ W/m}^2$ 时，经过时间 $t = 10, 20, 30, 40, 100 \mu\text{s}$ 钠原子数的归一化分布

Fig. 6 Normalized Na atom number distributions by $t = 10, 20, 30, 40, 100 \mu\text{s}$ when $I = 150 \text{ W/m}^2$

3.3 反冲和下抽运效应对钠原子自发辐射速率的影响

(8)式表示钠原子在 16 ns 内的自发辐射速率，经过一段时间后由于反冲和下抽运效应，钠原子的自发辐射速率会发生变化。为了研究反冲和下抽运效应对钠原子自发辐射速率的影响，采用数值计算的方法，先求出不同光强下被激发的钠原子数总和（这里采用百分数表示），然后除以总时间。由于钠原子的碰撞周期为 $100 \mu\text{s}$ ，当钠原子与其他原子发生碰撞时钠原子的运动状态会发生改变，因此总时间取 $100 \mu\text{s}$ ，则单位原子自发辐射速率表示为

$$R = 5/8 \sum_{j=1}^n \left\{ \sum_{i=1}^{\Gamma} N_{\nu_{D,i}}(\Delta\nu_D) \cdot \right.$$

$$\left. [p_{2i} - 0.5(p_{F=2 \rightarrow F'=2} + p_{F=2 \rightarrow F'=1})] \right\}_j / (n\tau), \quad (12)$$

式中 Γ 为速率群数， n 为自发辐射的次数， $N_{\nu_{D,i}}(\Delta\nu_D)$ 表示第 i 个速率群的钠原子数所占的百分比， p_{2i} 表示第 i 个速率群的激发态概率， $p_{F=2 \rightarrow F'=2}$ 和

$p_{iF=2 \rightarrow F'=1}$ 分别表示第 i 个速率群钠原子下抽运能级跃迁对应的激发态概率, $n\tau = 100 \mu\text{s}$ 。这里没有考虑钠原子激发态向 $F=1$ 基态的跃迁辐射的光子数。根据 Hillman 的分析, 钠原子由激发态向 $F=1$ 基态跃迁辐射的光子数很少(对应图 1 中 D_{2b} 线), 可以忽略不计。为了简化计算, 数值计算的多普勒频移范围取 $-1 \sim 1 \text{ GHz}$, $\Delta\nu_D = 10^4 \text{ Hz}$, 总共有 200001 个速率群。图 7 模拟了 $I=0 \sim 150 \text{ W/m}^2$, 单位原子经过时间 $100 \mu\text{s}$ 的自发辐射速率(用 \circ 表示), 并给出了数值拟合曲线(见红色曲线)。

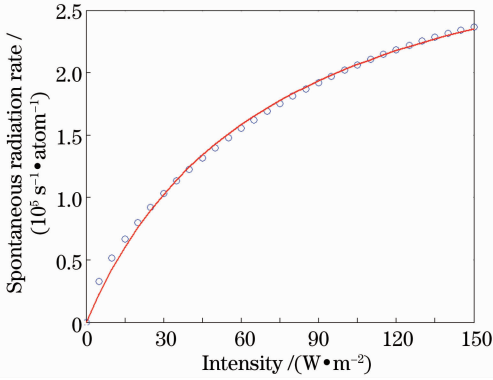


图 7 光强 $I=0 \sim 150 \text{ W/m}^2$, 经过 $100 \mu\text{s}$ 的钠原子的自发辐射速率和数值拟合曲线

Fig. 7 Na spontaneous radiation rate and numerical fitting curve by $100 \mu\text{s}$ when $I=0 \sim 150 \text{ W/m}^2$

由图 7 数值计算和曲线拟合的结果, 可以得到单位钠原子自发辐射速率为

$$R = 4.836 \times 10^3 \frac{I}{1 + I/72}. \quad (13)$$

根据(13)式, 再考虑由于地磁场造成的钠原子激发态概率的减少, 取影响因子为 $f = 1 - 0.6552 \sin \theta$ [13], 其中 θ 为激光传输方向与地磁场方向的夹角。在 Greenwood 大气湍流模式下, 取 $\theta = \pi/6$, 计算 20 W 连续激光垂直方向准直发射, 得到接收面上钠信标回波光子数平均值为 $2.095 \times 10^7 \text{ s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ 。采用激光导星布洛赫方程(LGSB)软件, 通过拟合钠信标回波光子平均通量函数 $\psi(I)$ [14-15], 得到相同条件下接收面上钠信标回波光子数平均值为 $2.085 \times 10^7 \text{ s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ 。两个计算结果存在约为 4.5% 的差值, 这是因为利用(13)式计算时没有考虑钠原子的扩散效应 [16-17], 同时地磁场的影响略小。与 Telle 等 [18] 的实验测量比较, 当时钠层柱密度约为 $8.4 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, 实验测量的钠信标回波光子数为 $314 \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{W}^{-1}$, (13)式的计算结果为 $327 \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{W}^{-1}$, 两个结果比较接近。因而可以证明(13)式的正确性。

4 宽带激光的影响

4.1 宽带激光的反冲效应

与窄带激光相比较, 为了实现激光与所有不同运动速率的钠原子的共振, 宽带激光(单模)的光强随着多普勒频移的变化呈现高斯分布:

$$I(\nu_D) = I_0 \frac{(4 \ln 2 / \pi)^{1/2}}{\delta\nu_D} \exp[-4 \ln 2 \nu_D^2 / (\delta\nu_D)^2], \quad (14)$$

式中 I_0 为总的入射光强, $\delta\nu_D$ 为光强分布对应的带宽, 则宽带激光与钠原子相互作用并达到稳态(恒定)时的激发态概率为

$$p_2(\nu_D) = \frac{I(\nu_D)/2I_{\text{sat}}}{1 + I(\nu_D)/I_{\text{sat}}}. \quad (15)$$

取 $I_0 = 63 \text{ W/m}^2$, 带宽 $\delta\nu_D = 500 \text{ MHz}$, 多普勒频移区间取 $-1 \sim 1 \text{ GHz}$ 。图 8 模拟了宽带激光与钠原子作用时钠原子激发态概率的分布(见红色曲线), 纵坐标为对数取值, 图中蓝色曲线为窄带激光与钠原子作用产生的钠原子激发态概率。

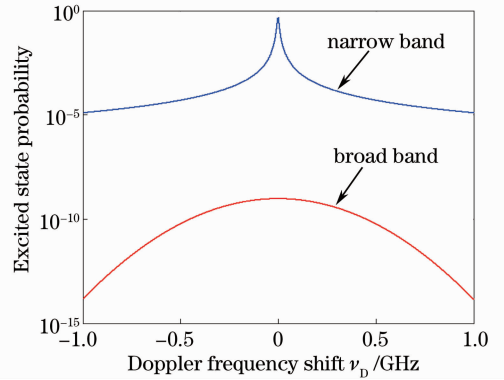


图 8 宽带与窄带激光产生的钠原子激发态概率

Fig. 8 Excited state probability of broad band and narrow band lasers

由图 8 可以看出在光强同为 $I_0 = 63 \text{ W/m}^2$ 时, 宽带 $\delta\nu_D = 500 \text{ MHz}$ 的激光作用下的激发态概率仅窄带的 10^{-7} 倍。因此在低的光强下, 宽带激光激发钠原子的效率很低, 减小带宽可以增大激发态概率。

当宽带激光与钠原子作用时, 由于钠原子要吸收光子而产生反冲效应, 每一个钠原子的反冲频移仍然约为 50 kHz 。对于一定频率宽度的速率群, 其激发态概率为

$$p_2(\Delta\nu_D) = \int p_2(\nu_D) d\nu_D = \int_{\nu_1}^{\nu_1 + \Delta\nu_D} \frac{I(\nu_D)/2I_{\text{sat}}}{1 + I(\nu_D)/I_{\text{sat}}} d\nu_D. \quad (16)$$

下面取光强的分布带宽 $\delta\nu_D = 40 \text{ MHz}$, 多普勒频移区间为 $-1 \sim 1 \text{ GHz}$, $\Delta\nu_D = 10^4 \text{ Hz}$, 总共有

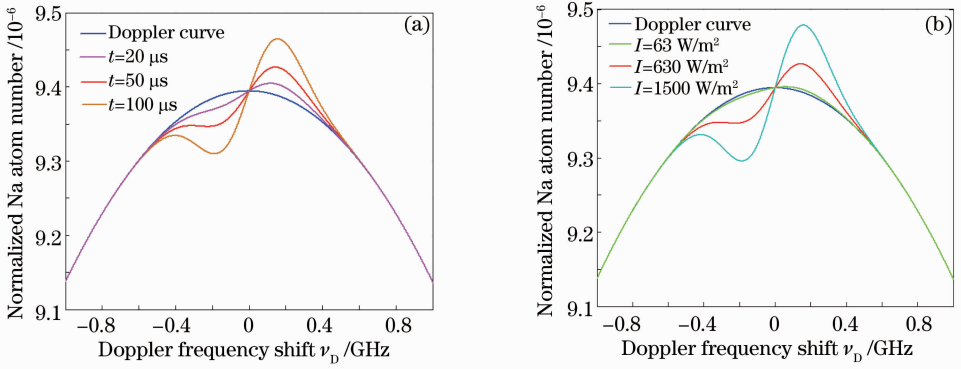


图9 (a) $I=630 \text{ W/m}^2$ 时, 经过时间 $t=20, 50, 100 \mu\text{s}$ 钠原子数的归一化分布; (b) 经过时间 $t=100 \mu\text{s}$, $I=63, 630, 1500 \text{ W/m}^2$ 钠原子数的归一化分布

Fig. 9 (a) Normalized Na atom number distributions by $t=20, 50, 100 \mu\text{s}$ when $I=630 \text{ W/m}^2$; (b) normalized Na atom number distributions by $t=100 \mu\text{s}$ when $I=63, 630, 1500 \text{ W/m}^2$

200001 个速率群。反冲效应造成的钠原子数归一化分布如图9所示, 图中蓝色曲线为热平衡态时钠原子数的多普勒分布。

由图9可以看出在相同光强下, 宽带激光与钠原子作用产生的反冲随时间增大而增大; 经过相同的时间, 反冲随入射光强的增大而增大。但光强较低时, 反冲效应不明显, 如图9(b)绿色曲线对应的饱和光强 $I_{\text{sat}} = 63 \text{ W/m}^2$ 的反冲。除此之外, 随着

激光带宽的增大, 反冲效应会越来越弱, 当激光带宽达到 2 GHz 时, 几乎没有反冲。与窄带激光产生的反冲效应(见图3)相比较, 可知宽带激光产生的反冲效应相对小很多, 反冲峰值相差一个数量级以上。

4.2 宽带激光的下抽运效应

宽带激光激发钠原子同样存在下抽运效应, 每个速率群从 $F=2$ 的基态到 $F'=2$ 和 $F'=1$ 激发态的跃迁概率表示为

$$\begin{cases} p_{F=2 \rightarrow F'=2}(\Delta\nu_D) = \int p_2(\nu_D) d\nu_D = \int_{\nu_1}^{\nu_1 + \Delta\nu_D} \frac{I(58.3 \times 10^6)/2I_{\text{sat}}}{1 + I(58.3 \times 10^6)/I_{\text{sat}}} \otimes p_2(58.3 \times 10^6 - \nu_D) d\nu_D \\ p_{F=2 \rightarrow F'=1}(\Delta\nu_D) = \int p_2(\nu_D) d\nu_D = \int_{\nu_1}^{\nu_1 + \Delta\nu_D} \frac{I(92.7 \times 10^6)/2I_{\text{sat}}}{1 + I(92.7 \times 10^6)/I_{\text{sat}}} \otimes p_2(92.7 \times 10^6 - \nu_D) d\nu_D \end{cases} \quad (17)$$

在考虑反冲效应的同时, 图10~12模拟了三种带宽 $\delta\nu_D = 40 \text{ MHz}, 100 \text{ MHz}, 1 \text{ GHz}$, 在不同光强下经过时间 $t=100 \mu\text{s}$ 产生的下抽运效应。

图10~12中, 蓝色曲线表示处于热平衡态的钠原子数的归一化分布。下抽运效应造成可被激发的钠原子数下降。在光强相同的情况下, 带宽增大会造成更多的钠原子陷入 $F=1$ 的基态; 在带宽相同的情况下, 入射光强越大, 可被激发的钠原子数丢失也越多。因此, 反冲和下抽运效应降低了钠原子的激发态概率, 减小了钠原子激发态的自发辐射速率。

4.3 反冲和下抽运效应对钠原子自发辐射速率的影响

采用与(13)式相同的形式计算宽带激光造成的自发辐射速率变化, 图13模拟了 $I=0 \sim 1500 \text{ W/m}^2$, 单位原子在 $100 \mu\text{s}$ 中的自发辐射速率变化(用○表

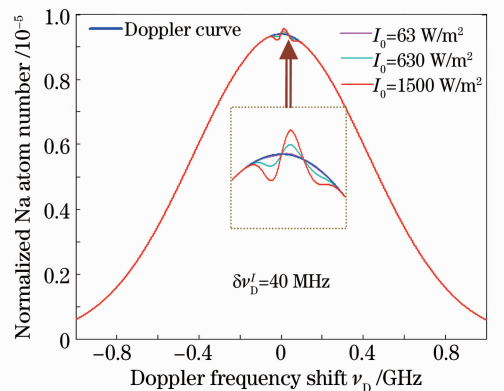


图10 激光带宽 $\delta\nu_D = 40 \text{ MHz}$ 时, 下抽运效应与钠原子数的归一化分布

Fig. 10 Downpumping effects and normalized Na atom number distributions when $\delta\nu_D = 40 \text{ MHz}$

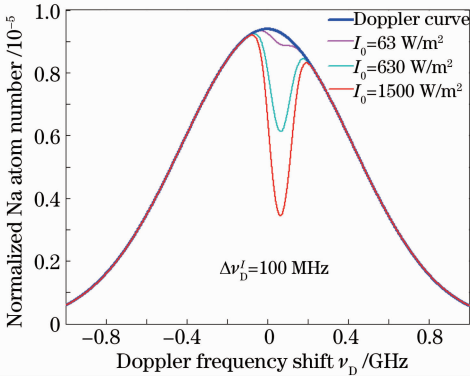


图 11 激光带宽 $\delta\nu'_b = 100$ MHz 时,下抽运效应与钠原子数的归一化分布

Fig. 11 Downpumping effects and normalized Na atom number distribution when $\delta\nu'_b = 100$ MHz

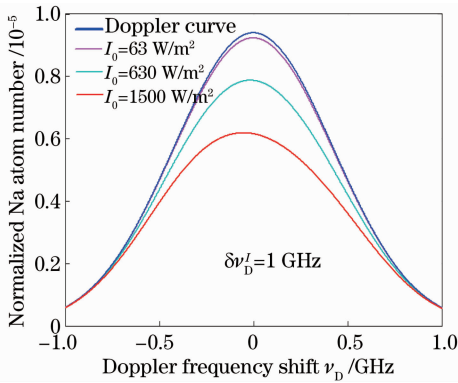


图 12 激光带宽 $\delta\nu'_b = 1$ GHz 时,下抽运效应与钠原子数的归一化分布

Fig. 12 Downpumping effects and normalized Na atom number distribution when $\delta\nu'_b = 1$ GHz

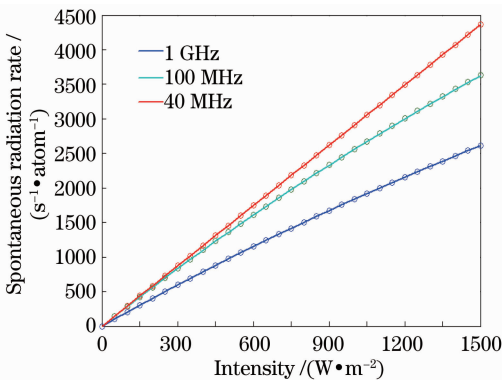


图 13 激光带宽 $\delta\nu'_b = 40$ MHz, 100 MHz, 1 GHz 时,钠原子的自发辐射速率曲线

Fig. 13 Curves of Na spontaneous radiation rate when $\delta\nu'_b = 40$ MHz, 100 MHz, 1 GHz

示),并给出了激光带宽 $\delta\nu'_b = 40$ MHz、100 MHz、1 GHz 的数值拟合曲线,分别对应红色、绿色、蓝色曲线。

由图 13 可以看出,钠原子的自发辐射速率随带

宽的增大而减小。宽带激光产生的自发辐射速率比窄带激光产生的自发辐射速率小很多,图中 40 MHz 带宽激光产生的自发辐射速率大约是窄带的 1/50。这种情况对于低功率的宽带激光是不利的,但是对于高功率的宽带激光有利,因为带宽很小的激光激发钠原子的激发态概率容易受到饱和光强的影响,而带宽较宽的激光将能量按照频率分配,有效地降低了激光能量的峰值。以上三种带宽对应的自发辐射速率拟合关系式为

$$R_{40 \text{ MHz}} = 2.909I, \quad (18)$$

$$R_{100 \text{ MHz}} = \frac{2.8921I}{1 + 1.3066 \times 10^{-4}I}, \quad (19)$$

$$R_{1 \text{ GHz}} = \frac{2.0644I}{1 + 1.2364 \times 10^{-4}I}. \quad (20)$$

同样的 20 W 激光,垂直地面准直发射,考虑地磁场造成的影响因子 $f = 1 - 0.6552\sin\theta$,取 $\theta = \pi/6$,在 Greenwood 大气湍流模式下,计算三种带宽下 20 W 连续激光激发的钠信标回波光子的平均值分别为 4.0791×10^4 、 3.9727×10^4 、 $2.8388 \times 10^4 \text{ s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ 。因此,对于低能量的连续激光,光谱展宽是不利的,这与 d'Orgeville 等^[19]的研究结论类似。但是,宽带激光具有高光强不易产生饱和、反冲效应很小等优势,这些特点对于一定条件下脉冲激光激发钠信标获得回波光子的有利的。

5 结 论

根据激光与钠原子作用二能级模型,研究了圆偏振激光与大气中间层钠原子作用时,反冲和下抽运效应对钠原子激发态概率和自发辐射的影响,通过数值计算和曲线拟合得到了钠原子自发辐射速率关系式。研究所得结论如下:

1) 对于低能量的激光,窄带的连续激光有利于激发更多的回波光子的数,但是其反冲和下抽运效应比宽带激光严重。

2) 无论是窄带还是宽带激光,反冲和下抽运效应都会减小钠原子的激发态概率和自发辐射速率;相同低功率的连续激光,宽带激光(单模)与钠原子作用产生的钠原子自发辐射速率比窄带小很多。

3) 尽管宽带连续(单模)激光激发钠信标回波光子的数较少,但是它具有不易饱和、反冲效应小的优点,因而有利于一定条件下脉冲激光与钠原子的作用。

总之,在研究激光激发钠信标回波光子的数时,要考虑窄带和宽带激光与钠原子作用产生的反冲和下

抽运效应,适当利用两者的优点,在不同的条件下有可能获得更多的回波光光子数。

参 考 文 献

- 1 S Thomas, T Fusco, A Tokovinin, *et al.*. Comparison of centroid computation algorithms in a Shack-Hartmann sensor [J]. *Mon Not R Astron Soc*, 2006, 371(1): 323–336.
- 2 Genrui Cao, Xin Yu. Accuracy analysis of a Hartmann-Shack wavefront sensor operated with a faint object [J]. *Opt Eng*, 1994, 33(7): 2331–2335.
- 3 Yu Yuhua, Dong Wende, Xu Zhihai, *et al.*. Method for blurred image restoration based on Hartmann-Shack wavefront sensor [J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, 32(8): 0828005.
余玉华, 董文德, 徐之海, 等. 基于哈特曼-夏克波前传感器的模糊图像复原方法[J]. *光学学报*, 2012, 32(8): 0828005.
- 4 Edward Kibblewhite. The physics of the sodium laser guide star: predicting and enhancing the photon returns[C]. *Advanced Maui Optical and Space Surveillance Technologies Conference*, 2009. E33.
- 5 S M Rochester, A Otarola, C Boyer, *et al.*. Modeling of pulsed laser guide stars for the thirty meter telescope project [J]. *J Opt Soc Am B*, 2012, 29(8): 2176–2188.
- 6 P D Hillman, J D Drummond, C A Denman, *et al.*. Simple model, including recoil, for the brightness of sodium guide stars created from CW single frequency lasers and comparison to measurements [C]. *SPIE*, 2008, 7015: 70150L.
- 7 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.
- 8 R Holzlohner, S M Rochester, D Bonaccini Calia, *et al.*. Optimization of CW sodium laser guide star efficiency [J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2010, 510: A20.
- 9 J J McClelland, M H Kelley. Detailed look at aspects of optical pumping in sodium [J]. *Phys Rev A*, 1985, 31(6): 3704–3710.
- 10 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.
- 11 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 [C]. *SPIE*, 2009, 7476: 74760P.
- 12 Zou Yinghua, Sun Taoting. *Laser Physics* [M]. Beijing: Peking University Press, 1991. 140–145.
邹英华, 孙駒亭. *激光物理学* [M]. 北京: 北京大学出版社, 1991. 140–145.
- 13 Jack Drummond, Steve Novotny, Craig Denman, *et al.*. The sodium LGS brightness model over the SOR [C]. *AMOS Technical Conference*, 2007.
- 14 Liu Xiangyuan, Qian Xianmei, Liu Dandan, *et al.*. Influencing factors and numerical simulations for the number of return photons from sodium laser beacon [J]. *Chinese J Lasers*, 2013, 40(6): 0613001.
刘向远, 钱仙妹, 刘丹丹, 等. 激光钠信标荧光回波光光子数的影响因素及其数值模拟[J]. *中国激光*, 2013, 40(6): 0613001.
- 15 Liu Xiangyuan, Qian Xianmei, Cui Chaolong, *et al.*. Numerical simulation of return photons number of sodium laser beacon in the atmospheric turbulence [J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(2): 0201001.
刘向远, 钱仙妹, 崔朝龙, 等. 大气湍流中激光钠信标回波光光子数的数值模拟[J]. *光学学报*, 2013, 33(2): 0201001.
- 16 Liu Jun, Wu Pengli, Gao Ming. Wander and spreading of polarized and partially coherent laser propagation on slant path in turbulence atmosphere [J]. *Chinese J Lasers*, 2012, 39(10): 1013001.
刘 钧, 吴鹏利, 高 明. 偏振部分相干激光斜程湍流大气传输的漂移扩展[J]. *中国激光*, 2012, 39(10): 1013001.
- 17 Zhai Chao, Wu Feng, Yang Qingbo, *et al.*. Simulation research of laser beam atmospheric propagation in free-space optical communication [J]. *Chinese J Lasers*, 2013, 40(5): 0505004.
翟 超, 武 凤, 杨清波, 等. 自由空间光通信中大气光束传输数值模拟研究[J]. *中国激光*, 2013, 40(5): 0505004.
- 18 John Telle, Jack Drummond, Paul Hillman, *et al.*. Simulations of mesospheric sodium guidestar radiance [C]. *SPIE*, 2008, 6878: 68780G.
- 19 Celine d'Orgeville, François Rigaut, Brent L Ellerbroek, *et al.*. LGS AO photon return simulations and laser requirements for the Gemini LGS AO program [C]. *SPIE*, 2000, 4007: 131–141.

栏目编辑: 王晓球