

文章编号: 1001-3806(2008)02-0171-03

用共振激光雷达探测热层氦浓度的数值模拟

张庆国, 贺 健

(河南科技大学 理学院, 洛阳 471003)

摘要: 为了分析激光雷达探测热层氦浓度的回归信号和信噪比, 采用理论分析和计算机模拟的方法, 得到了峰值有效后向散射截面的数量级约为 10^{-17}m^2 的结果; 在忽略背景噪声和考虑背景噪声的情况下, 数值模拟研究了其回归信号的大小。结果表明, 目前探测系统的信噪比是比较小的, 要提高系统的信噪比, 就要降低分辨率范围 Δz 和延长积分时间 τ 。这一结果对激光雷达探测热层氦浓度有帮助。

关键词: 大气与海洋光学; 共振激光雷达; 数值模拟; 后向散射截面; 佛克脱线型

中图分类号: P412.25; TN958.98 文献标识码: A

Numerical simulation for the detection of He density in the atmosphere by resonant lidar

ZHANG Qing-guo, HE Jian

(School of Science, Henan University of Science and Technology, Luoyang 471003, China)

Abstract In order to analyze the back signals and the signal-to-noise ratio for the detection of He density in the atmosphere by means of resonant lidar, the effective backscattering cross section of about 10^{-17}m^2 was obtained after computer simulation. The size of the back signal was analyzed through numerical simulation with neglecting and considering the background signal respectively. Results showed that the signal-to-noise ratio for current system was low, and that the range of the resolving power Δz should be decreased and the integral time τ should be extended in order to improve the signal-to-noise ratio. These results are helpful for the detection of He density in the atmosphere by means of resonant lidar.

Key words atmospheric and ocean optics; resonant lidar; numerical simulation; backscattering cross section; Voigt profile

引 言

利用遥感仪器观测亚稳态 He I 1083nm 辐射线已有很长时间。早期人们认为这条谱线只从太阳发出, 后来从遥远星体也观测到这条辐射线。天文学家从此辐射线反演星体的速度、温度、成分等。最近, 人们利用气辉观察到被热成层散射的太阳 1083nm, 388.9nm 和 318.8nm 的共振辐射线^[1]。据此, 作者可以估计大气热成层氦的浓度。这种方法用 F-P 干涉仪来实现, 并取得了初步的结果。

随着激光技术和探测技术的发展^[2-8], 人们利用共振激光雷达来探测热成层氦的浓度。首先要根据共振激光雷达方程研究回归信号的大小, 一方面分析此方法的可行性, 另一方面为实践探测提供必要的技术参数。

根据共振激光雷达方程, 有效后向散射截面是一个重要的量, 所以首先对其进行较深入的理论研究。

以前有文献报道, 假定谱线展宽为高斯线型, 计算有效散射截面的大小。由于作者在前期有关于佛克脱线型的研究, 将不忽略碰撞展宽, 对最接近实际的佛克脱线型的共振辐射线的有效散射截面和回归信号进行理论计算和数值模拟^[4,6]。

1 亚稳态氦辐射线

亚稳态氦 1083nm 辐射线实际上由 3 条非常接近的辐射线 1083.034nm, 1083.025nm 和 1082.908nm 组成。这些辐射线产生于氦 $2^3\text{P}-2^3\text{S}$ 的电子跃迁。图 1 显示了组成 1083nm 辐射线的各独立的辐射线^[7]。图

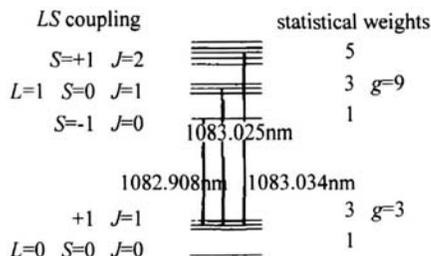


Fig 1 The individual lines that make up the 1083nm triplet line
中, L 表示轨道角动量, S 表示自旋角动量, J 表示总角

作者简介: 张庆国 (1959-), 男, 副教授, 研究方向为光学探测。

Email: hejian405@163.com

收稿日期: 2007-01-22 收到修改稿日期: 2007-02-12

动量, g 表示统计权重。

2 共振辐射线的有效后向散射截面的计算

在短激光脉冲和无自发辐射的条件下, 有效后向散射系数可以表示为^[8]:

$$\sigma_{\text{eff}}(\nu_1) = \frac{\sigma_V \sigma_0}{\sqrt{\sigma_V^2 + \sigma_1^2}} \exp[-(\nu - \nu_0)^2 / (2\sigma_V^2 + \sigma_1^2)] \quad (1)$$

式中, ν 为辐射频率, ν_0 为辐射中心频率, σ_V 为佛克脱半峰全宽, σ_0 为峰值后向散射截面:

$$\sigma_0 = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_V} \frac{e^2}{4\epsilon_0 m c} f \quad (2)$$

式中, ϵ_0 为真空电容率, e 为电子电荷, m 为电子质量, c 为光速, f 为碰撞强度:

$$f = \frac{\epsilon_0 m c g_2}{2\pi e^2 g_1} \frac{\lambda_0^2}{\tau_{21}} \quad (3)$$

式中, τ_{21} 为激发态寿命, g_2 和 g_1 分别为激发态和低能态的统计权重。

σ_1 为激光线宽, ν_1 表示频率域的激光半峰全宽。

由下式给出:

$$\sigma_1 = \frac{\Delta\nu_1}{\sqrt{8\ln 2}} = \frac{\Delta\nu_1}{2.355} \quad (4)$$

佛克脱线型是高斯线型和洛伦兹线型的卷积, 其半峰全宽 σ_V 与高斯线型和洛伦兹线型半峰全宽的关系比较复杂。但是以下经验公式经常得到应用, 而且其误差较小, 在 0.01% 以内^[9]:

$$\sigma_V = \frac{1}{2} (1.0692\sigma_L + \sqrt{0.86639\sigma_L^2 + 4\sigma_G^2}) \quad (5)$$

式中, σ_L 和 σ_G 分别为洛伦兹半峰全宽和高斯半峰全宽, 它们一般可以表示为^[9]:

$$\sigma_L = 2r_{\text{air}} \sqrt{\frac{296}{T} p} \quad (6)$$

$$\sigma_G = \nu_0 (7.1623 \times 10^{-7}) \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (7)$$

式中, T 为绝对温度, p 为压强, r_{air} 为空气展宽系数, M 为研究气体的分子量。

实际计算中, 热成层为 80km ~ 800km, 温度一般在 1125K ± 375K。由于温度较高, 氢原子和周围大气粒子碰撞的几率增大, 不能忽略碰撞展宽, 所以在热成层的高度范围, 假定大气压强为 131722.5Pa。对于氢, 其分子量 $M = 4\text{g/mol}$ 。根据 (6) 式和 (7) 式可以计算出洛伦兹半峰全宽和高斯半峰全宽分别为 $1.34 \times 10^5\text{Hz}$ 和 $3.33 \times 10^9\text{Hz}$ 。根据 (5) 式计算得到的佛克脱半峰全宽为 $3.302 \times 10^9\text{Hz}$ 。可见, 在很低的气压下, 碰撞加宽几乎是可忽略的。但随着气压的增大, 碰撞加宽的作用将会越来越明显。激发态寿命 $\tau_{21} =$

$1/A_{21} = 9.785 \times 10^{-8}\text{s}$, g_2/g_1 对于 1083.034nm, 1083.025nm 和 1082.908nm 3 条谱线分别为 5/3, 3/3, 1/3 而对于这 3 条谱线, 佛克脱半峰全宽也有差别, 但是差别非常小, 可以忽略不计。那么其峰值后向散射系数分别为 $9.32 \times 10^{-17}\text{m}^2$, $5.59 \times 10^{-17}\text{m}^2$, $1.86 \times 10^{-17}\text{m}^2$ 。当波长范围在 1082.8nm 到 1083.2nm 之间即波数范围在到之间时, 作出对于 1083.034nm, 1083.025nm 和 1082.908nm 3 条谱线后向散射系数随波数的变化曲线, 如图 2 所示。其中峰值后向散射系

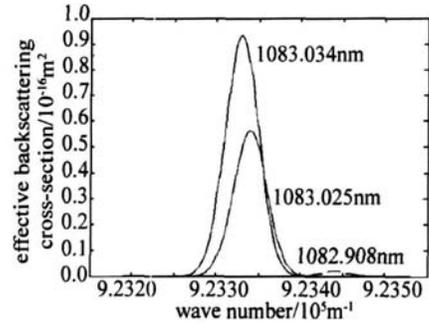


Fig 2 Relationship of the effective backscattering cross-section of He I 1083nm and the wave number

数最大的为 1083.034nm 这条谱线, 其次为 1083.025nm 这条谱线, 峰值后向散射系数最小的为 1082.908nm 这条谱线。

一般在计算中, 都假定激光线宽为 1GHz, 比佛克脱线型半峰全宽小 3 个数量级, 基本可以忽略。那么根据 (1) 式, 其有效后向散射截面的表达式和后向散射截面的表达式完全相同, 则此时图 2 也代表了 1083.034nm, 1083.025nm 和 1082.908nm 3 条谱线有效后向散射系数随波数的变化曲线图。但是随着激光线宽的增大, 或者佛克脱线型半峰全宽的减小, 有效后向散射截面将受激光线宽的影响越来越大, 具体由 (7) 式给出。其中, 有效后向散射截面峰值由高到低分别为 1083.034nm, 1083.025nm 和 1082.908nm 3 条谱线, 计算的有效后向散射截面峰值约为 10^{-17}m^2 。

3 共振激光雷达回归信号的计算

共振激光雷达方程一般表示为:

$$N_t = (\eta T_a^2) \cdot \left[\frac{P_1 \tau}{hc/\lambda} \right] \left[\frac{A_r}{4\tau z^2} \right] \cdot N_s + N_b \cdot \tau \quad (8)$$

式中, N_t 为探测器上期望的总光子数, N_s 为期望的信号光子数, 由下式给出:

$$N_s = \sigma_{\text{eff}} \cdot \rho(\theta) \cdot \Delta z \quad (9)$$

在 (8) 式和 (9) 式中, η 为量子效率, T_a 为单程透过率, P_1 为激光能量, τ 为积分时间, h 为普朗克常数, c 为光速, λ 为激光波长, σ_{eff} 为有效后向散射截面, $\rho(\theta)$ 为亚稳态氢浓度与太阳天顶角的关系, θ 为天顶角, Δz 为分辨范围, A_r 为望远镜孔径面积, z 为氢高度, N_b 为背景

噪声和暗电流光子数。

(8)式和(9)式的物理意义也是非常明显的。(8)式中,两项和分别为信号光子数和背景光子数。信号光子数中,第1项为探测仪器和大气的损耗,第2项积分时间内光子数效率,第3项为接收孔径的立体角,第4项为信号光子数。

其中,根据实验所得氦浓度与太阳天顶角关系的数据,对400km,500km,600km,和700km高度分别作线性拟合,得到氦浓度作为太阳天顶角的函数表达式^[7]:

$$\begin{cases} 400\text{km}: \rho(\theta) = -0.06(\theta) + 6.42 \\ 500\text{km}: \rho(\theta) = -0.11(\theta) + 12.36 \\ 600\text{km}: \rho(\theta) = -0.11(\theta) + 11.72 \\ 700\text{km}: \rho(\theta) = -0.09(\theta) + 9.44 \end{cases} \quad (10)$$

其单位为 cm^{-3} ,但是这些关系式仅当太阳天顶角在 $90^\circ \sim 105^\circ$ 范围内有效。

为了完成计算,系统参数可以取下列值:量子效率 $\eta = 1\%$,单程透过率 $T_a = 85\%$,对于窄带连续波 1083nm 激光器, $P_1 = 8\text{W}$,积分时间 $\tau = 1\text{min}$, $\Delta z = 1\text{km}$,望远镜孔径面积 $A_r = 1\text{m}^2$,激光波长 $\lambda = 1083.032\text{nm}$, $\sigma_{\text{eff}} = 5.60 \times 10^{-17}\text{m}^2$,先假定背景噪声和暗电流 $N_b = Q$ 回归信号随天顶角的变化曲线见图 3。

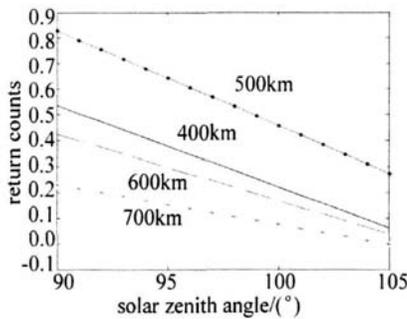


Fig 3 The returned signal neglecting the background noise

考虑背景噪声和暗电流引起的噪声光子数,根据参考文献,噪声光子数和天顶角之间有如下的近似关系^[10],其误差大约为 30%:

$$N_b = 255e^{-0.97(\theta-95)} \quad (11)$$

而且当天顶角大于 60° 时背景噪声和暗电流引起的噪声光子数近似为 116 ± 11 ,那么根据(8)式~(11)式,给回归信号加上一平均值为 116 的随机信号,作出的 400km 回归信号随天顶角的变化曲线,见图 4 其它高度作出的曲线和图 4 相似。

从图 4 可以看出,采用(11)式的模型,回归信号的平均值在 3000 附近,所以噪声和暗电流的光子数是比较大的,比信号光子数几乎大 4 个数量级,故针对目前这些系统参数而言,信噪比是非常小的。利用激光雷达探测热成层氦密度仍然是一个具有挑战性的问题。根据(8)式和(9)式,要提高系统的信噪比,就要

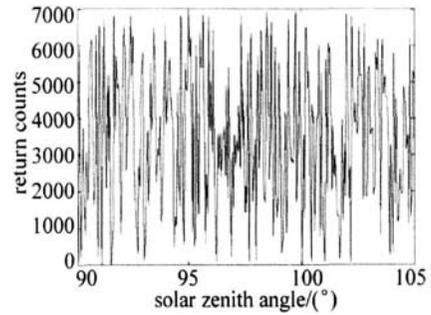


Fig 4 The returned signal considering the background noise at 400km 降低分辨率范围 Δz 和延长积分时间 τ

4 结论

考虑到碰撞展宽,理论上研究了佛克脱线型(高斯线型和洛伦兹线型的卷积)He I 1083nm 的有效后向散射截面,给出了有效后向散射截面的曲线及其峰值。在此基础上,根据共振激光雷达方程,在忽略背景噪声和考虑背景噪声的情况下,数值模拟研究了其回归信号的大小,说明回归信号的光子数比较大,但是噪声和暗电流的光子数非常大,要提高系统的信噪比,就要降低分辨率范围 Δz 和延长积分时间 τ

参考文献

- [1] KERR R, NOTO J, LANCASTER R S, *et al* Fabry-Perot observations of helium 10830 Å emission at Millstone Hill [J]. *Geophysics Research Letters*, 1996, 23(22): 3239-3242.
- [2] LU H Sh, LU B. Latest development of laser Doppler technique in vibration measurement [J]. *Laser Technology*, 2002, 29(1): 176-179 (in Chinese).
- [3] QING J, LIAO G X, WANG X Sh, *et al* Study on the flow field of water mist with laser Doppler [J]. *Laser Technology*, 2001, 25(4): 297-301 (in Chinese).
- [4] HE J, ZHANG Ch M. The accurate calculation of the Fourier transform of the pure Voigt function [J]. *Journal of Optics*, 2005, 7(9): 613-616.
- [5] HE J, ZHANG Q G. The calculation of the resonance escape factor of helium for Lorentz and Voigt profiles [J]. *Phys Lett*, 2006, 359(4): 256-260.
- [6] HE J, ZHANG Ch M, TANG Y H, *et al* The principle analysis of passive detection of upper atmospheric wind field of the Lorentzian profile [J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, 25(5): 577-580 (in Chinese).
- [7] GERRARD A J, KANE T J, MEEBEL D D, *et al* Investigation of a resonance lidar for measurement of thermospheric metastable helium [J]. *Journal of Atmosphere and Solar-Terrestrial Physics*, 1997, 59(16): 2023-2035.
- [8] BISHOP J, LNK R. Metastable He 1083nm intensities in the twilight A: Reconsideration [J]. *Geophysics Research Letters*, 1993, 20(11): 1027-1030.
- [9] MA W G, YIN W B, HUANG T, *et al* Analysis of gas absorption coefficient at various pressures [J]. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 2004, 24(2): 135-137 (in Chinese).
- [10] THAYER J P, NIELSON N B, WARREN R, *et al* Rayleigh lidar system for middle atmosphere research in the arctic [J]. *Optics Engineer*, 1997, 36(7): 2045-2061.