

研究简报

几种激光探测大气消光系数方法的比较

周诗健 陶丽君 朱文琴*

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文根据香河综合观测资料,讨论了几种计算大气消光系数的方法。结果表明,以激光地面水平探测的 k_0 作为整个探测路径上的消光系数与后向散射系数之比,在低层层结稳定的情况下将造成较大误差,而结合太阳光谱观测资料的分析计算方法以及根据激光扫角探测在消光量分层均匀假定下的计算方法结果较好。

一、引 言

消光系数是大气光学性质的重要参量,它与气溶胶的物理特性有着密切联系,消光系数的空间分布在一定程度上能够反映大气运动和状态的变化。用激光雷达在地面遥感探测消光系数的垂直分布是比较简单而有效的方法。

激光雷达方程中存在着消光系数 σ 和后向散射系数 β_s 两个未知量,要由激光探测结果定量求取消光系数,必须在两者间引进一个新的关系式,或者根据观测作人为假定,或者由其它实验取得更多的信息,这方面已有一些尝试^[1-3]。

1978年秋季在河北省香河县进行了综合观测,其中激光观测使用1号激光气象探测仪^[4],性能基本与前相同。观测期间,每日于北京时7、11、15和19时进行四次观测,每次有0、5.75、14.5、30、45、60、81.7共7个仰角的探测资料。由于白天进行观测,天空背景噪声较强,大气回波距离一般只能测至3公里,偶尔可达5公里。本文就这次综合观测取得的部分资料,探讨几种计算激光探测大气消光系数的方法,以及它们的实用情况。

二、基本方程

常用大气探测激光雷达方程为

$$V(r) = \frac{C_A \beta_s(r)}{r^2} \cdot T^2(r) \quad (1)$$

式中, $V(r)$ 为接收到探测距离 r 处的激光大气回波值; $\beta_s(r)$ 为 r 处大气的体后向散射

1980年3月3日收到初稿,5月16日收到修改稿。

* 张东光参加了部分观测工作。

系数; C_A 为仪器常数; 且有

$$T^2(r) = \exp \left[-2 \int_0^r \sigma(r') dr' \right] \quad (2)$$

为 r 距离往返路径上的大气透过率, $\sigma(r)$ 为 r 处的大气消光系数.

将(2)对路径 r 求微商, 则有

$$\frac{dT^2(r)}{dr} = -2\sigma(r)T^2(r) \quad (3)$$

如引进普遍关系式

$$\sigma(r) = k(r)\beta_\pi(r) \quad (4)$$

则(3)式两端积分可得

$$T^2(r) = 1 - 2 \int_0^r \frac{k(r')V(r')r'^2}{C_A} dr' \quad (5)$$

如积分下限取 r_0 , 则有

$$T^2(r) = T^2(r_0) - 2 \int_{r_0}^r \frac{k(r')V(r')r'^2}{C_A} dr' \quad (6)$$

(5)或(6)式是很重要的结果, 它将大气透过率与激光探测值联系起来. 显然, 积分项表示大气的消光情况, 回波值越大, 消光越大.

(6)式代入(1)式, 则得

$$\beta_\pi(r) = \frac{V(r)r^2}{C_A} \left/ \left[T^2(r_0) - 2 \int_{r_0}^r \frac{k(r')V(r')r'^2}{C_A} dr' \right] \right. \quad (7)$$

$$\sigma(r) = \frac{k(r)V(r)r^2}{C_A} \left/ \left[T^2(r_0) - 2 \int_{r_0}^r \frac{k(r')V(r')r'^2}{C_A} dr' \right] \right. \quad (8)$$

上式中 $k(r)$ 是路径的函数, 一般是未知的, $k(r)$ 值亦取决于气溶胶的谱分布、成分等因素, 通常采用 $k(r)$ 为常数, 或分段为常数的假定进行计算.

三、假定消光量分层均匀的计算方法

采用某高度 h 上水平均一, 且路径上 k 为常数的假定, 则用扫角探测法根据下式

$$\ln V(r)r^2 = \ln C_A \beta_{\pi h} - 2 \csc \theta \int_0^h \sigma(z') dz' \quad (9)$$

以作图法可求得 $0-h$ 高度区间内的光学厚度 $\tau(h) = \int_0^h \sigma(z') dz'$, 式中 θ 为扫描仰角, $\beta_{\pi h}$ 为 h 高度上的后向散射系数. 但在很多情况下, 不满足各高度上水平均一的条件, 因此在以 $\ln V(r)r^2$ 和 $\csc \theta$ 为纵、横轴的坐标中, 各点与直线偏离较大, 得不到可靠结果.

作为对上述假定的一个改进, 我们可以假定在某一高度区间内光学厚度不变, 即满足下列条件

$$\int_{r_1=r_1 \csc \theta}^{r_2=r_2 \csc \theta} \sigma(r') dr' = \csc \theta \int_{z_1}^{z_2} \sigma(z') dz', \quad (10)$$

这种分层厚度均匀的假定可以大为改善各高度上回波水平起伏的效应. 对于我们的扫角探测资料, 若由地面至某一高度 z 满足 k 为常数和厚度均匀的假定, 则有

$$1 - [T^2(x)]^{\csc \theta_i} = 2\bar{k} \int_0^{r=\sec \theta_i} \frac{V_i(r')r'^2}{C_A} dr', \quad (11)$$

若扫角探测的个数 i 大于 2, 则(11)为一矛盾方程组, 简写为

$$a_i = \frac{\ln(1 - 2\bar{k}p_i)}{\ln t} \quad (12)$$

$$a_i = \csc \theta_i; \quad p_i = \int_0^r \frac{V_i(r')r'^2}{C_A} dr'; \quad t = T^2(x).$$

通过将 a_i 在 k_0 和 t_0 进行展开, 而将(12)式化为含 k' 和 t' 的线性方程组. 因为有

$$a_i = a_0 + \left(\frac{\partial a_i}{\partial k} \right)_{k=k_0} k' + \left(\frac{\partial a_i}{\partial t} \right)_{t=t_0} t' \quad (13)$$

则得 k', t' 的线性方程组

$$\frac{2p_i}{(1 - 2k_0 p_i) \ln t_0} k' + \frac{\ln(1 - 2k_0 p_i)}{t_0 (\ln t_0)^2} t' = \frac{\ln(1 - 2k_0 p_i)}{\ln t_0} - a_i \quad (14)$$

用最小二乘法可以求解出(14)式的矛盾方程组中的 k' 与 t' , 结果

$$k = k_0 + k', \quad t = t_0 + t'$$

为所求. 如 k_0, t_0 选择得比较合适, 经几次迭代就能得最后结果; 如 k_0, t_0 初值选得不好, 迭代时会不收敛, 这时要重换初值代入. 由于 k, t 的变化范围有限, 所以很易试探数次就能找到合适的初值.

用上述方法对地面至 2000 米高度扫角探测的资料所计算的 k_i 值列在表 I 中. 在所选的 16 例中有一例无法求解, 扫角大小与光学厚度出现矛盾的观测结果.

四、结合太阳光谱观测资料的分析方法

用地面激光水平探测所求得的 k_0 作为整个探测路径上的 k 值, 可以较简单地得到消光系数廓线^[2]. 但在某些情况下, 尤其是近地层有逆温存在时, 这种 k_0 的代表性问题, 值得进一步研究.

由(6)式可知, 如果大气透过率 $T(x)$ 可预先测定, 则整个探测路径上的平均 k 值($\bar{k}$)亦可求得. 这时

$$\bar{k} = \frac{C_A [1 - T^2(x)]}{2 \int_0^x V(x') x'^2 dx'} \quad (15)$$

这次综合观测中还同时进行了太阳光谱观测, 可以得出单色仪和滤光片在波长 0.7080 微米处所测得的垂直气柱光学厚度, 单色仪和滤光片两者的测值很接近, 相差不超过 10%, 我们取两者的平均值, 稍加波长订正即可换算到 0.6943 微米处的垂直气柱光学厚度 $\tau_{0.6943}$.

对于 3 公里以上的大气光学厚度, 可由 McClatchey^[3] 的计算表中求出, 按该表, 对于中纬冬季的模式大气, 无论是晴朗(能见度为 23 公里)和霾雾(能见度为 5 公里)状况, 3 公里以上的光学厚度相差不大, 可取为 0.06. 于是由 $\tau_{0.6943}$ 中减去 0.06 即得地面至 3 公里

表 1 几种方法求得的 k 值

序号	时 间	地面至三公里高度光学厚度 τ	地面至三公里高度的双程透射率 $T^2(z)$	k_z	$\bar{k}$	k_0	$\bar{k}/k_0$	温度层结 γ_a ($^{\circ}\text{C}/\text{公里}$)
1	10.24 7 ^h	0.0908	0.8339	13.52	13.12	21.24	0.6177	200 米高度有逆温
2	10.31 7 ^h	0.1485	0.7430	11.97	10.05	18.60	0.6472	450 米高度有逆温
3	10.25 7 ^h	0.3671	0.4799	13.77	12.69	18.58	0.6830	200 米高度有逆温
4	11.1 15 ^h	0.2071	0.6609	15.35	16.63	17.20	0.9668	$\gamma_a = 8.1$
5	10.24 15 ^h	0.1530	0.7364	14.51	12.53	12.91	0.9705	$\gamma_a = 9.16$
6	10.28 11 ^h	0.2077	0.6601	15.71	13.60	13.52	1.006	$\gamma_a = 7.9$
7	10.27 11 ^h	0.1775	0.7012	11.32	12.28	11.75	1.045	$\gamma_a = 9.7$
8	10.31 15 ^h	0.2138	0.6521	17.85	17.40	14.50	1.208	$\gamma_a = 7.5$
9	11.2 15 ^h	0.2822	0.5687	18.91	19.53	14.20	1.375	$\gamma_a = 6.6$
10	10.25 11 ^h	0.4524	0.4046	12.06	10.43	7.12	1.423	100 米高度有逆温
11	10.31 11 ^h	0.3189	0.5285	20.48	21.56	14.19	1.519	$\gamma_a = 5.9$
12	10.30 11 ^h	0.3111	0.5386	无解	15.97	9.71	1.645	1500 米高度有逆温
13	10.25 15 ^h	0.3476	0.4990	18.64	18.36	10.78	1.703	$\gamma_a = 7.0$
14	10.30 15 ^h	0.2383	0.6209	12.64	14.12	7.35	1.921	$\gamma_a = 7.0$
15	11.2 9 ^h	0.2264	0.6358	19.81	25.00	10.60	2.354	$\gamma_a = 4.7$
16	11.1 11 ^h	0.2234	0.6397	22.37	23.71	9.84	2.409	$\gamma_a = 5.0$
	平 均			15.927	16.061	13.255		

高度的光学厚度 τ , 从而求得地面至 3 公里高度上大气的双程透射率 $T^2(z)$, 结果列于表 I. 对 16 次激光探测资料, 根据表 I 的 $T^2(z)$ 值, 按(13)计算了整个探测路径上的 $\bar{k}$. 与激光地面水平探测确定的 k_0 一起列于表 1. 图 1 绘出第 16 例中根据 k_0 和 $\bar{k}$ 求得的消光系数廓线.

由表 1 可以看出, $\bar{k}$ 值的变化范围在 10—25 之间, $\bar{k}$ 与 k_0 的比值约在 0.6—2.4 之间, 亦即相差约在 2 倍之内, 而 k_z 却与 $\bar{k}$ 极其相近. 我们用这三者的平均值检查它们差异的显著性. 对 k_0 而言, 其标准偏差 σ_0 可取为 $0.3 k_0$, 如显著性水平 $\alpha = 1\%$, 则因为

$$|\bar{k} - k_0| = 2.806 > u_{0.005} \frac{\sigma_0}{\sqrt{n}} = 2.5608$$

所以 $\bar{k}$ 与 k_0 的差值是显著的, 而分层均匀假定下求得的 k_z 却与 $\bar{k}$ 没有显著差异.

对照当时的探空资料进行分析, 发现温度层结越接近不稳定状态, k_0 与 $\bar{k}$ 的差异越小; 反之, 当层结稳定或有逆温存在时, 两者相差较多, 这时使用 k_0 值计算整个探测路径上的消光系数会造成较大误差.

五、讨 论

由于白天噪声水平的限制, 我们一般只能探测 3 公里高

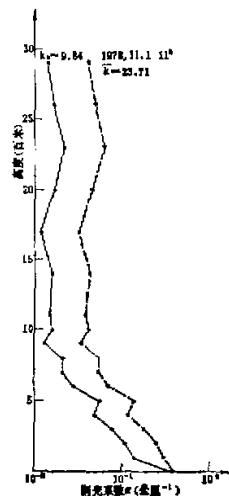


图 1 由 k_0 和 $\bar{k}$ 分别算出的消光系数廓线

度以下的大气消光,在这一高度上主要是气溶胶造成的消光,对 0.6943 微米波长,地面至 3 公里高度间分子的光学厚度仅约 0.04,故资料处理中没有将它们由总消光中区分出来。

对于采用分层光学厚度不变的方法,由于不同扫角探测时的大气衰减不同而造成探测信号的相对变化量只有百分之几至十几,所以对探测精度要求很高。它要求我们精确测定每次探测的激光发射能量和接收的回波强度,为了取得良好的计算结果,上述量的精度都必须达到 5% 或更好。在透过率较差,分层厚度较大以及扫角相差较大时,上述要求可适当放宽。对于我们现在的探测条件,将 2—3 公里高度以下,即相当整个混合层作为整层处理,结果比较好。如在其中再行分层处理,由于个别高度上的回波起伏在薄层中的作用突出出来,其结果反而不佳。由表 I 中 k_z 与 $\bar{k}$ 很接近这一事实,说明用整层光学厚度不变的假定有一定的合理性和实用性。

对于借助于大气透过率的测值而求得整层 $\bar{k}$ 的方法,其结果比较可靠,探测精度要求比前两种方法低得多。尤其在中午及下午对流活动较强,整个混合层高度可达 3 公里左右时,这时整层取一个恒定 k 值还是较合理的。它不象 k_0 值那样易受贴地层的影响,能够较好地代表整个探测路径上的情况。根据前两种方法求得的整层 k 值与 $\bar{k}$ 很接近的情况,也能说明 $\bar{k}$ 的代表性较好。但在使用实测整层光学厚度扣除用某些光学模式计算的一定高度以上的光学厚度值时需要谨慎,因为有些地点有些季节(尤其在夏季)的实际分布与光学模式存在差异,如[6]。

综上所述,我们认为:在有大气透过率资料配合观测时,由此求得的整层 $\bar{k}$ 具有较好的代表性。如没有大气透过率资料的配合,则可在整层光学厚度均匀的假定下,根据扫角探测资料求得 k 值。在整层混合较好的情况下,用 k_0 代替 $\bar{k}$ 、计算消光系数廓线也是简单易行的方法。

参 考 文 献

- [1] 中国科学院大气物理研究所,“激光测定大气消光系数及其在能见度探测上的可能应用”,激光在气象探测中的应用,中国科学院大气物理研究所集刊第1号,1973, p.32, 科学出版社。
- [2] Захаров, В. М., «Измерение аэрозольных характеристик и плотности атмосферы лазерным локатором», метео. и гидро., № 6 18—23, 1975.
- [3] Reagen, J. A., Atmospheric particulate properties inferred from lidar and Solar radiometer observations compared with simultaneous, in-situ aircraft measurements: a case study. *J. Appl. Met.*, 16, p. 911—928, 1977.
- [4] 中国科学院大气物理研究所,“激光气象探测仪”,出处同[1], p. 1.
- [5] McClatchey, R. A., “Optical properties of the atmosphere”, AD-753075.
- [6] “北京夏季大气消光系数垂直分布的激光探测”出处同[1], p. 43.

COMPARISON AMONG SEVERAL METHODS FOR LIDAR PROBING OF ATMOSPHERIC EXTINCTION COEFFICIENT

Zhou Shi-jian Tao Li-jun Zhu Wen-qin

(Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences)

Abstract

In this paper, a few methods from which atmospheric extinction coefficient can be obtained are discussed based on synthetic observation data in Xianghe county, Hebei province. It is found from computational results that, the method considering lidar measured extinction-to-backscatter ratio in horizontal direction at ground k_0 as backscatter ratio in whole track will result in much more error when stable situation occurs in the lower troposphere, and both of computational method that combined with solar radiometer data and that from scan-angle lidar measurement under assumption that the effective vertical transmission is homogeneous for all slant paths through the layer, give better results.

勘 误 表

对本刊五卷 2 期作下列勘误与更正:

页	行	误	正
128	1	$V \frac{\partial p}{\partial s}$	$V \frac{\partial \phi}{\partial s}$
129	4	$\frac{1}{p}$	$\frac{1}{\rho}$
129	7	$\mu \frac{\partial^2 u}{\partial p^2} + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial p^2}$	$\mu \frac{\partial^2 u}{\partial p^2} + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial p^2}$
129	9	$\nu \frac{\partial V}{\partial s}$	$V \frac{\partial V}{\partial s}$
129	9	(8) 式右端第三项前的符号“-”改为“+”	
130	20	风速增大	风速减小
130	21	风速减小	风速增大
130	21	$\nu \frac{\partial T}{\partial s}$	$\frac{\partial T}{\partial s}$
130	23	左侧	右侧
130	24, 25	右侧	左侧
131	图 7(c), (d)	图中符号“+”与“-”互换	
131	图 7(c)	即图 (d) 与 (e) 之和	即图 (d) 与 (e) 之差
132	例 1, 例 3	K_q	k_q
133	1	$M = \frac{(p_0/p)^k}{\frac{\partial \theta}{\partial p}}$	$M = -\frac{(p_0/p)^k}{\frac{\partial \theta}{\partial p}}$
167	16	给定了 ^(a)	给定 $\xi^{(a)}$
169	17	$\frac{\partial \phi_1}{\partial t}$	$\frac{\partial \Phi_1}{\partial t}$
170	4	m^2	m_1^2
171	图 3 说明	点虚线为方案, 二虚线...	点虚线为方案二, 虚线.....
172	例 4	副热带高压沿海低涡	副热带高压、沿海低涡
173	例 16	S_Φ	S_Φ