

消光—小角散射法遥感气溶胶谱分布的实验研究

邱金桓 汪宏七 周秀骥 吕达仁

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文主要论述了采用一台多波长光度计进行消光—小角前向散射的综合探测, 并从实验数据反演了北京大气柱气溶胶谱分布, 结合天气条件, 初步讨论了谱分布的特点。

一、引 言

在“消光—小角散射法遥感气溶胶谱分布的原理与数值试验”一文中, 我们根据 Mie 散射理论, 从理论分析和数值试验证实了消光—小角散射法能够提供更多的有关气溶胶谱分布的信息。本文根据这个原理, 设计了一个观测方案, 即以太阳为光源, 在地面上观测太阳的直射光强以及华盖天空亮度, 并从这些实验数据反演了北京的大气柱气溶胶谱分布。

二、实 验

实验所用的光度计系由 120 折反射望远镜改制而成、视场角为 $36'30''$ 。光电元件采用 3DU23 的光敏三极管, 其灵敏波长为 $0.4-1.0$ 微米, 峰值为 0.8 微米, 实验采用的 4 种滤光片的波长为 $3990 \text{ \AA}$, $5500 \text{ \AA}$, $6309 \text{ \AA}$ 和 $10130 \text{ \AA}$, 其半宽分别为 $96 \text{ \AA}$, $85 \text{ \AA}$, $82 \text{ \AA}$ 和 $200 \text{ \AA}$ 。

实验在北京北郊进行。从 1981 年 2 月 20 日至 3 月 6 日, 选取比较晴朗的天气, 一共进行了 9 天的观测, 计有 15 组数据。

本文通过测定不同天顶角太阳的直射光强, 采用长法确定大气柱的总光学厚度, 并利用地球的自转测量波长为 $5500 \text{ \AA}$ 的华盖天空亮度。从总光学厚度扣除气体分子散射和分子吸收光学厚度(后者可从气象资料加以计算), 即为气溶胶光学厚度 τ_{Ai} 。

华盖天空亮度的测量方程为^[2]

$$B_i(\theta_i) = G\{P_M(\theta_i)\tau_M(\lambda)T_M(D) + \overline{P}(\theta_i, \lambda)\tau_A(\lambda)T_A(D)\} \quad (1)$$
$$G = B_{0\lambda} \sec \phi e^{-\tau_{\lambda} \sec \phi}$$

1981 年 12 月 24 日收到修改稿。

$$D = \sec \odot - \sec \phi$$

式中, ϕ 为仪器对准的大气柱的天顶角, $\odot$ 为太阳的天顶角, $B_{0\lambda}$ 为大气上界太阳的谱辐照度, $B_{\lambda}(\theta_j)$ 为偏离太阳 θ_j 角的天空亮度, $P_M(\theta_j)$ 和 $\tau_M(\lambda)$ 分别为气体分子的相函数和光学厚度, $\overline{P}(\theta_j, \lambda)$ 为气溶胶的体积相函数, $T_M(D)$ 和 $T_A(D)$ 分别称为气体分子和气溶胶的有效传输函数。

θ_j 与地球自转的角度 Δt 满足下列关系式

$$\cos \theta_j = \sin^2 \delta + \cos^2 \delta \cos \Delta t \quad (2)$$

式中, δ 为太阳的赤纬。

由 (1) 式可以求得气溶胶的体积散射函数为

$$\begin{aligned} \beta_{Ai}(\theta_j, \lambda) &= \overline{P}_A(\lambda, \theta_j) \tau_A(\lambda) \\ &= [B_{\lambda}(\theta_j)/G - P_M(\theta_j) \tau_M(\lambda) T_M(D)]/T_A(D), \end{aligned} \quad (3)$$

τ_{Ai} 和 β_{Ai} 即为消光一小角散射法用于反演气溶胶谱分布的间接测量值, 反演方程为^[1]

$$\begin{aligned} \tau_{Ai} &= \int_{r_0}^{r_M} \pi r^2 k(\lambda, r, m) n(r) dr, \quad i = 1, 2, \dots, s \\ \beta_{Aj} &= \int_{r_0}^{r_M} \pi r^2 k(\lambda, r, m) P(\lambda, r, \theta_j, m) n(r) dr, \quad j = s+1, \dots, N \end{aligned} \quad (4)$$

式中, r 为粒子半径, $k(\lambda, r, m)$ 为消光因子, m 为粒子的折射率, $P(\lambda, r, \theta_j, m)$ 为单个粒子的相函数, r_0 , r_M 分别为谱分布的下限和上限, $n(r)$ 即为待求的大气柱气溶胶谱分布。

三、求解方法

本文采用两种方法求解方程组 (4)。

(1) Philips-Twomey 法^[1]。

(2) 非线性的回归方法。

在云谱和气溶胶谱的反演中, 这个方法得到了非常广泛的应用, 国外目前采用的回归函数主要是:

(A) Junge 分布 $n(r) = cr^{-(s+1)}$ 或规则化 Junge 分布 $n(r) = c/[1 + (r/r_A)^s]$, 当 $r \rightarrow 0$ 时, 后一分布趋于常数 c , 当 $r \gg r_A$ 时, 则为 Junge 分布。

(B) 双斜率分布 $n(r) = c[1 + (r/r_B)^s]/[1 + (r/r_A)^s]$ 。

(C) Γ 分布或广义 Γ 分布。

尤以采用第一类函数为普遍, 选取具有较多参数的函数类, 容易导致求解的不稳定。但是选取比较简单的函数类, 又可能不适合真实的谱形。

求解的稳定性是与通道之间的统计相关性密切相关的, 从物理散射的规律看, 消光和小角散射两种通道具有不同的敏感区域^[1], 这对于保证求解的稳定是有利的。

根据实验数据并参考了地面实测的气溶胶谱形, 我们采用如下的两种回归函数:

(A) 规则化 Junge 分布 + Γ 分布:

$$n(r) = c[1 + (r/r_B)^{v_2} e^{-A_1 r/r_B}] / [1 + (r/r_A)^{v_1}], \quad (5)$$

当 $A_1 = 0$ 时,即为双斜率的分布.

当 $A_1 = 0$, $v_2 = 0$ 时,即为规则化的 Junge 分布.

(B) 规则化 Junge 分布+对数正态分布.

$$n(r) = c\{1/[1 + (r/r_A)^{v_1}] + B_1/[1 + (r_B/r_A)^{v_1}] e^{-A_1(\ln r/r_B)^2}\} \quad (6)$$

在计算上,我们采用分块随机选法以确定待求的参数^[2],这是一种把有意识的选点和随机的选点结合起来的一种算法,它的基本思路是:

预先把待寻的参数空间均匀地分为若干同样大小的子空间,然后再在每一个子空间内使用随机的方法随机地选取一点,具有最小目标函数的试验点即为待求的参数解.

四、反演结果与讨论

实验数据的反演采用前面已经论述的两种方法. 在反演中,选取了 $\lambda = 3990 \text{ \AA}$, $5500 \text{ \AA}$, $6309 \text{ \AA}$ 和 $10130 \text{ \AA}$ 4个消光通道和 $\lambda = 5500 \text{ \AA}$, $\theta = 1$ 至 5 度的 6 个(或 5 个)小角散射通道,折射率选取 $m = 1.5 - 0.01i$, 折射率的选取问题后面另作讨论. 表 1 列出了北京地区 9 天 15 组实验数据的观测时间、天气条件、大气浑浊度以及分别采用消光通道和小角散射通道所回归的 Junge 谱. 图 1 至图 5 是实验数据的反演结果. 现将实验数据及其反演结果分析如下.

(1) 北京冬春取暖期间,大气浑浊度较大,正如表 1 所示,在比较晴朗的天气条件下,

表 1 ν_1^* 为由消光通道拟合的 Junge 谱, ν_2^* 为由小角散射通道拟合的 Junge 谱

观测时间	天气条件	浑浊度 $\tau_A(\lambda = 5500 \text{ \AA})$	ν_1^*	ν_2^*
2 月 20 日 12:00	雪后第一天	0.120	2.8	2.8
2 月 21 日 10:15	晴	0.372	3.1	2.7
2 月 23 日 10:30	雪后第一天	0.142	2.7	2.9
2 月 26 日	8:30 寒流过后	0.180	3.1	2.6
	11:10 寒流过后	0.186	3.0	2.4
3 月 1 日 10:15	晴	0.544	3.4	2.8
3 月 2 日 9:20	晴	0.392	3.2	2.5
3 月 4 日 8:36	晴	0.137	2.9	2.4
3 月 5 日	7:55 晴	0.156	3.0	2.2
	11:30 晴	0.177	2.8	2.1
3 月 6 日	16:00 晴	0.238	2.9	1.9
	8:10 晴	0.381	3.1	2.4
	10:30 晴	0.702	3.0	2.4
	13:57 晴	0.438	2.7	2.0
	15:00 刮风沙	0.777	2.1	1.9

$\tau_A(\lambda = 5500 \text{ \AA})$ 的数值处于 0.120 至 0.777 之间,这种较大的浑浊度一方面由于取暖期间污染的增加,另一方面由于受到经常出现的逆温天气的影响. 雪后以及寒流过后,大气浑浊度相对较小.

(2) 从反演结果看, 气溶胶谱形比较符合双斜率谱和 Junge 谱 + r 谱 (或对数正态谱)。从 0.1 微米至 1 微米; 谱形曲线比较符合 Junge 谱, 根据消光通道的回归结果 (见表 1), 其 ν^* 值处于 2.7 和 3.4 之间 (最后一组的风沙谱除外)。1 微米以上, 往往不太符合 Junge 谱, 根据小角散射通道, 以 Junge 谱加以回归, 其 ν^* 值约在 1.9 至 2.9 之间, 较小的 ν^* 值说明大气中含有比较丰富的大粒子, 在 0.8 微米至 3.5 微米之间, 有的谱形曲线还呈现对数正态型。

(3) 大气浑浊度, 气溶胶谱形与天气条件具有密切的关系。在我们进行观测的日子里, 经常出现的一种天气是: 夜空无云, 由于辐射冷却, 次日清晨, 日出前后, 低空形成了一个逆温层、地表霾层弥漫, 水平能见度较低, 随着日照加热、逆温消失, 风速加大, 霾层消散, 水平能见度变好。在这种天气条件下, 大气浑浊度及其气溶胶谱的变化特点见图 1 至图 4。

从图 1 看, 从 3 月 5 日的 8:10 至 9:40, 大气浑浊度变化较小, 此后, 地面风速加大, 浑浊度略有增大, 并于 12 点左右风速达到极大 (见表 2), 霾层消散, 浑浊度变小, 至下午 2 点, 水平能见度已从早晨时的 8 公里增为 20 公里, 下午 3 点后, 风速又变小, 浑浊度再度变大。在这个过程中, 气溶胶谱的变化可见图 2。图中, 11:20 的谱形曲线是地表霾层趋于消散时的曲线, 它与 7:55 的曲线区别在于: 小粒子变少了, 大粒子增多了, 下午 4 点的曲线含有更多的大粒子。Eiden 于德国美因兹, 在类似的天气过程中, 观察到类似的现象^[4]。他认为这是由于逆温的消失、对流的发生导致地表大粒子的抬升引起的。从图 3

表 2 风速日变化

日期	t (小时)	8:00	9:00	10:00	11:00	12:00	13:00	14:00	15:00	16:00
3 月 5 日	风速 (米/秒)	2.3	5.7	6.2	7.0	6.7	7.0	7.3	6.7	6.0
3 月 6 日		0.3	1.5	1.7	2.0	6.7	7.0	7.3	9.7	8.0

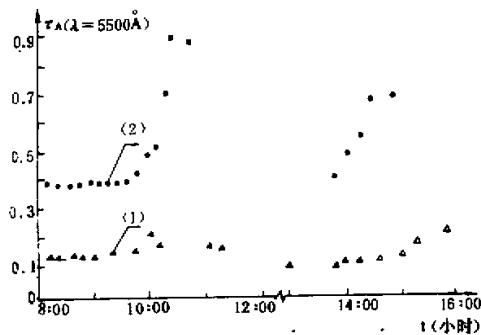


图 1 大气浑浊度 $\tau_A(\lambda = 5500 \text{ \AA})$ 的日变化。

(1) 1981 年 3 月 5 日, (2) 1981 年 3 月 6 日。

所示的气溶胶光学厚度随波长的变化,气溶胶体积散射函数随角度的变化,也可以定性看出气溶胶谱的这种变化趋势。从上午至下午,气溶胶光学厚度随波长增大而减小的速率逐渐减缓,而气溶胶体积散射函数(或天空亮度)随角度的加大而减小的趋势却不断加剧,都说明了大粒子的增多,同时也表明测量结果和反演结果符合较好。

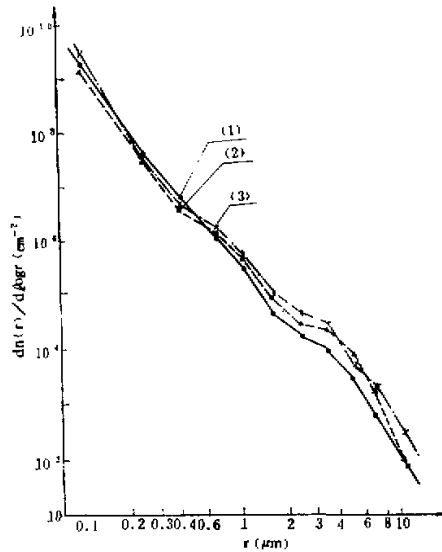


图2 1981年3月5日气溶胶谱的反演结果。

(1) 7:55, (2) 11:20, (3) 16:00。

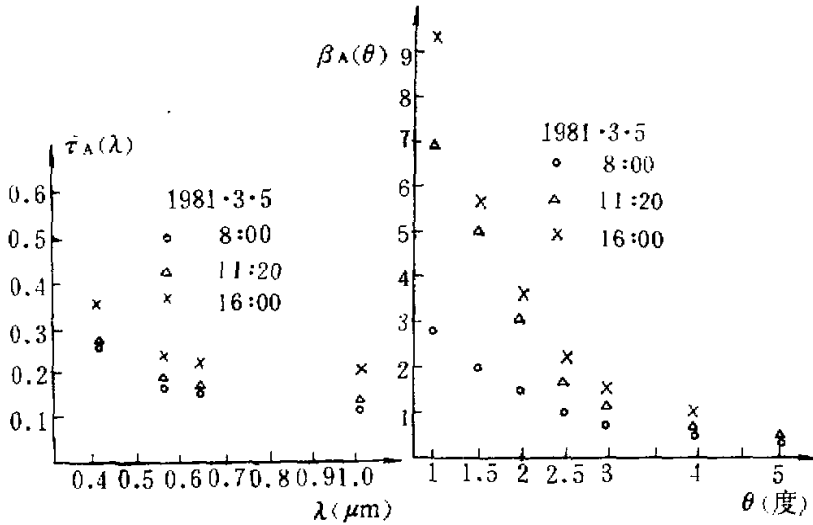
与5日相比,6日清晨的垂直温度递减率更小,逆温层顶更高,地面风速更小,水平能见度只有2公里,到下午2点,随着风速的加大,霾层的消散,水平能见度增为12公里。

再看图1,从6日的8:20至9:40,大气浑浊度变化较小,这跟逆温的存在,大气层结比较稳定有关。10点以后,地表的霾层具有明显的上抬之势,大气浑浊度随之成倍加大。因此,从图4看,10:20的谱形曲线,无论是小粒子,还是大粒子,都比8:10的曲线丰富。11:30以后地面风速逐渐加大,霾层渐散,浑浊度变小,但至14:00以后,西北风加剧,并

表3 1981.3.6.实验数据反演结果

时 间	$n(r)$	R%
8:10	$7.88 \times 10^{13} \times \left[\frac{1}{1 + (r/0.015)^{4.2}} + 9.67 \times 10^{-10} \times e^{-9(\ln r/1.9)^2} \right]$	10.2
10:20	$1.24 \times 10^{14} \times \left[\frac{1}{1 + (r/0.023)^{4.2}} + 5.20 \times 10^{-10} \times e^{-1.9(\ln r/2.91)^2} \right]$	8.7
13:57	$2.66 \times 10^{13} \times \left[\frac{1}{1 + (r/0.02)^{3.8}} + 6.26 \times 10^{-9} \times e^{-(\ln r/2.31)^2} \right]$	9.0
15:00	$9.35 \times 10^{12} \times \left[\frac{1}{1 + (r/0.05)^{3.4}} + 1.67 \times 10^{-4} \times e^{-(\ln r/0.91)^2} \right]$	6.3

于下午 3 点达到 9.7 米/秒,刮起地面的风沙,此时的谱形曲线呈明显的 Junge 分布十对数正态谱(见图 4)。国外有些学者的研究表明^[5],单一机制所产生的粒子谱通常呈对数正态分布。这个遥感实验例子也表明,当 15:00 刮起地面风沙时,气溶胶谱为原有的大气柱气溶胶谱为背景迭加上一个类似于对数正态分布的沙的粒子谱。



(a) 光学厚度随波长的变化。 (b) 体积散射函数随角度的变化。

图 3

(4) 图 5 是就 2 月 21 日的实验数据,采用上面谈到的两种求解方法的反演结果。如图所示,两条曲线比较一致。定义余数 R 如下:

$$R = \frac{1}{\sqrt{N}} \left[\sum_{i=1}^N \left(g_{oi} / \int_{r_0}^{r_M} k_i(r) n(r) dr - 1 \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}},$$

式中, $n(r)$ 为回归得到的气溶胶谱, N 为通道数目, g_{oi} 为测量值。根据非线性回归的反演结果,当取公式 (5)、(6) 所定义的函数作为回归函数时, $R = 5\% \sim 11\%$ 。表 3 是 3 月 6 日四组实验数据的反演结果。如表所示,对于 15:00 的回归结果,余数最小,这表明,15:00 的风沙谱比较符合 Junge 谱十对数正态谱,而且对于这组实验数据,应用 Junge 谱,回归结果很差。从表 4 可以看出这一点,表中, B_1 为对数正态谱的振幅因子,取 $B_1 = 0$ 时,即为规则化的 Junge 谱,此时余数高达 67.4%,随着 B_1 的增大, R 值迅速减小,于 $B_1 = 3.6$ 时,达到极小值 6.3%,当 $B_1 > 3.6$ 时, R 又增大。

表 4 余数 R 随 B_1 的变化

(公式(6)中,其余参数取 $\nu^* = 3.4$, $r_A = 0.05$, $A_1 = 1$, $r_B = 0.91$)

B_1	0	0.6	1.2	1.6	2.4	3.2	3.6	4.2	5.4
$R\%$	67.4	16.0	10.1	8.1	7.2	6.9	6.3	7.0	9.1

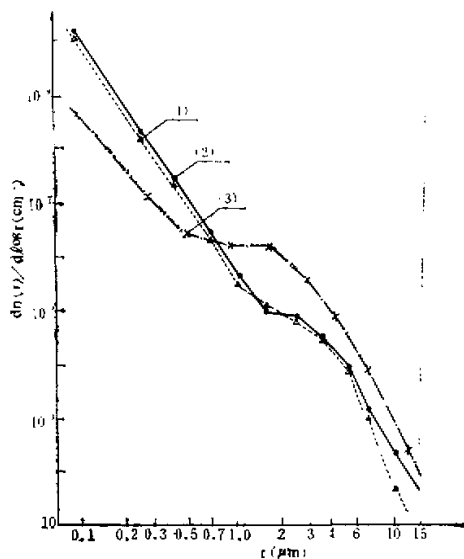


图4 1981年3月6日气溶胶谱反演结果。

(1) 8:10, (2) 10:30, (3) 15:00.

(5) 从上述的反演结果及表5, 都可以看出, 采用消光—小角散射综合遥感的方法, 可以期望较好地提供 0.1μ 至 10μ 的气溶胶谱分布的信息。表5中, T 的定义如下:

$$T = \int_{r_a}^{r_b} k_i(r)n(r)dr / \int_{0.05}^{15} k_i(r)n(r)dr \%,$$

式中, $n(r)$ 为由3月6日13:57的实验数据回归得到的气溶胶谱形。

如表所示的消光通道主要取决于 0.1 微米至 1 微米的气溶胶粒子, 但是对于 $\lambda = 0.55$ 微米, $\theta = 1.88$ 度的体积散射函数, 主要的信息来自 1 至 10 微米的气溶胶粒子, 而且 10 至 15 微米的气溶胶粒子还贡献了 4.8% 的信息。可见, 消光—小角散射法能够提供更多的气溶胶谱分布的信息。

(6) 关于折射率的选取问题

表5 不同谱段的光子对 τ_A , β_A 的贡献比

通道 T	r_a-r_b (微米)	0.05—1	0.1—1	1—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—15
$\tau_A: \lambda = 5500 \text{ \AA}$		2.37	77.9	6.19	3.9	4.0	3.8	1.5	0.8
$\tau_A: \lambda = 3990 \text{ \AA}$		6.0	75.6	5.7	3.3	3.9	3.9	1.2	0.7
$\beta_A: \lambda = 5500 \text{ \AA}$ $\theta = 1.88$ 度		0.2	15.3	7.1	20.1	36.2	11.8	4.6	4.8

Paltridge 等人指出^[5], 对于大气中气溶胶粒子, 在可见光区域, 折射率实部在 1.5 至

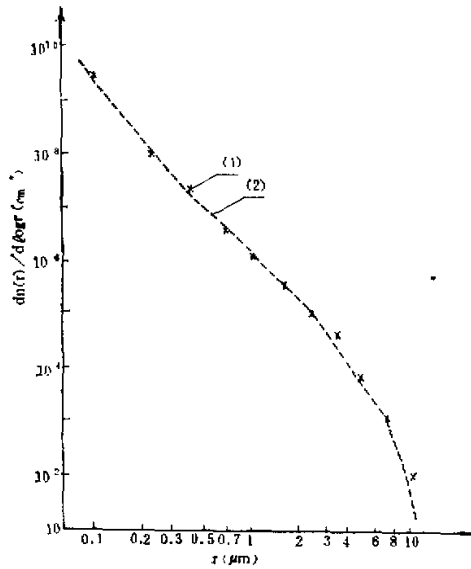


图5 1981年2月21日气溶胶谱的反演结果.

(1) Philips-Twomey 法, (2) 非线性回归.

1.6 之间, 虚部的均值为 0.01, 变化范围为 0.005 至 0.02, 随着相对湿度的增大, 实部和虚部均变小. 本文选取 $m = 1.5 - 0.01i$ 用于实验数据的反演, 从表 6 可以看出折射率对于反演结果的影响. 表中, r_i 为求解点的半径, m^* 为用于反演的折射率值, δ_i 的定义如下:

$$\delta_i = n(r_i, m^*)/n(r_i, m_0) - 1,$$

$n(r_i, m^*)$ 和 $n(r_i, m_0)$ 是就 2 月 26 日 8:30 的实验数据, 分别采用 m^* 和 $m_0 = 1.5 - 0.01i$ 作为折射率数值时的反演结果.

当折射率的实部从 1.4 至 1.62, 虚部从 0 至 0.02 的较宽的范围内变化时, 对于大于 1 微米的气溶胶谱形, 反演结果具有很好的吻合(见表 6), 最大偏差 $\max |\delta_i|$ 小于 11.5%, 特别是从 3.5 微米至 11 微米, $\max |\delta_i| \leq 2.0\%$, 这是由于前向小角散射对于折射率的

表 6

m^* \ r_i (微米)	0.1	0.24	0.42	0.7	1.04	1.64	2.44	3.52	5	7	11
$1.4 - 0.01i$	37.2	15.5	11.5	19.4	-1.5	-11.5	-9.2	-2.0	0.9	1.2	1.1
$1.62 - 0.01i$	-33.2	-10.4	-10.6	-16.0	0.1	7.9	5.3	1.3	-0.1	0.8	1.5
$1.5 - 0i$	3.1	1.5	6.0	3.6	-5.7	-6.0	-5.1	-1.2	0.9	0.8	1.6
$1.5 - 0.02i$	-3.0	-2.4	-4.0	-3.8	2.8	3.5	2.4	0.8	-0.1	-0.5	-0.8
$\max \delta_i \%$	37.2	15.5	11.5	19.4	5.7	11.5	9.2	2.0	0.9	1.2	1.6

变化并不敏感的缘故。可见,对于反演大粒子的谱形而言,消光一小角散射法能够发扬小角散射法的优点,反演的谱形对于所选的谱形并不敏感。对于1微米以下,由于消光系数对于气溶胶折射率具有一定的敏感性,当取不同的折射率时,反演的谱形具有较大的变化, $\max|\delta_r|$ 可达37.2%,而且对于实部的变化更为敏感,但除了0.1微米一点外,反演结果还是比较吻合的。至于折射率与谱分布的综合遥感问题,我们将给以进一步的研究。

结论: 本文的实验观测及其反演结果表明,采用消光一小角散射法遥感气溶胶谱分布能够较好地提供0.1微米至10微米范围内气溶胶谱分布的信息,而且,只要采用单台光度计就可以进行消光一小角前向散射的综合观测,比较简单可行。

致谢: 在改制实验仪器上,曾得到张文等同志的帮助,特此表示衷心的感谢。

参 考 文 献

- [1] 吕达仁,周秀骥,邱金桓,中国科学,1981, No. 12, p. 1516.
- [2] Deepak, A., Inversion Method in Atmospheric Remote Sounding, Academic Press, 1977.
- [3] 中国科学院数学研究所运筹室优选法小组,优选法,科学出版社,1978.
- [4] Eiden, R., *Tellus*, 20, pp. 380—398, 1968.
- [5] G. W. 帕尔特里奇和 C. M. R. 普拉特,气象学和气候学中的辐射过程,吕达仁等译,科学出版社,1981.

EXPERIMENTAL STUDY OF REMOTE SENSING OF ATMOSPHERIC AEROSOL SIZE DISTRIBUTION BY COMBINED SOLAR EXTINCTION AND FORWARD SCATTERING METHOD

Qiu Jinhuan Wang Hongqi Zhou Xiuji Lü Daren

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Abstract

In this paper, combined observations of solar spectral extinction and forward angular scattering are presented. The atmospheric columnar aerosol size distributions in Beijing are retrieved from the experimented data. The characteristics of the results are discussed.