

珠穆朗玛峰地区大气气溶胶光学特性*

李 放 吕达仁

(中国科学院大气物理研究所中层大气和全球环境探测开放实验室, 北京 100029)

提 要

本文提出了用宽带辐射资料回归内插求取大气光学厚度谱的方法。利用1966年和1968年珠穆朗玛峰地区科学考察期间得到的太阳直接辐射光谱资料, 获得了该地区大气气溶胶光学厚度谱。最高观测站东绒布冰川(海拔6300m)波长在 $0.55\mu\text{m}$ 的气溶胶光学厚度春季平均为 0.044 ± 0.017 , 与南极地区有相似的量级, 比内陆人口密集地区小一个数量级。由光学厚度谱反演出了珠峰地区的大气气溶胶的粒子谱分布特征, 并与包括1986年中美西藏科学考察结果在内的诸多资料做了对比。研究表明, 拉萨的大气气溶胶光学厚度在1966—1986的20年间平均约有1.8%的年增长率。

关键词: 直接辐射; 大气气溶胶; 光学厚度; 粒度谱。

一、引 言

世界屋脊珠穆朗玛峰地区以其海拔高, 空气稀薄, 人迹罕至为其特点, 因此也被称为地球的第三极。特殊的地理环境引起了人们越来越多地关心这个地区的大气状况, 尤其是大气光学特性, 包括气溶胶的分布情况。1986年6月中美联合科学考察小组在西藏进行为期一月的大气科学实验^[1]。但仅获取到了6天的可用资料。其实早在1966年和1968年的珠穆朗玛峰科学考察期间, 中国科学院地理研究所的科学工作者, 就在该地区开展了太阳直接辐射光谱测量^[2]。只是这些资料均为锐截止型宽带辐射, 尚未作过进一步分析处理。我们知道太阳直接辐射中包含着丰富的大气光学特征信息。为了从过去大批珍贵的这类辐射资料中提取这些信息, 本文给出了由锐截止型宽带辐射资料求取大气光学厚度谱, 进而反演大气气溶胶粒度分布谱的方法。并应用于珠穆朗玛峰科学考察资料处理。所得结果与1986年中美联合科学考察结果作了对比。由此可发现, 即使是远离工业城市, 海拔很高的珠峰地区大气气溶胶光学厚度也有逐年增高的趋势。

二、基本原理

1. 观测方法

锐截止型宽带太阳直接辐射谱, 是利用装有锐截止型滤光片的直接辐射表获得的。

1994年12月6日收到, 1995年2月17日收到修改稿。

* 本课题为中国博士后科学基金和国家自然科学基金联合资助项目。

种辐射资料。该滤光片对波长 $\lambda < \lambda_1$ 的辐射能量几乎全部吸收, 而对 $\lambda_1 < \lambda < 2.800 \mu\text{m}$ 波段(即透过带)内的能量可透过 90% 左右, 而对波长 $\lambda > 2.800 \mu\text{m}$ (次透过率)的能量约透过 10% 左右。直接辐射表配上截止波长为 λ_1 的滤光片后, 所测得的通量密度 S'_{λ_1} 为

$$S'_{\lambda_1} = \int_{\lambda_1}^{2.800} I_{\lambda} t_{\lambda} d\lambda + \int_{2.800}^{\infty} I_{\lambda} t_{\lambda} d\lambda = \bar{t}_1 S_1 + \bar{t}_2 \Delta S,$$

其中 I_{λ} 为到达地面波长为 λ 的太阳直接辐射; t_{λ} 为滤光片在波长 λ 处的透过率; $\bar{t}_1$ 、 $\bar{t}_2$ 为分别为滤光片主带和次带的平均透过率; S_1 、 ΔS 为分别为波长间隔 $\lambda_1 \sim 2.800 \mu\text{m}$ 和 $\lambda > 2.800 \mu\text{m}$ 的太阳直接辐射通量密度。

设 S 为不罩滤光片时测得的直接辐射, 则波长小于 λ_1 的直接辐射 S_{λ_1} 为

$$S_{\lambda_1} = S - S_1 - \Delta S = S - (1/\bar{t}_1) S'_{\lambda_1} - (1 - \bar{t}_2/\bar{t}_1) \Delta S_0, \quad (1)$$

这里 f 为日地距离订正因子 ($f = (R_0/R)^2$, R 和 R_0 分别为日地距离和平均日地距离); ΔS_0 为日地平均距离下波长大于 $2.800 \mu\text{m}$ 的太阳直接辐射。

所用滤光片平均透过率 $\bar{t}_1$ 、 $\bar{t}_2$ 以及截止波长 λ_1 由标准计量部门逐个严格测定。 f 可由测量日期和时间计算, ΔS_0 与可降水量有经验关系可以求出^[2]。根据直接日射在不罩滤光片测得的 S 和罩上以后测得的 S'_{λ_1} , 方可由(1)计算出 S_{λ_1} 。

2. 大气光学厚度和气溶胶光学厚度

根据 Bourguer 定律, 波长为 λ 的地外太阳辐射强度 $I_{0\lambda}$ 经大气层衰减到达地面时变为 I_{λ} , 可表示为

$$I_{\lambda} = I_{0\lambda} \exp(-\tau_{\lambda} m)$$

其中, τ_{λ} 为大气柱光学厚度, m 是大气质量。设观测分为 n 个波段进行, 即: λ_1 , λ_2 , ..., λ_n , 波长依次增大, 波长间隔 $\Delta\lambda_i = \lambda_{i+1} - \lambda_i$ 内平均直接辐射为

$$S_{\lambda_{i+1}} - S_{\lambda_i} = \int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} I_{\lambda} d\lambda \quad (i = 1, 2, \dots, n)$$

由积分中值定律得

$$\begin{aligned} S_{\lambda_{i+1}} - S_{\lambda_i} &= \exp(-\tau_{\lambda_i} m) \int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} I_{0\lambda} d\lambda, \\ \tau_{\lambda_i} &= (1/m) \ln[(\int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} I_{0\lambda} d\lambda) / (S_{\lambda_{i+1}} - S_{\lambda_i})] = \bar{\tau}_{\lambda_i}, \end{aligned} \quad (2)$$

这里 τ_{λ_i} 表示波长为 λ_i 的光学厚度 ($\lambda_i \in (\lambda_i, \lambda_{i+1})$), 而 $\bar{\tau}_{\lambda_i}$ 表示波长在 $(\lambda_i, \lambda_{i+1})$ 区间内的积分平均大气光学厚度。我们又知 $\bar{\tau}_{\lambda_i}$ 可表示为

$$\bar{\tau}_{\lambda_i} = \bar{\tau}_{R\lambda_i} + \bar{\tau}_{O_3\lambda_i} + \bar{\tau}_{O_2\lambda_i} + \bar{\tau}_{W\lambda_i} + \bar{\tau}_{a\lambda_i},$$

其中, 下标 R, O_3 , O_2 , W, 和 a 分别表明分子 Rayleigh 散射、臭氧、氧气、水汽和大气气溶胶的光学厚度,

$$\bar{\tau}_{R\lambda_i} = (1/\Delta\lambda_i) \int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} k_{R\lambda} d\lambda,$$

$$\bar{\tau}_{O_3\lambda_i} = (1/\Delta\lambda_i) \int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} k_{O_3\lambda} I_{O_3} d\lambda,$$

$$\bar{\tau}_{O_2\lambda_i} = (1/\Delta\lambda_i) \int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} -1.41 k_{O_2\lambda} m_a / (1 + 118.93 k_{O_2\lambda} m_a)^{0.45} d\lambda,$$

$$\bar{\tau}_{W\lambda_i} = (1/\Delta\lambda_i) \int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} -0.2385 k_{W\lambda} w m_r / (1 + 20.07 k_{W\lambda} w m_r)^{0.45} d\lambda.$$

$k_{R\lambda}$, $k_{O_3\lambda}$, $k_{O_2\lambda}$, $k_{W\lambda}$, 分别为波长 λ 时的分子散射, 臭氧吸收, 氧气吸收和水汽吸收系数^[3], I_{O_3} 和 w 分别为臭氧含量与可降水量; m_a , m_r 分别为经压力校正和不经压力校正的大气质量。因此, 大气气溶胶光学厚度就可表示为

$$\bar{\tau}_{a\lambda_i} = \bar{\tau}_{\lambda_i} - (\bar{\tau}_{R\lambda_i} + \bar{\tau}_{O_3\lambda_i} + \bar{\tau}_{O_2\lambda_i} + \bar{\tau}_{W\lambda_i}).$$

3. 中值波长 $\bar{\lambda}_i$ 的回归

求取了 $\lambda_i \sim \lambda_{i+1}$ 波长间隔内的积分平均大气光学厚度 $\bar{\tau}_{\lambda_i}$, 如何确定(2)中积分中值对应波长 $\bar{\lambda}_i$ (该波长在气溶胶粒度谱反演时将要用到), 现在简述我们使用的数值反插方法。设气溶胶光学厚度服从 Angstrom 公式:

$$\tau_{a\lambda} = \beta \lambda^{-\alpha},$$

分子 Rayleigh 散射光学厚度

$$\tau_{R\lambda} = k_R \lambda^{-2R},$$

单色波长为 λ 的大气柱光学厚度

$$\tau_{\lambda} = \tau_{a\lambda} + \tau_{R\lambda} + \tau_{O_3\lambda} + \tau_{O_2\lambda} + \tau_{W\lambda},$$

其中 β , α , k_R , α_R 等均可取文献[3]气候平均值。从而得到大气柱光学厚度谱值, 然后积分

$$\bar{\tau}_{\lambda_i} = (1/\Delta\lambda_i) \int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} \tau_{\lambda} d\lambda.$$

由 $\bar{\tau}_{\lambda_i}$ 反插 ($\tau_{\lambda_i} \sim \tau_{\lambda_{i+1}}$) 得中值波长 $\bar{\lambda}_i$ 。同理, 用 $\bar{\tau}_{a\lambda_i}$ 反插 ($\tau_{a\lambda_i} \sim \tau_{a\lambda_{i+1}}$) 得 $\bar{\lambda}_{ai}$ 。对于波长 $\lambda = 0.387, 0.487, 0.523, 0.574, 0.595, 0.644, 0.700, 0.716, 0.980 \mu\text{m}$ 九波段, 回插的中值波长见表 1。可以看出, 除两端点外, 中值波长 $\bar{\lambda}_{ai}$ 基本上与算术平均波长 $(\lambda_{i+1} + \lambda_i)/2$ 相重合。数值实验表明, 不同的浊度系数 β , 及指数 α 取值引起 $\bar{\lambda}_{ai}$ 的偏差小于 2%。

4. 宽带积分光学厚度

在实际观测中由于锐截止型滤光片波长的选取常限于材料, 波长间隔 $\Delta\lambda_i$ 宽窄不一

表 1 九波段回插中值波长(单位: μm)

λ_i	0.387	0.487	0.523	0.574	0.594	0.644	0.700	0.716	0.980
$(\lambda_{i+1} + \lambda_i) / 2$	0.437	0.505	0.548	0.584	0.619	0.672	0.708	0.848	
$\bar{\lambda}_m$	0.451	0.505	0.548	0.584	0.619	0.671	0.708	0.824	

样, 有时对于很小的 $\Delta\lambda_i$ 使得(2)中直射辐射差 $S_{\lambda_{i+1}} - S_{\lambda_i}$ 是个与误差可比较的很小量。从而引起光学厚度数据较为分散。为了避免这种现象, 我们又提出了宽带积分光学厚度的求取方法。同样设波长分为 n 个波段, $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$, 令

$$\Delta S_{\lambda_i} = S_{\lambda_{i+1}} - S_{\lambda_{\min}} = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{i+1}} I_{0\lambda} d\lambda,$$

$$\bar{\tau}_{\lambda_i} = (1/m) \ln \left[\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{i+1}} I_{0\lambda} d\lambda / (S_{\lambda_{i+1}} - S_{\lambda_{\min}}) \right],$$

这里 $\lambda_{\min}$ 表示最小波长(取 $\lambda_{\min} = \lambda_1$)。与前述方法不同的只是积分下限取 $\lambda_{\min}$, 其余类推。同样可反插得到中值波长 $\bar{\lambda}_{ai}$, 即反演用等效波长。当然这是以减小整体波长范围为代价, 但从依此获得了精度良好的光学厚度谱考虑, 这样做还是值得的。

5. 气溶胶粒子谱分布

前述方法求得了大气气溶胶光学厚度谱 $\tau_{a\lambda_i}$, 假定气溶胶粒子可以用球形近似, 根据 Mie 光散射理论, 得

$$\tau_{a\lambda_i} = \int_0^\infty \pi r^2 K_e(r, m, \bar{\lambda}_i) n(r) dr \quad (i = 1, 2, \dots, N), \quad (3)$$

其中 r 为气溶胶粒子半径; $K_e(r, \bar{\lambda}_i, m)$ 为 Mie 消光因子; m 为气溶胶粒子折射率; N 为波长通道数; $n(r)$ 为大气柱气溶胶粒子分布函数 [$n(r) = \int_0^\infty n'_c(r, z) dz$, $n'_c(r, z)$ 为垂直高度 z 处气溶胶粒度谱]。这样(3)可归结为线性第一类 Fredholm 积分方程, 求解方程就可反演出大气柱气溶胶粒度谱分布。在可见光区气溶胶主要成分的折射率, 其实部范围为 1.33—1.64, 虚部在 0.001—0.02 之间。因此我们在反演中约定取 $m = 1.55 - 0.001i$ 。考虑到 Phillips-Twomey 反演方法并不特别指定反演结果——粒度谱类型的优点, 我们选用它来反演粒度谱 $n(r)$ 。详细过程见文献[4, 5]。

三、资料背景及处理结果

1966 和 1968 年珠穆朗玛峰地区科学考察期间的太阳直接辐射观测位置和时间列于表 2 中, 全部光谱辐射观测均采用前苏联产萨维诺夫-雅尼谢夫斯基型相对日射表。仪器精度优于 5%。观测是在太阳视面 5° 视角内无云的天气条件下进行的。观测内容包括太阳直接辐射 S 和波长小于 λ 的辐射 S_λ , 从而得到各波段能量在全波段中所占百分数^[2]。

1966 年观测了四个波段的太阳直接辐射, 即 $\lambda = 0.487, 0.574, 0.644, 0.980 \mu\text{m}$; 而 1968 年的观测在九个波段进行, 波长详见表 1。从观测资料中选出地方时为 11:00—

表 2 珠穆朗玛峰地区科学考察太阳直接辐射测量地理位置和日期

地 点	东 经	北 纬	海 拔(m)	日 期
东绒布冰川	86° 57′	28° 02′	6000—6300	1966 年 4 月 29 日—5 月 2 日 1968 年 4 月 18 日—28 日
绒布寺	86° 50′	28° 12′	5000	1966 年 3 月 22 日—5 月 18 日 1968 年 4 月 14 日—5 月 6 日
拉 萨	91° 08′	29° 42′	3700	1966 年 3 月 10 日, 5 月 26 日—29 日 1968 年 5 月 18 日—25 日
樟 木	86° 01′	27° 59′	2200	1966 年 5 月 12 日—13 日

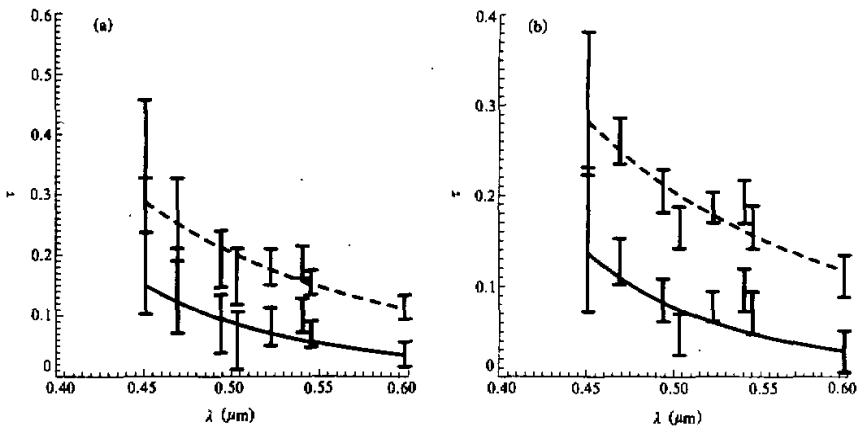


图 1 1968 年 4 月在东绒布冰川(a)和绒布寺(b)月平均大气光学厚度 τ 及气溶胶光学厚度 τ_a

(a) — $\tau_a = 0.00152082 \times \lambda^{-5.63647}$, --- $\tau = 0.0205498 \times \lambda^{-3.31045}$
(b) — $\tau_a = 0.00166245 \times \lambda^{-5.53015}$, --- $\tau = 0.023796 \times \lambda^{-3.10306}$

13:00 之间的直接辐射, 求取的宽带积分光学厚度, 各观测点进行月平均。图 1a、1b 给出了 1968 年 4 月在东绒布冰川和绒布寺月平均大气光学厚度及气溶胶光学厚度, 其中虚线为大气光学厚度, 实线是气溶胶光学厚度, 图中给出了统计偏差范围。

图 2 为绒布寺 1968 年 5 月 4、5、6 日三天的波长为 0.55 μm 气溶胶光学厚度的日变化情况。图 3a、3b 为这三天的 Angstrom 浊度参数 β 和 α 的变化趋势。图 4 是由月平均大气气溶胶光学厚度反演的东绒布冰川, 绒布寺, 拉萨和樟木的月平均大气气溶胶粒子谱分布。

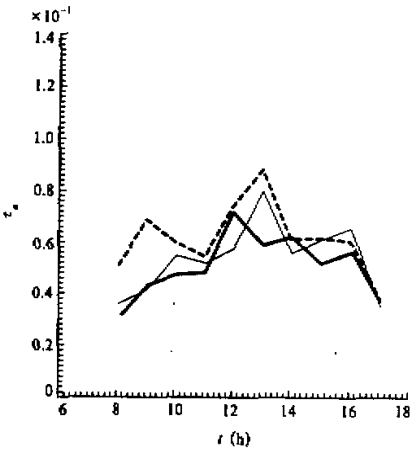


图 2 1968 年 5 月 4、5、6 日绒布寺大气气溶胶(波长 0.55 μm 处)光学厚度日变化
粗实线: 4 日, 细实线: 5 日, 虚线: 6 日

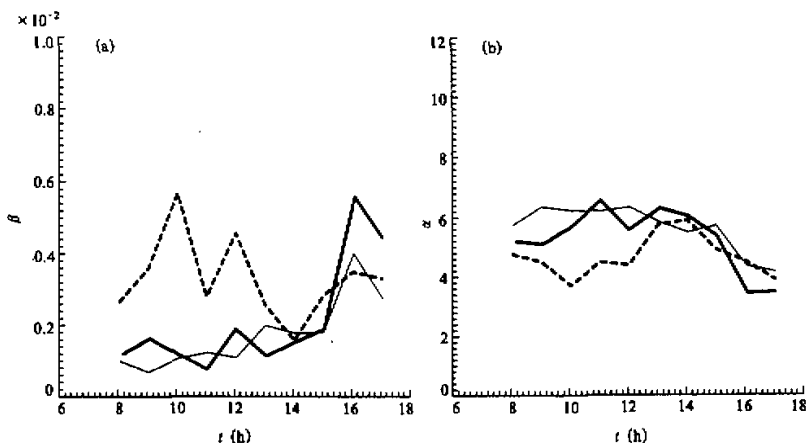


图3 绒布寺1968年5月4, 5, 6日气溶胶 Angstrom 浊度参数 α (a)和 β (b)日变化
粗实线: 4日, 细实线: 5日, 虚线: 6日

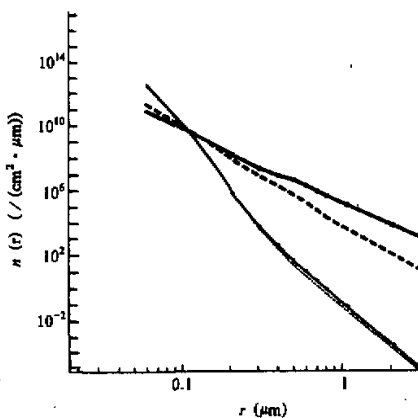


图4 东绒布冰川, 绒布寺, 拉萨和樟木的
月平均大气柱气溶胶粒子谱分布
——1968年4月, 东绒布冰川; ---1968年4月,
绒布寺; ...1968年5月, 绒布寺;
-.-1968年5月, 拉萨; -.-.-1968年5月,
拉萨; —·—1968年5月, 樟木

四、分析和讨论

1. 光学厚度的海拔变化

随着观测地点海拔的增高, 大气气溶胶光学厚度逐渐减小, 如表3所示, 该表给出了各观测站波长为 $0.55 \mu\text{m}$ 处的平均气溶胶光学厚度。

从表3可以看到, 东绒布冰川的气溶胶光学厚度最小, 这是由于该观测站的海拔高: (1)气溶胶的原生气体稀少; (2)气温低, 生成气溶胶的化学过程减慢; (3)动、植物种类减少, 参与气溶胶生成排放的物理过程减少; (4)冰雪覆盖, 地面扬尘减少。

2. 光学厚度的年度变化

以资料较为完整的拉萨观测站为例。图5给出了大气气溶胶光学厚度的年度变化趋势状况, 为了与文献[1]作比较, 图5光学厚度取波长为 $0.5196 \mu\text{m}$ 处的值。1976和1980年的光学厚度值分别取自文献[6]和[7]。从图5可以看出, 气溶胶光学厚度有逐年增大趋势。由图5中的拟合曲线可知, 60年代到80年代后期20年间增长约为36%。这种增长有两方面的原因: (1)拉萨局地气溶胶源增强。由于人口逐年增多, 相应的地面活动强度加大, 人为气溶胶源增幅较

表 3 大气气溶胶光学厚度随观测站海拔高度的变化

观测站名	东绒布冰川	绒布寺	拉 萨	樟 木
海拔 (m)	6000—6300	5000	3700	2200
$\tau_{\lambda=0.55\mu\text{m}}$	0.044 ± 0.017	0.048 ± 0.022	0.100 ± 0.021	0.155 ± 0.023

大; (2) 全球平均气溶胶浓度变化。虽然没有完整资料报道这种平均浓度变化的趋势, 但已有很多研究表明气溶胶浓度确实有逐年增高势头^[8]。

3. 光学厚度的日变化

为了了解气溶胶光学厚度日变化情况, 我们选用记录较为完整的几天资料, 以波长 $0.55\mu\text{m}$ 处光学厚度时间变化进行分析。从图 2 可以看出, 气溶胶光学厚度在 13:00 左右明显增高, 这与近地面气温回升, 地面源垂直输送增强有关。有时(5月6日)在 9:00 左右也有一小峰值出现, 可能是早晨逆温层消散过程引起。物理机制有待研究。图 3 给

出了 Angstrom 参数 β 和 α 的日变化状况。由图可见午后 β 和 α 变化较平稳, 有规律, 午前波动较大。在相近 α 下, β 大则光学厚度也大。但若 α 过小, 也会使光学厚度减小。如图 3a, b 所示, 从午后 14 点开始到 16 点, β 值均有增高趋势, α 相反皆下降, 综合作用结果使光学厚度变小。另外, 根据 α 与 Junge 指数 U^* 的关系($U^* = \alpha + 2$)可知, α 变小即 U^* 小, 表明光学厚度谱随波长变化较为平坦, 气溶胶大粒子成分在粒度谱中增多。由此可以推断, 该观测站午后气溶胶以大粒子增多(如凝并过程)为主要变化机制。

4. 光学厚度与极地比较

珠穆朗玛峰地区终年积雪覆盖, 远离人类活动地带, 与地球南极有相似的清洁环境。而珠峰又以其海拔高而称之为地球第三极, 所以有必要比较一下南极和珠峰地区的大气气溶胶光学厚度。表 4 列出了这两地观测地点时间和光学厚度值, 为了便于与南极长城站资料比较^[9], 表中光学厚度取波长 $0.65\mu\text{m}$ 处值。

可以看出, 虽然表 4 中年份季节不尽相同, 可比性有所降低, 然而可以得出一个总体量级的概念, 即珠峰地区大气气溶胶光学厚度确实与南极有相同的量级, 比内陆人口密集地区(如北京, 1981 年 4—5 月份观测资料^[11, 12], 气溶胶光学厚度在 0.2—0.5 间)小一个数量级。

5. 粒度谱分布特征

由图 4 可以看出, 反演得到的珠峰地区大气气溶胶粒子谱分布属于双模谱型, 可用

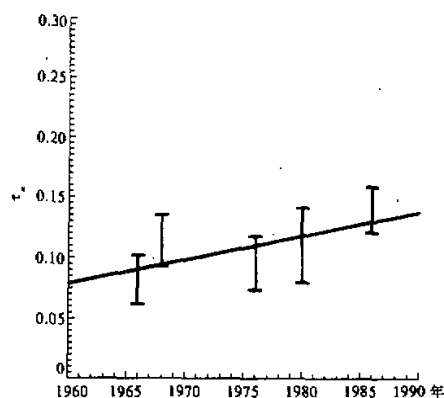


图 5 拉萨春季大气气溶胶光学厚度(τ)随年度(Y)变化

$$\lambda = 0.5196\mu\text{m}, \text{线性拟合: } \tau = 0.00195116Y + 3.7457$$

表 4 珠峰地区和南极月平均气溶胶光学厚度的比较

观测地点	日 期	光学厚度 ($\tau_{0.65 \mu m}$)
东绒布冰川	1968 年 4 月	0.017 ± 0.007
绒布寺	1968 年 4—5 月	0.019 ± 0.009
拉 萨	1968 年 5 月	0.068 ± 0.019
南极 Ross 岛*	1974—1979 年夏季	0.015 ± 0.006
南极长城站**	1989 年 1—2 月	0.098 ± 0.059

* 取自文献[10], ** 取自文献[9].

Junge 谱叠加一对数正态分布进行拟合:

$$n(r) = A\{r^{-B} + C/r \times \exp[-D \log^2(r/E)]\},$$

拟合参数见表 5.

表 5 珠穆朗玛峰地区 1966 和 1968 年 4—5 月平均大气气溶胶谱分布拟合参数

观测地点和时间	A	B	C	D	E
东绒布冰川 1968 年 4 月	0.5371680×10^{-2}	11.681	0.13125×10^5	0.68874×10^1	0.63236×10^{-1}
绒布寺 1968 年 4 月	0.4174148×10^{-2}	11.906	0.20392×10^5	0.73930×10^1	0.50443×10^{-1}
绒布寺 1968 年 5 月	0.6522882×10^{-2}	11.773	0.36118×10^5	0.76884×10^1	0.10000
拉 萨 1966 年 5 月	0.7500068×10^{-2}	11.789	0.30320×10^5	0.75750×10^1	0.11481
拉 萨 1968 年 5 月	0.5716100×10^{-4}	6.0516	0.23038×10^{-1}	0.36551×10^1	0.45000
樟 木 1966 年 5 月	0.1313610×10^0	4.4812	0.18178×10^1	0.11370×10^1	0.54924

从图 4 显而易见, 珠峰地区在海拔 5000 m 以上的东绒布冰川、绒布寺, 1968 年 4—5 月份大气气溶胶粒度谱几乎重合, 并且与拉萨 1966 年 5 月的谱形状也极为相近; 而拉萨 1968 年 5 月的粒度谱形状和海拔更低的樟木地区(2200 m)1966 年 5 月较为相近, 半径 $r > 0.1 \mu m$ 的粒子浓度显著增多, 反映了较低海拔地区人畜活动增多, 地面人为气溶胶源较强的现象。由表 5 可以看出各谱型参数特征。海拔 5000 m 以上(连同 1966 年拉萨)地区粒子谱参数 C 值较大, 表明双模谱中以对数正态分布为主导, 粒子源趋于单一, 而在较低海拔, Junge 分布与对数正态分布权重差别缩小, 甚至相近, 两模共同起作用, 即双模联合决定着粒子谱形态。此外, 从表中 E 参数看, 它表征了粒子谱第二模态, 即对数正态分布的几何平均半径, 可以看出, 随着观测点海拔的增高, E 值有减小趋势。这从另一侧面反映了海拔高, 地面活动向上输送的大粒子减少的物理现象。

五、结 论

本文提出了一种由宽带光谱资料导出大气和气溶胶光学厚度谱, 并反演出粒子谱分布的方法。用此方法分析了 1966 和 1968 年珠穆朗玛峰地区科学考察期间观测资料, 可以得出以下结论:

1) 气溶胶光学厚度随观测地点海拔增高而减小, 最高的东绒布冰川地区波长 $0.55 \mu m$ 的光学厚度为 0.044 ± 0.017 ;

- 2) 拉萨的气溶胶光学厚度有逐年增大趋势, 20 年间增长约为 36%;
- 3) 珠峰地区气溶胶光学厚度与南极地区有相似的量级, 比内陆人口密集地区小一个数量级;
- 4) 珠峰地区的气溶胶粒子谱可用双模谱, 即 Junge 分布加上对数正态分布进行拟合。随着海拔增高, 双模谱以第二模态, 对数正态分布为主导, 而其几何平均半径也随之减小。

参 考 文 献

- [1] 王鹏举, 周秀骥, 1988, 青藏高原大气光学特性的测量与分析, 气象科学院院刊, 3(1), 46—55。
- [2] 左大康, 杨淑宽, 1989, 中国地理基础数据-野外定位试验站卷(第 2 集): 辐射观测数据集, 科学出版社, 223—227。
- [3] Iqbal, M., 1983, An introduction to solar radiation, Academic Press.
- [4] 吕达仁、邱金桓、周秀骥, 1981, 消光-小角散射综合遥感气溶胶分布原理与数值试验, 中国科学, 12, 1516—1524。
- [5] 李 放、吕达仁、刘锦丽, 1993, 近地层大气气溶胶垂直结构阶梯遥感, 中国博士后首届学术大会论文集, 国防工业出版社, 345—349。
- [6] 王庚辰、许 黎、吕位秀、任雨新, 1979, 高山地区太阳可见光辐射大气消光的观测研究, 大气科学, 3(4), 343—351。
- [7] 赵柏林, 张凡菲, 高国明, 1986, 我国大气气溶胶光学厚度的特性, 气象学报, 44(2), 235—241。
- [8] Stowe, L. L., R. Hiltzberger and A. Deepk., 1990, Report of the experts meeting on space observation of tropospheric aerosols and complementary measurements, WCRP-48, WMO/TD-No.389.
- [9] 张金定、邱金桓、汪宏七, 1991, 南极长城站云和气溶胶光学特性的遥感分析, 南极研究, 3(1), 47—53。
- [10] Shaw, G. E., 1980, Optical chemical and physical properties of aerosol over the antarctic sheet, *Atmospheric Environments*, 14, 911—921.
- [11] 赵柏林, 王 强、毛节泰、秦 瑜, 1983, 光学遥感大气气溶胶和水汽的研究, 中国科学, B, 951—962。
- [12] Qiu Jinhuan, Wang Hongqi, Zhou Xiuji and Lu Daren, 1985, Experimental study of remote sensing of atmospheric aerosol size distribution by combined solar extinction and forward scattering method, *Adv. Atmos. Sci.*, 2(3), 307—315.

Optical Properties of Atmospheric Aerosols over Mount Qomolangma

Li Fang and Lu Daren

(Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029)

Abstract

A method of determining atmospheric optical depth spectra from wide-band direct solar radiation is presented. The wavelength dependence of aerosol optical depth in the region of Mount Qomolangma is obtained by this method from observations of the period 1966 to 1968's MQ Scientific Survey. The aerosol optical depth at $0.55 \mu\text{m}$ wavelength for the highest station, the East Rongbu Glacier (6300 m above sea level) in the spring is 0.044 ± 0.017 , which is comparable to that obtained at the Antarctic observation station, but less by an order of magnitude than that for the populated inland area. Also, aerosol size distributions over the region are retrieved from the optical depth spectra. By comparison and combination with the radiation data of the 1986's Sino-American Cooperation Scientific Survey in Tibet, it is shown that the aerosol optical depth in Lhasa area increases with a rate of 1.8% per year.

Key words: direct solar radiation; atmospheric aerosol; optical depth; particle size distribution.