

分类号_____

密级_____

UDC _____

编号_____

中国科学院研究生院 博士学位论文

基于 MODIS 与太阳光度计联合遥感 太湖地区大气特性

胡方超

指导教师 童庆禧 院 士 中国科学院遥感应用研究所

张 兵 研究员 中国科学院遥感应用研究所

郑兰芬 研究员 中国科学院遥感应用研究所

申请学位级别 博士 学科专业名称 地图学与地理信息系统

论文提交日期 2007 年 5 月 论文答辩日期 2007 年 6 月

培 养 单 位 中国科学院遥感应用研究所

学位授予单位 中国科学院研究生院

答辩委员会主席_____

Ph.D. Dissertation

**The Atmospheric Properties over Taihu Lake Jointly Remote
Sensed from MODIS and Sun Photometer data**

By

HU Fangchao

Supervisor: Prof. TONG Qingxi

Prof. ZHANG Bing

Prof. ZHENG Lanfen

Submitted in fulfillment of the requirements for the degree of

Doctor of Philosophy

in

The State Key Laboratory of Remote Sensing Science,

Institute of Remote Sensing Applications, Chinese Academy of Sciences

Beijing

June 2007

本研究得到中国科学院知识创新工程重要方向项目“内陆水体三种典型水质参数的高光谱遥感监测关键技术研究”（KZCX3-SW-350）和中国科学院研究生科学与社会实践资助专项（创新研究类）“内陆水体固有光学量遥感反演方法研究”联合资助。

中国科学院遥感应用研究所

学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品或成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本声明的法律结果由本人承担。

论文作者签名：

日期： 年 月 日

摘 要

近年来,我国大气污染严重,空气质量恶劣,开展对大气特性研究的需求十分迫切。遥感作为一种新的技术手段具有很大优势。

本文以太湖为研究区,通过水面光谱实验采集,地基太阳光度计大气测量,和当天的 MODIS 遥感影像,联合遥感太湖地区的大气特性,其中对大气的水汽总量和气溶胶光学厚度做了重点研究。本文的研究成果如下:

1) 提出了一种利用太阳光度计直射数据反演气溶胶光学厚度的改进算法。考虑了影响气溶胶光学厚度反演误差的各种因素,其中对大气光学质量, Rayleigh 光学厚度,臭氧的吸收系数等因素做了改进,特别是计算 Rayleigh 标准光学厚度积分式时考虑了复折射指数,退极化因子。结果表明该算法能提高反演的精度。

2) 提出了一种新的太阳光度计定标方法。研究比较了太阳光度计直射通道的各种定标技术,并应用于实际的实验测量中。除了 Langley 法,标准传递法外,并在理论上提出了一种新的定标方法。

3) 光度计和 MODIS 联合反演大气水汽总量。确定了光度计用改进 Langley 法中的瞬态法,和 MODIS 的近红外两波段比值法效果较好,最后获得逐像元的水汽总量。

4) 提出了一种实验确定气溶胶类型的方法。通过与卫星影像准同步的地面光谱和太阳光度计实验,利用辐射传输模式 6S,变化气溶胶类型各组分,建立关于星上辐射的查找表,并利用新定义的相对误差参量,在其总误差最小时确定气溶胶类型。

5) 实现、改进并扩展计算单球粒子的 Mie 散射程序。可以计算多分散体系的大气气溶胶粒子群并包括偏振的光学特性,并用于实际太湖地区大气气溶胶偏振散射相函数等光学特性的计算中。

本文的研究成果可为大气校正和水色遥感奠定基础。

关键词 高光谱遥感, 气溶胶光学厚度, 水汽总量, MODIS, CE318

The Atmospheric Properties over Taihu Lake Jointly Remote Sensed from MODIS and Sun Photometer data

Abstract

Hufangchao (Cartology and Geography Information System)

Directed by Tong Qingxi, Zhang Bing and Zheng Lanfen

Recently, the atmospheric pollution and awful air have threaten our nation, therefore it cries for the study the atmospheric properties. As a new technology, remote sensing has a lot of advantages.

The paper selected Lake Taihu as our study area. By collecting the spectrum of the water surface, measuring of atmosphere using the sunphotometer, and acquiring the image of the MODIS on the same day, the data were used to get properties of atmosphere. The key point of the study is related to the atmosphere water vapor amount and the aerosol optical depth (AOD). The research results in this paper are presented as following:

1) Propose an improved algorithm for the retrieval of aerosol optical depth using the direct sunlight data of sunphotometer. Different effects on the inversion errors of AOD are mainly analyzed and improved algorithms have been used to get high inversion precision of aerosol optical depth, respectively in the air mass, Rayleigh optical depth, and ozone absorption coefficient etc. Especially in the computation of standard Rayleigh optical depth using the integral form, not only the effects of complex refractive index but also the depolarization ratio. The computed results have been showed that this algorithm can improve the accuracy of the retrieval.

2) A new calibrated method is presented. The different techniques of calibration for the channels of the direct sunlight are compared and applied in the actual measurements. Except of the Langley method and the standard translated one, a new

calibrated one is presented in the theory.

3) As the atmosphere water vapor amount is inverted using the sunphotometer and MODIS data. The good effects are shown in the instant method of the Langley and the ratio of reflectance for two bands and the water vapor amount of every image pixel are obtained.

4) A method based on measurements for determining the aerosol type is announced. By using the nearly synchronous measurements of the data from surface spectrum and the sunphotometer with the image, and by use of the radiative transfer model 6S, varying the components of the aerosol type, a LUT (look up table) is made for the radiance on the satellite. When the total relative error of the new defined parameter for relative error is getting to the least, the aerosol type will be decided.

5) The Mie code which was used to calculate the single sphere particle has been improved, extended and realized to compute the optical characteristics including polarization of the poly-disperse aerosols. And it has been used to get the polarized phase function of aerosols over Lake Taihu.

The results of this study will be provided for the supporting of the atmospheric corrections and the water color remote sensing.

Key Words: Hyperspectral Remote Sensing; Aerosol Optical Depth, Water Vapor Amount, MODIS, CE318

目 录

摘 要.....	V
Abstract.....	VI
目 录.....	VIII
第一章 引言.....	1
1.1 研究意义.....	1
1.1.1 大气特性的研究意义.....	1
1.1.2 遥感监测内陆水体上空大气特性的研究意义.....	1
1.2 研究现状.....	2
1.2.1 大气遥感概述.....	2
1.2.2 高光谱大气遥感.....	5
1.2.3 地基偏振大气遥感.....	8
1.3 研究内容.....	10
1.3.1 研究区概况.....	10
1.3.2 研究思路.....	11
1.3.4 研究结构.....	13
参考文献.....	15
第二章 大气辐射传输理论.....	18
2.1 大气辐射传输方程及其求解.....	18
2.1.1 大气辐射传输方程.....	18
2.1.2 辐射传输方程求解.....	20
2.2 包括偏振的大气散射.....	21
2.2.1 Stokes 参量.....	22
2.2.2 Stokes 参量的测量.....	23
2.2.3 Rayleigh 散射.....	25
2.2.4 Mie 散射.....	25
2.2.5 气溶胶粒子群散射特性.....	29
2.3 大气辐射传输模型.....	32
2.3.1 6S 模式.....	32
2.3.2 MODTRAN 模式.....	35
参考文献.....	40
第三章 太阳直射光数据反演.....	41
3.1 仪器测量原理.....	42
3.2 太阳直射数据反演光学厚度的改进算法.....	44
3.2.1 气溶胶光学厚度的反演误差.....	44
3.2.2 太阳天顶角的计算.....	44
3.2.3 大气光学质量的计算.....	48
3.2.4 Rayleigh 光学厚度的计算.....	49
3.2.5 吸收气体光学厚度的计算.....	56
3.2.6 气象等辅助数据的使用.....	59

3.2.7 实验数据处理与结果分析讨论.....	59
3.3 光度计直射通道的定标技术.....	61
3.3.1 定标方法原理.....	61
3.3.2 定标方法比较.....	63
3.4 光度计直射通道数据处理.....	65
参考文献.....	69
第四章 太湖地区大气水汽总量的反演.....	71
4.1 大气水汽总量反演概述.....	71
4.1.1 无线电探空技术探测大气水汽含量.....	72
4.1.2 利用 GPS 探测大气水汽含量.....	72
4.1.3 微波辐射计探测大气水汽含量.....	73
4.1.4 利用太阳光谱遥感大气水汽含量.....	73
4.1.5 红外遥感反演大气水汽含量.....	74
4.2 太阳光度计反演大气水汽总量.....	74
4.2.1 改进的 Langley 法.....	74
4.2.2 水汽量与水汽透过率的关系.....	75
4.2.3 反演结果与分析.....	77
4.3.MODIS 反演大气水汽总量.....	79
4.3.1 MODIS 劈窗水汽反演算法.....	81
4.3.2 MODIS 近红外波段水汽反演.....	81
4.3.3 反演结果与分析.....	83
4.4.结果与讨论.....	88
参考文献.....	89
第五章 基于 MODIS 反演气溶胶光学特性.....	91
5.1 气溶胶反演算法概述.....	91
5.1.1 MODIS 陆地上空气溶胶的反演算法.....	92
5.1.2 MODIS 海洋上空气溶胶的反演算法.....	94
5.2 内陆水体上空气溶胶的反演.....	95
5.2.1 确定气溶胶类型的算法.....	95
5.2.2 太湖上空气溶胶光学厚度的反演.....	106
5.2.3 太湖地区气溶胶光学特性分析.....	108
参考文献.....	115
第六章 总结与展望.....	117
6.1 总结.....	117
6.2 展望.....	118
攻读博士期间参加课题情况.....	120
攻读博士期间发表论文情况.....	121
致谢.....	122

第一章 引言

1.1 研究意义

1.1.1 大气特性的研究意义

近年来,我国大气污染十分严重,2001年开展监测的341个城市中,三级和劣于三级国家空气环境质量的分别占33.4%和33.2%。表明城市空气质量处于较严重的污染水平。在我国部分城市,由于挥发性有毒有机物(VOCs)污染导致的癌症与呼吸系统疾病明显增加,对人体健康构成严重威胁(李善强,2006)。

目前对大气成分的探测有三种基本方法,即直接探测、地基遥感探测和卫星遥感探测。三种方法各有特点,直接探测能够获得高可靠性的大气组分垂直分布数据,地基遥感探测可以获得长期可靠的总量结果,而卫星遥感可以获得大范围的总量和垂直分布观测数据。随着探测技术的发展和研究工作的需求,往往采用多种手段来对某一种大气组分进行探测。

地基大气遥感具有时间连续观测方面的优点,作为卫星遥感和直接探测的补充,也将得到快速的发展。地基大气遥感对于某些大气信息的获取已经而且正在发挥着巨大的作用。近年来,气溶胶气候效应问题研究需要的气溶胶地基遥感测量站网(AERONET / photon)正在建立和扩大(邱金桓,2005)。

本文就是将地基与空基遥感相结合,定量化探测太湖上空的水汽和气溶胶光学参数,研究这些参数的时空分布变化规律。

1.1.2 遥感监测内陆水体上空大气特性的研究意义

水色遥感的两大关键问题是大气校正和水体光学特性。在水色传感器所接收到的总辐射量中,带有水体信息的离水辐射占的份量很小,在传感器接收到的总信号中一般不足10%,其余大部分是大气散射的辐射量 and 水面直接反射的辐射量。利于传感器接收到的辐射信号反演水质参数,第一步就是从这些辐射信号中提取离水辐射,也就是进行精确的大气校正(唐军武,1999)。水色大气校正的难点之一在于从大信号中提取小信号;难点之二是所采用的算法必须是稳定的“业务化算法”。

目前对一类水体即大洋开阔水域的水色遥感反演比较成熟, 因为其水色要素主要由浮游生物所含的叶绿素a及其降解物所组成, 相对简单, 而且浓度都不高。目前实用化的一类水体大气校正模型主要是Gordon提出的应用于CZCS单次散射模型和应用于SeaWiFS和MODIS的多次散射模型 (Gordon, 1994)。在此基础上, 国际上对一类水体离水辐亮度反演的绝对误差要求为5%。

近岸水体、内陆河流、湖泊等含有的水色要素有叶绿素、悬浮泥沙、黄色物质等, 光学特性十分复杂, 一般归于二类水体。二类水体的大气校正算法一直是水色遥感的难题, 二类水体的光学特性以及上空的大气光学特性都是复杂多变的, 决定了其反演模型必然是局域性质的(Tassan 1994)。目前一直没有很好的由遥感数据逐象元反演气溶胶的办法。我国海洋一号水色遥感计划中提出的二类水体离水辐亮度反演的绝对误差要求为15%。

在遥感定量化需求和应用飞速发展的今天, 大气校正是实现定量遥感的前提, 不能回避的问题. 而精确的大气校正又必须知道要对水汽和气溶胶进行精确的测量或反演. 所以遥感监测水汽和气溶胶又是大气校正之前提. 本研究目的就是综合利用各种仪器, 多种数据, 通过多种方法比较研究, 来获得卫星观测上每一像元分布的大气水汽总量, 大气气溶胶光学厚度.

综上, 水色遥感监测二类水体的大气特性研究具有十分重要的意义, 不仅能够深入了解典型二类水体上空的大气特性, 如水汽总量大小及时空分布、气溶胶类型, 气溶胶的光学特性, 还能为二类水体的大气校正算法提供研究基础。

1.2 研究现状

1.2.1 大气遥感概述

大气遥感是 20 世纪 60 年代发展起来的大气科学的新兴学科分支。大气遥感以探测大气参数和过程为目标, 主要研究内容包括遥感原理、探测技术、反演理论与方法、遥感实验与应用 4 个方面。1960 年 4 月美国发射的世界上第一颗气象卫星泰罗斯-1 号, 是开始大气遥感时代的一个象征性标志 (邱金桓, 2005)。

遥感观测的主要大气参数有气溶胶、风、温度、湿度、云及水汽、臭氧等重要微量成分。下面就大气中的气溶胶和水汽的遥感探测作着重介绍。

(1) 气溶胶遥感

利用遥感方法可以直接得到气溶胶的辐射特性,分地基遥感和卫星遥感两部分,总结国内外气溶胶遥感研究方面开展的主要工作(毛节泰等,2002)。

◆ 地基遥感

目前地基遥感监测气溶胶的方法主要有:太阳直接辐射的宽带分光辐射测量遥感、多波段光度计遥感、测量天空散射亮度分布遥感、全波段太阳直接辐射遥感、华盖计遥感以及激光雷达遥感等。

邱金桓等(1995)在分析了全波段太阳直接辐射对气溶胶光学厚度及粒子谱敏感性的基础上提出了利用晴天全波段太阳直接辐射信息确定 $0.7\mu\text{m}$ 波长气溶胶光学厚度的方法。罗云峰等(2001)利用北京等 46 个甲种日射站 1961 - 1990 年逐日太阳直接辐射日总量和日照时数等资料,反演了 30 年来各站逐年、逐月 $0.75\mu\text{m}$ 大气气溶胶光学厚度,分析了我国大气气溶胶光学厚度的变化和时空分布特征。张军华等(2000)利用 10 波段光度计在西藏当雄地区进行了为期两个月观测,研究了该地气溶胶光学特性及其变化规律。研究结果表明,当雄地区气溶胶光学厚度较小,光学厚度与大气相对湿度呈正相关,气溶胶粒子谱分布符合干洁大陆气溶胶的特性。

由于气溶胶的生命周期较短,浓度的空间变化很大,所以,虽然地面遥感气溶胶可以得到较为准确的气溶胶信息,但是目前这种遥感方法由于受到费用和仪器观测手段的限制只能在有限的区域进行,只能反映整层大气柱的气溶胶的总量和单点的气溶胶信息,对分析大范围气溶胶光学特性、研究气溶胶的空间分布和输送特征有很大的困难,利用卫星遥感资料反演气溶胶,可以弥补上述地面遥感和一般地面观测难以反映气溶胶空间分布和变化趋势的不足,显出它的优势。目前,利用卫星遥感大陆和海洋上的气溶胶,已被认为是获得全球气溶胶收支、确定人为气溶胶的贡献、评估气溶胶对气候辐射强迫的主要方法,这就为探测大气气溶胶提供了新的手段。

◆ 卫星遥感

卫星遥感气溶胶的理论研究始于 70 年代中期,1977 年 NOAA 开始利用 AVHRR 可见光第一通道($0.63\mu\text{m}$)进行海洋上空气溶胶光学厚度的遥感,目前已发展到了第二代反演方法,利用双通道遥感的第三代反演方法也正在研究过程

中。现在利用 AVHRR 可见光通道遥感海洋上空气溶胶已作为 NOAA 的业务运行,每周提供一次全球海上气溶胶光学厚度分布图,用来分析全球海上气溶胶的分布特性。近年来,随着对气溶胶特性认识的不断深入,利用卫星遥感气溶胶得到了不断的发展,各种传感器包括多光谱、多角度、偏振、成像扫描等功能的应用将对遥感气溶胶光学特性提供更加全面的信息(李成才,2003)。

到目前为止,利用卫星遥感气溶胶已经形成了一个非常丰富的研究体系。根据遥感仪器的不同,可以把卫星遥感气溶胶的方法分为单通道遥感、多通道遥感、多角度多通道遥感以及偏振特性遥感四大类。卫星遥感产品也从反演气溶胶光学厚度,发展到反演气溶胶粒子谱分布、折射率指数以及气溶胶类型等,为全面、深入、细致地研究气溶胶提供了丰富的信息和广阔的前景。

由于受技术条件的限制,我国在第一代极轨卫星风云一号系列和第一代静止卫星风云二号系列上,没有设计和携带专门的大气垂直探测系统。FY-3 A 试验星预计于 2007 年发射,它的有效载荷、水平分辨率、地面接收处理系统较之 FY-1 系列都有跨越式发展,红外分光计是其主要的大气探测仪器之一,虽然还只能研制成滤光片式探测仪,但这是我国首次在卫星上装载自行设计研制的垂直探测仪器,已经是一个很大的跨越,这将对我国未来大气垂直探测仪器的改进和发展积累宝贵的经验。

(2) 水汽遥感

水汽在大气物理和大气化学等诸多过程中起着关键作用。它不仅是最重要的温室气体,也是影响短期降水预报的最关键因子,同时还影响着大气垂直稳定度、大气风暴系统的结构和演化过程以及地球纬向能量平衡(赵世军,2002)。因此对水汽的监测是大气遥感的一个主要目的。同时大气中的水汽含量也是影响遥感应用的一个主要因素之一,特别是在地表温度反演和遥感影像的大气校正中,由于水汽对辐射传输的影响,水汽数据还用作大气校正的输入来获取准确的地表参数,如陆地表面温度。大气中的水汽对全球气候变化有着极重要的影响,而缺乏精确、稳定、长期的水汽数据记录一直阻碍着对气候系统中的水汽影响的深入研究。同时,探空数据得到的是点状分布的水汽数据,需进行空间插值扩展后,才能应用到气候模型中,而“以点代面”会使模型模拟结果产生较大误差。利用水汽遥感反演的面状分布特点,则会解决这一问题。水汽总量不仅仅是大气遥感的重

要内容,它同时也是进行精确大气辐射传输模式计算中很重要的输入参数。关于水汽遥感的研究现状在正文中有详细的介绍。

1.2.2 高光谱大气遥感

高光谱技术起源于二十世纪 70 年代初期的多光谱遥感技术,并随着对地观测的需要而不断发展(陈述彭,1998)。高光谱遥感(Hyperspectral Remote Sensing)(童庆禧,2006)与常规遥感相比的突出特点就是在电磁波谱的可见光、近红外、短波红外、中红外波段范围内,获取许多非常窄的光谱连续的影像数据。

现有的高光谱传感器可分为高光谱成像和非成像光谱仪两种(杨一鹏,2004)。

◆ 高光谱成像光谱仪

高光谱影像具有波段多(几十到数百个)、光谱分辨率高(5-10 nm)等特点(浦瑞良,2000),可将传统的图像维与光谱维信息融合为一体,在获取地表空间图像的同时,得到每个地物的连续光谱信息,这样可以清楚地了解地物的细微光谱分布变化,克服遥感定量分析中光谱分辨率不足的障碍,从而实现依据地物光谱特征的地物成份信息反演及地物识别,为水质定量遥感反演提供重要的数据源。20 世纪 80 年代以来,航空用的高光谱分辨率传感器得到很大的发展并进入实用阶段。迄今为止,国际上已有 40 余套航空成像光谱仪处于运行状态。目前,具有实用功能的成像光谱仪及其应用主要集中在航空遥感领域,星载成像光谱仪还正在发展中(张宗贵,2000)。90 年代,航天成像光谱仪的发展成为国际上的热门课题,目前搭载成像光谱仪的高光谱类传感器主要包括 EOS-TERRA&AQUA/MODIS(美)、ADEOS-2/GLI(日本)、ENVISAT-1/MERIS(欧空局)、PROBA/CHRIS(欧空局)、EO-1/Hyperion(美)等。

◆ 高光谱非成像光谱仪

利用非成像光谱仪在野外或实验室测量各种地物的光谱反射率、透射率及其他辐射率,可帮助理解各种地物的光谱特性,提高不同种类遥感数据的分析应用精度,还可以模拟和定标一切成像光谱仪在升空之前的工作性能,如确定传感器测量光谱范围、波段设置和评价遥感数据等(赵英时,2003)。目前常用的野外光谱仪有 L1-1800 便携式光谱辐射仪、GER 野外光谱仪和 ASD 便携式野外光谱

辐射仪。国内使用较多的是 ASD 系列野外光谱辐射仪。

地球表面大多数物质在属于大气窗口的 $0.4\text{-}2.5\mu\text{m}$ 和 $8\text{-}14\mu\text{m}$ 等光谱范围均具有独特的诊断光谱特征。因此,如果能准确地获取这些光谱特征,就有可能对地球表面大多数物质进行直接识别。目前,高光谱遥感数据有效地应用于众多领域,如内陆水环境的监测、大气研究等。

(1) 高光谱在海洋及内陆水环境监测中的应用:

在海洋与内陆水色遥感中,成像光谱数据可以用于估算和分析水域中的吸收和散射成份,包括叶绿素、浮游生物、溶解的有机质、各种各样的悬浮物、水生植物等。美国 JPL 实验室的 Hamilton 等(1993)测量了几个离散位置的水面以上的光谱以及水体组分吸收系数的测定,利用 LOWTRAN-7 模型进行了 AVIRIS 图像的大气校正,估算了湖泊(Tahoe)的叶绿素浓度与深度。澳大利亚的 Jupp 等(1996)利用 CASI 数据提取出的光谱信息,进行了制图和光学水质监测以及浅水区测深等研究。加拿大的 Holden 等(1999)利用 1996 年在斐济和 1997 年在印尼获取珊瑚礁的现场光谱数据,进行主成分分析以确定最具有代表性的珊瑚礁光谱。我国中科院上海技术物理所在太湖地区采用高分辨率地物光谱仪实地测量了湖水在可见光和近红外波段($300\text{-}1100\text{nm}$)的反射光谱曲线,结合现场采样分析叶绿素、总悬浮固体物质浓度等水质参数,建立起藻类叶绿素高光谱遥感模型,估算了研究区域的叶绿素浓度分布(疏小舟, 2000)。

(2) 高光谱在大气遥感中的应用

大气的分子与粒子成分在太阳反射光谱波段反映强烈,这些成份包括水汽、 CO_2 、 O_2 、 O_3 、云和气溶胶等,能够被成像光谱仪器监测。在大气研究中,成像光谱技术突出的应用是云盖制图、云顶高度与云层状态参数估算、大气水蒸汽含量与分布估算、气溶胶含量估计以及大气光学特性评价等。在水汽方面,估算 940nm 水汽吸收强度与大气中总水柱丰度的关系(Chylek P. et al. 2004)。Gao 等人(Gao B.C. 1990, 1993)采用水汽在 $0.94\mu\text{m}$ 和 $1.14\mu\text{m}$ 吸收带特征,用 AVIRIS 数据估计水汽含量,对大气中水汽研究的误差不高于 5%,并根据所估计的水汽含量、太阳与传感器几何位置以及窄带光谱模型来估计水汽、 CO_2 、氧化氮、 CO 、 CH_4 和 O_2 的透过光谱。卷云在地球能量平衡中发挥着重要作用,在高光谱中可利用水汽在 1380nm 和 1850nm 处的强吸收确定卷云分布(Gao B.C., 2002)。毛

节泰等利用 GMS 资料, 根据季节内湖面反照率比较稳定的特性, 来反演中国地区四季气溶胶光学厚度的分布。

(3) 高光谱大气探测仪器的发展

截止目前, 只有美国拥有已经上天的星载大气垂直探测仪器。而且, 无论是当前极轨卫星 ATOVS 中的 HIRS, 还是静止系统的 GOES Sounder 均为滤光片分光仪器, 至多 20 个探测通道, 全球范围内大气温度和湿度反演的精度好的也只有 2.0K 和 20%, 垂直分辨率约有 4 公里, 上述探测精度和垂直分辨率基本上已经达到了滤光片式垂直探测仪的反演上限。显然, 这和表 1.1、表 1.2 (漆成莉, 2004) 中当前 NWP 对大气探测的需求相比还相差很远, 滤光片式红外大气垂直探测仪的探测能力已无法满足发展中的数值天气预报的需要, 因此, 美国和欧洲也一直在大力发展和探索各自的高光谱分辨率大气探测技术。

表 1.1 当前 NWP 对大气探测的垂直分辨率需求

高度范围	垂直分辨率
地表-500hPa	0.3-0.5km/每层
500-300hPa	1-2km/每层
300-100hPa	1-2km/每层
100hPa 以上	2-3km/每层

表 1.2 当前 NWP 对大气探测的观测精度需求(RMS 误差)

高度范围	温度	湿度
地表-300hPa	1K	10%
300-100hPa	1K	20%
100hPa	1K	-

由于受分光技术的限制, 当前滤光片式探测仪的光谱分辨率仅为 50-100 ($\nu/\Delta\nu$)左右, 是低光谱探测仪, 光谱和辐射测量精度不足; 研究表明, 当光谱分辨率 $NE\Delta T > 1200$, 仪器等效噪声温度(NE ΔT)优于 0.2K 时, 可以达到表 1.2 的探测水平, 而且还可以探测大气微量气体的含量。高光谱功率大气探测实现的途径有光栅技术和干涉技术。

美国八十年代研制了静止卫星 GOES 系统的高光谱大气探测仪 GHIS 样机, 并进行了大量的机载 HIS 观测试验 (Revercomb, H E. et al.1988; Smith W L. et al.1989, 1990)。九十年代, 进一步开展了 NPOESS 机载探测仪测试台 NAST 实验, 进行了大量的高光谱分辨率探测仪的地基和机载观测 (Sisko, C. A. et al.1999; Zhou D.K. et al.2002)。2002 年装载了高光谱大气探测仪 AIRS 的地球观测卫星 EOS 系列的第二颗卫星 Aqua 的发射成功, 第一次在卫星上实现了真正意义上的高光谱分辨率大气探测 (Chahine, M. T., 1999)。美国 NASA 计划在其静止科学试验卫星 EO-3 上搭载高光谱红外大气探测仪 GIFTS, 其观测和运行结果将用于确定和研制另两种高光谱大气探测仪 ABS/HES, 并计划装载于 2010 年以后发射的 GOES-R (Smith W L.2002a, 2002b)。另外, 2010 年以前, 美国 NOAA 计划在下一代极轨业务卫星 NPP 和 NPOESS 系列上装载干涉式跨轨红外探测仪 CrIS (Huang, H L.1996), 欧洲气象卫星组织 EUMETSAT 计划在欧洲的新一代极轨业务卫星 METOP 上装载红外大气干涉仪 TASI (Persky, M.I.1995)。通过 NPP, NPOESS, METOP 等极轨业务卫星计划的联合, 高光谱分辨率大气探测仪将有可能全面转向业务化, 以取代当前 ATOVS 系统中的 HIRS。

1.2.3 地基偏振大气遥感

在空间遥感、大气光学、海洋光学等领域人们早就开始了对偏光散射的研究和应用并取得了一系列的成果。在一定条件下, 偏振光波与散射介质相互作用时偏振态的变化规律隐含了丰富的介质信息, 有别于通常测量得到的强度、相位、频率、光谱等特征。通过测量散射光的偏振态变化从而推断散射介质性质的应用相当广泛, 工业上可用于测量云、雨、雾的特性; 环保上可用于测污; 天文上可用于研究大气和宇宙尘埃等 (廖廷彪, 2003)。

近年来偏振特性的应用研究介绍如下。在介质特性识别方面, 大气激光雷达系统通过分析云层散射光的偏振特性可以估计大气中气溶胶粒子的形状、分布情况; 高分子材料学中通过分析激光的散射与解偏可以感知聚合物中大分子的形状、分布趋向及各向异性结构; 对粗糙表面散射光的解偏特性分析可以推测材料特性、表面粗糙度等 (廖廷彪, 2003, Carious et al.1990), 还可以利用 Mueller 矩阵有效分析散射介质的浑浊程度。在成像应用中, 偏振雷达不仅可以探测来自

目标的振幅和相位信息，而且可以探测偏振信息，从而大大提高了激光雷达的信息容量，增强了对目标的识别能力（Diegert, C F. et al. 1997）。大气分子和大气中的气溶胶等对相干光的退偏度往往小于目标退偏度，许多国内外的激光雷达都利用这一特性采用偏振技术以提高激光雷达的作用距离和成像对比度。曹念文等（2000）通过定量研究认为利用线偏技术可以提高作用距离 1.5 倍，同时可以大大改善像对比度。在水下目标成像中，采用偏振成像技术，利用水体散射与目标散射光解偏度的差异同时可以有效去除散射光的干扰，提高成像深度和成像清晰度。Gilbert et al.（1970）在有机物为主的悬浮粒子海域中进行水下目标成像，采用偏振光源和检偏装置后处于 5.6m 处原先模糊的目标变得清晰，7.8m 处原先消失的目标变得可见，成像清晰度提高了数倍。Kattawar et al. (1999) 通过对不同水下物体后向散射 Mueller 矩阵的分析，结论为在一定距离之内水体表面后向散射 Mueller 矩阵不仅可以识别是否有隐藏物体，而且可以区分不同的隐藏物。

随遥感数据应用和光学遥感器的不断进步和发展，对遥感器的性能要求也不断提高。高辐射灵敏度要求的光学遥感器正逐步得到人们的重视，偏振的问题成为该类遥感器所关心的重要问题。例如海洋水色的遥感，由于海水里水反射信号被淹没在大气强散射信号中，因此，观测海洋除要求系统具有高的辐射灵敏度外，还要求系统对偏振不灵敏。遥感系统偏振灵敏度成为该类遥感器的重要系统指标。遥感系统辐射灵敏度要求：

$$NE\Delta\rho > \Delta\rho \quad (1.1)$$

$\Delta\rho$ 为光信号不同偏振状态导致等效反射率差， $NE\Delta\rho$ 为遥感器的噪声等效反射率差。显然，要求高辐射灵敏度的遥感器，系统的偏振灵敏度要求就显得十分重要了。定义遥感器的偏振灵敏度为：

$$R_p = \frac{i_{\max} - i_{\min}}{i_{\max} + i_{\min}} \quad (1.2)$$

式中 i_{\max} 和 i_{\min} 分别代表对应相同光强、偏振态不同的完全偏振光系统输出电信号的极大和最小值。

由上可知，这是偏振特性是遥感的另一维信息的有力佐证。正因如此，偏振信息的发展才受到限制。

1.3 研究内容

1.3.1 研究区概况

研究区选在太湖，太湖地处长江三角洲南缘，介于 $30^{\circ}55'40''\sim 31^{\circ}32'58''\text{N}$ ， $119^{\circ}52'32''\sim 120^{\circ}36'10''\text{E}$ 之间，面积 36900 平方公里，为流域第一大湖，又是长江中下游五大淡水湖之一，是我国第三大淡水湖泊。流域总面积 36500km^2 ，湖体面积 2338 km^2 ，平均水深 1.89m，多年平均水位 3.05m，蓄水量 47 亿 m^3 ，多年平均入湖水量 41 亿 m^3 ，换水周期约为 300 天，环湖出入湖河道共有 100 多条。气候上属北亚热带季风气候，四级分明，热量充裕，雨量丰沛，光照充足。湖区平均气温 $15.3\sim 16^{\circ}\text{C}$ ，年平均降水量 $950\sim 1250\text{mm}$ ，年日照时数约 $2000\sim 2200$ 小时。太湖水源主要有三路：南路来自天目山区的苕溪水系，西路来自茅山、宜溧山地的南溪水系，北路来自江南运河。太湖出水口多分布于东部和北部，主要由沙墩港、胥口港、瓜泾口和太浦河等注入长江。国家已在“九五”期间将太湖列为重点治理的“三湖”（太湖、巢湖、滇池）之一，并制定了“十一五”期间太湖水污染防治的计划。

太湖作为大型浅水湖泊具有以下特点：

(1) 湖面开阔，水浅，风浪较大，同时湖底平坦，湖流一般流速为 10cm/s ，风生流较大，在某些河口附近，吞吐流也较明显。水中营养物质和藻类的扩散迁移受风浪的影响较大，在风的作用下，夏季藻类往往可以上下混合或者随风漂移而在某一区域形成聚积。

(2) 温热条件好，光照充足。尤其是夏季，平均气温达到 $28\sim 29^{\circ}\text{C}$ ，而水温历年平均比气温高 1.3°C ，即夏季水温可达到 $29\sim 30^{\circ}\text{C}$ ，这正是微囊藻繁殖生长的最适宜温度，加上太湖夏季光照充足，使太湖初级生产力很高。

(3) 太湖年入湖泥沙约 44 万吨(1954)，出湖 10.5 万吨，年沉积速率 1.69mm/年 ，属于低沉积速率的湖泊。由于湖流运动的影响，泥沙在湖内发生迁移，构成湖盆地形，南岸高而光滑，西太湖水下沙梗，泥沙多在湖湾的口内淤积。太湖底泥很薄，一般 $20\sim 30\text{mm}$ 左右。



图 1.1 太湖研究区域

1.3.2 研究思路

本研究通过地基、星基联合探测内陆湖区大气特性（主要指气溶胶和水汽），所得到的太湖湖区的水汽总量和气溶胶光学厚度的时空分布规律，有助于建立和验证，适合太湖地区二类水体的大气校正方法或模型，而且将会为后续的水质遥感打下良好的基础。

尽管国内外对于卫星遥感气溶胶光学厚度反演研究已有很多报道，然而这些研究多集中于大洋开阔一类水体，集中海洋沿岸水体的研究上，而应用地基，星基，航空联合遥感应用于内陆湖泊研究气溶胶和水汽反演的还不多见。

高光谱遥感除具备常规遥感对大气环境进行大面积、适时、非破坏性监测等优点外，还能够通过其精细光谱优势提高反演精度和准确性，提高遥感对气溶胶水汽遥感的质量，而偏振遥感的应用不仅可以加深对气溶胶的微物理特性和光学特性的研究，还能进一步提高对水体的定量遥感的精度。

本文太阳光度计指的是 CE318 自动跟踪太阳光度计，是由法国 CIMEL 公司研制生产、用于气溶胶光学特性和大气质量监测的自动测量仪器，它不仅能自动

跟踪太阳作太阳直射辐射测量,而且可以进行太阳等高度角天空扫描、太阳主平面扫描和极化通道天空扫描. CE318 测得的直射太阳辐射数据可用来反演计算大气透过率、消光光学厚度、气溶胶光学厚度、大气水汽柱总量和臭氧总量.其天空扫描数据可以反演大气气溶胶粒子尺度谱分布及气溶胶相函数. CE318 可用于卫星遥感产品检验和气溶胶气候研究,在大气光学参数测量和沙尘暴监测中发挥重要作用.而本文中选用 MODIS 影像作为数据源一方面数据质量好,精度高,各方面的应用也很广泛,使研究的结果更具有可比性;另一方面也因为较方便获得,可以获得天天的数据。

本文首先对太阳光度计用来反演气溶胶光学厚度算法与常规方法比较作了许多方面的改进,以提高其反演气溶胶光学厚度的精度.因为气溶胶光学厚度是一项重要的大气光学参量,对它测量反演的精度会通过影响大气辐射传输的过程从而影响到对卫星辐射的计算.然后又研究了太阳光度计直射通道的定标技术,并提出了一种新的定标方法.这些都是为了提高光度计反演气溶胶光学厚度的精度而做的工作,同时这也为光度计天空数据的处理打下良好的基础。

接着对光度计和用 MODIS 来反演大气水汽总量的方法做了各自和相互比较,从而确定了在太湖地区使用光度计和 MODIS 同时进行点面结合的水汽总量反演的最佳算法.用光度计反演的水汽总量值做为准确值来验证改进 MODIS 的反演结果,以求可以得到精度较高的逐像元的大气水汽总量分布图。

还利用在太湖实验同步测量所得到的 ASD 水面光谱数据,在与 MODIS 的各个波段进行匹配后,就可做为 MODIS 遥感水面的实际的水面反射率.从而才能认为此时对 MODIS 影像进行气溶胶光学厚度的反演值和光度计所反演的做为真值的气溶胶光学厚度值,这两者的差异是由于选择了与太湖地区气溶胶类型不一致的原因引起的.这样,我们便提出了一种基于查找法方法和相对反演误差最小化技术的一种确定气溶胶类型的方法,并应用于太湖的气溶胶类型的确定.对所得的太湖冬季,夏季气溶胶类型的结果一方面用以前的相关研究成果给出了比较,另一方面还要用光度计所反演的其它气溶胶光学参量如 Angstrom 参量来进行分析所确定的气溶胶粒子平均大小和气溶胶的各个组分的构成。

在此基础上,把确定的气溶胶类型再用来进行对 MODIS 影像的气溶胶光学厚度的反演,并与光度计反演的“真值”比较来验证.最后还利用改进的单粒子

的 Mie 程序用来做气溶胶多分散射体系（粒子群，可用多个对数正态分布的粒子谱分布组合来表示）的气溶胶光学特性的计算，还对 Mie 程序进行扩展可以用来计算偏振散射相函数，不仅可以加强对太湖地区的实际气溶胶光学特性认识和理解，而且还为以后进一步对太湖气溶胶进行偏振遥感测量提供了基础。

1.3.4 研究结构

1. 太阳光度计数据处理方法：

(1) 太阳光直射数据反演气溶胶光学厚度的改进算法

(2) 光度计直射通道的定标技术

(3) 太阳光直射数据的反演算法

可反演:大气光学厚度, 大气水汽总量, 气溶胶光学厚度(各波段, 550nm 处), 气溶胶 Anstrom 参量(浑浊度系数, 和波长指数)

2. MODIS 数据反演气溶胶

(1) 气溶胶类型的确定

利用 6S 辐射传输模型, 与地面光度计测量相结合方法。

(2) 内陆水体上空气溶胶的反演算法

3. 卫星遥感水汽算法

与光度计测量水汽相结合, 确定 MODIS 数据反演水汽的实用反演算法。

4. 太湖地区气溶胶光学特性

用 MIE 散射来计算, 气溶胶的光学特性包括了气溶胶偏振相函数等

论文章节安排见图 1.2

第一章引言介绍了本文研究的目的意义等; 第六章刚是对全文的总结和进一步的展望。

第二章大气辐射传输理论是本文的理论基础, 本章第一节推导的辐射传输辐射方程也是卫星, 光度计用来遥感, 大气探测的原理。第二节包括偏振的大气散射过程 (Mie 散射) 用于第五章第三节中来计算气溶胶的包括偏振的光学特性。第三节介绍的大气辐射传输模式 6S, 用于第五章中第一、二节建立确定气溶胶类型的查找表, 和用来反演气溶胶光学厚度的查找表。而 MODTRAN 应用在第三章中计算臭氧的透过率来确定臭氧的吸收系数; 应用在第四章中改进 Langley 法

中来计算水汽的透过率。

第四、五章是本文的核心。第四章比较了各种反演大气水汽总量的算法，确定了可用于太湖地区逐像元的水汽总量的反演算法。第五章主要提出了用 ASD 光谱仪，CE318 太阳光度计，和 MODIS 影像准同步联合实验，确定太湖地区气溶胶类型的方法。并用此类型进行了气溶胶光学厚度的反演和气溶胶光学特性的计算。

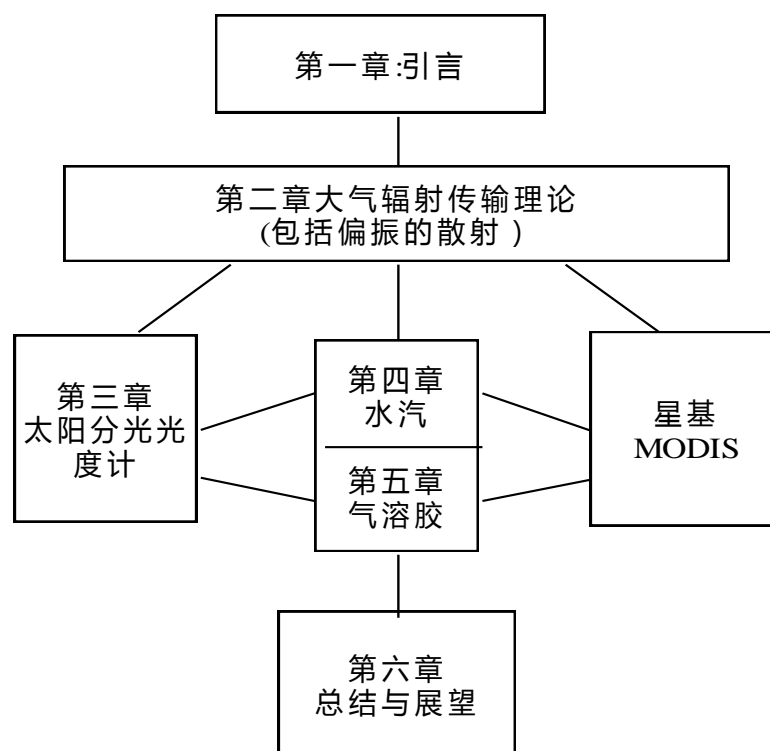


图 1.2 论文章节结构图

参考文献

Carius, J. Jeune, B.L. Lotrain, J. et al. 1990. Polarization effects of seawater and underwater targets. *Appl. Opt.*, 29:1689-1695

Chahine, M. T., H. Aumann, M. Goldberg, L. McMillin, P. Rosenkranz, D. Staelin, L. Strove, and J. Susskind, 1999: "AIRS-team retrieval for core products and geophysical parameters," Algorithm Theoretical Basis Document, Version 2.1(JPL D-17006), M. Gunson, Ed., Jet Propulsion Laboratory, National Aeronautics and Space Administration, Pasadena, Calif.

Chylek P., Clodius W.B., Bender S.C., et al., 2004. Sensitivity of near infrared total water vapour estimate to calibration errors. *International Journal of Remote Sensing*, 25 (21):4457-4470.

David L B Jupp, et al. 1996. The use of highly discriminating spectral information for mapping and monitoring optical water quality and shallow benthic cover. Presented at 8th Australian Remote Sensing Conference, Canberra, Marth, 25-29

Diegert, C.F. Sackos, J.T. Nellums, R.O. 1997. Building accurate geometric models from abundant range imaging information. *Proc. SPIE.*, 3065:428-434

Gao B.C., et al., 1993. Derivation of scaled surface reflectance from AVIRIS data. *Remote Sensing of Environment*, 44: 165-178.

Gao B.C., Goetz A.F.H., 1990. Column atmospheric water vapour retrievals from airborne imaging spectrometer data. *Journal of Geophysical Research*, 95: 3549-3564.

Gao B.C., Yang P., Han W., et al., 2002, .An algorithm using visible and 1.38 μ m channels to retrieve cirrus cloud reflectances from aircraft and satellite data. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 40 (8):1659-1668.

Gilbert.G.D. 1970. The effects of particle size on contrast improvement by polarization discrimination for underwater targets. *Appl. Opt.*, 9(2):421

Gordon H R, Wang M H. 1994, Retrieval of Water-leaving Radiance and Aerosol Optical Thickness over the Oceans with SeaWiFS: A Preliminary Algorithm. *Applied Optics*, 33(3): 443

Hamilton M.K. 1993. Estimating chlorophyll content and bathymetry of lake tahoe using aviris data Remote Sensing of Environment, 44: 217-230.

Holdent H , Ledrew E. 1999. Hyperspectral identification of coral reef features. International

Huang H L. et al., 1996:The prospects for high resolution next generation observing systems:how useful are they? RS'96; Current problems in atmospheric radiation, A.DP

Kattawar, G.W. Rakovic. M.J.1999. Virtures of Mueller matrix imaging for underwater target detection. Appl.Opt., 38(30):6431-6438

Persky, M.I.1995:A review of spaceborne infrared Fourier transform spectrometers for remote sensing, Rev. Sci.2nstr. 66 (10)

Revercomb, H E, H Buijs, H B Howell, D D LaPorte, W L Smith, and L A Sromovsky, 1988: Radiometric calibration of IR Fourier transform spectrometers: solution to a problem with the High-resolution Interferometer Sounder (HIS). Appl.Optics, 27: 3210-3218.

Sisko, C.A., W.L.Smith, et al, 1999:"NAST-I:High spectral resolution measurements from a cross-track scanning infrared sounder and future implications for infrared sounders", Proc of SPIE, Vol.3867, pp.120-128

Smith W L, et al., 2002a: The Geosynchronous imaging fourier transform spectrometer (GIFTS)

Smith W L, et al., 2002b: GIFTS-A Revolutionary weather satellite observing tool.

Smith W L, H E Revercomb, D D LaPorte, L A Sromovsky, S Silverman, H M Woolf, H B Howell, R O Knuteson, H L Huang, 1989: GHIS---The GOES high resolution interferometer sounder, In: I-M OPERATIONAL SATELLITE CONFERENCE, endorsed by the America meteorological society, 338-363.

Smith W L, H E Revercomb, H B Howell et al., 1990: GHIS---The GOES high-resolution interferometer sounder, Journal of Applied Meteorology, 29: 1189-1204

TASSAN, S., 1994, Local algorithms using SeaWiFS data for the retrieval of phytoplankton, pigments, suspended sediment, and yellow substance in coastal waters. Applied Optics, 33, 2369-2378.

Zhou, D. K. Smith, W. L. Li, J. et al, 2002, Thermodynamic product retrieval methodology for NAST-I and validation, Applied Optics, Vol(41):6957-6967

- 曹念文, 刘文清, 张玉钧.2000.偏振成像技术提高成像清晰度/成像距离的定量研究. 物理学报, 49 (1):61-66
- 陈述彭, 童庆禧, 郭华东. 1998.遥感信息机理研究. 第 1 版 北京: 科学出版社, 139-233
- 李成才, 2003.MODIS 遥感气溶胶光学厚度及应用用于区域环境大气污染研究, 博士学位论文, 3-13
- 李善强, 2006, 中国大气污染防治技术综述, 芜湖职业技术学院学报 2006 年第 8 卷第 4 期: p.116—119
- 廖廷彪.2003.偏振光学.科学出版社, 北京
- 罗云峰、李维亮、周秀骥, 2001.20 世纪 80 年代中国地区大气气溶胶光学厚度的平均状况分析, 气象学报, 59 (1): 77 -87
- 毛节泰、张军华、王美华, 2002.中国大气气溶胶研究综述, 气象学报, 60(5): 625-634
- 浦瑞良, 宫鹏.2000.高光谱遥感及其应用.北京:高等教育出版社. 2-3
- 漆成莉.2004.FY-3A 气象卫星红外分光计透射率计算及大气参数模拟反演试验 中国气象科学研究院 硕士论文
- 邱金恒, 陈洪滨, 王普才, 吕达仁, 大气遥感研究展望, 2005, 大气科学, 第 29 卷第 1 期, p131—136
- 邱金恒, 1995.从全波段太阳直接辐射确定大气气溶胶光学厚度 I:理论, 大气科学, 19 (4): 385 — 394
- 疏小舟、尹球等, 2000.内陆水体藻类叶绿素浓度与反射光谱特征的关系, 遥感学报 4(1):41-45
- 唐军武, 1999, 海洋光学特性模拟与遥感模型, 中国科学院博士学位论文, 19-23
- 童庆禧, 张兵, 郑兰芬.2006, 高光谱遥感—原理、技术与应用 北京: 高等教育出版社

第二章 大气辐射传输理论

本章首先介绍了可用于光度计遥感的大气辐射传输方程，及其连续阶散射解法的思想。在引入 Stokes 参量，并对其测量的基础上，描述了包括偏振的大气散射，并应用 Mie 散射理论给出了粒子群的散射特性。同时，还给出了目前最为常用的主要大气辐射传输模型。

2.1 大气辐射传输方程及其求解

2.1.1 大气辐射传输方程

大气层散射光亮度的分布规律可以用大气辐射传输方程来计算。用来建立光亮度 L 在空间变化时所满足的关系式，称为大气辐射传输方程。

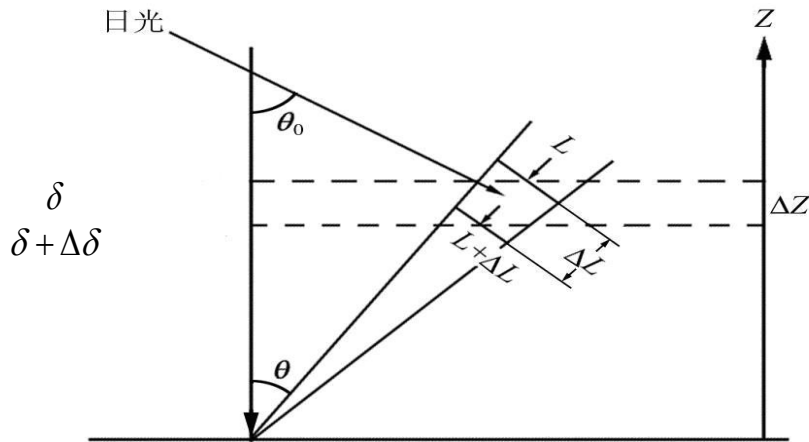


图 2.1 辐射传输方程示意图

如图 2.1 所示，太阳光的入射方向为 (θ_0, φ_0) ，大气层外太阳单色辐照度习惯上以 $\pi F_{\lambda 0}$ 表示。观测方向为 (θ, φ) ， θ 表示观测方向与垂直方向的夹角， φ 表示方位。某一波长 λ 的亮度 $L_\lambda(z, \theta, \varphi)$ 在经过一段气柱 Δl 后的会产生一定的变化，假定大气水平均匀，这种变化是由下列 4 种因素引起的：

- ① L_λ 经过 Δl 这段气柱后受到衰减；
- ② 由于太阳光直接射到这段气柱上，气柱发出散射光射向光度计，即一次散

射；

③气柱周围各个方向的散射光射到这段气柱上再发生散射，即多次散射；

④ Δl 这段气柱中大气的热辐射。

上述因素用公式表示为式(2.1)。

$$\begin{aligned}\Delta L_\lambda = & -L_\lambda(z, \theta, \varphi) k_{\text{ex}, \lambda} \Delta l \\ & + \pi F_{\lambda, 0} e^{-\sec \theta_0 \int_z^\infty k_{\text{ex}, \lambda}(z') dz'} \beta_\lambda(z, \theta, \varphi, \theta_0, \varphi_0) \Delta l \\ & + \int_0^{2\pi} \int_0^\pi L_\lambda(z, \theta', \varphi') \beta_\lambda(z, \theta, \varphi, \theta', \varphi') \sin \theta' d\theta' d\varphi' \Delta l \\ & + B_\lambda[T(z)] k_{\text{ab}, \lambda}(z) \Delta l\end{aligned}\quad (2.1)$$

等号右边第一项为 L 经过 Δl 这段大气柱所受的衰减， $K_{\text{ex}, \lambda}$ 表示对波长 λ 光的质量消光截面，单位是 m^{-1} 。第二项为一次散射的增量，其中 $e^{-\sec \theta_0 \int_z^\infty k_{\text{ex}, \lambda}(z') dz'}$ 为平面分层大气中太阳直接辐射从大气上界到达所讨论这段气柱时所受的衰减， β_λ 为散射函数。第三项为多次散射的增量，其中 $L_\lambda(z, \theta', \varphi')$ 为各个方向到气柱的散射光。第四项为热辐射项，其中 $B_\lambda(T)$ 是普朗克函数。

现以光学厚度 δ 坐标代替 z 坐标，则有 $d\delta = -k_{\text{ex}, \lambda} dz$ ，令大气上界为 0，向下逐渐增加，到地面为 δ_0 ， δ_0 即为整层大气垂直光学厚度。式中 $\Delta l = \Delta z / \cos \theta$ 。

令： $\mu = \cos \theta$ （规定 $\mu = |\cos \theta|$ ，向下时为 μ ，向上时为 $-\mu$ ）

$$\mu_0 = \cos \theta_0$$

相函数 $P_\lambda(\delta, \Theta) = 4\pi \beta_\lambda(\delta, \Theta) / k_{\text{sc}, \lambda}$ （ Θ 是散射角， $K_{\text{sc}, \lambda}$ 是散射光的质量消光截面）

$$\text{单散射反照率 } \tilde{\omega}_{0, \lambda} = k_{\text{sc}, \lambda} / k_{\text{ex}, \lambda}$$

于是(2.1)式可改写为

$$\mu \frac{dL_\lambda}{d\delta} = L_\lambda - J_\lambda \quad (2.2)$$

其中源函数

$$\begin{aligned}J_\lambda = & \frac{\tilde{\omega}_{0, \lambda}}{4\pi} \left\{ \pi F_{\lambda, 0} e^{-\delta / \mu_0} p_\lambda(\delta, \Theta_0) \right. \\ & \left. + \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 L_\lambda(\delta, \Theta') p_\lambda(\delta, \Theta') d\mu' d\varphi' \right\} \\ & + (1 - \tilde{\omega}_{0, \lambda}) B_\lambda[T(\delta)]\end{aligned}\quad (2.3)$$

式中 Θ_0 和 Θ' 分别表示从 (θ, φ) 方向和 (θ', φ') 方向到观测方向 (θ, φ) 的夹角，它们通过以下球面三角关系来确定：

$$\begin{aligned} \cos \Theta_0 &= \cos \theta \cos \theta_0 + \sin \theta \sin \theta_0 \cos(\varphi - \varphi_0) \\ &= \mu \mu_0 + \sqrt{1 - \mu^2} \sqrt{1 - \mu_0^2} \cos(\varphi - \varphi_0) \end{aligned} \quad (2.4a)$$

$$\cos \Theta' = \mu \mu' + \sqrt{1 - \mu^2} \sqrt{1 - \mu'^2} \cos(\varphi - \varphi'_0) \quad (2.4b)$$

(2.2)式即为平面分层大气中的辐射传输方程。其中源函数 J_λ 包括一次散射，多次散射和热辐射项。在不同的问题中 J_λ 可以作相应简化，例如对短波辐射，热辐射项可以不考虑；对晴空条件下的红外辐射，散射项可以不考虑；讨论红外辐射在云中传输这类问题时，一次散射项有时可以不计。

以上推导辐射传输方程时假定辐射场在水平方向不变的，即水平均匀大气，也称平面平行大气。在很多情况下这一条件是能满足的，因此平面平行大气辐射传输方程在讨论许多问题时被广泛应用。

2.1.2 辐射传输方程求解

辐射传输方程是一个复杂的微分积分方程，目前有多种数值解法，每种算法各有其优缺点，常用的包括逐次散射法(successive order of scattering, SOS, Irvine et al.,1975,Deuze et al.,1989)、离散坐标法(discrete coordinate, Stammnes& Conklin,1984)、不变嵌入法(Invariant Imbedding, Bellman et al.,1963)、倍加法(adding method, Plass et al.,1973)、Monte-Carlo 法(Collins et al.,1972)等。以下简要介绍形式解与逐次散射相法。

(1) 形式解

该算法不考虑 J_λ 的具体形式，把(2.2)式当作一个常微分方程，并配以适当的边界条件，从而求得方程的形式解。

如设方程的边界条件为：大气上界没有自上向下的外来漫射辐射；而在地面，自下而上的辐射即为地面的热辐射，即

$$L_\lambda(0, \mu, \varphi) = 0 \quad (2.5a)$$

$$L_{\lambda}(\delta_0, -\mu, \varphi) = G(\delta_0) \quad (2.5b)$$

于是求得(2.2)式的形式解为

$$L_{\lambda}(\delta, \mu, \varphi) = \int_0^{\delta} J_{\lambda}(\delta') e^{-(\delta-\delta')/\mu} \frac{d\delta'}{\mu} \quad (2.6a)$$

$$L_{\lambda}(\delta, -\mu, \varphi) = G(\delta_0) e^{-(\delta_0-\delta)/\mu} + \int_{\delta}^{\delta_0} J_{\lambda}(\delta') e^{-(\delta'-\delta)/\mu} \frac{d\delta'}{\mu} \quad (2.6b)$$

由于 J_{λ} 中包含 L_{λ} ，因此(2.6)式只是一种形式上的解。但对晴空中红外辐射传输问题，当 J_{λ} 中只包含热辐射项时，(2.6)式则可以看成是方程的解。另外，考虑多次散射的问题时，若 J_{λ} 中所包含的 L_{λ} 可用其它方法预先求出，则(2.6)式也是一种有意义的解。下面介绍的逐次散射相法中就利用这一点。

(2) 逐次散射相法

若只考虑一次散射，即 $J_{\lambda} = \frac{\tilde{\omega}_{0,\lambda}}{4\pi} \pi F_{\lambda,0} e^{-\delta/\mu_0} p_{\lambda}(\delta, \Theta_0)$ 。利用(2.6)式即可得到一次散射时的解。设相函数 p_{λ} 不随高度而变，则有：

$$L_{\lambda}(\delta, \mu, \varphi) = \frac{\tilde{\omega}_{0,\lambda}}{4} F_{\lambda,0} p_{\lambda}(\Theta_0) \cdot \frac{\mu_0}{\mu_0 - \mu} (e^{-\delta/\mu_0} - e^{-\delta/\mu}) \quad (2.7)$$

在一次散射假设下，解的形式比较简单。因而易于定性地分析某些问题，但由于忽略了多次散射，和真实情况就存在一定差异。

为了计算多次散射的作用，可以用逐次迭代法求辐射传输方程的解。其主要思路是这样的：第一步先求出一次散射时的解，记为 L_{λ}^1 。然后将 L_{λ}^1 代入 J_{λ} 中的积分项，并将其算出，再代回(2.6)式中求出 L_{λ}^2 ，这时 L_{λ}^2 中即包含二次散射的效果。若把 L_{λ}^2 再代回 J_{λ} 的积分中，并将其算出，再代入(2.6)式中，即可算出 L_{λ}^3 。这样一直反复进行，直到算出包含有 n 次散射的 L_{λ}^n 。这个方法原则上可以得到精确的结果，但解题的过程十分冗长。

2.2 包括偏振的大气散射

本节以 Stokes 参量为基础，先是进行了 Stokes 参量测量，然后分别考虑了大气中的 Rayleigh 散射、Mie 散射的散射相函数和粒子群的光学特性。

2.2.1 Stokes 参量

1852 年, 英国物理学家 Stokes 提出了用一组物理量纲完全相同的参量来描述偏振态的简单表示方法, 即 Stokes 参数。它是用列矩阵定义的一个四维矢量, 不仅可以表示完全偏振状态的光, 也可以表示部分偏振光。Stokes 矢量由三个独立的参量描述(振幅和相位差), 在散射介质与偏振光的相互作用中, 可采用 Stokes 矢量来描述光的偏振态。

Stokes 矢量是由四个参数组成的, 如式(2.8)的矩阵形式(新谷隆一,1994)。

$$P = \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} \quad (2.8)$$

$$I = E_l E_l^* + E_r E_r^* = a_l^2 + a_r^2 \quad (2.9a)$$

$$Q = E_l E_l^* - E_r E_r^* = a_l^2 - a_r^2 \quad (2.9b)$$

$$U = E_l E_r^* + E_r E_l^* = 2a_l a_r \cos \delta \quad (2.9c)$$

$$V = -i(E_l E_r^* - E_r E_l^*) = 2a_l a_r \sin \delta \quad (2.9d)$$

式中, E_l 和 E_r 分别代表与参考平面平行(l)和垂直(r)的电场, a_l, a_r 是振幅, 相位差 $\delta = \delta_r - \delta_l$, *表示复共扼。I 表示总辐射强度, Q 表示平行或垂直于参考平面的线偏振的强度, U 表示与参考平面成 45° 角上的线偏振的强度, V 表示圆偏振强度。I、Q、U 和 V 都是实数, 单位为单位辐射亮度(如: $\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$)。

(2.9)式可用来表示波的振动。实际光束是由许多个简波一个接一个极快地交替而形成的, 因此测得的强度与数以百万计的相位不同简波的叠加有关。以 $\langle \rangle$ 来表示对时间间隔(t_1, t_2)求平均。则这个时段内整个光束的 Stokes 参数可表示为:

$$I = \langle a_l^2 \rangle + \langle a_r^2 \rangle = I_l + I_r \quad (2.10a)$$

$$Q = \langle a_l^2 \rangle - \langle a_r^2 \rangle = I_l - I_r \quad (2.10b)$$

$$U = \langle 2a_l a_r \cos \delta \rangle \quad (2.10c)$$

$$V = \langle 2a_l a_r \sin \delta \rangle \quad (2.10d)$$

式中， I_l 和 I_r 分别表示平行和垂直分量的强度。

可以证明 $I^2 \geq Q^2 + U^2 + V^2$ 。当相位差 δ 是 0° 或者 180° 时，此时光束就是线偏振的($V=0$)。

光束的偏振度定义为：

$$P = \frac{1}{I} (Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2} \quad (2.11)$$

可见，非偏振的太阳光 $[1,0,0,0]^T$ 的偏振度为 0。部分偏振光的偏振度介于 0 到 1 之间。易知，线偏振度的定义式为：

$$LP = \frac{1}{I} (Q^2 + U^2)^{1/2} \quad (2.12)$$

偏振面的方位可由偏振角 χ 得：

$$\tan \chi = U/Q \quad (2.13)$$

2.2.2 Stokes 参量的测量

从测量的观点看，我们希望用可测变量来表示 Stokes 参数。因此，如图 2.2 所示，我们在 r 方向引进一个关于 l 方向的时滞 ε ，并且在与正 l 方向夹角为 ψ 的方向上考虑电场强度的分量。

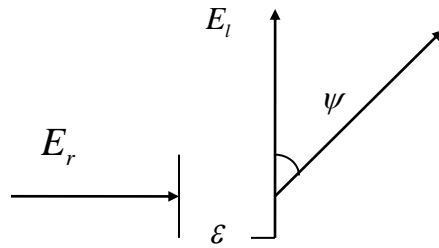


图 2.2 按时滞 ε 和偏振角 ψ 表征的电场强度法[Liou,2002]

因此，在时间间隔 (t_1, t_2) 内测量的平均强度通过式(2.10)求得后，如下所示：

$$I(\psi, \varepsilon) = \frac{1}{2}[I + Q \cos 2\psi + (U \cos \varepsilon - V \sin \varepsilon) \sin 2\psi] \quad (2.14)$$

使用 Stokes 参量的好处在于每一个元素的单位相同，而且都可以通过对辐亮度的观测求得。从测量的角度讲，在与传播方向垂直的平面内，与电场平行方向夹角为 ψ 的方向上。附加理想起偏器后，利用上式线偏振、无时滞、观测得到的辐亮度 L_m 为：

$$L_m(\psi) = \frac{1}{2}(I + Q \cos 2\psi + U \sin 2\psi) \quad (2.15)$$

因此，通过不同 ψ 角下 $L_m(\psi)$ 测量值的组合就可联立求得 Stokes 参量中的 I, Q, U, V。对于 0° , 60° 和 120° 的 ψ 角的组合，可得：

$$I = \frac{2}{3}[L_m(0^\circ) + L_m(60^\circ) + L_m(120^\circ)] \quad (2.16a)$$

$$Q = \frac{2}{3}[L_m(0^\circ) - L_m(60^\circ)] \quad (2.16b)$$

$$U = \frac{2\sqrt{3}}{3}[L_m(60^\circ) - L_m(120^\circ)] \quad (2.16c)$$

在此基础上，就可计算得到相应的包括偏振的辐射量。对应的总辐射亮度 L_{tot} 和偏振辐亮度 L_p 分别为：

$$L_{tot} = I = \frac{2}{3}[L_m(0^\circ) + L_m(60^\circ) + L_m(120^\circ)] \quad (2.17)$$

$$L_p = \sqrt{Q^2 + U^2} = \frac{2}{3}\sqrt{[2L_m(0^\circ) - L_m(60^\circ) - L_m(120^\circ)]^2 + 3[L_m(60^\circ) - L_m(120^\circ)]^2} \quad (2.18)$$

对应的线偏振度 L_p 和偏振角 χ ，通过将式(2.17-2.18)代入公式式（2.12,2.13）可求得。

$$LP = \frac{L_p}{L_{tot}} \quad (2.19)$$

$$\chi = \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{U}{Q} \quad (2.20)$$

2.2.3 Rayleigh 散射

1871 年, Rayleigh 在研究天空为何呈蓝色的问题时, 发现散射光强与入射光强成正比、与大气分子到观测点的距离平方成反比、与波长的 4 次方成反比。后来他又于 1899 年从 Maxwell 电磁理论推导出了相同的结果。Rayleigh 散射适用于粒子尺寸远远小于波长的情况, 也就是尺度参数 $x \ll 1$, 这些情况包括气体分子在紫外和可见波段的散射、云滴和雨滴在微波波段的散射等。

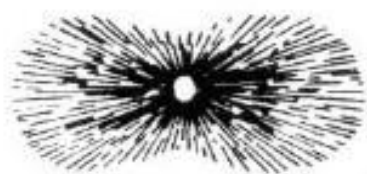


图 2.3 Rayleigh 散射的能量分布

由于实际上空气分子并非严格的各向同性, 因此引进了一个退偏振因子 δ (Hansen and Travis, 1974) 来修正这种影响。修正后的 Rayleigh 散射矩阵 $P(\theta)$ 和散射截面 σ_s 如式(2.21)和式(2.22)所示。

$$P(\theta) = \frac{3(1-\delta)}{4(1+\delta/2)} \begin{bmatrix} (\cos^2 \theta + 1) + \frac{2\delta}{1-\delta} & (\cos^2 \theta - 1) & 0 & 0 \\ (\cos^2 \theta - 1) & (\cos^2 \theta + 1) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\left(\frac{1-3\delta}{1-\delta}\right)\cos \theta \end{bmatrix} \quad (2.21)$$

$$\sigma_s = \frac{8\pi^3(m^2 - 1)^2}{3\lambda^4 N^2} \frac{6 + 3\delta}{6 - 7\delta} \quad (2.22)$$

其中, m 是大气折射指数, N 是分子分数密度。

2.2.4 Mie 散射

Mie 散射理论用来描述各向同性的球形粒子, 当粒子尺度大小与波长相当或者大于波长时的散射。它可以用单个粒子的物理性质来计算混合粒子群的散射性质。



图 2.4 Mie 散射的能量分布

①Mie 散射计算

对于均匀各向同性的球形粒子，尺度参数 $x=2\pi r/\lambda$ （其中， λ 、 r 、 m 分别表示波长、球半径、复折射指数， $m=n-r-ini$ ）。根据麦克斯韦方程，考虑球外远场解，能得到两个复振幅函数的方程。用 $S_1(x,m,\theta)$ 和 $S_2(x,m,\theta)$ 来表示散射辐射的振幅（其中， θ 表示散射角），表示如下：

$$S_1(x,m,\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n+1)}{n(n+1)} [a_n(x,m)\pi_n(\cos\theta) + b_n(x,m)\tau_n(\cos\theta)] \quad (2.23)$$

$$S_2(x,m,\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n+1)}{n(n+1)} [b_n(x,m)\pi_n(\cos\theta) + a_n(x,m)\tau_n(\cos\theta)] \quad (2.24)$$

其中， $a_n(x,m)$ 和 $b_n(x,m)$ 的表达式为：

$$a_n(x,m) = \frac{\psi'_n(mx)\psi_n(x) - m\psi_n(mx)\psi'_n(x)}{\psi'_n(mx)\zeta_n(x) - m\psi_n(mx)\zeta'_n(x)} \quad (2.25)$$

$$b_n(x,m) = \frac{m\psi'_n(mx)\psi_n(x) - \psi_n(mx)\psi'_n(x)}{m\psi'_n(mx)\zeta_n(x) - \psi_n(mx)\zeta'_n(x)} \quad (2.26)$$

$$\text{其中，} \psi_n(x) = \sqrt{\frac{\pi x}{2}} J_{n+1/2}(x) \quad (2.27)$$

$$\text{又因 } \chi_n(x) = \sqrt{\frac{\pi x}{2}} N_{n+1/2}(x) \text{。故，}$$

$$\xi_n(x) = \sqrt{\frac{\pi x}{2}} H_{n+1/2}^2(x) = \psi_n(x) + i\chi_n(x) \quad (2.28)$$

其中， $J_{n+1/2}$ 是 Bessel 函数， $H_{n+1/2}^2$ 是第二类 Hankel 函数， $N_{n+1/2}$ 是 Neumann 函数。

为了便于计算，对引入的 Ricatti-Bessel 函数的对数进行求导：

$$D_n(x) = \frac{d}{dx} [\xi_n x] \quad (2.29)$$

$$G_n(x) = \frac{d}{dx} [\xi_n x] \quad (2.30)$$

其中, $a_n(x, m)$ 和 $b_n(x, m)$ 可改写为:

$$a_n(x, m) = \frac{\psi_n(x) D_n(mx) - m D_n(x)}{\xi(x) D_n(mx) - m G_n(x)} \quad (2.31)$$

$$b_n(x, m) = \frac{\psi_n(x) m D_n(mx) - D_n(x)}{\xi(x) m D_n(mx) - G_n(x)} \quad (2.32)$$

可见, $a_n(x, m)$ 和 $b_n(x, m)$ 的表达式是减少了一个 Ricatti-Bessel 函数比的更易计算的关于 $D_n(x)$ 与 $G_n(x)$ 的比函数。

在 S_1 、 S_2 中, $\pi_n(\cos \theta)$ 和 $\tau_n(\cos \theta)$ 仅仅依赖于散射角 θ , 而它们都和连带 Legendre 多项式 $P_n^l(\cos \theta)$ 有关:

$$\pi_n(\cos \theta) = \frac{1}{\sin \theta} P_n^l(\cos \theta) \quad (\theta < \pi/2) \quad (2.33)$$

$$\tau_n(\cos \theta) = \frac{d}{d\theta} P_n^l(\cos \theta) \quad (\theta > \pi/2) \quad (2.34)$$

将循环展开后为:

$$n\pi_{n+1}(\cos \theta) = (2n+1)\cos \theta \pi_n(\cos \theta) - (n+1)\pi_{n-1}(\cos \theta) \quad (2.35)$$

$$\tau_{n+1}(\cos \theta) = (n+1)\cos \theta \tau_n(\cos \theta) - (n+2)\pi_n(\cos \theta) \quad (2.36)$$

其中, 初始值为 $\pi_0(\cos \theta) = 0$ 、 $\pi_1(\cos \theta) = 1$ 。

②Mie 散射特性

在远场条件下, 利用式(2.23)和(2.24)定义的散射函数 S_1 、 S_2 , 可求得研究球体散射辐射包括偏振的基本方程(Liou, 2002):

$$\begin{bmatrix} E_l^s \\ E_l^i \end{bmatrix} = \frac{\exp(-ikr + ikz)}{ikr} \begin{bmatrix} S_2(\theta) & 0 \\ 0 & S_1(\theta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_l^i \\ E_r^i \end{bmatrix} \quad (2.37)$$

把此式中给出的入射和散射电场强度分别用它们的场强分量来表示, 则是:

$$\begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \frac{F}{k^2 r^2} \begin{bmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \\ V_0 \end{bmatrix} \quad (2.38)$$

式中矩阵 F 称为单个球粒子光散射的变换矩阵。公式为：

$$F = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} i_1 + i_2 & i_2 - i_1 & 0 & 0 \\ i_2 - i_1 & i_1 + i_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & i_3 + i_4 & i_4 - i_3 \\ 0 & 0 & i_3 - i_4 & i_3 + i_4 \end{bmatrix} \quad (2.39)$$

其中，

$$i_j = S_j S_j^* = |S_j|^2, j=1,2 \quad (2.40a)$$

$$i_3 = S_2 \bar{S} \quad (2.40b)$$

$$i_4 = S_1 \bar{S} \quad (2.40c)$$

这里， $*$ 表示复共轭，进而可以定义散射相矩阵 $P(\theta)$ 为：

$$\frac{F(\theta)}{k^2 r^2} = C P(\theta) \quad (2.41)$$

其中 C 可由第一个矩阵元素的归一化函数和散射截面的定义来求得，即

$$C = \frac{\sigma_s}{4\pi r^2} \quad (2.42)$$

故，

$$P(\theta) = \frac{4\pi}{k^2 \sigma_s} F(\theta) = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} & 0 & 0 \\ P_{12} & P_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_{33} & -P_{34} \\ 0 & 0 & P_{34} & P_{33} \end{bmatrix} \quad (2.43)$$

其中，

$$P_{11} = \frac{2\pi}{k^2 \sigma_s} (S_1 S_1^* + S_2 S_2^*) \quad (2.44)$$

$$P_{12} = \frac{2\pi}{k^2 \sigma_s} (S_2 S_2^* - S_1 S_1^*) \quad (2.45)$$

$$P_{33} = \frac{2\pi}{k^2 \sigma_s} (S_2 S_1^* + S_1 S_2^*) \quad (2.46)$$

$$P_{34} = \frac{2\pi}{k^2 \sigma_s} (S_2 S_1^* - S_1 S_2^*) \quad (2.47)$$

因此，相应的 Mie 散射和消光截面都可表达成 a_n 和 b_n 的函数：

$$\sigma_s = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (2.48)$$

$$\sigma_e = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n) \quad (2.49)$$

2.2.5 气溶胶粒子群散射特性

气溶胶是大气中影响辐射传输的重要成分之一，气溶胶粒子对辐射的吸收和散射作用决定于其自身的物理性质。一方面取决于气溶胶粒子的复折射指数。其中，实部表征散射作用，虚部则表征吸收作用；另一方面，大气中气溶胶粒子的尺度变化很大，从爱根核(半径 $r < 0.1 \mu\text{m}$)、大核($0.1 \mu\text{m} < r < 1 \mu\text{m}$)、巨核($r > 1 \mu\text{m}$)直至半径十几微米的沙尘，这些尺度差异很大的大量粒子组成了粒子群并同时与辐射发生作用。因此实际应用中是把粒子群作为研究对象的，这就需要一个粒子尺度分布函数来描述这个粒子群。

Junge(1955)在对平流层气溶胶及相对干净的对流层大气气溶胶进行大量观测的基础上，首先提出了一个简单的、适用于大多数气溶胶粒子的负指数谱分布，称之为 Junge 谱。

$$n(r) = \frac{dN}{d \ln r} = C r^{-\alpha} \quad (2.50)$$

其中， C 是与浓度有关的常数项； α 是与谱型有关的常数项目，一般介于 3 和 5 之间。Junge 谱可近似描述半径在 $0.1 \mu\text{m} < r < 2 \mu\text{m}$ 之间的干净大气气溶胶分布的直线部分，对煤烟型城市污染大气的误差较大。

计算非单分散系的散射相位函数，关键在于粒子的半径分布函数。气溶胶粒子的半径分布函数可以通过光学粒子计数器、多级碰撞器等实时测量得到。实

践表明, 大气气溶胶最好的粒子半径分布函数是对数正态谱(袁易君等,2006)。对数正态谱分布是由 Davies(1974)以 Junge 的指数函数为基础的考虑到大粒子而提出的。

$$n(r) = \frac{dN}{d \ln r} = \frac{N}{\sqrt{2\pi} \ln \sigma} \exp\left[-\frac{(\ln r - \ln r_M)^2}{2(\ln \sigma)^2}\right] \quad (2.51)$$

其中, r_M 是粒子的均值半径, σ 是半径 r 的标准方差。 N 是与气溶胶浓度有关的常数。

在独立散射的假定下, 意味着粒子相互之间距离与入射波长相比足够远, 而只考虑一次散射, 从而才可能对散射波的强度独立地相加。故表征粒子群散射的消光系数和散射系数可由散射截面、消光截面对谱分布 $n(r)$ 的积分得到。

$$\beta_s = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \sigma_s(r) n(r) dr \quad (2.52)$$

$$\beta_e = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \sigma_e(r) n(r) dr \quad (2.53)$$

由此可定义粒子群散射的单次散射反照率 ω_0 , 它表征从入射光束中所移除能量的百分比:

$$\omega_0 = \beta_s / \beta_e \quad (2.54)$$

同样, 粒子群散射矩阵中各个元素也是通过对 $n(r)$ 积分获得。

$$P_{11} = \frac{2\pi}{k^2 \sigma_s} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} (S_1 S_1^* + S_2 S_2^*) n(r) dr \quad (2.55a)$$

$$P_{12} = \frac{2\pi}{k^2 \sigma_s} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} (S_2 S_2^* - S_1 S_1^*) n(r) dr \quad (2.55b)$$

$$P_{33} = \frac{2\pi}{k^2 \sigma_s} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} (S_2 S_1^* + S_1 S_2^*) n(r) dr \quad (2.55c)$$

$$P_{34} = \frac{2\pi}{k^2 \sigma_s} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} (S_2 S_1^* - S_1 S_2^*) n(r) dr \quad (2.55d)$$

对于各种类型的气溶胶粒子而混合而成的粒子群, 每种类型可能对应着不同的均值半径和方差。这时混合而成的总的散射特性, 如果是按体积百分比混合而

成的, 如表 2.1 所示, 对三种类型的对流层气溶胶模型, 可以用四种基本粒子成分以下列的体积混合比来组成。

表 2.1 气溶胶模型对应的四种基本粒子的体积混合比

Aerosol type	Dust-like	Water-soluble	Oceanic	Soot
Continental	0.70	0.29	0	0.01
maritime	0	0.05	0.95	0
Urban	0.17	0.61	0	0.22

对每一种成分, 用对数正态分布来计算此类气溶胶粒子的体积浓度 V_j 和粒子数浓度 N_j 。结果见表 2.2。

表 2.2 四种成分的用于对数正态分布的 V_j 和 N_j

	D.L.	W.S.	O.C.	S.C.
$V_j, \mu^3/\text{cm}^3$	113.98352	$113.98352 \cdot 10^{-06}$	5.1441502	$59.777553 \cdot 10^{-06}$
$N_j, \text{part}/\text{cm}^3$	54.73400	$1.86850 \cdot 10^{-06}$	276.050001	$1.86850 \cdot 10^{-06}$

其中, 粒子体积浓度 V_j 为:

$$V_j = \frac{4\pi}{3} \int_0^{+\infty} r^3 \frac{dN_j(r)}{dr} dr \quad (2.56)$$

粒子数浓度 N_j 是用于在 550nm 处的衰减系数归一得到的。

$$N_j = 1 / K_j^{ext}(550) \quad (2.57)$$

C_j 为成分 j 的气溶胶体积比, 表示为此类粒子的体积和 v_j 与各类粒子总和 v 之比 ($C_j = \frac{v_j}{v}$)。

而 $v_j = n_j V_j$, n_j 为混合中的粒子数。故各类混合粒子数 n 为:

$$n = \sum_j n_j = v \sum_j \frac{C_j}{V_j} \quad (2.58)$$

为了根据公式(2.59)计算此复合(resultant)模型的衰减系数。对此式在 550nm

$$K^{ex}(\lambda) = \sum_j \frac{n_j}{n} \beta_j^{ex}(\lambda) \quad (2.59)$$

处衰减系数归一化，可得等效粒子数 N ：

$$N = \frac{1}{\sum_j \frac{n_j}{n} K_j^{ext}(\lambda)} \quad (2.60)$$

即, $\frac{1}{N} = \sum_j \frac{n_j}{n} \frac{1}{N_j}$

对其它归一化的光学参数采用相同的方法计算得：

散射系数：

$$K^s(\lambda) = N \sum_j \frac{n_j}{n} \beta_j^s(\lambda) \quad (2.61)$$

不对称因子：

$$g(\lambda) = \frac{N}{K^{sca}(\lambda)} \sum_j \frac{n_j}{n} g_j \beta_j^{sca}(\lambda) \quad (2.62)$$

单次散射反照率：

$$\omega_0(\lambda) = K^s(\lambda) / K^t(\lambda) \quad (2.63)$$

相函数：

$$P_\lambda(\theta) = \frac{N}{K^{sca}(\lambda)} \sum_j \frac{n_j}{n} P_\lambda^j(\theta) \beta_j^{sca}(\lambda) \quad (2.64)$$

2.3 大气辐射传输模型

2.3.1 6S 模式

6S(Second Simulation of the Satellite Signal in the Solar Spectrum)是由 Vermote E 和 Tanre D 等(1997)人用 FORTRAN 编写的适用于太阳反射波段(0.25~4μm)的大气辐射传输模式。这种模式是在假定无云大气的情况下，考虑了水汽、CO₂、O₃ 和 O₂ 的吸收、分子和气溶胶的散射以及非均一地面和双向反射率的问题。6S 是对 5S 的改进，光谱积分的步长从 5nm 改进到 2.5nm，同 5S 相比，它可以模拟机载观测、设置目标高程、解释 BRDF 作用和临近效应，增加了两种吸收气体的计算 (CO、N₂O)。采用 SOS (successive order of scattering) 方法计算散射作用以提高精度。缺点是不能处理球形大气和 limb (临边)观测。

它其中主要包括以下几个部分：

太阳、地物与传感器之间的几何关系:用太阳天顶角、太阳方位角、视角天顶角、视角方位角四个变量来描述；

大气模式：定义了大气的基本成分以及温湿度廓线，包括 7 种模式，还可以通过自定义的方式来输入由实测的探空数据，生成局地更为精确、实时的大气模式，此外，还可以改变水汽和臭氧含量的模式；

气溶胶模式：定义了全球主要的气溶胶参数，如气溶胶相函数、非对称因子和单次散射反照率等，6S 中定义了 7 种缺省的标准气溶胶模式和一些自定义模式；

传感器的光谱特性：定义了传感器的通道的光谱响应函数，6S 中自带了大部分主要传感器的可见光近红外波段的通道相应光谱响应函数，如 TM，MSS，POLDER 和 MODIS 等；

地表反射率：定义了地表的反射率模型，包括均一地表与非均一地表两种情况，在均一地表中又考虑了有无方向性反射问题，在考虑方向性时用了 9 种不同模型）。

这 5 个部分便构成了辐射传输模型，考虑了大气顶的太阳辐射能量通过大气传递到地表，以及地表的反射辐射通过大气到达传感器的整个辐射传输过程。

1. 6S 输入输出参数

(1) 输入参数：

①几何参数

6S 两种输入方法(1) 太阳和卫星的天顶角和方位角以及观测时间(月,日)。(2) 卫星的接收时间(月,日,年)、像素点数、升交点时间，由程序计算太阳和卫星的天顶角和方位角。特别注意的是这里的时间采用世界时且要精确到 1/6 秒。

②大气模式

6S 给出几种可供选择的大气模式，热带、中纬度夏季、中纬度冬季、近极地夏季、近极地冬季、美国 62 标准大气也可自定义大气模式。

③气溶胶模式

三种选择：(1) 无气溶胶。(2) 自定义气溶胶模式。如，四种基本气溶胶的体积的加权平均；气溶胶的谱分布加光度计测量结果（光学厚度）和复折射指数；

直接给出消光系数。(3) 提供的三种气溶胶模式大陆型，海洋型和乡村型。

④气溶胶浓度

两种选择：(1) 在 550nm 处的光学厚度 τ_{550} (2) 气象能见度 (km)。故它也提供了两者的相互关系。

⑤地面高度

以千米为单位的地面海拔高度（设为负值）。

⑥探测器高度

-1000 代表卫星测量，0 为地基观测，飞机航测输入以千米为单位的负值。

⑦探测器的光谱条件

给出了常见卫星 Meteosat, Goes, NOAA/AVHRR 和 HRV, Landsat TM 和 MSS, Modis Polder 的每个通道的光谱响应函数，也可选择自定义。

⑧地表特性

可以选择地表均一或不均一，也可选择地表为郎伯体或双向反射。6S 给出了九种比较成熟的 BRDF 模式供用户选择，也可自定义 BRDF 函数（输入 10×12 个角度的反射率及入射强度）

⑨表观反射率

输入反射率或辐射亮度，同时也决定模式是正向还是反向工作。当 $RAPP < -1$ 时是正向。 $RAPP > 0$ （辐射亮度）或 $-1 < RAPP < 0$ （反射率）均决定是反向过程，即要进行大气订正过程。

下面举例说明 6S 的输入：

输入文件格式及说明

```

0                                (USER'S CONDITIONS)
40.0 100.0 45.0 50.0 7 23

8                                (USER'S  MODEL)
3.0   0.35                      (UH2O(G/CM2) ,UO3(CM-ATM))

4                                (AEROSOLS MODEL)
0.25   0.25   0.25   0.25      (% of DUST-LIKE,WATER-SOL,OCEANIC,
SOOT)

0                                (NEXT VALUE IS THE AERO. OPT.THICK @550)
    
```

0.50	(AEROSOL OPTICAL THICKNESS@550)
-0.2	(TARGET AT 0.2 km)
-3.3	(AIRCRAFT AT 3.3 KM ABOVE GROUND LEVEL)
-1.5 -0.35	(Uh2o and Uo3 under the plane not available)
0.25	(AOT @550 under the plane)
11	(AVHRR 1 (NOAA 9) BAND)
1	(GROUND TYPE,I.E. NON UNIFORME SURFACE)
2 1 0.50	(TARGET, ENV., RADIUS (KM))
-0.10	(ATMOSPHERIC CORRECTION OF RAPP=0.10)

(2) 输出参数:

输出文件不仅包括输入文件的全部内容, 而且包括所有的计算结果。

① 辐射部分

辐射部分的结果有: (1) 地面上, 直接反射率及强度、散射透过率及强度、环境反射率及强度; (2) 卫星上, 大气路径反射率及强度、背景反射率及强度、像素反射率及强度。

②吸收部分

包括: 各种气体的向上、向下、总透过率。气体总向上、向下、总透过率。

③散射部分

包括: 大气分子, 气溶胶的向上、向下、总散射透过率。总向下、向上、总散射透过率。大气分子, 气溶胶, 及总的球面反照率、光学厚度、反照率, 单次反照率及相函数。

④大气校正结果

包括大气校正后的反射率及大气校正系数 x_a x_b x_c 。

2.3.2 MODTRAN 模式

MODTRAN (MODerate spectral resolution atmospheric TRANSmittance algorithm and computer model) 是由美国光谱科技公司、空军物理实验室联合利用 FORTRAN 编写的大气辐射传输模式。发展 MODTRAN (Berk 等, 1989) 是为了改进 LOWTRAN 的光谱分辨率。MODTRAN 将光谱的半高全宽度 (FWHM,

Full Width Half Maximum) 由 LOWTRAN 的 20cm^{-1} 减少到 2cm^{-1} , 其主要改进包括:

- ① 发展了一种 2cm^{-1} 光谱分辨率的分子吸收算法;
- ② 更新了对分子吸收的气压温度关系的处理;
- ③ 维持了 LOWTRAN 7 的基本程序和使用结构。

目前版本现在已经发展到 4.0, 它的光谱分辨率达到 1cm^{-1} , 从 1989 到现在, MODTRAN 逐步将大气辐射传输方面的最新成果融入到程序中来。在 MODTRAN 4.0 中, 改进了 Rayleigh 散射和复折射指数的计算精度, 增加了 DISORT 计算太阳散射贡献的方位角相关选项, 并且将 7 种 BRDF 模型引进到模型中, 使地表特性的参数化输入成为可能。MODTRAN4 还对几个重要的基础数据库加以更新, 使计算的精度得到很大提高。

MODTRAN 是中分辨率传输程序 (The Moderate Resolution Transmittance Code) 可以计算 0 到 $50,000\text{cm}^{-1}$ 的大气透过率和辐射亮度, 它在 440 纳米到无限大的波长范围的精度是 2cm^{-1} , 在 22,680 到 $50,000\text{cm}^{-1}$ 紫外波 (200-440 nm) 的精度是 20cm^{-1} 。在给定辐射传输驱动、气溶胶和云参数、光源与传感器的几何立体对和地面光谱信息的基础上, 根据辐射传输方程来计算大气的透过率以及辐射亮度。

MODTRAN 输入输出参数

(1) MODTRAN 的输入参数从类型上讲, 共分五类:

第一为控制运行参数: 如采用何种辐射传输程序, 是否进行多次散射计算等。这些主要在 CARD1 中完成。CARD5 提供了多重复计算的选项。

第二类参数为传感器的参数, 如传感器的通道参数, 观测的波束 (波长范围)。其中 CARD1A 中有是否输入传感器通道响应函数的选项。在 card1a3 中输入通道响应函数的文件名。在 CARD4 中输入模拟计算的波长范围 (涵盖所有波段, 稍长)。

第三类, 即为大气参数。其中大气类型通过 CARD1 中的选项确定。其它具体参数包括气溶胶主要通过 CARD2 来进行选择。

第四类为观测几何条件。在 CARD1 中有关于几何条件的选项, 另外在 CARD3 中主要为几何参数的输入选项。他通过多种方式组合来实现几何参数的

输入。可根据你计算的方便进行选择。

第五类为地表参量。在 CARD1 提供了地表参数设定的初步选项，只好在 CARD4 根据 CARD1 中设定的参数对地表的参数进行具体设定。

所有的输入参数都通过 CARD1 进行控制，然后在由后续的 CARD 进行具体设置。

举例：(//后面是说明)

```
TS 7 2 2 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 283.150 0.02 //card1
tt 8f 0 365.00000 1.00000 1.00000 f t t f 0.000 //card1a
DATA/BMP99_01.BIN //card1a1
C:\Mod4v1r1\PC\DATA\omistir_res.flt //card1a3
1 0 0 0 0 0 20.00000 0.00000 0.00000 0.00000 0.00000 //card2
12 0 0SHUNRIOMIS04121030 //card2c
0.033 1.02e+003 1.62e+001 1.50e+001 0.00e+000
0.00e+000ABH222222222222
0.104 1.00e+003 1.40e+001 1.60e+001 0.00e+000
0.00e+000ABH222222222222
0.753 9.25e+002 7.70e+000 1.90e+001 0.00e+000
0.00e+000ABH222222222222
1.440 8.50e+002 1.40e+000 2.30e+001 0.00e+000
0.00e+000ABH222222222222
2.970 7.00e+002-9.20e+000 3.40e+001 0.00e+000
0.00e+000ABH222222222222
2.100 0.033 180.000 0.000 0.000 0.000 0 0 // card3
1 2 101 0 //card3a1
40.120 243.423 0.000 0.000 3.080 0.000 0.000 0.000 //card3a2
700 1400 1 1rw w4aa //card3
1 //card 5
```

图 2.4 和图 2.5 分别给出了 MODTRAN4 的 CardDeck 和 Card1 的输入图。

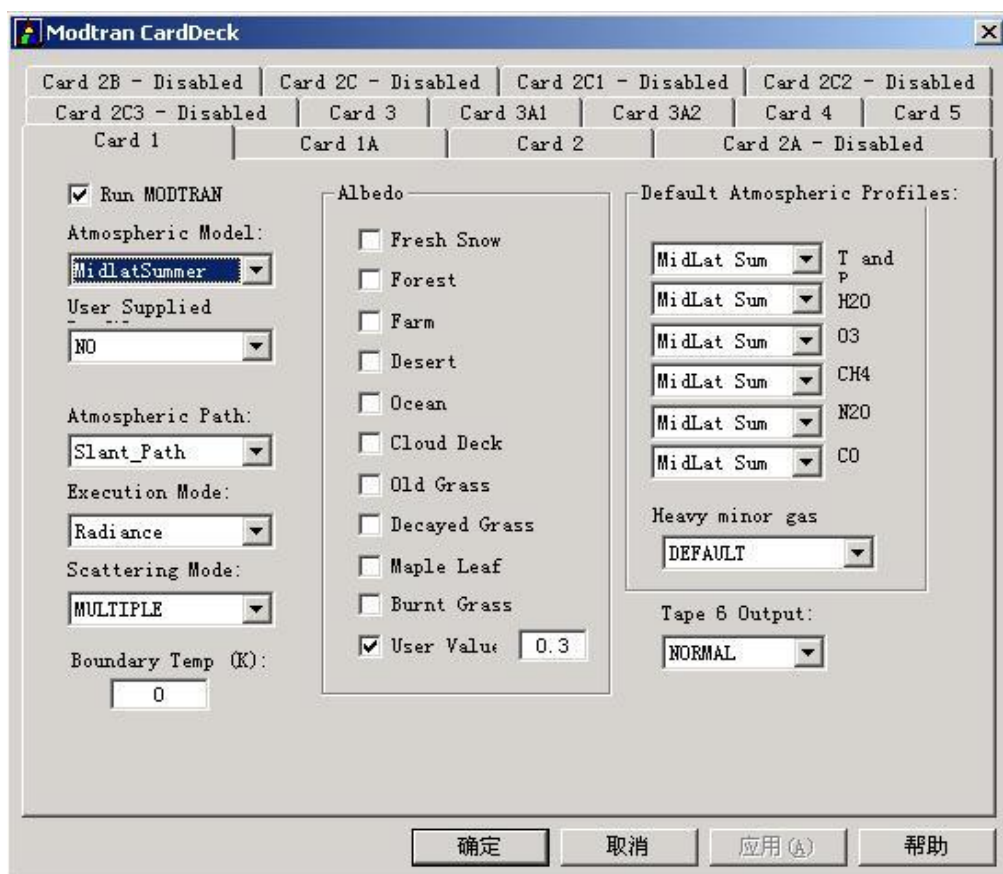


图 2.5 CardDeck 输入参数

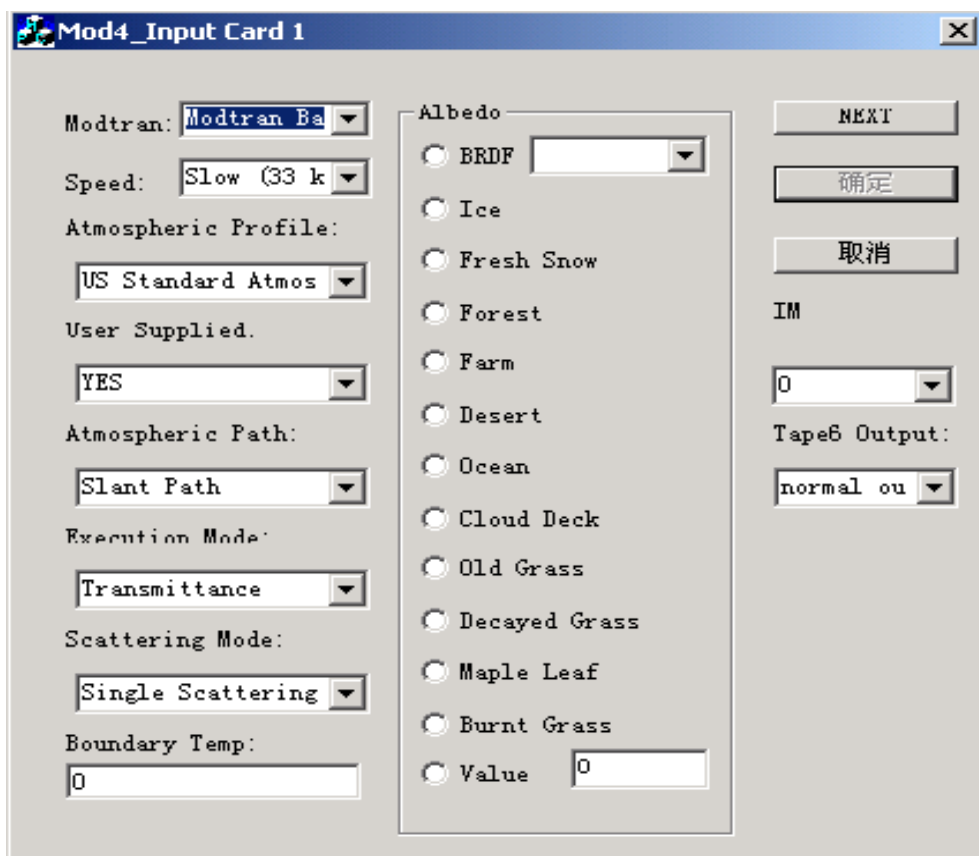


图 2.6 输入参数 Card1

MODTRAN 的输出文件有 Tape6、Tape7、Tape8、Pltout、Channels 等。

MODTRAN4 的运行由当前目录下的 tape5 文件控制，tape5 由一系列的 CARDS(输入行)组成，输入参数由以下五个部分构成：控制运行参数、传感器参数、大气参数、观测几何条件和地表参量。tape5 文件的主要作用是：提供执行过程的参数（执行透过率的计算还是辐射的计算等）、提供计算所需的大气廓线（包括大气廓线的高度、压强、温度、水汽、CO₂、气溶胶等）、控制计算结果的输入（输入文件的名称，输入文件的内容以及格式等）。

由于辐射传输算法所设计的参数很多，所以 tape5 文件非常复杂，而且其中每个参数都有固定的格式和具体的含义，不能有丝毫的差别。tape5 文件必须严格的写入或由输入子程序生成。设定这些参数后就可以用 MODTRAN 来模拟大气辐射传输过程，求解大气校正参数。

参考文献

- Bellman,R .,Kalaba,R .,Prestrud,M .Invariant Imbedding and Radiative Transfer in Slabs of Finite Thickness.New York:Elsevier,1963.
- Berk, A., LS Bernstein, and DC Robertson, 1989, MODTRAN: A moderate resolution model for LOWTRAN 7. Spectral Sciences, Burlington, MA, 38 pp.
- C.N.Davies,1974.Size distribution of atmospheric particles, Journal of Aerosol Science,5,293-300
- Collins,D.G ,Blattner,W.G,Wells,M.B.,Horak,H.G Backward Monte-Carlo Calculations of the polarization characteristics of radiation emerging from aspherical shell atmosphere. Appl. Opt.,1972 (11):2684-2705.
- Deuze, J.L., Herman, M., Santer,R .Fourier series expansion of the transfer equation in the atmosphere-ocean system.J . Quant.Spect.Rad. Trans , 1989 (41):483-494.
- Irvine, W M. Multiple scattering in planetary atmospheres. Icarus, 1975(25):175-204 .
- Junge C.E.1955.Journal Meteorology 12,p.13
- Liou K.N. 2002, An introduction to the atmospheric radiation .(second edition) Academic Press
- Plass.O N., Kattawar, G.W., Catchings, F E.Matrix operator theory of radiative transfer 1: Rayleigh scattering. Appl Opt.,1973 (12):314-329
- Stamnes, K., and Conklin, P. A new multi-layer discrete ordinate approach to radiative transfer calculations in anisotropically scattering atmospheres.J Quant.Spect. Rad.Trans.,1984(31):273-282.
- Vermote E. and Tanré D. et al.1997, 6S User Guide Version 2 P1-P54
- 李正强,2004 地面光谱多角度和偏振研究大气气溶胶 中国科学院 安徽光机所.博士学位论文
- 童庆禧, 张兵, 郑兰芬.高光谱遥感—原理、技术与应用 北京: 高等教育出版社
- 新谷隆一, 范爱英, 康昌鹤.偏振光.北京:原子能出版社, 1994.
- 袁易君等,2006 Mie 理论递推公式计算散射相位函数 光散射学报 V17(40)

第三章 太阳直射光数据反演

大气气溶胶可以参与云凝结核的形成,从而影响云,降水等大气物理过程。同时,由于对电磁波的散射与吸收作用而影响辐射传输过程,从而影响到全球的辐射收支。此外,气溶胶还对人类的环境、生活、健康等多方面产生复杂的影响。故研究大气气溶胶是现代科学与技术所必须面对而不能回避的,与人类自身息息相关的重大的紧迫的问题。

气溶胶粒子对入射辐射的散射和吸收作用可以使得入射辐射的性质和强度发生变化。通过测量入射辐射的变化可以反演气溶胶粒子特性,这是遥感气溶胶的基本原理。利用遥感方法可以直接得到气溶胶的辐射特性,并用于气候过程研究。

在遥感领域,遥感定量化的基础是传感器的准确定标和遥感数据的大气校正,而基于大气辐射传输的大气校正的效果强烈依赖于大气参数的获取精度,其中气溶胶是影响大气校正的重要因素。因此,大气校正的实质在于大气气溶胶的遥感与反演。大气气溶胶的物理与光学特性,如复折射指数、粒子谱分布、散射相函数、光学厚度、Angstrom 参数、不对称因子、衰减系数、单次散射反照率等,是大气遥感气溶胶研究的主要内容。大气气溶胶的模型与光学厚度也是进行大气辐射传输计算的重要参数,同时也是影响计算结果的重要因素。因此,辐射定标与大气校正精度的提高,依赖于对大气气溶胶光学特性的准确测量与分析。

太阳分光光度计是迄今为止精确测量气溶胶的最重要的仪器之一。CE318 自动跟踪太阳光度计是由法国 CIMEL 公司研制生产、用于气溶胶光学特性和大气质量监测的自动测量仪器。它在可见光和近红外波段有 8-10 个通道,它不仅能自动跟踪太阳做太阳直射辐射测量,而且可以进行太阳等高度角天空扫描、太阳主平面扫描和极化通道天空扫描。最新的仪器还能进行太阳主平面的六个波段,每个波段三个极化通道的天空扫描。测量数据可通过卫星进行远程传输。CE318 测得的直射太阳辐射数据可用于反演计算大气透过率、消光光学厚度、气溶胶光学厚度、大气水汽柱总量和臭氧总量。其天空扫描数据可以反演大气气溶胶粒子尺度谱分布及气溶胶相函数。CE318 可用于卫星遥感产品检验和气溶胶气候研究,在大气光学参数测量和沙尘暴监测中发挥重要作用。作为 NASA 全球

测量气溶胶组网 AERONET 基本仪器，它在卫星遥感数据真实性检验，全球气溶胶类型，气溶胶的气候效应等研究方面做出了重要的贡献。

本章首先对太阳光度计反演气溶胶光学参量的原理做一般性地概述，然后根据反演的过程中各个环节，进行了改进算法的分析与讨论，进而给出了提高反演精度的改进算法，并对反演所需的气象辅助数据给出了要求。最后并利用该算法对在太湖地区数据进行了实例反演。

大气参数是卫星遥感进行大气校正所需的重要参数，而太阳光度计的现场测量精度又是能否准确地获得大气参数的重要环节，此环节将直接影响大气参数后期数据处理的准确性与可靠性。

3.1 仪器测量原理

CE318N-EBSP(其中波段 3, 4, 5, 6, 8, 9 每个波段均有三个极化通道，它是通过三个互成 120 度的旋转滤光片旋转加偏振片实现波段选择而测量使用的)和 CE318N-EBS9 是 CIMEL(法国)公司的产品。CE318 仪器主体由光学头，扫描步进马达和机器人臂，控制箱组成。光学头部固定在可以两轴转动的机器人臂上，由机器人臂顶部的方位角步进马达和天顶角步进马达传动，受到置入控制箱内的软件控制指令，实现对太阳准确跟踪定位，再通过控制箱数据指令使传感器内的各个干涉滤光片实现数据的采样、获取、存贮，并通过接口实现对计算机的数据传送。位于传感器头部的两对准器有相同的视场角 1.2° ，通过输入测量点处当地的经纬度 UTC 时间，由内部程序计算实现对太阳跟踪精度达 0.1° 。各通道的参数见表 3.1(Cimel, 2005)。

CE-318 由一个光学头、一个控制箱和一个双轴步进马达系统组成，光学头带有两个瞄准筒：一个不带聚光透镜，用于测量太阳直射辐射；另一个带有聚光透镜，用于天空辐射测量。在光学头上还安装了一个四象限探测器，用于太阳自动跟踪时的微调。控制箱内装有 2 个微处理器，分别用于数据获取和步进马达系统的控制。

表 3.1 各波段参数

波段	中心波长 (nm)	带宽 (nm)
1	340	2
2	380	4
3	440	10
4	500	10
5	675	10
6	870	10
7	936	10
8	1020	10
9	1610	60

根据 Lambert-Beer 定律对整层大气积分, 通过大气到达地面的太阳直射辐照度 $E(\lambda)$ 可表示为:

$$E(\lambda) = \left(\frac{d_0}{d} \right)^2 \cdot E_0(\lambda) \exp(-m(\theta) \cdot \tau(\lambda)) t_g(\lambda) \quad (3.1)$$

其中, $E_0(\lambda)$ 为日地平均距离(mean earth-sun distance)处地球大气上界波长 λ 处的太阳直接辐射光谱辐照度, d_0 为日地平均距离, d 为观测时实际的日地距离, $m(\theta)$ 为大气光学质量, $\tau(\lambda)$ 为大气总光学厚度, 包括分子散射和吸收光学厚度、气溶胶光学厚度, $t_g(\lambda)$ 为吸收气体透过率。除了水汽外, 吸收气体透过率可写成:

$$t_g(\lambda) = \exp(-m(\theta) \tau_g(\lambda)) \quad (3.2)$$

太阳光度计测得的电压正比于入射的太阳辐射, 设 $V(\lambda)$ 为太阳光度计的实测数值, $V_0(\lambda)$ 为光度计对应于 $E_0(\lambda)$ 的测量值即仪器的输出值, 则有:

$$\ln(V(\lambda)) = \ln\left(\left(\frac{d_0}{d}\right)^2 \cdot V_0(\lambda)\right) - m(\theta) \cdot \tau_{tot}(\lambda) \quad (3.3)$$

总光学厚度 $\tau_{tot}(\lambda)$ 由三部分组成: $\tau_a(\lambda)$ 为大气气溶胶光学厚度, $\tau_r(\lambda)$ 为大

气分子瑞利散射光学厚度, $\tau_g(\lambda)$ 为大气中吸收气体的光学厚度。

$$\tau_{tot}(\lambda) = \tau_a(\lambda) + \tau_r(\lambda) + \tau_g(\lambda) \quad (3.4)$$

由已知的 $F_0(\lambda)$ 、 $m(\theta)$ 、 $\tau_r(\lambda)$ 、 $\tau_g(\lambda)$ ，通过不同波长的观测和计算，即可得到不同波长的气溶胶光学厚度。

3.2 太阳直射数据反演光学厚度的改进算法

3.2.1 气溶胶光学厚度的反演误差

把式(3.4)代入(3.3)，两边取微分，则气溶胶光学厚度的误差可由以下公式(3.5)表示：

$$\Delta\tau_a = \frac{1}{m}[-\tau_{tot}\Delta m + \frac{\Delta V_0}{V_0} - \frac{\Delta V}{V} + \frac{2\Delta d_0}{d_0} - \frac{2\Delta d}{d}] - \Delta\tau_r - \Delta\tau_g \quad (3.5)$$

式中， $\tau_{tot}\Delta m/m$ 项表示大气质量的计算误差； $\frac{\Delta V_0}{V_0m}$ 项是太阳光度计的定标

误差； $\frac{\Delta V}{Vm}$ 项是太阳光度计的测量误差； $(\frac{2\Delta d_0}{d_0} - \frac{2\Delta d}{d})/m$ 是日地距离的计算误

差； $\Delta\tau_r/m$ 项是大气分子光学厚度的计算误差； $\Delta\tau_g/m$ 项是除水汽外其它吸收气体光学厚度的计算误差。除了太阳光度计的测量误差，其余各项均是在数据处理中各相关参数计算所引入的误差，使用准确的计算公式可以减小这些参数计算的误差，降低对气溶胶光学厚度精度的影响。而仪器测量误差则是获取气溶胶光学厚度主要误差之一，只有完善的测量技术和方法才能够进行准确的测量，减小测量误差 (高飞等，2004)。

3.2.2 太阳天顶角的计算

太阳天顶角的计算要考虑到下列的诸多因素(王炳忠，1999)，如日地距离，太阳赤纬角，时差及其订正等。

1) 日地距离

地球绕太阳公转的轨道是椭圆形的，太阳位于椭圆两焦点中的一个。发自太阳到达地球表面的辐射能量与日地间距离的平方成反比。由于日地距离对于任何一年的任何一天都是精确已知的，所以这个距离可用一个数学表达式表述。为了避免日地距离用具体长度计量单位表示过于冗长，一般均以其与日地平均距离比值的平方表示，即 $E_R = (r/r_0)^2$ ，其数学表达式为：

$$E_R = 1.000423 + 0.032359 \sin \theta + 0.000086 \sin 2\theta - 0.008349 \cos \theta + 0.000115 \cos 2\theta \quad (3.6)$$

式中 θ 称日角，即，

$$\theta = 2\pi t / 365.2422 \quad (3.7)$$

式中 t 由两部分组成，即，

$$t = N - N_0 \quad (3.8)$$

$$N_0 = 79.6764 + 0.2422 \times (\text{年份} - 1985) - \text{INT}(\text{年份} - 1985) / 4 \quad (3.9)$$

式中 N 为积日，所谓积日，就是日期在年内的顺序号； INT 表示做取整运算。

2) 太阳赤纬角

地球绕太阳公转的轨道平面称黄道面，而地球的自转轴称极轴。极轴与黄道面不是垂直相交，而是呈 66.5° 的夹角，并且这个角度在公转中始终维持不变。正是由于这一原因形成了每日中午时刻太阳高度的不同，以及随之而来的四季的变迁。太阳高度的变化可以从图 3.1 中形象地看到。图中日地中心的连线与赤道面间的夹角每天(实际上是每一瞬间)均处在变化之中，这个角度称为太阳赤纬角。它在春分和秋分时刻等于零，而在夏至和冬至时刻有极值，分别为正负 23.442° 。

由于太阳赤纬角在周年运动中任何时刻的具体值都是严格已知的，所以它 (E_D) 也可以用与式(3.6) 相类似的表达式表述，即：

$$E_D = 0.3723 + 23.2567 \sin \theta + 0.1149 \sin 2\theta - 0.1712 \sin 3\theta - 0.758 \cos \theta + 0.3656 \cos 2\theta + 0.0201 \cos 3\theta \quad (3.10)$$

式中 θ 的含义与式(3.6) 中的相同。

3) 时差

真正的太阳在黄道上的运动不是匀速的，而是时快时慢，因此，真太阳日的长短也就各不相同。但人们的实际生活需要一种均匀不变的时间单位，这就需要

寻找一个假想的太阳，它以均匀的速度在运行。这个假想的太阳就称为平太阳，其周日的持续时间称平太阳日，由此而来的小时称为平太阳时。平太阳时 S 是基本均匀的时间计量系统，与人们的生活息息相关。由于平太阳是假想的，因而无法实际观测它，但它可以间接地从真太阳时 S_{\odot} 求得，反之，也可以由平太阳时来求真太阳时。

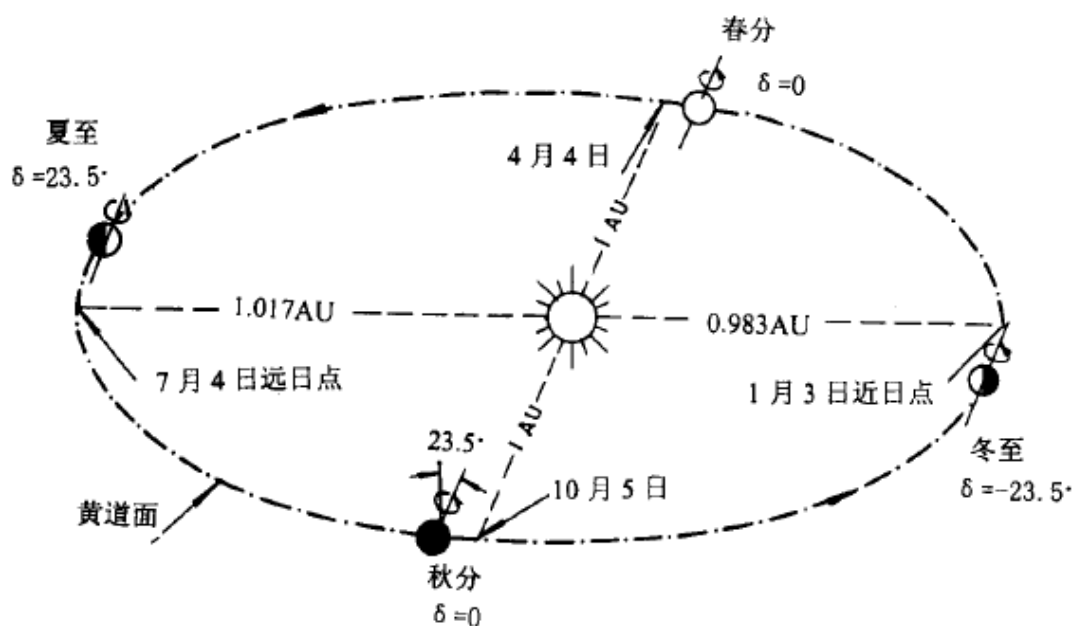


图 3.1 地球绕太阳运动轨迹

因此，存在一个差值用于表达二者间的关系，这个差值就是时差，以 E_t 表示。因而有：

$$S_{\odot} = S + E_t \quad (3.11)$$

由于真太阳的周年视运动是不均匀的，因此，时差也随时都在变化着，但与地点无关，一年当中有 4 次为零，同时有 4 次会达到极大。时差也可以用与式(3.1)相似的表达式表示：

$$E_t = 0.0028 - 1.9857 \sin \theta + 9.9059 \sin 2\theta - 7.0924 \cos \theta - 0.6882 \cos 2\theta \quad (3.12)$$

以往的公式存在以下的通病：①对平年和闰年不加区分，一方面，这对闰年就不好处理。另一方面，闰年的影响有累计效应，会逐步增长；②即使是从当年天文年历查到的数值，也是格林尼治经度处 0 点时刻的数值，而我们所需要的数值，会因所在地点的地理经度以及具体时刻与表值有异而不同。因此，具体地讲，一般要进行如下 3 项订正：

(1) 年度订正：除非我们只用当年的天文年历值，此外均需使用此项订正，引入

此项订正的原因就是一回归年的实际长度不是 365 日，而是 365.2422。

(2) 经度订正：即使我们查阅的是当年的天文年历，也需进行此项订正。在我国的地理经度范围内，各地的订正值见表 3.2。

表 3.2 经度订正值

$\leq 90^{\circ}\text{E}$	0.2 日
$> 90^{\circ}\text{E} \sim < 128^{\circ}\text{E}$	0.3 日
$\geq 128^{\circ}\text{E}$	0.4 日

(3) 时刻订正：要求同前一项。即使在格林尼治当地，不同时刻也需加以订正。由于我国普遍采用的是北京时，它与格林尼治的地方时相差 8 小时，故具体到我国情况，各时段的订正值见表 3.3。

表 3.3 时刻订正值

时段（北京时）	$2^{00}-4^{24}$	$4^{24}-6^{48}$	$6^{48}-9^{12}$	$9^{12}-11^{36}$
订正值（日）	-0.2	-0.1	0	0.1
时段	$11^{36}-14^{00}$	$14^{00}-16^{24}$	$16^{24}-18^{48}$	$18^{48}-21^{12}$
订正值	0.2	0.3	0.4	0.5

4)太阳天顶角

最常见的是要求计算太阳高度角和太阳方位角。太阳高度角的计算公式为：

$$\cos \theta_0 = \sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos \varphi \cos \tau \tag{3.13}$$

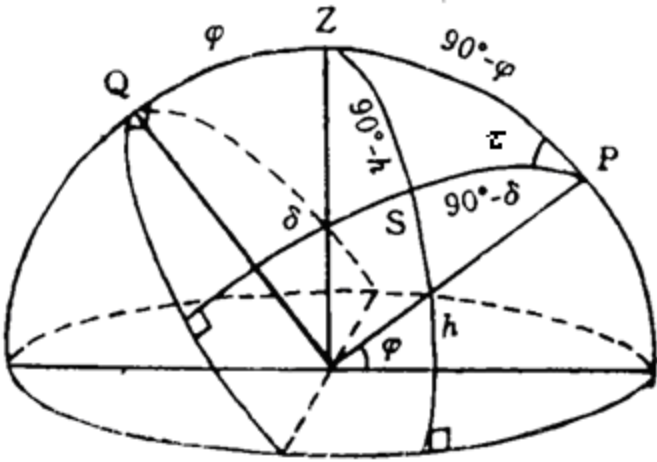


图 3.2. h 、 δ 、 φ 、 τ 之间的关系图

式中, δ 为太阳赤纬角, 即式(3.10) 中的 E_D , φ 为当地的地理纬度, τ 为当时的太阳时角。 φ 值不难获得, 且一旦确定不会改变。太阳时角的计算式为:

$$\tau = (S_{\odot} + F_{\odot} / 60 - 12) \times 15 \quad (3.14)$$

这里时 S 和分 F 的符号均加上了 \odot 下标, 表示是真太阳时, 为了从北京时求出真太阳时, 需要两个步骤:

首先是将北京时换成地方时 S_d :

$$S_d = S + \{F - (120^\circ - (JD + JF/60)) \times 4\} / 60 \quad (3.15)$$

式中, 120° 是北京时的标准经度, JD 表示经度, JF 表示经分, 乘 4 是将角度转化成时间, 即每度相当于 4 分钟, 除 60 是将分钟化成小时。

其次是进行时差订正, 即

$$S_{\odot} = S_d + E_t / 60 \quad (3.16)$$

这里应该指出的是, 时角是以太阳正午时刻为 0 点的, 顺时针方向(下午)为正, 反之为负。

太阳方位角的计算式为

$$\cos A = (\sin h_{\odot} \sin \varphi - \sin \delta) / \cos h_{\odot} \cos \varphi \quad (3.17)$$

由此可求出二个对应的 A 值, 第一个 A 值是午后的太阳方位:

$$\text{当 } \cos A \leq 0 \text{ 时 } 90^\circ \leq A \leq 180^\circ$$

$$\text{当 } \cos A \geq 0 \text{ 时 } 0 \leq A \leq 90^\circ$$

第 2 个 A 值为午前的太阳方位, 取 $360^\circ - A$ 。

太阳高度角 (即: 90° 太阳天顶角) 是影响太阳辐照度的最主要因素。

另外, 对日地距离还有一些其他的方法进行求解, 如李正强(2003)用到:

$$(d_0 / d)^2 = 1 + 0.033 \cos \frac{2\pi J}{365} \quad (3.18)$$

3.2.3 大气光学质量的计算

大气质量 m 采用太阳天顶角的函数形式(许绍祖, 1993):

$$m = [\cos \theta_0 + 0.150(93.885 - \theta_0)^{-1.253}]^{-1} \frac{p}{1013.25} \quad (3.19)$$

式中, θ_0 是天顶角, 单位是 $^\circ$, p 是测量点处的大气压强, 单位是百帕 hpa 。

3.2.4 Rayleigh 光学厚度的计算

目前, Rayleigh 光学厚度的计算主要采用经验法和精确公式法。

1) 公式法

Rayleigh 散射是指粒子大小远小于辐射波长的散射, 通常是指大气分子的散射。

考虑到大气分子具有一定程度的各向异性, Rayleigh 的散射截面为:

$$\sigma_R(\lambda) = \frac{24\pi^3(n_s^2 - 1)^2}{\lambda^4 N_s^2(n_s^2 + 2)^2} \cdot \frac{6 + 3\delta}{6 - 7\delta} \quad (3.20)$$

$$\text{此式可简化为: } \sigma_R(\lambda) = \frac{8\pi^3(n_s^2 - 1)^2}{3\lambda^4 N_s^2} \cdot \frac{6 + 3\delta}{6 - 7\delta} \quad (3.21)$$

其中 N_s 是分子数密度, δ 是去极化因子。对于空气, $\delta=0.0279$, 该参数主要说明气分子各向异性, 在通常使用过程中一般都认为它与波长无关的, 实际上它随波长增加而减小的, n_s 是大气折射率(Edlén, 1966), 通过下式可以求得:

$$(n_s - 1) \cdot 10^8 = 8342.13 + \frac{2406030}{130 - \nu^2} + \frac{15997}{38.9 - \nu^2} \quad (3.22)$$

式中, ν 表示波数。该式已被应用于辐射传输计算中, 如大气辐射传输模型 6S 中。

按照 Peck 和 Reeder 的结果(Peck, 1972), 在波长 $\lambda > 0.23\mu\text{m}$ 光谱区, 标准大气的折射指数 n_s 为:

$$(n_s - 1) \times 10^8 = \frac{5791817}{238.0185 - (1/\lambda)^2} + \frac{167909}{57.362 - (1/\lambda)^2} \quad (3.23)$$

在 $0.23\text{-}1.69\mu\text{m}$ 范围内, 从选择的 54 组实验室数据所得的均方根偏差 (root mean square deviation) 精度要超过上式(3.22)一个量级, 故它比上式更精确。

$$(n_{s_{\text{CO}_2}} - 1) \times 10^8 = \frac{5792105}{238.0185 - (1/\lambda)^2} + \frac{167917}{57.362 - (1/\lambda)^2} \quad (3.24)$$

Ciddor(1996)又对上式做了更新, 在标准状况下, $288.15\text{K}=15^\circ\text{C}$, $101,325\text{Pa}$, CO_2

浓度 $C_2=450$ ppmv。没考虑水汽时的折射指数。对于空气下，其它未知 CO_2 浓度下的折射指数以此为标准，这里与 Edlén (1966) 研究结果一致，干空气折射指数对 CO_2 浓度 C 成线性变化。

$$\frac{n_{sc}-1}{n_{sc_2}-1} = 1 + 0.534 \times 10^{-6} (c - c_2) \quad (3.25)$$

根据过去 30 多年观测，发现 C 已经从 330 增长到 380 ppmv。

King 因子 F 的定义参见式(3.26)，对各向异性分子大于1，只当理想情况下的空气分子是各向同性的时候才等于1。正如Young(1980)指出参数 δ 和 F 的确定是重要的一步。在计算Rayleigh散射参数:散射截面 σ_R ，消光系数 β_R ，光学厚度 T_r

这是一项重要的误差源。文献中各种对标准大气 δ 平均值的估计见表3.4。

$$F = \frac{6+3\delta}{6-7\delta} \quad (3.26)$$

表 3.4 文献中的干空气退极化因子 δ 的平均值和 King 因子

Bibliographic sources	Year	Depolarization Ratio δ	King Factor F
King	1923	0.0284	1.049
Volkman	1935	0.0429 \pm 0.0033	1.075 \pm 0.006
Penndorf	1957	0.035	1.061
Penndorf (average)	1957	0.0375 \pm 0.0047	1.065 \pm 0.009
Weber et al. (upper limit)	1967	0.0139 \pm 0.0006	1.0235
Elterman	1968	0.035	1.0608
Kasten	1968	0.0295	1.0509
Hoyt	1977	0.0139	1.0235
Fröhlich and Shaw	1980	0.0095 \pm 0.0040	1.0160 \pm 0.0068
Young	1980	0.0279	1.0480
Bates	1984	0.0284	1.049

King(1923)在全波段上，对应于 $\delta=0.0284$ 求得了 F 值为1.049。Penndorf研究了一大组由对各种大气气体(N_2 , O_2 , Ar, CO_2 , N_2O , NO, CO, H_2 , 和He)和干空气种种调查决定的退极化因子 δ ，发现在 $T=15^\circ C$ ， $\delta=0.035$ 时，由式(3.26)可得 $F=1.0608$ 。Young(1980)指出考虑由 CO_2 分子产生的退极化部分效果具有很基础地的重要性。因此，对 N_2 得到 $\delta=0.021$ ，对 O_2 ， $\delta=0.058$ ，对 CO_2 ， $\delta=0.078$ ，只是忽略了由水汽引起的退极化的效果。Young(1981)又对干空气确定了 $\delta=0.0279$ ，King 因子 $F=1.048$ 。比较有意思的是，实际上二十年前计算的最精确的 F 值(Bates, 1984)

竟然与80年前由King(1921)在Cabannes(1921)退极化测量的基础上计算得到的相一致。

为了在计算Rayleigh散射光学参数中正确应用要定义最真实的F值, Young认为King因子的估计不仅需包括由经典Rayleigh散射产生的各向异性影响, 而且要包括与旋转Raman散射相联系的影响, 于某种原因由震动Raman散射产生的微弱影响由于估计不足0.1%大体上可被忽略。

表3.4所列的估计值是在可见光波段范围内的所得的平均值, 假定了退极化参数不随波长变化, 它们由基于干空气成分的组成百分比确定的。Bates(1984)第一次考虑退极化影响的波长依赖性特点, 并进行了实验室测量和理论性的描述。考虑到每种成分随着波长的变化有不同的光谱特点和每个权重是由大气成分的体积浓度给出的, 他计算了对分子 N_2 , O_2 , Ar, 和 CO_2 的分贡献的加权求和作为King因子的光谱值。为此, 他定义了相对 N_2 和 O_2 分子的光谱函数, 对 N_2 分子应用两项经验式, 对 O_2 分子应用三项式, 而对Ar和 CO_2 假定这两成分是光谱中性的, 忽略了这两者的退极化参数的光谱变化。从实用的目的看这种近似很正确:Ar和 CO_2 的贡献可认为与 N_2 和 O_2 相比要不重要的多。与以前的研究者Young(1981)等所做的一样, Bates也忽略了水汽对空气各向异性的影响。相对于干空气的四种主要成分, 他定义了下面分King因子的光谱曲线。

$$F_1(\lambda) = 1.034 + 3.17 \times 10^{-4} \lambda^{-2} (N_2) \quad (3.27a)$$

$$F_2(\lambda) = 1.096 + 1.385 \times 10^{-3} \lambda^{-2} + 1.448 \times 10^{-4} \lambda^{-4} (O_2) \quad (3.27b)$$

$$F_3(\lambda) = 1.00934 \quad (Ar) \quad (3.27c)$$

$$F_4(\lambda) = 1.15 (CO_2) \quad (3.27d)$$

Bodhaine. et. al.(1999)建议在计算干空气的 King 因子光谱曲线时做为一个平均的权重值, 定义为下式:

$$F(\lambda) = \frac{\sum_j c_j F_j(\lambda)}{\sum_j c_j} \quad (3.28)$$

这里可做下面的假定: N_2 的体积浓度 $c_1=0.78084$, $F_1(\lambda)$ 由式(3.27a)给出, O_2 的体积浓度 $c_2=0.20946$, $F_2(\lambda)$ 为式(3.27b), Ar 的体积浓度 $c_3=0.00934$, 在所

有波段上 $F_3(\lambda)=1.00$ 为式(3.27c), CO_2 的体积浓度 $c_4=10^{-6}\text{C}$ (单位 ppmv), 在所有波段上 $F_4(\lambda)=1.15$ 为式(3.27d)。

Bates 和 Bodhaine et al.都忽略由于水汽的散射(dispersion)影响来定义大气组成, 即使水汽是大气中第三种最充沛(abundant)的空气组分, 这个选择在那些相对湿度比较小, 寒冷的空气质量的的地方, 可能是很真实的, 忽略水汽对退极化因子的影响仅会引起小的对 King 因子的低估误差。但在诸如热带地区的温暖很湿润的大气质量, 水汽的影响便不能忽略, 为此 Claudio Tomasi et al(2005)考虑了垂直路径上各种湿度条件下由水汽的各向异性影响的 King 因子 F , 这可通过对式(3.28)中求和中简单地插入考虑水汽影响的第五项, 如下所示:

$$F(\lambda, z) = \frac{0.78084F_1(\lambda) + 0.20946F_2(\lambda) + 0.00934F_3 + 10^{-6}CF_4 + [e(z)/p(z)]F_5}{0.999640 + 10^{-6}C + e(z)/p(z)} \quad (3.29)$$

此式, 可用在每个高度 z 上, 这个高度上的水汽压 $e(z)$ 和总的气压 $p(z)$, 单位是 hpa, CO_2 浓度的单位是 ppmv。式中, 分 King 因子 $F_1(\lambda)$, $F_2(\lambda)$, F_3 和 F_4 按式(3.27a-d), 而且 F_5 是水汽的分 King 因子, 在所有波长上 $F_5=1.001$ 。参 Sioris et al.(2002)在 $0.5145 \mu\text{m}$ 处所计算的值。

这样, 式(3.29)能被可靠的用于对湿空气, 在 $0.2\text{—}4.0 \mu\text{m}$ 内的任意 CO_2 浓度值 C 和任何参数 p 和 e , 来确定 King 因子 $F(\lambda)$ 的光谱曲线。

$N(z)$ 是 z 高度分子数密度 (粒子数/ cm^3), 它与海平面高度的分子数密度 N_s 之间的关系为:

$$N(z) = N_s \cdot \frac{P(z)}{P_s(0)} \cdot \frac{T_s(0)}{T(z)} \quad (3.30)$$

其中, $P(z)$ 和 $T(z)$ 分别是高度 z 处的大气压强和温度, 单位分别为 hPa 和 K ; $P_s(z)$ 和 $T_s(z)$ 分别是海平面高度的标准大气压强和温度(1013.25hPa 和 $288.15K$)。

大气分子的柱消光系数 $\beta_R(\lambda, z)$ (单位: km^{-1}) 可表示为:

$$\beta_R(\lambda, z) = \sigma_R(\lambda) \cdot N(z) \cdot 10^5 \quad (3.31)$$

其中乘积因子 10^5 是为了将单位转换为 km^{-1} 。

某一高度 z_0 处的 Rayleigh 散射光谱光学厚度 $\tau_R(\lambda, z_0)$ 为:

$$\tau_R(\lambda, z_0) = \int_{z_0}^{\infty} \beta_R(\lambda, z) dz \quad (3.32)$$

2) 参数化法:

a) 分子散射光学厚度又称为瑞利散射光学厚度, 可以根据 Rayleigh 散射理论及当时探空资料精确计算出来。

$$\tau_{r0}(\lambda) = 10^{16} \times \frac{8\pi^3 (n_s^2 - 1)^2 N_c}{3\lambda^4 N_s^2} \left(\frac{6 + 3\delta}{6 - 7\delta} \right) \quad (3.33)$$

其中, N_c 是柱数密度, δ 是去极化因子。

b) 文献李正强(2003)

$$\tau_{r0} = 0.008569 \lambda^{-4} (1 + 0.0113 \lambda^{-2} + 0.00013 \lambda^{-4}) \quad (3.34)$$

c) 文献 Liou (2002)

$$\tau_R = (0.00864 + 6.5 \times 10^{-6} H) \lambda^{-(3.916 - 0.074 \lambda^{0.05} / \lambda)} \frac{P}{1013.25} \quad (3.35)$$

式中, H 是光度计处置的海拔高度(Km), P 是该点的气压。 τ_{r0} 是 $H=0$, $P=1013.25\text{hpa}$ 的情况。

3) 计算比较

从表 3.5 可以看出, 对标准大气 ($P_0=1013.25\text{hpa}$, $T=288.15\text{K}$) 条件下的瑞利光学厚度积分式, 存在以下特点:

(1) 在不同的大气模式下, 瑞利光学厚度不同, 且其按中纬度冬季, 中纬度夏季, 美国标准大气的顺序, 逐渐减小。

(2) 从表 3.5(下)中, 不同的大气模式, δ 取不同值时, 相对于退极化因子 δ 和空气折射指数 n_s 均随波长而变的瑞利光学厚度的相对误差是相同的。而且, $\delta=0.0284$ 比 $\delta=0.0279$ 相对误差要小些。 $\delta=0.0284$ 的最大相对误差: 0.41%, $\delta=0.0279$ 的最大相对误差: 0.5%

(3) 见表 3.6, 对瑞利光学厚度的参数化法, 对于第一种情况, 见式(3.33) δ 取不同的定值, 相对于中纬度冬季和中纬度夏季两种大气模式, 退极化

因子 δ 和空气折射指数 n_s 均随波长而变的瑞利光学厚度的相对误差, $\delta=0.0284$ 的相对误差比 $\delta=0.0279$ 的要小。除了紫外, 夏季要比冬季的小; 这三种经验式中数第三种(3.35)的相对误差最小。第一种相对误差即使是 $\delta=0.0284$ 时, 在三种情况中也较大的。

(4)对第一种经验式取 $\delta=0.0284$, 从式(3.33)可以看出, 能通过改变柱数密度 N_c 在不同大气模式的值可做精确的订正。

在考虑空气折射指数 N_s , 随波长, CO_2 的变化, 见式(3.24 和 3.29), 对标准大气($P_0=1013.25\text{hpa}$, $T=288.15\text{K}$, $CO_2=385\text{ppmv}$ 的干空气)

中纬度冬季大气: $N_c=2.176 \times 10^{25}\text{cm}^{-2}$ 最大相对误差减小到 340nm 处的 -0.37% , 在 500nm 处的最小为 -0.01%

中纬度夏季大气: $N_c=2.171 \times 10^{25}\text{cm}^{-2}$ 最大相对误差减小到 340nm 处的 -0.37% , 在 500nm 处的最小为 $+0.02\%$ 。

(5) 得到标准状况下的瑞利光学厚度后, 结合太阳光度计测量点的实际(海拔, 气压, 温度), 可以等到当时的大气分子光学厚度。

$$\tau_r(\lambda) = \tau_{r0}(\lambda) \left(\frac{P}{P_0} \right) \left(\frac{T_0}{T} \right) \quad (3.36)$$

$$\tau_r = (0.00864 + 6.5 \times 10^{-6} H) \lambda^{-(3.916 + 0.074 \lambda^{0.05})} \frac{P}{1013.25} \quad (3.37)$$

$$\tau_r(\lambda) = \tau_{r0}(\lambda) \frac{P}{1013.25} e^{-0.125A} \quad (3.38)$$

这里, (3.36) 式由压强, 温度决定, (3.37)式由测点海拔高度和气压决定, 由于其综合利用当时实测数据, 故这两类的精度较高。(3.38)式只用到测点的气压, 故其精度稍差。而项 $e^{-0.125A}$ 则表示, 在大气分子的标高为 8Km , 在测量点上方相对高度为 A 时大气分子光学厚度占的比例。所谓大气的标高 (scale height) 表示, 随高度增加, 气压减小到起始高度气压的 $1/e$ 时的高度增量 ($e=2.718$)。这样, 可用来表示在航空飞行时, 飞机高度处的瑞利光学厚度的计算。

表 3.5 各大气模式下, 不同 δ 取值(经验法)和公式法计算的瑞利光学厚度及其相对误差(%)

	中纬度冬季			中纬度夏季			美国标准大气(US 76)		
波 长	$\delta=$ 0.0279	$\delta=$ 0.0284	公式积 分法	$\delta=$ 0.0279	$\delta=$ 0.0284	公式积 分法	$\delta=$ 0.0279	$\delta=$ 0.0284	公式积 分法
0.340	0.71595	0.71656	0.71954	0.71427	0.71488	0.71786	0.71262	0.71323	0.71620
0.380	0.44909	0.44948	0.45087	0.44804	0.44842	0.44981	0.44701	0.44739	0.44877
0.440	0.24456	0.24477	0.24501	0.24399	0.24419	0.24444	0.24342	0.24363	0.24387
0.500	0.14464	0.14476	0.14481	0.14430	0.14442	0.14447	0.14397	0.14409	0.14414
0.675	0.04264	0.04268	0.04266	0.04254	0.04258	0.04256	0.04244	0.04248	0.04246
0.870	0.01530	0.01531	0.01529	0.01526	0.01527	0.01525	0.01523	0.01524	0.01522
1.020	0.00806	0.00807	0.00805	0.00804	0.00805	0.00804	0.00803	0.00803	0.00802
1.610	0.00129	0.00129	0.00129	0.00129	0.00129	0.00129	0.00128	0.00129	0.00128
	中纬度冬季			中纬度夏季			美国标准大气(US 76)		
波 长	$\delta=$ 0.0279	$\delta=$ 0.0284	公式积 分法	$\delta=$ 0.0279	$\delta=$ 0.0284	公式积 分法	$\delta=$ 0.0279	$\delta=$ 0.0284	公式积 分法
0.340	-0.50	-0.41	0	-0.50	-0.41	0	-0.50	-0.41	0
0.380	-0.39	-0.31	0	-0.39	-0.31	0	-0.39	-0.31	0
0.440	-0.18	-0.10	0	-0.18	-0.10	0	-0.18	-0.10	0
0.500	-0.12	-0.03	0	-0.12	-0.03	0	-0.12	-0.03	0
0.675	-0.04	0.05	0	-0.04	0.05	0	-0.04	0.05	0
0.870	0.05	0.14	0	0.05	0.14	0	0.05	0.14	0
1.020	0.10	0.18	0	0.10	0.18	0	0.10	0.18	0
1.610	0.09	0.17	0	0.09	0.17	0	0.09	0.17	0

表 3.6 各参数化法相对于公式法的瑞利光学厚度相对误差(%)

	参数化法 式 (3.33)		公式积分式		3.33	3.33	3.34	3.35	3.33	3.33	3.34	3.35
波 长	$\delta=$ 0.0279	$\delta=$ 0.0284	midwin	midsum	$\delta=$ 0.0279 midwin	$\delta=$ 0.0284 midwin	Mid win	Mid win	$\delta=$ 0.0279 midsum	$\delta=$ 0.0284 midsum	Mid sum	mid sum
0.340	0.70902	0.70963	0.71015	0.71110	-1.46	-1.38	-1.31	-1.17	-1.23	-1.15	-1.07	-0.94
0.380	0.44475	0.44513	0.44568	0.44585	-1.36	-1.27	-1.15	-1.11	-1.13	-1.04	-0.92	-0.88
0.440	0.24219	0.24240	0.24276	0.24259	-1.15	-1.07	-0.92	-0.99	-0.92	-0.83	-0.69	-0.75
0.500	0.14324	0.14336	0.14359	0.14341	-1.08	-1.00	-0.85	-0.97	-0.85	-0.77	-0.61	-0.73
0.675	0.04223	0.04226	0.04233	0.04228	-1.00	-0.92	-0.77	-0.88	-0.77	-0.69	-0.54	-0.65
0.870	0.01515	0.01516	0.01518	0.01516	-0.91	-0.83	-0.68	-0.83	-0.68	-0.60	-0.45	-0.60
1.020	0.00798	0.00799	0.00800	0.00798	-0.87	-0.78	-0.64	-0.98	-0.64	-0.55	-0.41	-0.75
1.610	0.00128	0.00128	0.00128	0.00125	-0.88	-0.79	-0.65	-3.36	-0.65	-0.56	-0.42	-3.14

3.2.5 吸收气体光学厚度的计算

在地球大气中，由于 Beer 定律只适用于单色情况，它不适用于水汽，但对 O_3 和 CO_2 近似成立。

$$T_{o_3} \approx e^{-m\tau_{o_3}} \quad (3.39)$$

$$T_{NO_2} \approx e^{-m\tau_{NO_2}} \quad (3.40)$$

在确定气溶胶光学厚度时，与 NO_2 和 O_3 分子有关的光学厚度通常根据参数化的方法计算。

(1) 臭氧吸收光学厚度 τ_{o_3} 与臭氧吸收系数 K_{O_3} 和臭氧含量 U_{o_3} 之间的关系为 $\tau_{o_3} = K_{O_3} U_{o_3}$ 。臭氧总量以 10^{-3}atm-cm 为单位，即 DU，称作 Dobson Units. 1DU 指在标准温度和气压下，臭氧被压缩了均匀纯气层时的大气垂直厚度的千分之一厘米。通常臭氧总量在 200—400DU 之间。

$$m = \frac{r_0 + h}{[(r_0 + h)^2 - (r_0 + r)^2 \sin^2 \theta_0]^{\frac{1}{2}}} \quad (3.41)$$

其中， r_0 地球的平均半径为 6731.229Km； r 是观测台的海拔高度； h 是臭氧层的海拔高度； θ_0 太阳天顶角。(Thomas I et al .2001)。

臭氧总量获取方法主要有：

a) 臭氧的准实时卫星资料可从网上查到。

TOMS 卫星臭氧产品 <http://jwocky.gsfc.nasa.gov/eptoms/ep.html>. 提供 1996 年 7 月 25 日到 2005 年 12 月 31 号前的资料。

OMI 的臭氧产品 http://toms.gsfc.nasa.gov/ozone/ozone_v8.html 2004 年 8 月 17 至今的产品。

b) 全球地基臭氧测量点(见图 3.3)

<http://es-ee.tor.ec.gc.ca/cgi-bin/totalozone/>

c) 在无相应的卫星数据或缺测的情况下，可根据测量点的气候平均值和历史数据参考公式(3.42)的形式，可得到形式相似的经验公式。

$$U_{o_3} = U_0 + \{(150 + 40 \sin[0.9865(dn - 30)] + 20 \sin[3(lon + 20)]\} \sin^2(1.28lat) \quad (3.42)$$

其中 U_0 是研究区域的臭氧的年平均值, dn 为儒历天数, lon , lat 为当地经纬度。此式考虑了臭氧总量的空间时间变化。

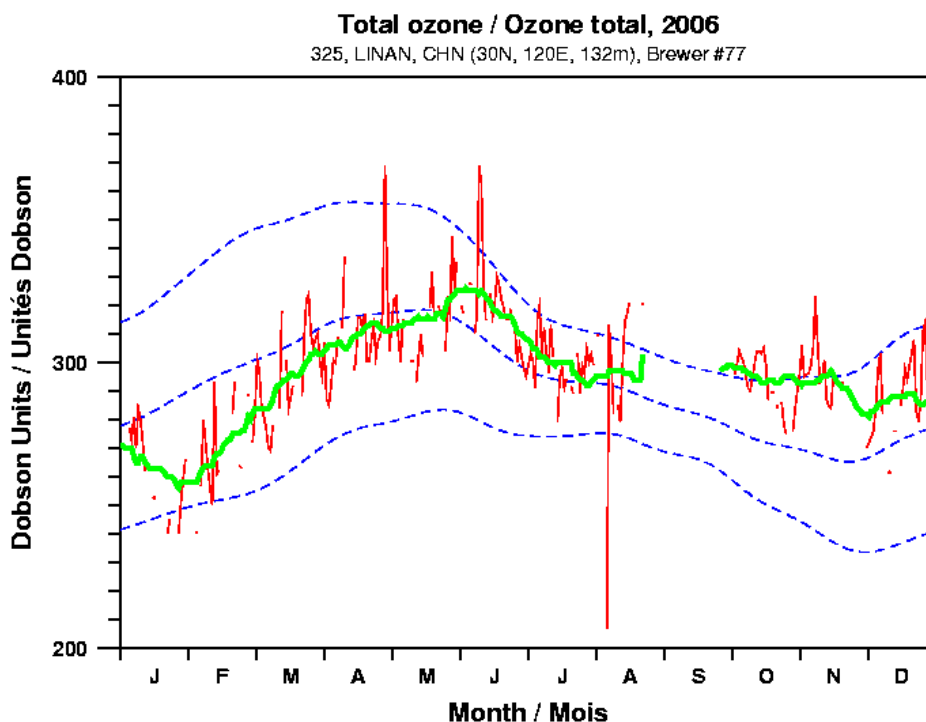


图 3.3 临安站点的臭氧总量(月际)

臭氧单位吸收系数的修订:

由文献中表 3.7(袁海军, 2006), 和文献中表 3.8(Nicolet M., 1981)比较可知, 在主要的臭氧吸收波段 340, 500, 675 上差别较大。故有必要对臭氧吸收系数重新做出修订。这里提出了一种简便可行的计算方法。

表 3.7 臭氧单位吸收系数

波段/nm	340	440	500	675	870	936	1020	1640
K_{O_3}	0.0307	0.0026	0.0315	0.0445	0.00133	0.000493	0.0000491	0

表 3.8 臭氧单位吸收系数

波段/nm	340	380	440	500	670	675	870	936	1020
K_{O_3}	0,	0.00025	0.0034	0.0328	0.04492	0.0414	0.0036	0	0

利用 MODTRAN 4.0 取 $\theta_0=0$, 则 $m=1$, 计算臭氧透过率 T_{O_3} 与此时臭氧总量 U_{O_3} 的关系。由上式可得:

$$K_{O_3} = -\frac{\ln T_{O_3}}{U_{O_3}} \quad (3.43)$$

$$T_{O_3} = \frac{\int_{\min}^{\max} T(\lambda)S(\lambda)d\lambda}{\int_{\min}^{\max} S(\lambda)d\lambda} \quad (3.44)$$

式中, $T(\lambda)$ 为臭氧的吸引透过率, $S(\lambda)$ 为太阳光度计某个波段的光谱响应函数。图 3.4 中给出了 340nm 通道的这两种光谱函数的例子。

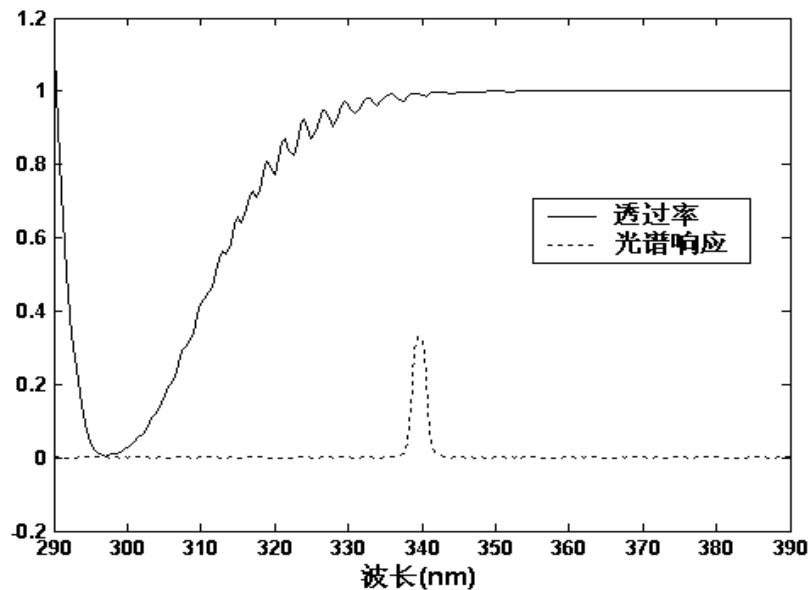


图 3.4 臭氧透过率和光谱计在 340nm 通道的光谱响应函数

各个通道对应的臭氧单位吸收系数的计算结果见表 3.9, 这里考虑了光度计的实际各通道的光谱响应函数, 做了波段等效计算, 从而有利于提高它的计算精度。

表 3.9 修正的臭氧单位吸收系数

波段 /nm	340	380	440	500	670	870	936	1020	1640
K_{O_3}	0.05532	0.00038	0.00269	0.0301	0.0413	0.00155	0.000596	0.000001	0

(2) 二氧化氮光学厚度的计算(Liou, 2002)

$$\tau_{NO_2} = K_{NO} C_{NO_2} \quad (3.45)$$

K_{NO_2} 是 NO_2 的吸引系数; C 代表浓度, 而且 $C(NO_2) \approx 4 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ 。由于这部分的光学厚度在总体上比较相对最小, 这时通常忽略它的计算。

3.2.6 气象等辅助数据的使用

在使用太阳分光光度计测量过程中，除了输入经纬度和 UTC 时间外，还要测量一些气象辅助数据，如测点的海拔高度，大气压强，大气温度，相对温度，风速，风向，云状，云量等。对于测点的海拔高度，气压，气温这三个测量值，其中任意一个或两个，可用来对标准大气质量、标准大气分子光学厚度做实际的修正，如式(3.36)-(3.38)。

比较各时刻实测的大气温度和光度计内部的温度传感器对应的示数，差别的存在是由于测量的外部环境如光照，气流速度等原因。但总的来看，若用内部示数来表示测量时的气温，必须要有与它相配合的同步测量的气压值，然后采用经验式(3.36)计算得到大气分子的光学厚度。对于实际测量点，一般没有条件测量当地的大气廓线，参照式(3.37)，用海拔和气压来做修正。

对于相对湿度，主要用于分析气溶胶特性。当相对湿度大于 35%时，气溶胶粒子能吸附大气中的水汽，而凝结增长，便会在外面包上一个水层，不仅会使其尺度变大，其成分也会变化，从而会影响到气溶胶粒子的光学特性的变化。在相对湿度比较大的区域，先用大气物理学公式(许绍祖，1993)，相对湿度与混合比，混合比与水汽压的关系，便可用式(3.29)来考虑水汽的计算了。

3.2.7 实验数据处理与结果分析讨论

这里给出了 2006 年 1 月 9 日在太湖获得的 CE318 太阳分光光度计的数据的处理结果和分析。当日，天气格外晴朗，实验期间各种气象状况良好。采用了李正强（2003），袁海军（2006）的方法与本文的改进算法，分别对其处理得到各个波段的气溶胶光学厚度。

实验地点经度：E 120°11'22"，纬度：N 31°32'35"，海拔高度:0.006Km。

表 3.10 测量点气压

时间	9 点	10 点	11 点	12 点	13 点	14 点	15 点
压强 (hpa)	1026.1	1026.3	1025.8	1025.0	1023.9	1023.3	1023.1

下面分别讨论本文改进的算法的各项处理所引出的对气溶胶光学厚度的误差，由于实验时 CE318 刚购买不久，而且使用次数也不多，这里仍然用原来的定标系数，光度计滤光片的衰减忽略不计。以下的误差比较采用综合考虑了各种

因素影响的公式积分法,即以本文的改进算法所得到的气溶胶光学厚度为参照标准。

1) 日地距离计算

日地距离没有考虑随年际的变化引起的误差。

2) 天顶角计算

天顶角的计算没有考虑到时差订正引起的误差

3) 大气光学质量计算

大气光学质量没有做气压修正引起的误差。

4) 分子光学厚度计算

没有考虑退极化因子,空气折射指数随着波长的变化,及二氧化碳含量逐年增大的影响等引起的误差。

5) 吸收气体单位吸引系数的误差

没有考虑到光度计本身的光谱响应作用的臭氧单位吸收系数的变化引起的误差。在 340 波段误差为 1.46%的原因是认为臭氧吸引系数为 0,而实际却不是,并且是不容忽视的,参见表 3.11。

从表 3.11 中可以看出,各种因素引起气溶胶光学厚度变化的作用是不同的。除了日地距离和臭氧单位吸引系数两个因素起的是负作用,使气溶胶光学厚度减小的作用,其余各因素是增大光学厚度的正作用。但综合上述各种因素来看,它们是使反演的气溶胶光学厚度增大,而且随着波长递减,气溶胶光学厚度也就越大。其中没有做气压修正的大气光学质量所引起误差最大,其次是天顶角和分子光学厚度误差较大。这三者的算法的改进相对重要。天顶角计算要足够精确,它是通过影响大气光学质量起作用的,大气光学质量除了大气的折射修正外,必须要根据实际的气压做修订,因为这是主要的误差源。另外考虑更加符合实际情况的分子瑞利光学厚度的计算也十分必要。

表 3.11 各种修正因素的气溶胶光学厚度的相对误差(%)

波长(nm)	1640	1020	870	675	500	440	340
日地距离	-0.59	-0.48	-0.43	-0.29	-0.19	-0.16	-0.17
天顶角	0.34	0.35	0.37	0.41	0.47	0.52	0.89
大气质量	1.17	1.22	1.26	1.40	1.62	1.79	3.08

分子光学厚度	0.01	0.03	0.06	0.13	0.32	0.50	2.12
臭氧吸收系数	0.00	0.00	-0.31	-0.01	-0.18	-0.04	1.46
综合	0.92	1.12	0.95	1.63	2.03	2.61	7.38

下面给出同一时刻不同算法反演的气溶胶光学厚度值。见表 3.12

表 3.12 同一时刻(UTC 05:41:49)不同算法反演的气溶胶光学厚度值及绝对误差

波长(nm)	1640	1020	870	675	500	440	340
改进前	0.1282	0.1595	0.1774	0.2653	0.3959	0.4678	0.4821
改进后	0.1270	0.1577	0.1757	0.2610	0.3880	0.4559	0.4489
绝对差值	0.0012	0.0008	0.0017	0.0043	0.0079	0.0119	0.0332

可以看出在某些通道,反演算法的不当可能带来的误差会比 CE318 气溶胶光学厚度的测量精度 0.01 还要大。

本节对 CE318 数据进行气溶胶光学厚度反演的算法首先做了理论上的误差分析,并针对它做了如下的改进:

考虑了日地距离的年际变化,把精确的太阳天顶角用于大气光学质量计算中,并同时考虑了大气折射角度和实际气压的修正,还利用修订后的退极化因子,大气折射指数提高瑞利光学厚度的计算精度,并考虑了光度计各通道的光谱响应,用辐射传输的方法计算修订了臭氧的单位吸收系数。通过实测数据的反演误差分析得到在各种影响因素中,大气光学质量,瑞利光学厚度的计算与实际修订,对提高气溶胶光学厚度的反演精度十分重要。

3.3 光度计直射通道的定标技术

3.3.1 定标方法原理

定标是指将仪器的数字输出转换成预期的物理量,这里所指的物理量,可以是光学厚度,对太阳直射测量而言是辐照度 (W/m^2),对天空扫描而言指的是辐亮度($\text{W}/\text{m}^2 \text{ sr}$)。

太阳光度计常用的三种定标方法:实验室定标, Langley-Bouguer 长法定标及标准传递定标法。实验室定标使用已知光谱特性的标准辐射源(积分球)对太阳

辐射计的响应信号进行绝对测量和标定, 属于绝对定标, 后两种属于野外定标, 对于大气光学厚度的测量反演, 只需得到该光度计大气层外的相对电压计数值即可, 即标定出 DN_0 , 故也属于相对定标的方法。

绝对定标方法虽然相对简单, 但它对标准光源要求严格, 不同的标准光源之间的相对误差在 5% 左右, 有的会超过 10%。故绝对定标也有一定的不确定性。

而 Langley 法以太阳为光源, 稳定性好, 但对天气的稳定性要求很高而且时间也很长。实际应用中往往要求在整个观测期间, 大气的光学厚度和光度计的响应保持稳定, 具体表现为 Langley 的对数坐标对大气光学质量的直线斜率为一定值。但在大气边界层(离地面 1-2 公里)内其大气稳定性和大气光学厚度具有经常变化的特点。所以对于城市和工业区等人类活动影响很大的区域不适合这种“长法”定标。一般选在远离城市, 高海拔, 具有清洁大气背景的地方做定标。由(3.3)稍做变形得

$$\ln(V(\lambda)(\frac{d}{d_0})^2) = \ln(V_0(\lambda)) - m(\theta) \cdot \tau_{tot}(\lambda) \quad (3.46)$$

以大气质量数 m 为自变量, $\ln(V(\lambda)(\frac{d}{d_0})^2)$ 为因变量, 在直角坐标系中做图, 若大气稳定则图象是一倾斜的直线, 斜率是 $\tau_{tot}(\lambda)$, 而纵轴的截距就是 $\ln(V_0(\lambda))$, 我们要求解的这一波长的定标常数。

CE318 的测量要求至少用半个上午或下午大气质量数在 2-7 之间, 地方时 8:30-11:30 之间。

标准传递定标, 就是将待定标的仪器与参考仪器进行比对, 这台参考仪器可以用前两种定标方法得到的定标常数做为参考标准。这种方法实际中比较常用。因为仪器由于受到时间, 地点等条件的限制可能不能用前两种方法做定标。AERONET 网的所有野外仪器每 6 个月需要返回 GSFC 进行定标, 定标时将野外仪器与参考仪器进行比较得出定标系数, 参考仪器自身的定标采用 Langley 技术在夏威夷的 Mauna Loa 天文台进行。我们所使用的这两台仪器是与国家气象局一起曾在 2006 年 9 月 22 日做的比对, 定标地点灵山, 40.04952 °N, 115.49702 °E 气压 831 百帕, 海拔 1689m。

得到的定标系数见表 3.13:

表 3.13 CE318 的定标系数

仪器	1020 nm	1640 nm	870 nm	670 nm	440 nm	500 nm	936 nm	380 nm	340 nm
np	10648	24238	22012	26499	16377	22970	12072	12453	31008
p	11552	25163	22943	26007	15724	23756	11021	12479	35766

对于标准仪器来说，其大气层外的辐照度 V_0' 是已知的。在这种情况下对于被检仪器的每种滤光片，可按下式得到对应的大气层外辐射 V_0 (王炳忠, 1994)。

$$\lg V_{0,\lambda} = \lg V_{0,\lambda}' + \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\lg V_{\lambda i} - \lg V_{\lambda i}') \quad (3.47)$$

式中， $V_{0,\lambda}'$ 、 $V_{0,\lambda}$ 分别为带有相同波长滤光片的标准仪器和被检仪器的大气层外辐射。 $V_{\lambda i}'$ 、 $V_{\lambda i}$ 分别为标准仪器和被检仪器的示值； n 为同步测量的次数。

3.3.2 定标方法比较

1) 自做 Langley 法

当确实需要了解仪器滤光片的衰减情况，但是由于条件所限，没有机会做标准传递定标法和到理想的地点做 Langley 法定标，而且上次的定标时间隔了很久。这时可以自己利用在实验地点的实测数据做 Langley 自定标。前提条件是利用原来的定标数据来考察实测数据所得的各波段的大气光学厚度随时间的变化是否比较均匀。即大气是否处于较稳定状态。

利用 CE318 的 BCLSUN 指令，设 1min 等间距测量可得大量的高频率的测量数据。这时运用 Langley 法做拟合时，相关系数可能较小，可先判断相对误差 > 2% 的点，剔除后，再做拟合，一直迭代拟合到相关系数 = 0.998 以上停止。

2) 参数传递定标法

当两台仪器同时对太阳直射辐射，都取最小时间间隔 1 分钟做 BCLSUN 观测时。将两个测量计数值相比可以得到：

$$\frac{V'}{V} = \frac{V_0'}{V_0} \frac{R}{R'} \exp(m\tau - m'\tau') \quad (3.48)$$

式中 R 为日地平均距离的平方。在时间地点一致的情况下， $m = m'$ ， $\tau = \tau'$

且 $R=R'$

$$V'_0 = V_0 \frac{V'}{V} \quad (3.49)$$

找到大气稳定的时间段内，取平均后可得到，则有：

$$\overline{V'_0} = V_0 \frac{\overline{V'}}{\overline{V}} \quad (3.50)$$

利用上式，以带有定标系数的那台非偏振光度计作为标准仪器，我们处理 2006 年 1 月 10 日在太湖的贡湖水厂做的比对数据，得到了偏振那台太阳直射通道时的定标常数。它的准确度依赖于实验时的正确操作和标准仪器本身的定标系数。

表 3.14 太湖 2006 年 1 月 10 日比对得到的定标系数

1020nm	1640 nm	870 nm	670 nm	440 nm	500 nm	936 nm	380 nm	340 nm
11425.4	27091.5	22848.1	26025.9	15957.8	23724.5	21722.0	34217.5	29076.0

3) 校正因子法

同一台仪器，由于定标系数的变化，从而使测得的光学厚度对同一电压响应值是不同的。从式 3.46 可知

$$V = V_0 R e^{-m\tau} = V'_0 R e^{-m\tau'} \quad (3.51)$$

式中， V_0 ， τ 和 V'_0 ， τ' 分别为校正前后的定标系数和测得的总大气光学厚度。由此式可得：

$$m(\tau - \tau') = \ln V_0 - \ln V'_0 = \delta \quad (3.52)$$

此式不仅表明总的大气光学厚度的测量值的变化是由仪器定标系数变化引起的，同时也给我们提供了一种光度计相对定标的新方法。对这台仪器而言，定标前后的差值是一个确定值。只要知道了这个差值 δ ，就可方便地来校正此时的仪器测量值 τ ，得到实际的 τ' 如下式

$$\tau' = \tau - \frac{\delta}{m} \quad (3.53)$$

我们把 δ 称为校正因子，这种定标方法称之为校正因子法。

我们提出的这种校正因子法，其优点是在校正时不需要真正知道 V'_0 ，只要准确确定校正因子 δ 即可。由式 3.53 可知，在比对时，用做标准仪器的实际测量值 τ' ，可以由不同类型的仪器获得。但这种方法要求比对时，参考仪器的 τ' 和

待校准的仪器的 τ 必须是同时测量的, 大气质量数 m 可由这个时刻的太阳天顶角和实际的大气压强来确定, 参见式(3.19), 另外未校正前的测量值 τ 的获得仍然需要有未校正前的系数 V_0 。由于带偏振的光度计没有随仪器带的定标系数, 故不适用此校正因子法。

3.4 光度计直射通道数据处理

3.2 节给出了利用光度计直射数据反演各波段的气溶胶的光学厚度的改进算法, 本节将在此基础上反演直射大气透过率, 大气光学厚度, 气溶胶光学厚度, 气溶胶 Angstrom 参量(浑浊度系数, 和波长指数), 550nm 处气溶胶光学厚度臭氧含量。

假设气溶胶谱分布满足 Jung 分布见式(2.50), Angstrom 指出气溶胶的光学厚度与波长的关系满足下面的公式:

$$\tau_a(\lambda) = \beta \lambda^{-\alpha} \quad (3.54)$$

式中两个 Angstrom 参量 α , β , α 是波长指数, 它与粒子的大小有关, 粒子越大, α 越小, 反之亦然。例如分子大小时, $\alpha=4$; β 为浑浊度系数, 它与气溶胶粒子的浓度大小有关, 浓度越大, β 越大。

在 6S 辐射传输方程中在进行大气辐射传输计算时, 550nm 的气溶胶光学厚度是必需的输入参数, 它的输入会影响到计算的精度。利用式(3.54), 选择光度计中不含水汽的通道的气溶胶光学厚度做回归, 得到参量 α , β 后再对波长为 550nm 处进行插值, 便可得到 550nm 处的气溶胶光学厚度 τ_{550} 。

下面分别给出 2006 年冬季和夏季, 在太湖地区实验得到的太阳光度计直射数据的反演处理的部分结果:

1) 气溶胶光学厚度

2006 年 1 月 8 日在太湖地区所得七个通道的气溶胶光学厚度随时间(北京时间)变化的关系, 如图 3.5 所示。

实验地点在无锡光华私立学校(太湖北岸), 经度 $120^{\circ}11'22''E$, 纬度 $31^{\circ}32'35''N$ 。

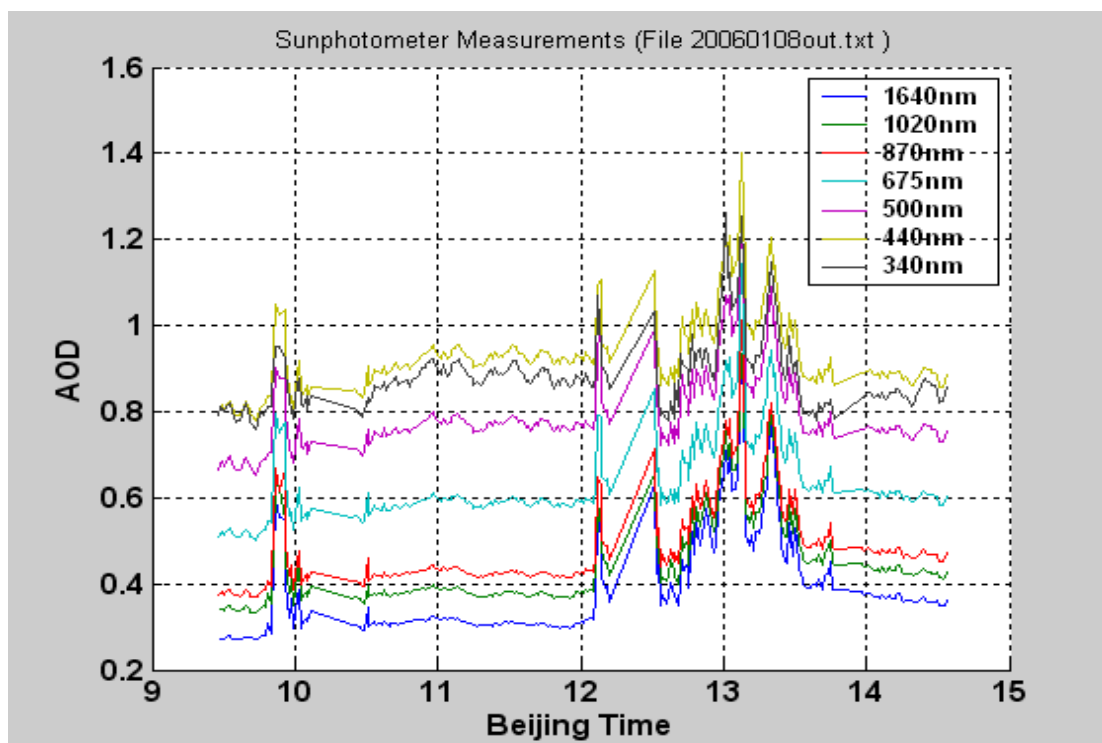


图 3.5 各个通道的气溶胶光学厚度随时间的变化

2006 年 07 月 29 日在太湖北岸十八湾, 纬度 $31^{\circ}32'3.5''N$, 经度 $120^{\circ}09'48.7''E$ 气压 1010hpa, 海拔 6 米, 得到的气溶胶随时间变化图参见图 3.6。

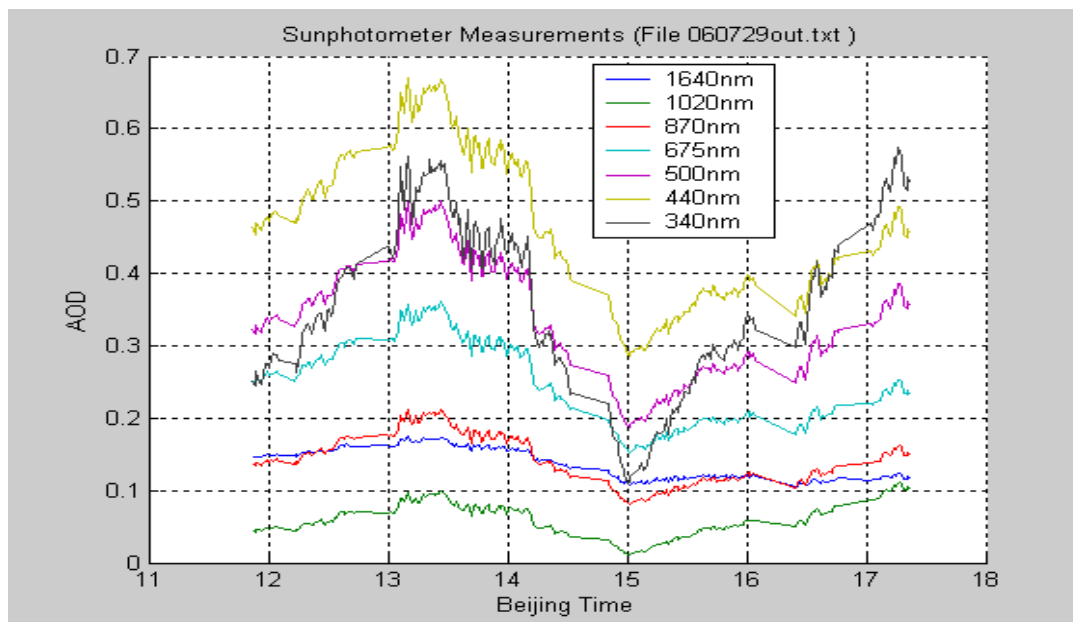


图 3.6 各个通道的气溶胶光学厚度随时间的变化

2)Angstrom 参数

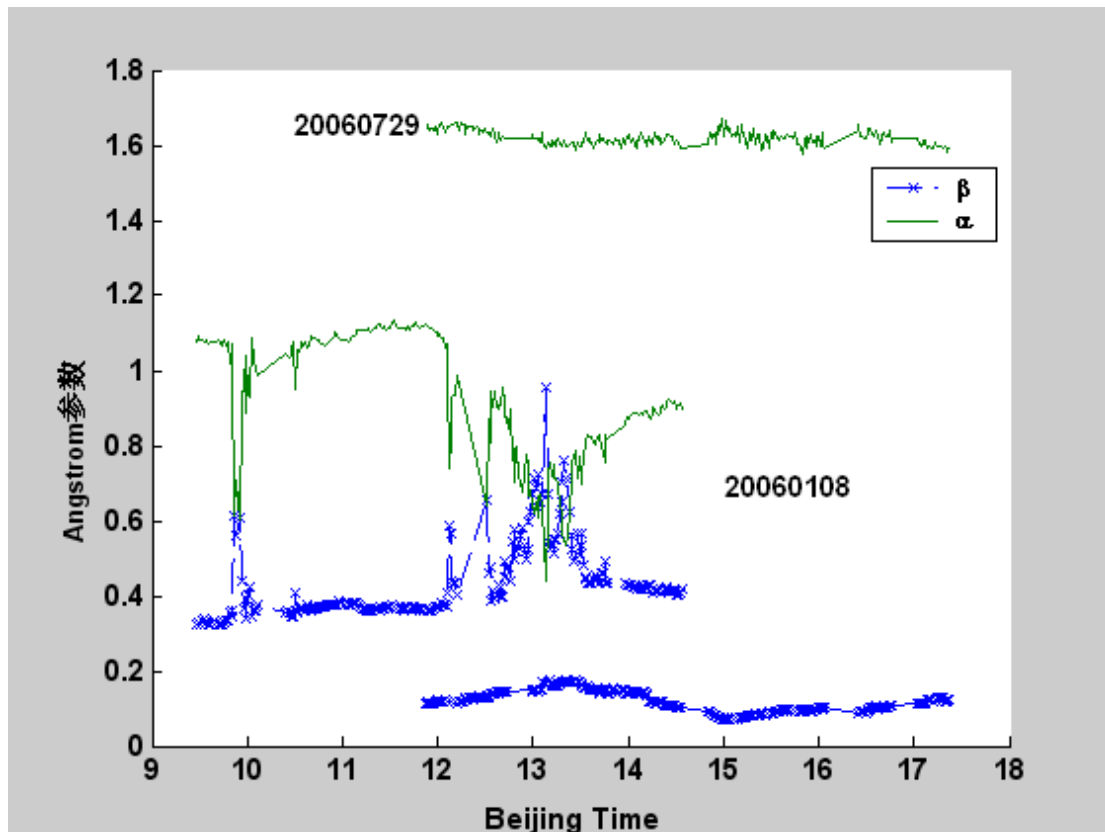


图 3.7 Angstrom 参数随时间的变化关系

3) 550nm 气溶胶光学厚度 τ_{550}

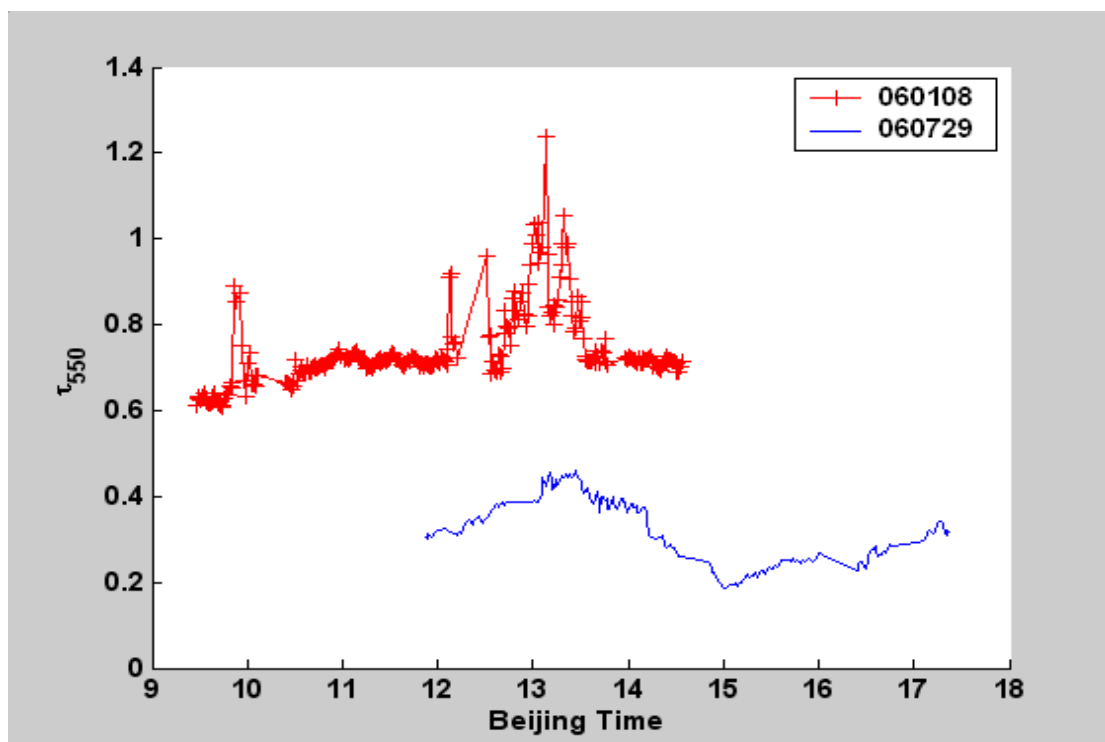


图 3.8 τ_{550} 随着时间的变化关系

从图 3.5, 3.6 可以看出太湖地区 2006 年 1 月 8 日的实验期间, 太阳光度计各个通道气溶胶光学厚度随着时间的变化, 气溶胶光学厚度在 10 点和 13 点附近的变化比较剧烈, 经查对观测记录, 这是由于当时天气有变化, 太阳被出现的薄云影响导致的。这种较剧烈的变化在图 3.7, 3.8 中均可直观地看出。

从图 3.7 来看 Angstrom 参量, α , β 两者呈负相关的关系。对于不同季节的 α 相差很大, 可以看出太湖地区的夏季的气溶胶粒子的平均大小要比冬季的粒子的偏小, 同时气溶胶光学厚度夏季的也要小于冬季的。这也反映了太湖地区的气溶胶粒子的特点。从图 3.8 也能看出这种光学厚度于不同的季节的明显差别。

小结

本章提出了一种针对太阳光度计直射数据的用来反演气溶胶光学厚度的改进算法, 并应用该算法反演其它气溶胶参量。研究了太阳光度计直射通道几种定标方法, 并应用于太湖实验的光度计定标, 并在理论上提出了校正因子定标法。最后对太湖不同季节的光度计测量数据做了处理, 得到了相关气溶胶参量随时间变化的关系, 以及季节上的特点。

参考文献

- S. Weber, P. S. Porto, L. E. Cheesman, and J. J. Barrett, 1967, High-resolution Raman spectroscopy of gases with cw-laser excitation, *J. Opt. Soc. Am.* 57, 19–28
- A. T. Young, 1981, Rayleigh scattering, *Appl. Opt.* 20, 533–535
- A. T. Young, 1980, Revised depolarization corrections for atmospheric extinction, *Appl. Opt.* 19, 3427–3428
- B. A. Bodhaine, N. B. Wood, E. G. Dutton, and J. R. Slusser, 1999, On Rayleigh optical depth calculations, *J. Atmos. Oceanic Technol.* 16, 1854–1861
- B. Edlén, 1966, The refractive index of air, *Metrologia* 2, 71–80
- C. E. Sioris, W. F. J. Evans, R. L. Gattinger, I. C. McDade, D. A. Degenstein, and E. J. Llewellyn, 2002, Ground-based Ring effect measurements with the OSIRIS development model, *Can. J. Phys.* 80, 483–491
- C. Fröhlich and Shaw, 1980, New determination of Rayleigh scattering in the terrestrial atmosphere, *Appl. Opt.* 19, 1773–1775
- Cimel 2005. Sun photometer user manual
- D. R. Bates, 1984, Rayleigh scattering by air, *Planet. Space Sci.* 32, 785–790
- D. V. Hoyt, 1977, A redetermination of the Rayleigh optical depth and its application to selected solar radiation problems, *J. Appl. Meteorol.* 16, 432–436
- E. R. Peck and K. Reeder, 1972, Dispersion of air, *J. Opt. Soc. Am.* 62, 958–962
- F. Kasten, 1968, Rayleigh-Cabannes Streuung in trockener Luft unter Berücksichtigung neuerer Depolarisations-Messungen, *Optik (Stuttgart)* 27, 155–166
- J. Cabannes, 1921, Sur la diffusion de la lumière par les molécules des gaz transparents, *Ann. Phys. (Paris)* 15, 5–150
- L. Elterman, 1968, UV, visible and IR attenuation for altitudes to 50 km, *Environmental Research Papers*, No. 285, AFCRL-68-0153 (U.S. Air Force Geophysics Laboratory, Hanscom Air Force Base, Mass.
- L. V. King, 1923, On the complex anisotropic molecule in relation to the dispersion and scattering of light, *Proc. R. Soc. London Ser. A* 104, 333–357

- Liou K.N. 2002, An introduction to the atmospheric radiation .(second edition) Academic Press
- Nicolet M. , 1981, The solar spectral irradiance and its action in the atmospheric photodissociation processes, Planet. Space Sci., 29, 951-974.
- P. E. Ciddor, 1996, Refractive index of air: new equations for the visible and near infrared, Appl. Opt. 35, 1566–1573
- R. Penndorf, 1957, Tables of the refractive index for standard air and the Rayleigh scattering coefficient for the spectral region between 0.2 and 20.0 μ and their application to atmospheric optics, J. Opt. Soc. Am. 47, 176–182
- Thomas I, Christian T, and Christoph W. et al .2001, Ozone Column Density Determination From Direct Irradiance Measurements in the Ultraviolet Performed by a Four-Channel Precision Filter Radiometer Applied Optics, Vol. 40, Issue 12, pp. 1989-2003
- V. H. Volkmann , 1935, Messungen des Depolarisationsgrades bei der molekularen Lichtzerstreuung, Ann. Phys. (Leipzig) 24, 457–484
- 高 飞, 李铜基, 陈清莲等, 2004, MICROTOPSII 手持式太阳光度计海上测量关键技术, 海洋技术, 23:5-9
- 何贤强等, 2005, 海洋水色及水温扫描仪精确瑞利散射计算, 光学学报, 25: 145-151
- 李正强, 赵凤生和赵巍等, 2003. 黄海海域气溶胶光学厚度测量研究, 量子电子学报 Vol (5) 635--640
- 王炳忠, 1994, 关于太阳光度计的鉴定问题, 气象科技 22(3):59-60
- 王炳忠, 1999, 第一讲太阳能中天文参数的计算, 太阳能, 27(2):8-10
- 许绍祖等, 1993, 大气物理学基础, 气象出版社(北京) p:256
- 袁海军等, 2006. 江西千烟湖气溶胶光学厚度的反演与分析, 遥感学报. VOL(10):5 762-769

第四章 太湖地区大气水汽总量的反演

水汽是天气变化的主要动力因素之一,因此对水汽的监测是大气遥感的一个主要目的。同时大气中的水汽含量也是影响遥感应用的一个主要因素之一,特别是在地表温度反演、遥感影像的大气校正中。由于水汽对辐射传输的影响,水汽数据还被用作大气校正的输入,来获取准确的地表参数,如陆地表面温度。大气中的水汽对全球气候变化有着极重要的影响,而缺乏精确、稳定、长期的水汽数据记录,一直阻碍着深入研究气候系统中的水汽影响。同时,探空数据得到的是点状分布的水汽数据,需进行空间插值扩展后,才能应用到气候模型中。而“以点代面”,会使模型模拟结果产生较大误差。利用水汽遥感反演的面状分布特点,则会解决这一问题。水汽总量不仅仅是大气遥感的重要内容,它同时也是进行精确大气辐射传输模式计算中很重要的输入参数。本章以大气水汽反演为中心,将利用太阳光度计 CE318 和 MODIS 数据联合对太湖地区的大气水汽总量进行反演。

4.1 大气水汽总量反演概述

水汽是大气中的重要吸收成分,水分子表现为一个不对称的陀螺分子形状,由于正、负离子的重心不重合,所以水分子是一个极性分子,具有很强的永电偶极矩。水汽的最强和最宽的振动吸收带是以 $6.3\ \mu\text{m}$ 为中心的吸收带;其次还有两个分别以 $2.74\ \mu\text{m}$ 和 $2.66\ \mu\text{m}$ 为中心的吸收带;此外,在近红外区还有很多泛频和并合频率吸收带。Kondratyev, K. Ya 等人于 1969 年给出了近红外区水汽吸收带(徐希孺, 2005)。

任一单位截面积大气柱中所含的水汽质量称为该气柱的水汽含量(moisture content, watervapor content),或称可降水量(precipitable water),单位为 $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$,或 mm。它表示,如果气柱内的水汽全部凝结降落后,在气柱底部所形成的水层深度。

表 4.1 近红外区水汽吸引带

名称	谱区/ μm	带中心位置/ μm
α	0.70-0.74	0.718
β	0.79-0.84	0.810
$\rho\sigma\tau$	0.926-0.978	0.935
ϕ	1.095-1.165	1.130
ψ	1.319-1.498	1.395
Ω	1.762-1.977	1.870
χ	1.520-2.845	2.68

4.1.1 无线电探空技术探测大气水汽含量

无线电探空技术，即通过施放探空气球，收集有关的温度、气压、湿度等气象要素来计算水汽含量。杨红梅、葛润生等(1998)提出了用单站探空资料分析对流层气柱水汽总量的方法。计算原理如下：用单站探空得到的各标准层和所有特性层的温度 T 、露点温度 T_d 、气压 P 计算各层的饱和水汽压 e ，由已知的饱和水汽压计算水汽混合比。

$$r = \frac{0.622e}{p-e} \quad (4.1)$$

式中的 r 为水汽混合比，单位为 $g\ kg^{-1}$ ，由此计算气柱水汽总含量

$$W = \frac{1}{g} \int_{p_2}^{p_1} r dp \quad (4.2)$$

式中 W 表示对流层垂直气柱中的水汽总量。

由于无线电探空成本很高，相对地面观测站，探空站分布稀疏，一般每天仅进行早晚两次探测，不足以分辨水汽的时空变化。

4.1.2 利用 GPS 探测大气水汽含量

运用 GPS 技术估算大气水汽总量是 20 世纪 90 年代兴起的一种新型的大气探测技术。1992 年美国的 Bevis 等人提出了采用地基 GPS 估算大气水汽含量的原理。GPS 技术通过观测 GPS 卫星信号传输到 GPS 接收机的时间来测量卫星

至接收机的距离,在接收站通过对几颗卫星的同时观测来实现定位。由于地球大气的存在导致对信号传输产生折射影响。当采用一定的观测方案和求解模型将这种影响消除后,定位才达到一定精度。同时,这种影响作为未知量也可解算出来。GPS 气象正是基于此而发展起来。根据 GPS 接收机的位置, GPS 遥感大气水汽含量可分为地基和空基两种技术。

4.1.3 微波辐射计探测大气水汽含量

微波辐射计有地基和空基两类。其中地基辐射计用来探测大气水汽含量的方法和技术已经很成熟,对晴空和非降水天气,其探测水汽总量的精度可与探空相比。地基微波辐射计已可以做到高精度、高时间分辨率(分钟量级)、无人值守地连续工作,可达数月甚至一年。与地基微波辐射计探测不同,空基微波辐射计探测大气水汽是借助多种星载微波波谱仪和辐射计发展的多种反演算式。

4.1.4 利用太阳光谱遥感大气水汽含量

李放、吕达仁等(1996)提出了一种用太阳直射光谱反演大气柱水汽总量的方法。反演原理简述如下:

Leckner 利用实验室测定的分子光谱吸收率,得到了计算大气光谱透过率的严格表达式。对于水汽吸收,波长为 $wa\lambda$, 则有:

$$T_{wa\lambda} = \exp[-0.2385k_{wa\lambda}wm_r/(1+20.07k_{wa\lambda}wm_r)^{0.45}] \quad (4.3)$$

其中 $k_{wa\lambda}$ 为水汽吸收系数(单位为 cm^{-1}); w 是水汽总量(cm); m_r 是标准压力下相对大气质量。该式已考虑了标准大气下,气压和温度在垂直方向变化的影响。研究表明,该式优于 Bouguer 定理的结果。水汽光谱吸收系数 $k_{wa\lambda}$ 采用 Iqbal 的表列值,大气质量 m_r 可用 Kasten 公式,即式(3.19,无气压项)求得。对于水汽总量,提出一种逐次迭代扣除的方法,即初始量从 $w=0.01\text{cm}$ 算起,逐次递增,直至水汽的 α 、 β 和 $\rho\sigma\tau$ 带消去为止。各带得到的水汽量加权平均、给出整层大气柱水汽总量。

4.1.5 红外遥感反演大气水汽含量

水汽红外遥感的研究已有多年的历史,理论上已经相当成熟,曾庆存提出了一种迭代方法,该方法可以联合反演温度和水汽廓线;李俊(1997)提出了牛顿非线性迭代法;宋正方、魏合理等(1996)人利用差分吸收法来遥感大气中的水汽,并通过自行编制的红外辐射大气透过率计算程序计算了水汽含量。

4.2 太阳光度计反演大气水汽总量

太阳光度计是一种便携式仪器,利用它的 940nm 水汽吸收通道可以测量大气柱水汽总量。胡秀清、张玉香等(2001)利用 MODTRAN3.7 模式模拟出太阳光度计 940nm 通道透过率与水汽量关系常数,考虑了通道的光谱响应函数和不同大气模式的影响,模拟结果表明窄通道(小于 10nm)上述关系常数受大气模式影响不大。总消光剔除气溶胶和分子散射,就得出水汽的透过率,从透过率反演水汽量。由于采用太阳光度计 940nm 水汽通道反演大气水汽,必须采用改进的 Langley 法处理。本节也采用此方法来对太湖地区进行大气水汽总量的反演。

4.2.1 改进的 Langley 法

地面测得的直接太阳辐射信号 940 nm 附近水汽吸收带不符合布格(Bouguer)定律, Bouguer 指数消光定律是对单色辐射而言。水汽吸收包括许多窄的不同强度、宽度和光谱位置的吸收线。在一个辐射谱带上这些线的作用必须通过对所有线吸收作积分来得到。这一积分可用吸收气体谱线集以数值方法或用一个适合的带模式做统计积分。水汽吸收与水汽量是非线性关系,也就是当水汽量加倍时,吸收却没有加倍,因为许多吸收线已经饱和(全部吸收),增加更多的水汽量不能增加更多的吸收。另外水汽的吸收随着波长强烈变化,在这种情况下,我们必须考虑光谱带宽和滤光片的光谱响应函数。依照 Bruegge(1992)和 Halthore(1992)的研究,水汽透过率用两个参数表达式来模拟:

$$T_w = \exp(-aw^b) \quad (4.4)$$

其中 T_w 是带上的透过率, w 是大气路径水汽总量, a 和 b 是常数,在给定的大气条件下,它们与太阳光度计 940 nm 通道滤光片的波长位置、宽度和形状

有关,还与大气中的温压递减率和水汽的垂直分布有关。 a 和 b 由辐射传输方程模拟来确定。为了在各种大气条件下能有效利用太阳光度计反演水汽量,有必要研究 a 和 b 对这些条件的灵敏度。在 940 nm 水汽吸收带,太阳光度计对太阳直射辐照度的响应可表示为:

$$V = V_0 R^{-2} \cdot \exp(-m\tau) \cdot T_w \quad (4.5)$$

其中 V 为太阳光度计地面观测太阳直射辐射电压输出, V_0 为大气外界电压输出, R 为日地距离(AU), m 为大气质量数, τ 是 Rayleigh 散射和气溶胶散射光学厚度,气溶胶光学厚度通过其他通道(如 870nm 和 1020nm)内查到, Rayleigh 散射光学厚度由地面大气压计算出来。斜程水汽量 $w = mPW$, PW 为垂直水汽柱总量。将式(4.4)代入式(4.5)并两边取对数,得

$$\ln V + m\tau = \ln(V_0 R^{-2}) - am^b PW^b \quad (4.6)$$

在稳定和无云大气条件下,以 m^b 值为 X 轴,以上式左边为 Y 轴画直线,直线的斜率为 $-aPW^b$, Y 截距为 $\ln(V_0 R^{-2})$ 。因为 Langley 法是以 m^b 值作 X 轴,所以称改进 Langley 法。

4.2.2 水汽量与水汽透过率的关系

从式(4.6)和(4.4)可知,在水汽通道反演大气水汽总量时必须要知道其与水汽透过率的关系,也就是系数 a, b 值的获得。研究表明常数 a, b 不仅与大气模式有关,还和该通道的滤光片的光谱响应函数有关。

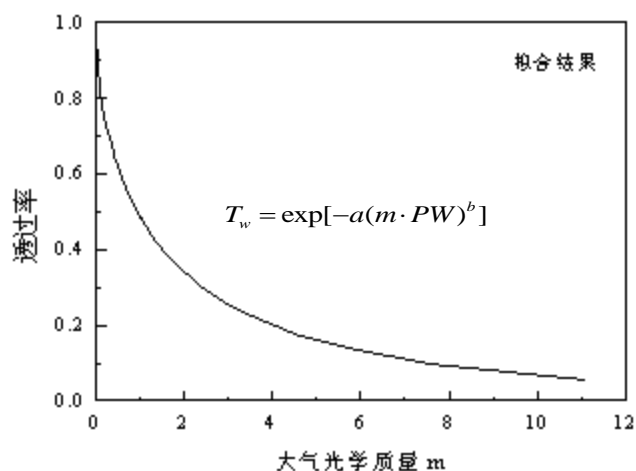


图 4.1 水汽透过率随大气光学质量 m 的变化

a 和 b 的确定可假设水汽含量 $PW=1g/cm^2$, 利用传输模型计算出水汽吸收透过率随大气光学质量 m 的变化曲线 (如图 4.1), 再对曲线进行拟合来得到。也可以对不同天顶角的水汽量与该角度下的水汽透过率用 MODTRAN 4.0 来模拟不同大气模式下, 太阳光度计在 940nm 通道的水汽总量与水汽透过率的关系。图 4.2 给出了在太湖地区用中纬度夏季模式计算的不同太阳天顶角下的水汽透过率随波长的变化图。

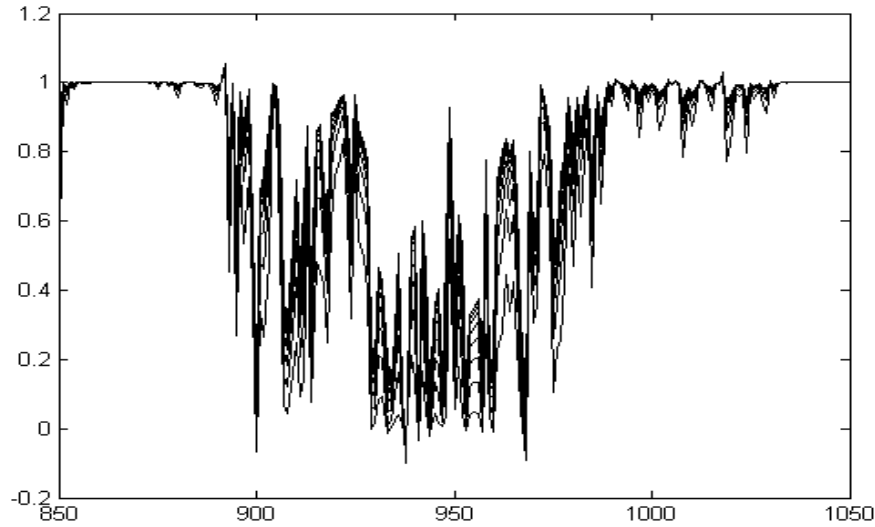


图 4.2 水汽透过率在不同水汽总量时随波长变化图(太湖地区中纬度夏季)

考虑到太阳光度计光谱响应的影响, 我们还需要对 940nm 通道所得到的透过率做如下的波段等效计算:

$$T_w = \frac{\int E_0(\lambda) T(\lambda) f(\lambda) d\lambda}{\int E_0(\lambda) f(\lambda) d\lambda} \quad (4.7)$$

式中, T_w 为通道的透过率; $E_0(\lambda)$ 是大气层外太阳光谱辐照度; $f(\lambda)$ 是光度计 940nm 通道的光谱响应函数, 仪器附带的; $T(\lambda)$ 是该波段的水汽透过率。

需要注意的是 MODTRAN 中水汽的总量的单位是 10^3 cm atm , 它与 $g \cdot \text{cm}^{-2}$ 的换算关系为(吴北婴, 1999):

$$1(\text{atm-cm})\text{STP} = 8.0357 \times 10^{-4} g/\text{cm}^2$$

表 4.2 给出了利用 MODTRAN4.0 计算的太湖地区(海拔取 6m) 中纬度冬季和中纬度夏季不同太阳天顶角下的水汽量(单位: g/cm^2) 与水汽透过率。其中 MW 指的是中纬度冬季大气, MS 指的是中纬度夏季大气, w 是斜程

水汽总量。

表 4.2 光度计 940nm 通道在不同太阳天顶角时的水汽量与透过率

天顶角 °		0	10	20	30	40	50	60	70	80
MW	w	0.8495	0.8626	0.9039	0.9808	1.1087	1.3210	1.6975	2.4787	4.8518
	T_w	0.5150	0.5126	0.5054	0.4925	0.4730	0.4443	0.4020	0.3361	0.2196
MS	w	2.9133	2.9583	3.1002	3.3637	3.8024	4.5307	5.8222	8.5018	16.6435
	T_w	0.3033	0.3006	0.2924	0.2781	0.2568	0.2271	0.1866	0.1321	0.0622

表 4.2 模拟所得的数据再利用式(4.4)拟合便可得到不同大气条件下的两个参数 a,b。见表 4.3

表 4.3 太湖地区不同大气模式下的拟合常数 a 和 b

大气模式	a	b	相关系数
中纬度夏季	0.7096854	0.4869373	0.9999878
中纬度冬季	0.7141428	0.4723022	0.9999906

4.2.3 反演结果与分析

方法一:

利用气溶胶光学厚度与波长的关系即 Angstrom 公式(式 3.54),通过 670nm,870nm,1020nm 处的三个光度计直射通道,把在水汽通道的气溶胶光学厚度 $\tau_a(940nm)$ 插值出来,利用

$$V = V_0 R^{-2} \exp(-m\tau') \quad (4.8)$$

式中 τ' 可认为是 940nm 波段的总光学厚度。与式(4.4 和 4.5)比较可得

$$m\tau' = m\tau_{sca} + \alpha m PW \quad (4.9)$$

其中 $\tau_{sca} = \tau_r(940nm) + \tau_a(940nm)$ 已经知道;

PW 是待求大气柱水汽含量, a, b 由上节模拟可知, m 是相对大气质量计算可得。这样就可解出水汽总量 PW。如果式 4.9 中所对应的各项为某一测量时刻的,则可得到随时间变化的瞬时大气水汽总量。故也把此方法称之为瞬时法或瞬态法。

下面以太湖实验数据处理为例:

时间:2006 年 1 月 10 日

地点: 在贡湖水场中

经纬度: N: 31° 27' 32.5"

E: 120° 22' 56.2"

气压: 1023.2

大气水汽总量的瞬时变化如图 4.3 所示.

统计所得平均水汽总量为:1.045g/cm²

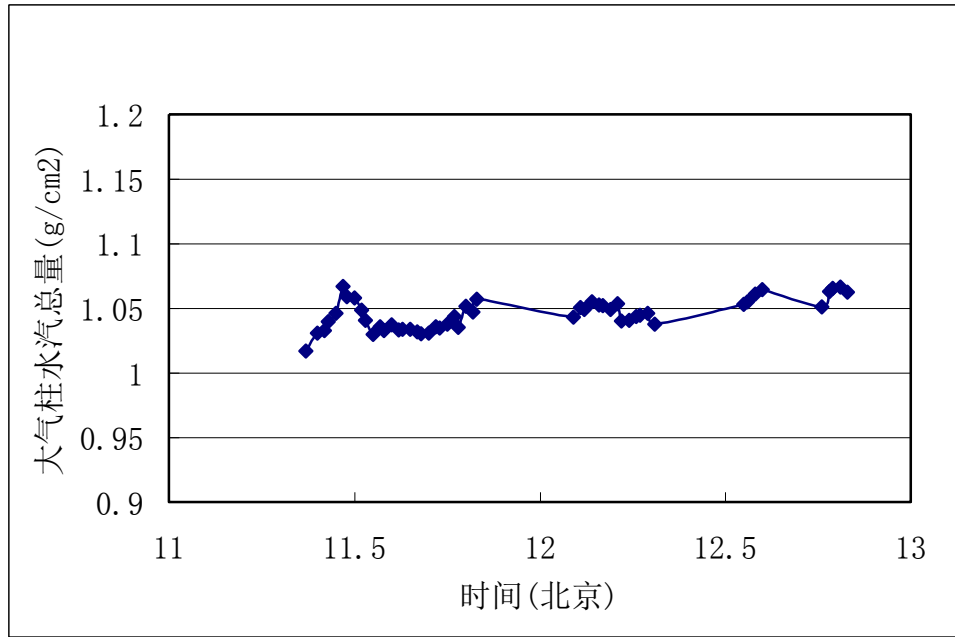


图 4.3 2006 年 1 月 10 日 大气柱水汽总量随时间变化

方法二:

根据改进的 Langley 法, 要利用 940nm 通道反演水汽量, 还必须先减去 940 nm 通道气溶胶光学厚度。通常采用其他非水汽吸收通道得到的气溶胶光学厚度外插或内插出 940nm 通道气溶胶光学厚度。因为 870nm 通道几乎没有气体吸收, 选用一个 940nm 带外通道 870nm 电压信号与 940nm 电压通道信号之比, 即

$$\frac{V_{940}}{V_{870}} = \frac{V_{940}^0 \cdot e^{-m\tau_2} T_w}{V_{870}^0 \cdot e^{-m\tau_1}} \quad (4.10)$$

两边同时取对数, 得

$$\ln(V_{940}/V_{870}) = \ln(V_{940}^0/V_{870}^0) + m(\tau_1 - \tau_2) + \ln T_w \quad (4.11)$$

式(4.4)代入式(4.11), 得

$$\ln(V_{940}/V_{870}) = \ln(V_{940}^0/V_{870}^0) + m(\tau_1 - \tau_2) - a(m \cdot PW)^b \quad (4.12)$$

由于 940nm 和 870nm 通道得到的气溶胶光学厚度几乎相等,相差小于 0.01,所以可以忽略不计。以 $\ln(V_{940}/V_{870})$ 与 m^b 画直线,直线的斜率为 $-aPW^b$,截距是 $\ln(V_{940}^0/V_{870}^0)$,那么从斜率中就能求出大气柱水汽总量 PW。故这种方法也称之为波段比值法。

经对相同实验数据的处理,取 12 点前数据,利用此种方法得到的是这段时间内平均的水汽总量。

回归得到:直线的斜率为-0.8932

截距为 0.3134

平均水汽总量 PW 1.605

从这里看到截距偏大,可以推知回归直线的斜率的绝对值偏大,从而使反演平均水汽总量偏大。这也是由于下午测量时间短,测量点比较密集,而导致回归系数不准确。另外,从式 4.11 来看,两个波段间的散射光学厚度之差并不实际为 0,也是产生误差的原因之一。

4.3.MODIS 反演大气水汽总量

MODIS 是美国地球观测系统(EOS)系列卫星的最主要探测仪器之一,是当今世界新一代“图谱合一”的星载光学遥感仪器,具有 36 个光谱通道,波谱范围在 0.42-14.24 μm 。MODIS 仪器的地面分辨率分别为 250m, 500m, 1000m, 扫描宽度 2330km。在对地观测过程中,每日或每两日可获取一次全球观测数据。MODIS 作为地球观测系统(Earth Observing System, EOS)的重要部分,非常适合从高空监测全球大气状态。表 4.4 列出了 MODIS 各波段的分布特征。

王伟民等(2005),主要利用在近红外 940nm 波长附近存在强水汽吸收特性,利用比值法反演模拟水汽;孙志刚(2004)利用 MODIS 水汽通量估算方法在华北平原农田的适应性验证,表明 MOD16 算法的结果与禹城综合试验站实测数据误差为 20%左右;黄意玢(2002)结合 FY-3 卫星对 940nm 水汽通道反射率计算试验,也做了一些研究。

表 4.4 MODIS 波段分布特征

主要用途	波段	波段宽度	分谱辐亮度	信噪比
陆地/云边界	1	620-670	21.8	128 (SNR)
	2	841-876	24.7	201 (SNR)
陆地/云性质	3	459-479	35.3	243 (SNR)
	4	545-565	29.0	228 (SNR)
	5	1230-1250	5.4	74 (SNR)
	6	1268-1652	7.3	275 (SNR)
	7	2105-2155	10	110 (SNR)
海洋水色 /叶绿素/ 生物化学	8	405-420	44.9	880 (SNR)
	9	438-448	41.9	838 (SNR)
	10	483-493	32.1	802 (SNR)
	11	526-536	27.9	754 (SNR)
	12	546-556	21.0	750 (SNR)
	13	662-672	9.5	910 (SNR)
	14	673-683	8.7	1087 (SNR)
	15	743-753	10.2	586 (SNR)
	16	862-877	6.2	516 (SNR)
大气中水汽	17	890-920	10.0	167 (SNR)
	18	931-941	3.6	57 (SNR)
	19	915-936	15.0	250 (SNR)
地面/云温度	20	3. 660-3.840	0.45	0.05 (NEΔT)
	21	3.929-3.989	2.38	2.00 (NEΔT)
	22	3.929-3.989	0.67	0.07 (NEΔT)
	23	4.020-4.080	0.79	0.07 (NEΔT)
大气温度	24	4.433-4.498	0.17	0.25 (NEΔT)
	25	4.482-4.549	0.59	0.25 (NEΔT)
卷云水汽	26	1.360-1.390	6.00	150 (SNR)
	27	6.535-6.895	1.16	0.25 (NEΔT)
	28	7.175-7.475	2.18	0.25 (NEΔT)
	29	8.400-8.700	9.58	0.05 (NEΔT)
臭氧	30	9.580-9.880	3.69	0.25 (NEΔT)
地面云温度	31	10.780-11.280	9.55	0.05 (NEΔT)
	32	11.770-12.270	8.94	0.05 (NEΔT)
云顶温度	33	13.185-3.485	4.52	0.25 (NEΔT)
	34	13.485-3.785	3.76	0.25 (NEΔT)
	35	13.785-4.085	3.11	0.25 (NEΔT)
	36	14.085-14.385	2.08	0.35 (NEΔT)

注:①空间分辨率:250m(波段 1-2) 500m(波段 3-7); 1000m{波段 8-36)②各波段用户和技术性能指标 波段 1-19 的单位是 nm 波段 20-36 是 μm 分谱辐射率值的单

位为 $\text{W/m}^2 \mu\text{m sr}$ ③ SNR:信噪比 NE \square T:等效噪声温差。

4.3.1 MODIS 劈窗水汽反演算法

关于大气水汽的研究方法在不断改进,反演算法精度在理论上也逐渐提高,但是到目前为止,更多的研究多是针对 AVHRR 或 ASTER 数据进行的。而在卫星影像的光谱功能上以及波长上,MODIS 29,31 和 32 通道表现出了与 AVHRR 4, 5 通道极大的相似性。由于它的探测器与 AVHRR 的传感器不同,MODIS 拥有更低的内在噪音和相对更高的精密度,而这要归功于它有比 AVHRR 的 10 比特更高的 12 比特的亮温量化等级。我们就可以假设用 MODIS 反演水汽含量将会获得比 AVHRR 更好的模拟大气水汽含量变化的结果。

利用我们对基于 AVHRR 数据的劈窗反演水汽算法原理的分析以及 MODIS 31 和 32 通道与 AVHRR4、5 通道相似性的特点,我们将这一反演原理应用于 MODIS 影像数据,得出 MODIS 劈窗水汽反演算法。

传统上,水汽廓线是利用红外发射辐射通道的观测辐射值进行反演,反演的结果在很大的程度上依赖最初选择的温度和湿度廓线。洋面上气柱含水量可以利用 11-13 μm 的大气窗区通道及微波发射通道的测量辐射值进行反演。对于被绿色植被覆盖的陆面,采用分裂窗技术也可以得到较好的反演结果,但当地面反射率和近地面温度反演的地面温度与边界层的平均温度近似时(边界层是水汽的主要集中地),红外和微波通道的遥感辐射就对边界层中的水汽不再敏感。

4.3.2 MODIS 近红外波段水汽反演

近红外水汽反演算法的理论基础是近红外的辐射传输方程:

$$L_s(\lambda) = E_0(\lambda)\rho(\lambda)T(\lambda) + L_p(\lambda) \quad (4.13)$$

其中, $L_s(\lambda)$ 代表卫星传感器接收到的总辐射; $E_0(\lambda)$ 是大气层顶的入射太阳辐射; $\rho(\lambda)$ 是地物的反射率; $T(\lambda)$ 是总大气透过率,即从大气层顶到地表,再从地表到传感的透过率; $L_p(\lambda)$ 是大气的路径辐射,在近红外波段主要受到单散射和多次散射的影响。在(4.13) 式中,右边第一项是经地表反射到达传感器的

辐射。在气溶胶厚度较小的情况下近红外波段大气路径辐射 L_p 非常小，只相当于 (4.13) 式右边第一项的百分之几(GAO B.C.et al.1990)。相对而言，可以忽略不计。

利用地表在 MODIS 近红外太阳反射辐射通道的测量值反演气柱水汽含量。选择水汽吸收通道(0.905, 0.936 和 0.94 μm)与大气窗区通道(0.865 和 1.24 μm)的比值法作为反演方法。

表 4.5 MODIS 近红外中用于反演水汽的通道

MODIS 通道号	位置/ μm	宽度/ μm
2	0.865	0.040
5	1.240	0.020
17	0.905	0.030
18	0.936	0.010
19	0.940	0.050

MODIS 近红外 940nm(17, 18, 19 通道)波长附近存在强水汽吸收特性。它属于振动吸收。CO₂ 等气体与水汽相比在此波段上是弱吸收带，可以忽略不计。同时，在 865nm(2 通道)、1240nm(5 通道)附近窄波段的大气透过率(不包括连续吸收)大于 0.99。这些波段可视作大气窗口波段。因此我们可以通过水汽吸收通道和大气窗口通道的比值来获取大气水汽含量。比值法的采用可以部分地消除由于地表反射率随波长变化而对大气中水汽透射率的影响。

根据前面对式(4.13)辐射传输方程算法公式的分析，在气溶胶厚度较小的情况下近红外波段大气路径辐射 $L_p(\lambda)$ 非常小，可以忽略不计。可以得出辐射传输方程的简化公式：

$$L_s(\lambda) \approx E_0 \rho(\lambda) T(\lambda) \quad (4.14)$$

两边同时除以 $E_0 \rho(\lambda)$ 得：

$$T(\lambda) \approx \frac{L_s(\lambda)}{E_0(\lambda) \rho(\lambda)} \quad (4.15)$$

式中 $T(\lambda)$ 代表大气透过率，它是大气水汽的函数, $L_s(\lambda)$ 代表水汽强烈吸收波段 940nm 附近的近红外卫星通道；对于不同波长 $\rho(\lambda)$ 地物反射率的值基本上是

不同的,但是 Kaufman 和 Gao 的大量研究表明,在 $0.85\ \mu\text{m}$ 和 $1.25\ \mu\text{m}$ 之间,各种地物反射率基本上满足线性关系,从而可以用大气窗口波段(这一波段可近似看成无大气反射和吸收的影响,大气透过率接近 1)近似模拟 $E_0(\lambda) \cdot \rho(\lambda)$ (Frouin R.1990)。由此我们可以进一步推导出二通道比值法和三通道比值法。

两波段比值方法利用 865nm 与 940nm 波段上的表观反射率之比来计算大气透过率:

$$T(940\text{nm}) = \frac{\rho(940\text{nm})}{\rho(865\text{nm})} \quad (4.16)$$

当地物反射波谱不满足该两个波段相等并且其反射率在近红外波段线性变化,一个三波段比值法可以用来反演水汽,其中由一个吸收通道和两个窗口通道组成的三波段比值方法利用 940nm 波段反射率与 865nm 和 1240nm 波段联合反射率之比来计算大气透过率:

$$T(940\text{nm}) = \frac{\rho(940\text{nm})}{c_1\rho(1240\text{nm}) + c_2\rho(865\text{nm})} \quad (4.17)$$

上式中 $c_1=0.2$, $c_2=0.8$ 。与两波段方法相比,三波段增加了一个大气窗口波段,减小了对地表反射率线性变化时的敏感性。三波段比值与可降水汽量的关系,形式与两波段比值法相同,仅仅系数不同。

Kaufman 和 Bo-Cai Gao 利用 LOWTRAN 模拟两波段比值与水汽含量的关系,得出随着地表反射率的变化,辐射传输比与水汽之间的关系几乎不发生改变,因此可以得出算法公式:

$$T(\lambda) = \exp(\alpha - \beta\sqrt{w}) \quad (4.18)$$

即

$$w = \left[\frac{\alpha - \ln T(\lambda)}{\beta} \right]^2 \quad (4.19)$$

对于复合性地表,上式中 $\alpha=0.02, \beta=0.651$ 。其他情形参数选取,具体详见参考文献(Kaufman Y.J.1992)。

4.3.3 反演结果与分析

ENVI(The Environment For Visualizing Images)是由美国 Better Solutions

Consulting Limited Company 开发的一套功能齐全的遥感图像处理系统，是处理分析并显示多光谱数据，高光谱数据和雷达数据的高级工具。

ENVI 是完全由 IDL(Interactive Data Language)写成。ENVI 的许多特性与 IDL 语言的特性紧密相关。IDL 是一个用于交互式数据分析和数据可视化的完整计算环境、将大量数学设计分析和图形显示技术与功能强大的面向数组的结构化语言结合在一起。ENVI 的用户接口是基于 GUI 的。各种处理功能均通过菜单调用，参数的选择一般通过对话框实现。由于 IDL 的开放性，用户可以很容易的进行二次开发，方便灵活，可扩展性强。ENVI 在图像处理中是基于波段的。当多个文件被同时引开时，用户可以选择同文件中的多个波段同时进行处理。直观且功能强大。ENVI 将图像处理功能分为交互式功能(显示控制与分析)和通用功能(其它图像处理)。ENVI 的主菜单和交互式菜单已经标准化，直观方便，符合用户习惯。

在这一节中我们将借助 ENVI 遥感影像处理软件，利用 IDL 语言，运用近红外两通道与三通道比值法分别对取自同一景的 MODIS 影像进行大气水汽反演。研究用到的 MODIS 数据是 2006 年 1 月 10 日的影像。原始影像为 MOD021KM.A2006010.0215.005.2006011095920.hdf。我们选择无云区作为研究区。如图(4.4)包括研究区太湖地区的由波段(2,5,19)合成的影像。

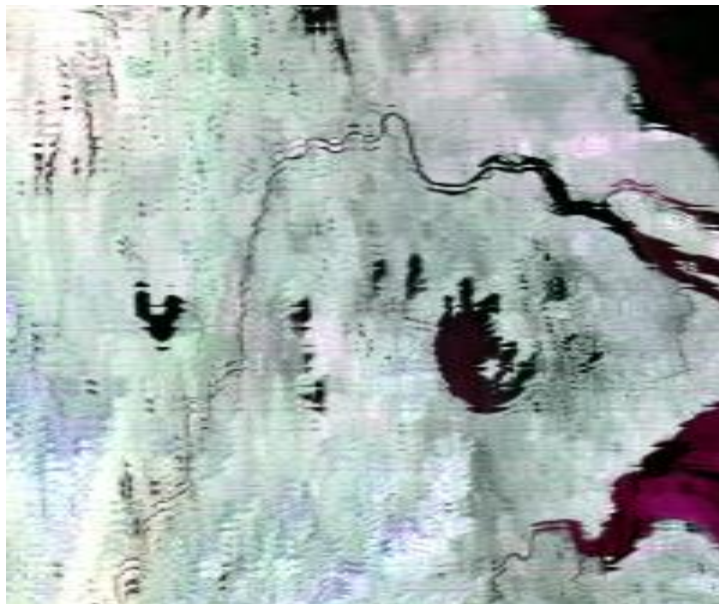


图 4.4 太湖研究区 Band 2,5 19 合成图

反演过程:

1) 应用两波段比法,对我们截取的研究区进行了水汽反演。

基于算式(4.13)和(4.15)进行两通道比值法反演大气水汽总量。具体计算方法运用 envi 提供的 band math 运算方法,如图(4.5)

所得到的研究区大气水汽总量反演结果如图(4.6)

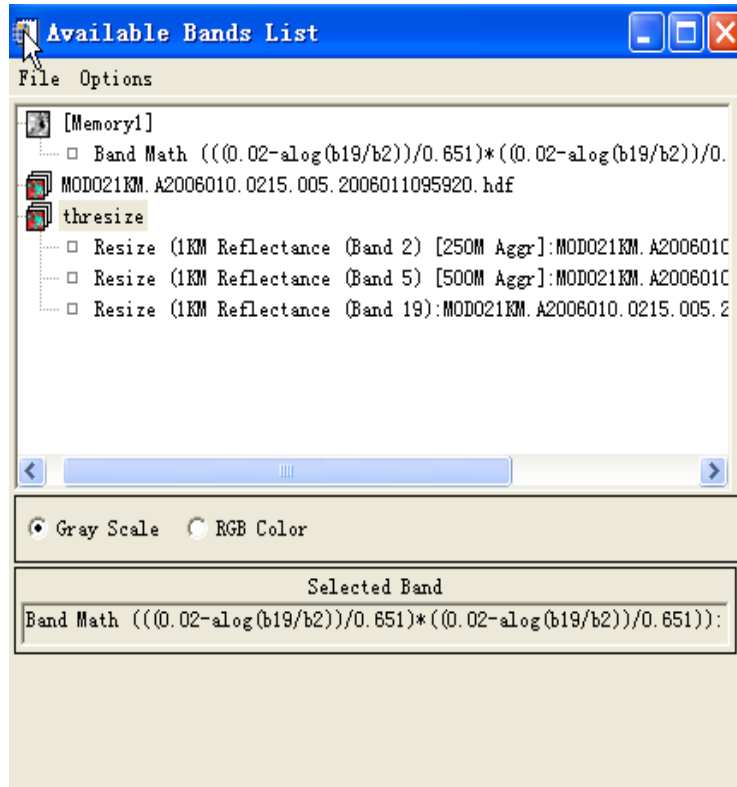


图 4.5 进行 Band math 的公式及波段列表

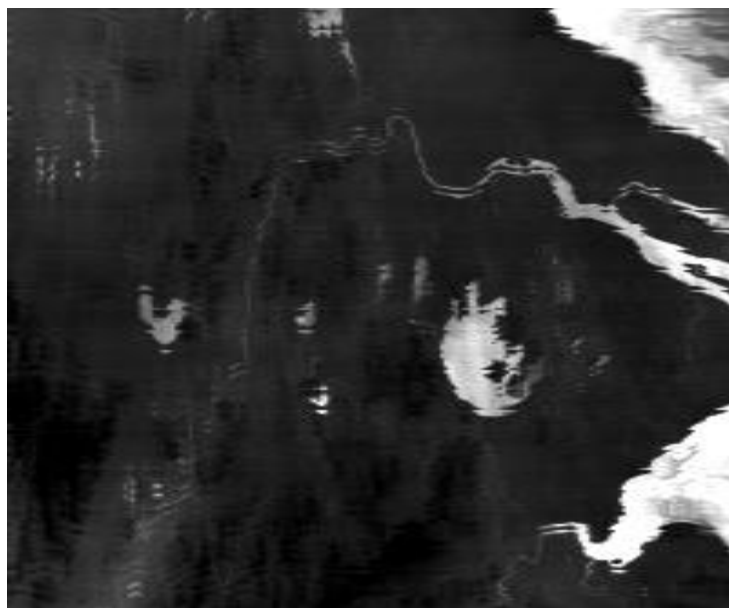


图 4.6 两波段比值法所得水汽总量图

从图 4.6 可以直观地看出水陆有着明显的边界,水体上空大气的水汽总量明显高于周围陆地上空的大气水汽总量。而且在水陆边界处,陆地各像元上空的大气总量较水体上空的水汽量迅速减少。这是由于边界处受陆地的影响,水汽蒸发量迅速降低所致的。

所以在岸边的太阳光度计测量,不能真正反映出太湖上空的大气水汽总量。为此我们 06 年 1 月 10 日,选取了在太湖的贡湖自来水厂的桥上,伸入太湖近 500 米的地方做了当天的大气测量。在图 4.6 上,选取与光度计测量点位置相近区域内的几个点,求出了它们的水汽总量的平均值。如下图 4.7 和表 4.6 所示:

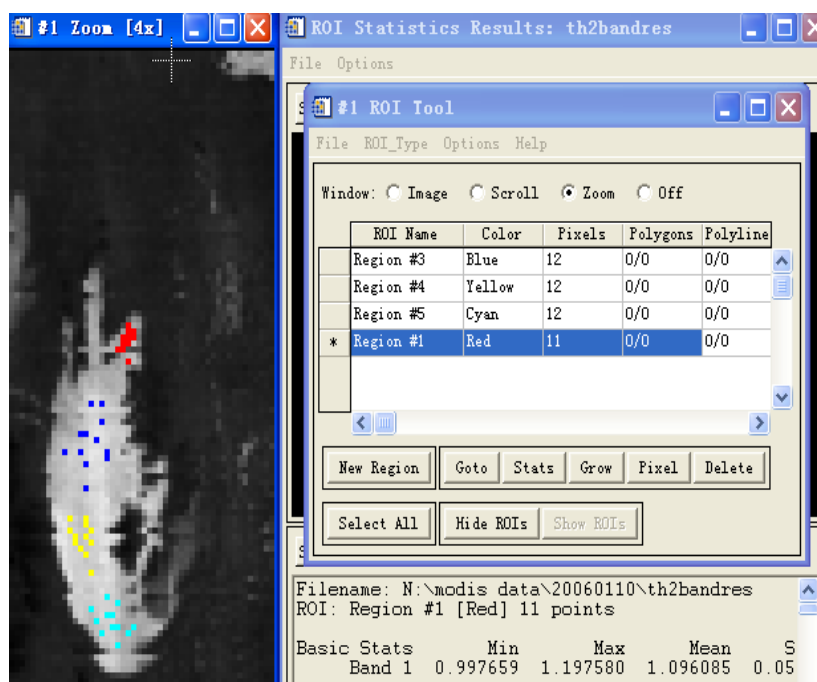


图 4.7 对应光度计测量点的 ROI Region #1 红色区的统计分析

表 4.6 对应光度计测量点的 ROI 红色区的统计分析值

统计量	最小值	最大值	平均值	方差
水汽总量(g/cm ²)	0.997659	1.197580	1.096085	0.054198

表 4.7 全太湖区域(356 像元)大气水汽总量统计分析值

统计量	最小值	最大值	平均值	方差
水汽总量(g/cm ²)	0.830800	1.367967	1.212183	0.087931

同时表 4.7 也给出了对整个太湖区域取 356 像元所得大气水汽总量的平均值为 1.2122 (g/cm²)。

比较表 4.6 与表 4.7 可知,在测量点处的大气水汽总量均值也较全湖的均值要

小。这是由于水汽的蒸发与水体的面积有正相关的关系,在贡湖,由于水面积较小,受周边陆地的影响较大,单位面积水汽的蒸发要比太湖大区域的蒸发量要小。所以在该处的平均值也较小。

2)三通道比值法

三通道比值法与两通道比值法区别仅在于水汽透过率的计算中增加了1240nm 通道,但在数据处理上,方法没有多大区别。这里仅给出了相应的计算结果。如图 4.8 和表 4.8 与表 4.9 所示

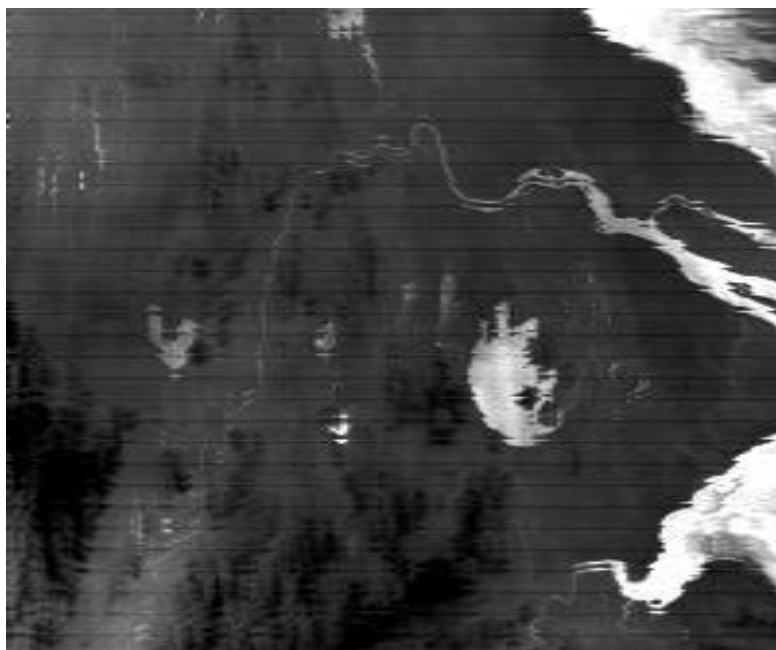


图 4.8 三波段比值法所得水汽总量图

表 4.8 对应光度计测量点的 ROI 红色区的统计分析值

三波段比值法	最大值	最小值	平均值	方差
水汽总量(g/cm^2)	0.652457	0.796671	0.720853	0.043050

表 4.9 全太湖区域(356 像元)大气水汽总量统计分析值

三波段比值法	最大值	最小值	平均值	方差
水汽总量(g/cm^2)	0.586842	0.909993	0.807261	0.057543

比较表 4.6 与 4.8,表 4.7 和 4.9 可知,三波段比值法所反演的水汽总量要比两波段比值法所反演的水汽总量要小。这是由于 4.14 式较 4.13 式引入了波段 5 从而使计算的水汽透过率(见式 4.15)增加,从而使利用 4.16 式计算的水汽总量值偏小。

4.4.结果与讨论

太阳光度计的测量可利用在水汽通道的改进 Langley 法来反演水汽总量,具体的实现方法有瞬时法和波段比值法。瞬时法可以得到大气水汽总量随着时间的变化关系和对瞬态的反演结果处理后,在测量期间内任意一时间间隔内的水汽总量的平均值,而比值法利用回归关系得到的是测量时段的水汽总量的平均值。总体上看,瞬时法对数据的处理的精度较高,而比值法利用回归得到的结果有赖于测量时间间隔要长,这样才能有范围比较宽的大气质量数,比值法与大气的稳定状态也有关系,有时反演得到的误差要大一些,故瞬时法的反演结果可信度要高一些。当然具体反演精度高低还需要当天的探空资料通过积分得到的水汽总量来验证。

利用 MODIS 资料运用波段比值法反演水汽总量,可以获得遥感影像区域内任意一像元上空的大气水汽总量,从而实现“面”上的反演。但三波段比值法所得水汽总量要较两波段比值法的要偏小些。具体的波段比值法的比较和改进还需要进一步的实验来验证。

通过比较 MODIS 影像在太阳光度计测量地点处,用两类方法的反演水汽总量结果进行比较可知,太阳光度计瞬态法与 MODIS 两波段比值法所反演的水汽总量两者最接近,相差约 12%。从而可知在太湖研究区,光度计的瞬时法和 MODIS 近红外波段的两波段比值法联合起来反演大气水汽总量的效果最好。

总结本章研究内容可得到如下结论,在太湖研究区:

- 1) 太阳光度计在岸边的测量不能用来代表水体上空的大气水汽总量。
- 2) 水体面积小的区域上空大气水汽总量较区域面积大的水汽总量要小。
- 3) 光度计水汽通道反演大气水汽总量时,瞬时法要较比值法为好。
- 4) MODIS 近红外波段水汽总量反演两波段比值法比三波段比值法要好。
- 5) 光度计瞬时法与 MODIS 近红外两波段比值法结合使用可取得较好的反演结果。

参考文献

- Bruegge C.J., Conel J.E., Green R.R., et al. 1992. Water vapor column abundance retrievals during FIFE. *J. Geophys. Res.*, 97(D17), 18:759-768
- EOS/MODIS[J]. *IEEE Transaction on Geoscience and Remote Sensing*, 5(30):871-884.
- Frouin R, Deschamps P Y, Lecomte P. 1990, Determination from Space of Atmospheric Total Water Vapor Amounts by Differential Absorption Near 940nm: Theory and Airborne Verification[J]. *Journal of Applied Meteo*, 29:448-460.
- GAO B C, Alexander F H Geotz. 1990, Column Atmospheric Water Vapor and Vegetation Liquid Water Retrievals from Airborne Imaging Spectrometer Data[J]. *Journal of Geo. Res.*, 95:3549-3564.
- Halthore R.N., Markham B.L., and Deering D.W. 1992. Atmospheric correction and calibration during KUREX-91. *IGARSS'92 Int Geosci. Remote Sens. Symp.* 2:1278-1280
- Yoram J Kaufman, Bo-Cai Gao. 1992, Remote Sensing of Water Vapor in the Near IR from EOS/MODIS, *IEEE Trans. Geosci. Remote sensing*, 30, 261-270
- 胡秀清, 张玉香, 黄意玢, 张广顺. 2001. 利用太阳光度计 940nm 通道反演大气柱水汽总量 [J]. *气象科技* 3:12-17.
- 黄意玢. 2002. 940nm 水汽通道反射率计算试验. *应用气象学报*, 13 (4) : 413-421
- 李放, 吕达仁, 刘锦丽. 1996. 利用太阳直射光谱遥感大气柱水汽总量的研究[J]. *环境遥感*, 11(4):291-294.
- 李俊, 曾庆存. 1997. 晴空时大气红外遥感及其反演 I. 理论研究[J]. *大气科学*, 21(1):1-9.
- 宋正方, 魏合理, 1996. 吴晓庆. 大气水汽的红外遥感[J]. *环境遥感*, 11(2):130-137.
- 孙志刚 . 2004. MODIS 水汽通量估算方法在华北平原农田的适应性验证. *地理学报*, 59 (1) 49-55.
- 王伟民 . 2005. 地物反射光谱对 MODIS 近红外波段水汽反演影响的模拟分析[J]. *遥感学报*, 9(1):8-15.
- 吴北婴等. 1998. 大气辐射传输实用算法 北京:气象出版社 P5-P7
- 徐希孺. 2005. 遥感物理[M]. 北京:北京大学出版社, 300-301.
- 杨红梅, 葛润生, 徐宝祥. 1998. 用单站探空资料分析对流层气柱水汽总量[J]. *气象*, 24

(9): 8-11.

第五章 基于 MODIS 反演气溶胶光学特性

本章首先介绍了 MODIS 数据应用在陆地和海洋上空的气溶胶反演算法, 然后重点研究了在内陆湖区上空的气溶胶反演方法。结合太湖实验所得到的水面各采样点的实测水面光谱, 与在岸边利用太阳光度计同步开展的大气测量所反演得到的气溶胶光学厚度, 利用 6S 模式进行辐射传输计算得到 MODIS 传感器入瞳辐射, 提出了基于查找表和最小化技术的确定内陆湖区上空气溶胶模型的算法。在实验确定太湖气溶胶模型的基础上, 进一步进行太湖上空的气溶胶光学厚度的反演。并在改造 Mie 散射程序基础上, 通过对气溶胶单粒子和多分散体系, 分别计算了太湖地区自定义类型的气溶胶的光学特性。

5.1 气溶胶反演算法概述

利用卫星观测数据反演气溶胶光学厚度主要利用太阳反射波段数据, 以气溶胶粒子对太阳辐射的散射为物理机制实现气溶胶信息的获取。如果假设下垫面是反射率为 ρ_t 的均匀朗伯面, 则卫星传感器获取的表观反射率 ρ^* 可表为:

$$\rho^*(\theta_s, \theta_v, \phi_s - \phi_v) = \rho_a(\theta_s, \theta_v, \phi_s - \phi_v) + \frac{T(\theta_s)T(\theta_v)\rho_t}{1 - \rho_t S} \quad (5.1)$$

式中: θ_s 为太阳天顶角, ϕ_s 为太阳方位角, θ_v 为传感器观测天顶角, ϕ_v 为传感器观测方位角, ρ_t 为目标反射率, $\rho_a(\theta_s, \theta_v, \phi_s - \phi_v)$ 为大气的路径辐射项等效反射率也是整层大气反射率, S 为大气的半球反照率, $T(\theta_s)$ 和 $T(\theta_v)$ 分别表示从太阳到地面、从地面到卫星大气层总的透过率 (直射+漫射), $\frac{1}{1 - \rho_t S}$ 代表地面和大气层多次散射的作用, 因此卫星观测到的反射率 ρ^* 既是气溶胶光学厚度的函数, 又是下垫面反射率的函数, 如果知道了下垫面的反射率 ρ_t , 并假定一定大气气溶胶模型, 可以反演得到气溶胶光学厚度; 反之, 如果已知气溶胶光学厚度和相应的大气参数, 也可以反演下垫面反射率, 这个过程通常也称为大气校正过程。对于最简单的情况, 假设下垫面是一个黑体, 则 5.1 式右边第二项为

零，卫星观测到的反射率即大气反射率，只与大气气溶胶和其他大气参数有关。

为了实现大气气溶胶光学厚度反演,需要选择气溶胶散射强、地表反射率低的光谱通道，且卫星观测通道设计上要求波段宽度窄、信噪比高。MODIS 的可见光-短波红外通道（表5.1）适合于反演气溶胶光学厚度参数。由于地表反射率的差异，陆地和海洋上气溶胶光学厚度的反演算法是不同的（刘玉洁，2001）。气溶胶光学厚度反演需要根据海洋和陆地特征分别选择观测通道并建立算法（表5.1），从而实现海、陆气溶胶信息获取。

表5.1 MODIS气溶胶产品所用通道

通道序号	中心波长	带宽 (nm)	空间分辨率 (m)	光谱辐亮度 ($\text{w/m}^2 \cdot \mu\text{m} \cdot \text{sr}$)	信噪比	AOT 反演区域
1	659	620-670	250	21.8	128	海洋和陆地
2	865	841-876	250	24.7	201	海洋
3	470	459-479	500	35.3	243	海洋和陆地
4	550	545-565	500	29.0	228	海洋和陆地
5	1240	1230-1250	500	5.4	74	海洋
6	1640	1628-1652	500	7.3	275	海洋
7	2130	2105-2155	500	1.0	110	海洋

5.1.1 MODIS 陆地上空气溶胶的反演算法

卫星接收到的辐射来源于大气的散射以及地表反射的复杂的相互影响，卫星遥感陆地气溶胶长期以来存在地表反射率和气溶胶模型两方面同时未知的难题，为了估算气溶胶光学厚度，地表反射率必须被估算到精度在 0.005 到 0.01 的范围，才能保证所对应光学厚度上允许的 0.05-0.10 的不确定性，因此必须通过一个途径独立地得到地表反射率，并且使得这个新的通道不受或很少受到气溶胶的影响。根据 Angstrom 研究，在 Jungle 分布的情况下，气溶胶光学厚度随着波长的增加而减小，可以推断波长较长的短红外或近红外波段的气溶胶光学厚度比波长较短的可见光波段的光学厚度小很多，也即在波长较长的近红外波段气溶胶的光学厚度非常小，可以认为不受气溶胶的影响，这提示我们可以从这些波长较长的波段入手来寻找解决地面反射率的办法。由于绿色植被和一些土壤在红光

(0.6-0.7 μm) 和蓝光 (0.4-0.5 μm) 光谱区会呈现比较暗的反射率, 而地表反射率在太阳光谱波段相关性较好, 并且在这些暗背景地区反射率随波长的增加而增大, 因此可以利用近红外通道来估计可见光通道的地表反射率。根据 Kaufman 等人通过大量飞机试验发现, 对于植被密集的具有较低反照率的地表存在 2.13 μm 近红外通道反射率与 0.47 μm 、0.66 μm 可见光通道反射率具有很好线性相关的结论, 并基于这些基本概念建立了所谓的暗背景反演方法, 并将其成功地运用于 MODIS 的资料反演气溶胶的业务算法 (Kaufman Y.J.and Remer L.A.et al.1997, Kaufman Y.J.and D.Tanre et.al.1997, Kaufman, Y.J., D. Tanre, 1998) 之中。陆地气溶胶光学厚度遥感业务算法, 采用暗像元法最适用。对于城市亮地表而言, 而要具体设计专门的算法。

在低地表反射率情况下, 卫星测得的反射率随大气气溶胶光学厚度的增加而增加, 这是暗目标法反演气溶胶光学厚度的基本原理。水体在整个可见光和近红外区的地表反射率都很低, 浓密植被在红波段(0.6-0.7 微米)和蓝波段(0.4-0.5 微米)的反射率也非常低, 这些地物下垫面适宜于气溶胶光学厚度的反演。进行陆地气溶胶的反演, 要求地表的反射率精度在 0.005-0.01 之间, 这个精度能够带来 0.05-0.10 的光学厚度误差, 对于大部分水体而言, 经验方法确定的地表反射率的精度能够达到这个要求。而对于浓密植被区则需要一个方法来确定未知气溶胶光学厚度的地表反射率。

浓密植被区气溶胶光学厚度的确定方法主要有以下几种:

(1) 基于植被指数的方法

基于红波段和近红外波段的植被指数 NDVI 可以用来提取图像中的最浓密茂盛的植被像元, 对提取的浓密植被像元直接确定地表反射率, 在没有近红外和中红外波段的条件下, 这是一种非常有效的确定浓密植被像元地表反射率的方法。

(2) 基于 2.1 微米波段辐射值的方法

Kaufman 等(1988)利用经过大气校正的卫星资料和地面、飞机探空的光谱资料, 计算了红(0.66 微米)、蓝(0.49 微米)通道与中红外(2.1 微米)通道地表反射率之间的关系。由于 2.1 微米通道受气溶胶的影响很小, 所以可以用卫星观测的 2.1 微米通道的表现反射率值代替此通道的地表反射率值, 从而直接利用卫星观测资

料得到 0.66 微米和 0.49 微米通道的地表反射率。

(3) 基于 3.75 微米通道辐射值的方法

3.75 微米通道对云滴的尺寸和像位、表面温度的变化以及对茂密的森林与被采伐地区的差异很敏感,在这个通道,如果有水体、云、森林和雪等目标物,则森林的辐射值是最低的。由表面覆盖物的变化所引起的红波段的反射率的变化与植被指数和 3.75 微米通道的反射率值都有较高的相关性。使用这一波段范围的优点是,对于大多数的气溶胶粒子来说,其尺寸都比 3.75 微米要小,所以对于这一通道来说,大气基本上是透明的,因此,这一通道与用植被指数相比较,具有几乎与大气效应无关的优点。

(4) 综合利用 2.1 微米通道和 3.75 微米通道辐射值的方法(Kaufman and Remer 1994; Kaufman et al.1997b),该方法被用在 EOS-MODIS 多光谱数据,考虑到 2.1 微米和 3.75 微米两个波段的优缺点,综合利用两个通道来确定地表反射率,获取气溶胶信息。

5.1.2 MODIS 海洋上空气溶胶的反演算法

就业务算法而言,海洋气溶胶光学厚度遥感选用多通道反射率法,可获取较高精度的反演结果。

反演算法以查找表方法为基础,即根据气溶胶类型和地表参数先完成辐射传输计算,然后,将观测的光谱辐射与查找表中事先计算的辐射值对比,以最小二乘法得到最佳拟和,确定出气溶胶光学厚度。

卫星信号由两部分贡献组成:大气辐射传输过程和地表反射。在洋面上,地表贡献由海浪的镜面反射(称为耀斑)和水面下的朗伯反射组成,这种朗伯反射由海洋水色和泡沫反射构成。晴空大气辐射传输包括大气中分子和气溶胶粒子的多次散射及弱的气体吸收过程。利用 Ahmad 和 Fraser(1982)的辐射传输模式正演卫星观测辐射,并建立查找表。

如果卫星观测的总辐射可表示为:

$$L_{\lambda}^c(\mu_s, \mu_v, \phi_v) = \eta L_{\lambda}^s(\mu_s, \mu_v, \phi_v) + (1 - \eta) L_{\lambda}^l(\mu_s, \mu_v, \phi_v) \quad (5.2)$$

其中, $L_{\lambda}^c(\mu_s, \mu_v, \phi_v)$ 是卫星观测的总辐射值, $L_{\lambda}^s(\mu_s, \mu_v, \phi_v)$ 和 $L_{\lambda}^l(\mu_s, \mu_v, \phi_v)$ 分别是小模式和大模式粒子的辐射值。首先反演得到与观测数据拟合最好的小模式和

大模式之间的比值和粒子尺度，再反演 $0.55 \mu\text{m}$ 气溶胶光学厚度。

气溶胶模式的选择是通过使下面的参量取 ε_{sl} 最小值来实现。

$$\varepsilon_{sl} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \left(\frac{L^{mj}(\mu_s, \mu_v, \phi_v) - L^j(\mu_s, \mu_v, \phi_v)}{L^{mj}(\mu_s, \mu_v, \phi_v) + 0.01} \right)^2} \quad (5.3)$$

在这个反演过程中，对每一种大小模式组合和每一个 η 值，计算所有通道的光学厚度值，卫星观测辐射用于公式计算参量 ε_{sl} 。

5.2 内陆水体上空气溶胶的反演

内陆水体由于高悬浮物浓度、高泥沙含量、污染严重等原因，大大不同于海洋清洁的一类水体，从而使得 MODIS 上专门用于水色遥感的大多数通道，处于饱和状态不能用于类似于太湖这样的内陆水体。故这里选来用做气溶胶反演的通道仍是表 5.1 所列的 MODIS1-7 波段。在影响气溶胶光学厚度各种因素中，研究表明（李成才等，2005）气溶胶类型的选择是最大的误差源。故在反演气溶胶光学厚度前要首先确定与该研究地区实际相符合的气溶胶类型。

5.2.1 确定气溶胶类型的算法

本节提出了利用太阳光度计反演得到的 550nm 气溶胶光学厚度，结合水面实测的反射率与 MODIS 影像数据，来确定气溶胶类型的算法。下面就以太湖两次实验期间获得 ASD, CE318, MODIS 数据，通过查找表与最小化技术来实现该算法，以确定太湖地区的冬季和夏季气溶胶类型。

1) 敏感性实验

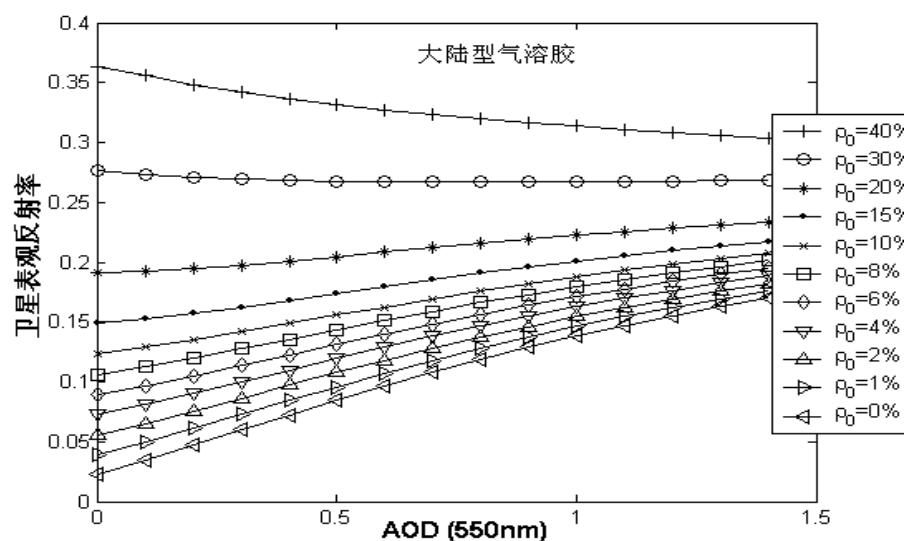


图 5.1 应用大陆型气溶胶类型 MODIS BAND1 的表观反射率随地表反射率和 550nm 光学厚度的变化图

从此图可以看出,对大陆型气溶胶模式,MODIS 第 1 波段地面反射率为 30% 的时候,气溶胶自身对卫星表观反射率加强效应和它对地面反射率的衰减作用已经相等。此时不管光学厚度如何变化,对卫星的表观反射率没有影响。当地面反射率低于 30% 时,气溶胶整体上表现出对表观反射率的增强效应。高于此值时表现为误差作用。而且地面反射率与 30% 的差值越大,气溶胶的对表观反射率的影响也就越大。只不过比较而言,此时气溶胶的衰减作用变化地要比增强效用要快一些。

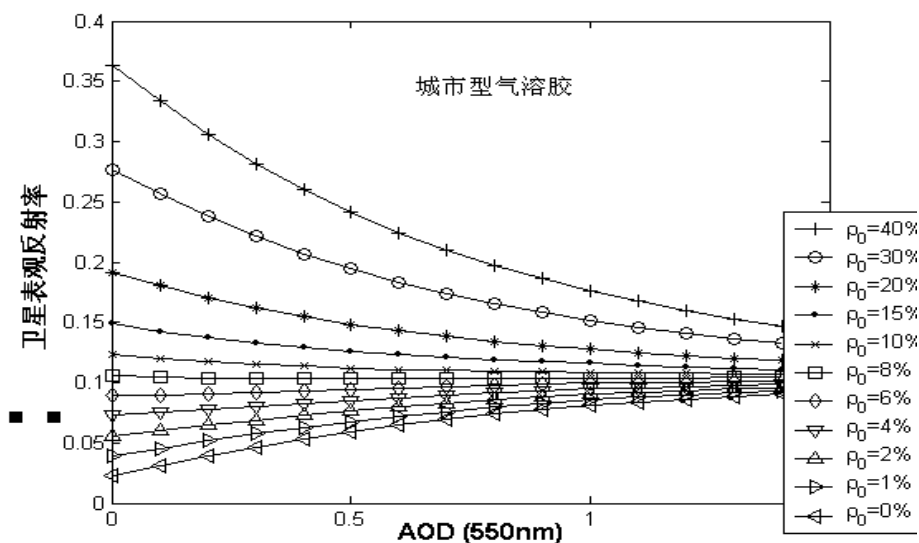


图 5.2 应用城市型气溶胶类型 MODIS BAND1 的表观反射率随地表反射率和 550nm 光

学厚度的变化图

从此图可以看出，对 MODIS 第 1 波段，在地面反射率为 8% 的时候，气溶胶就已经表现出对星上表观反射率没什么影响了。而且地面反射率低于此值时对气溶胶的变化要比高于此值时对气溶胶的变化要缓慢得多。

2) 计算与 MODIS 波段对应的水面反射率

这里水面反射率指的是传统反射率 ρ_T ，它与水色遥感中的离水反射率 ρ_w 、遥感反射率 ρ_{rs} 、总遥感反射率 T_{rs} 不同。它们之间的区别与联系如下所示。

$$\rho_T = \frac{E_u}{E_d} = \frac{L_u}{L_d} \quad (5.4a)$$

$$\rho_w = \frac{L_w}{L_d} \quad (5.4b)$$

$$\rho_{rs} = \frac{L_w}{E_d} \quad (5.4c)$$

$$T_{rs} = \frac{L_u}{E_d} \quad (5.4d)$$

$$L_u = L_w + rL_{sky} \quad (5.4e)$$

其中， L 是指辐亮度， E 指辐照度， L_{sky} 是天空漫射光辐亮度， L_w 是离水（water-leaving）辐亮度， r 是水气界面的菲涅耳反射率。

ASD 测得水面反射率包含了天空散射光贡献在内，去除天空散射光贡献后（见式 5.4e）就可得到离水反射率。

由于测得的水面反射率光谱分辨率为 1nm，如图 5.3 示。

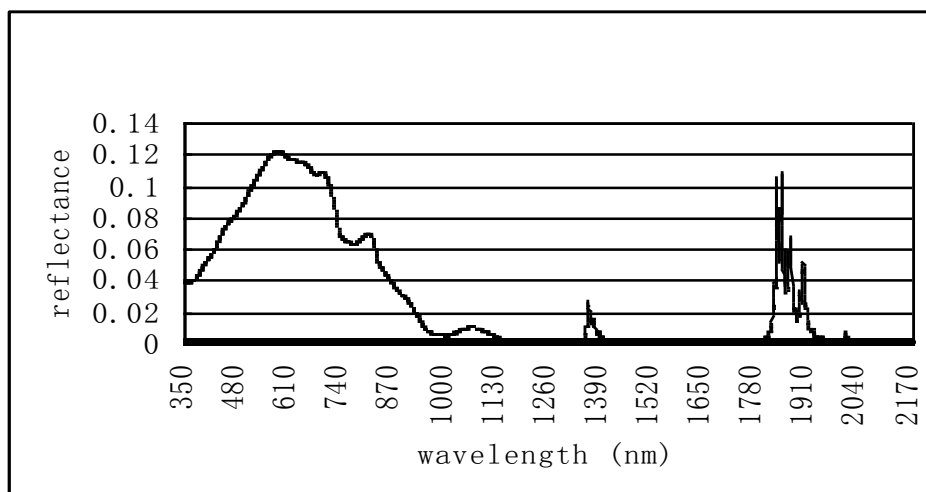


图 5.3 ASD 测量得到的水面反射率光谱

它还需要与 MODIS 七个波段相匹配后,即波段等效计算后才能用于 MODIS 各波段的表观反射率的计算。MODIS 各个波段的光谱响应函数 $f(\lambda)$ 要先经过插值成 1nm 的分辨率后再利用 5.5 式,可得到与 MODIS 各波段对应的水面反射率 ρ_e 。

$$\rho_e = \frac{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} E_0(\lambda) f(\lambda) \rho_T(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} E_0(\lambda) f(\lambda) d\lambda} \quad (5.5)$$

式中, $E_0(\lambda)$ 为大气层外光谱辐照度。

这样就可得到水面各测量点的 MODIS 波段对应的水面反射率。

3) 算法描述

选择 6S 模式,建立关于变化气溶胶各组分体积百分比的查找表

查找表以下面的算法来计算生成。以太阳-地表-卫星的观测几何(即太阳天顶角 θ_s , 太阳方位角 ϕ_s , 卫星天顶角 θ_v , 卫星方位角 ϕ_v 地表高度)和大气条件(选择合适的大气模式,太湖地区一般取中纬度冬季或中纬度夏季大气模式)为基础,利用 ASD 测量得到的水面反射率,和 CE318 反演得到 550nm 气溶胶光学厚度做输入参数,而选用气溶胶类型为自定义模式,按照一定的策略变化在标准辐射大气模型(SRA)中各种基本气溶胶组分的体积百分比(见表 2.1),用 6S 模式计算出 MODIS 各个波段上的卫星表观反射率。考虑到太湖地区的实际地理特点,不会有海洋性粒子存在的可能。故查找表中的气溶胶自定义类型中只有三种基本组分

即:沙尘粒子(dust-like), 水溶性粒子(water soluble), 煤烟粒子(soot)。且它们满足三组分的体积百分比之和等于 1。可设其中两个组分为两个独立变量 x , y , 另一个因变量就为 $z=1-x-y$ 。

为了确定气溶胶的类型, 类似于 5.3 式 (Tanré1997), 这里我们定义了一个新的量 η , 来表示气溶胶光学厚度的拟合相对误差。拟合误差 ε 表示如下式:

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \eta^2} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \left(\frac{\rho_j^c - \rho_j^m}{\rho_j^c - \rho_j^{ray} - \rho_j^e + 0.01} \right)^2} \quad (5.6)$$

其中, ρ_j^c 是计算的 MODIS 第 j 波段的反射率, ρ_j^m 是 MODIS 影像上表观反射率, ρ_j^{ray} 是 Rayleigh 散射贡献的反射率, ρ_j^e 是水面等效后的反射率。式中 0.01 是为了防止在清洁水体更长的波段时除于 0 出错而设置的(Remerl et al.2006)。

算法过程用下面的流程图来表示, 见图 5.4

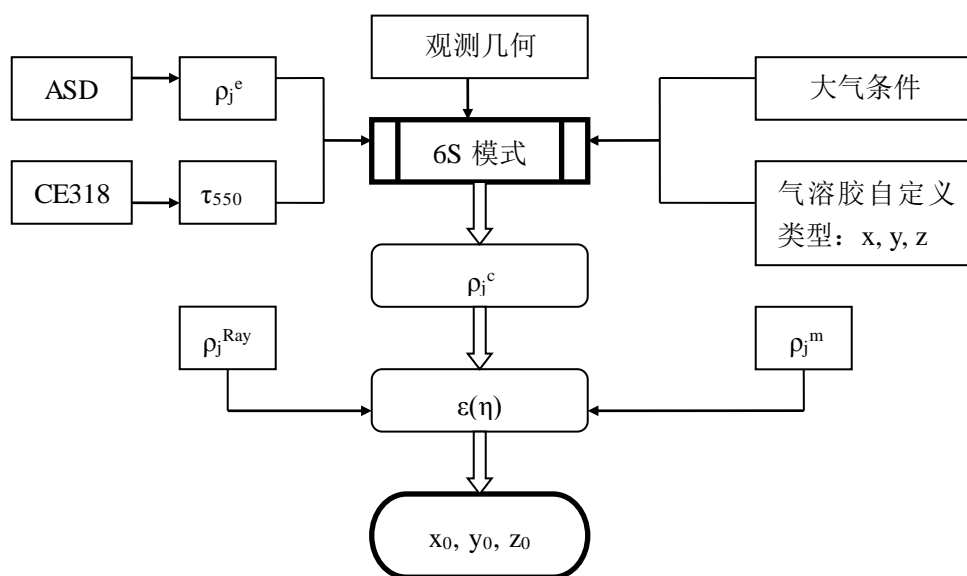


图 5.4 自定义气溶胶类型的确定流程图

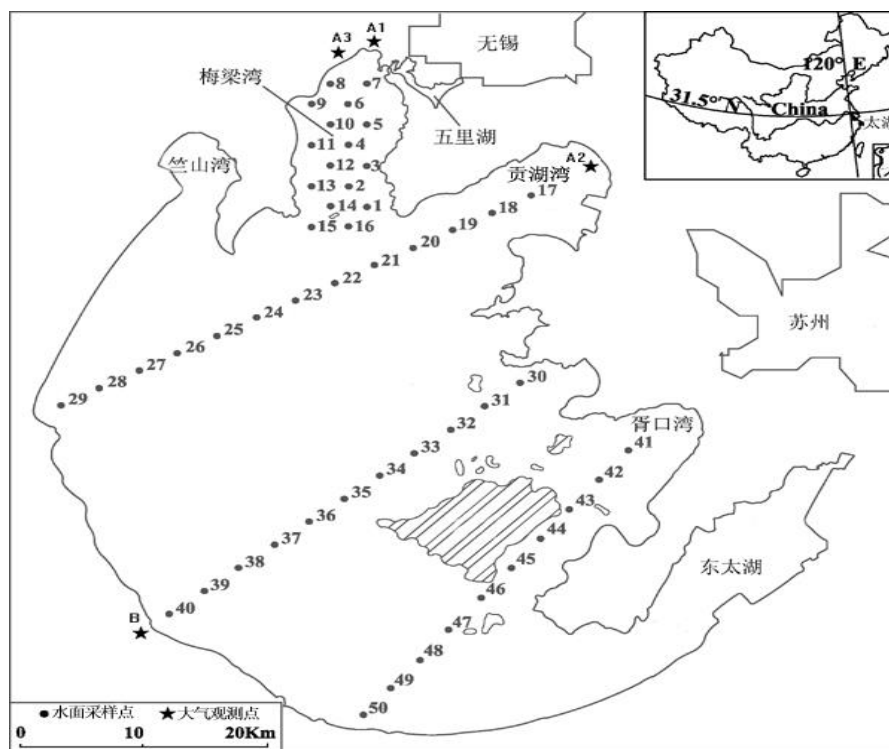


图 5.5 太湖实验区航行路线以及水面采样点和大气测量点示意图

4) 处理流程

我们这里选取了 2006 年 1 月和 7 月的两次太湖实验作为研究实例,其中水面光谱的数据采集按照图 5.5 中所示的路线,分别在两艘船上进行,各个采样点的实际位置的空间分布也在图 5.5 标示出来,其中 A1,A2,A3 分别是北岸的大气测量点, B 点为南岸的大气测量点。在 2006 年的冬季,夏季实验中, A1 是 1 月 7-9 日在无锡光华私立中学田径场: 经度: E 120°11'22" 纬度: N 31°32'35"; A2 是 1 月 10 日在无锡贡湖湾内自来水管的桥上: N: 31°27'32.5", E: 120°22'56.2"; A3 是 2006 年 7 月 29-31 日在无锡梅园十八湾: N: 31°32'3.5" E: 120°09'48.7"; B 点于太湖南岸长兴县境内靠近岸边的位置, 在历次实验中没有变化: N: 31°02'27.8" E: 119°59'13.9"。

a) 研究点的选取

选取原则: 在满足卫星过境的时间内天空晴朗少云的条件下, 由于大气测量点可以得到一天中的绝大多数时间内, 时间间隔为 1 分钟的瞬时的气溶胶光学厚度, 处理后可得瞬时的 τ_{550} , 而且 MODIS 传感器的成像时间也是固定的。故首先要考虑的是选择与卫星过境时间最接近的水面采样点的光谱测量, 由于是两

条船沿不同路线的测量，最大可能是有两个水面测量点满足这个条件。其次要考虑水面光谱测量点的位置也要离大气测量点的距离最近。这是因为气溶胶的光学厚度的时空分布往往变化很大，故在空间上要考虑与水面测试点离两个大气测量点最近。对于冬季实验同时使用两台光度计分别在南北两岸进行大气测量，故此处于两个大气测量点之间的水面光谱测量点处的大气光学厚度考虑空间上的插值，这里主要应用最近距离法进行插值。综合这两方面的因素我们选取了下面四个点，见图 5.5 上：

冬季 1 月 9 日 26, 48 点和夏季 7 月 30 日 30 点，7 月 31 日 47 点。

注：1 月 9 日卫星过境时间（北京）11:10，7 月 30 日过境时间是 10:10, 7 月 31 日的过境时间为 10:50

b) 四个水面光谱测量点的位置与时间以及与太阳和卫星的观测几何关系，如表 5.2 所示

表 5.2 水面光谱测量点时间及与太阳卫星之间的观测几何

测量点	经度°	纬度°	时间	θ_s	ϕ_s	θ_v	ϕ_v
26P	31.282	120.03	10: 30	55.05	164.3	41.4	-77.92
48P	30.99	120.23	11:12	54.71	164.56	42.8	-77.13
30P	31.24	120.33	10:05	28.55	109.60	56.1	94.85
47P	31.03	120.25	10:50	20.46	124.37	13.07	-79.50

c) 四个光谱测量点所测光谱经波段等效后的对应于 MODIS 7 个波段的水面反射率如表 5.3 所示。

表 5.3 4 个水面测量点的等效后的七个波段的反射率 ρ_j^e

POINT	MODIS1	MODIS2	MODIS3	MODIS4	MODIS5	MODIS6	MODIS7
26	0.1144	0.0437	0.0792	0.1159	0.0020	0.0008	0.0013
48	0.1064	0.0487	0.0724	0.1112	0.0053	0.0029	0.0027
30	0.0500	0.0083	0.0438	0.0782	0.0008	0.0007	0.0012
47	0.0728	0.0111	0.0647	0.1016	0.0012	0.0009	0.0013

d) 四个水面光谱测量点对应于 MODIS 影像上的表观反射率 ρ_j^m

表 5.4 MODIS 遥感影像上与表 5.2 对应的 4 个点的表观反射率

POINT	MODIS1	MODIS2	MODIS3	MODIS4	MODIS5	MODIS6	MODIS7
26	0.096745	0.05389	0.118195	0.106424	0.01489	0.013728	0.007616
48	0.089157	0.054295	0.109810	0.100510	0.022180	0.0082262	0.007357
30	0.097431	0.117633	0.174652	0.144051	0.110444	0.077680	0.036283
47	0.190331	0.146533	0.193826	0.215670	0.136592	0.133693	0.108542

e) 四个水面光谱测量点对应于 MODIS 各波段的, Rayleigh 散射贡献项 ρ_j^{Ray} 可利用表 5.2 中所示的相同观测几何关系, 在 6S 模式中设置无气溶胶方式计算得到。

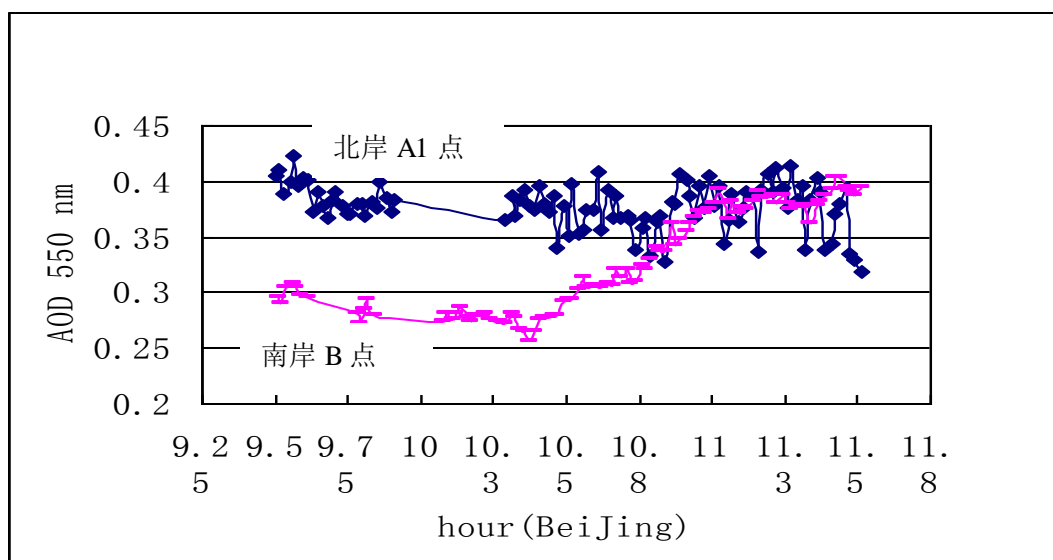
f) τ_{550} 代入 6S 模式计算的气溶胶于 550nm 处的光学厚度

太阳光度计反演气溶胶光学厚度的验证, 同时还使用了从 NASA AERONET 网站上下载的气溶胶 2.0 版本的气溶胶光学厚度产品, 将 Angstrom 产品与我们实验时反演的气溶胶产品相比较。

我们把实验期间于 1 月 9 日在太湖北岸大气观测点 A1 点, 所测的光学厚度和 Angstrom 参量, α 和 β , 与从 NASA 下载的 AERONET 观测网上的太湖站点 (经度=120.36°, 纬度=31.70°, 海拔高度 20m) 的产品, 进行了比较。由于 Angstrom 参数 α 和 β 与拟合所选择的波段有关系, 并对插值得到的 τ_{550} 产生影响。故我们对 NASA 的气溶胶光学厚度产品数据与我们实验观测使用的光度计反演的气溶胶光学厚度选择相同波段, 即用 440nm, 500nm, 670nm, 870nm 这四个通道重新计算 α 和 β , 和 τ_{550} , 这里仅将 2006 年 1 月 9 日和 7 月 30 日结果列于表 5.5 中。也仅以 2006 年 1 月 9 日分别于太湖北岸大气测量点 A1 点和太湖南岸 B 点所得到的 τ_{550} 随着时间 (北京时) 的变化图为例, 见图 5.6。

表 5.5 卫星过境时附近，在北岸的测量值与 NASA AERONET 太湖站点产品的比较

Date	Time	β	α	τ_{550}
2006 年 1 月 9 日	11:14:51(NASA)	0.1790	1.3291	0.3963
	11.21	0.2076	1.0543	0.39
	11.19	0.2128	1.0834	0.4067
	11.17	0.2098	1.0474	0.3924
2006 年 7 月 30 日	12:50:38(NASA)	0.0575	1.6944	0.1584
	12.85	0.0636	1.3959	0.1466
	12.84	0.0609	1.4679	0.1464
	12.82	0.0593	1.4331	0.1397

图 5.6 2006 年 1 月 9 日 太湖南北岸两台光度计得到 τ_{550} 随时间的变化

5) 分析与讨论

表 5.5 显示 1 月 9 日的 τ_{550} 两者接近相等，这点从图 5.6 也能看出，从 11 点开始的半小时内，太湖南北大气测量点的 B 和 A1 点的 τ_{550} 已经开始接近相等了。它们的值刚好与 NASA 的产品得到的 τ_{550} 接近相等。这也说明当天的气溶胶 11 点前有明显的不同，这种差异是由于测量地点的差异引起的。但从 11 点以后三个不同地点的光度计得到的 τ_{550} 接近相等，那就很可能有这样的一个解释：11 点后太湖区域的气溶胶分布很均匀。在此期间 TERRA 星过境时 τ_{550} 是稳定少变的。

此时光度计得的 τ_{550} 可认为就是实际的真实值。从这图中看出当日测量点 A1 的 τ_{550} 很稳定，这可能是由于该点是在无锡市区，气溶胶浓度比较稳定所致的。而 B 点离太湖很近又位于长兴县的郊区，在八九点后可能由于太阳辐射增强，人类活动的影响增强，再加上冬季盛行的北风带来北方城市烟尘的影响也会使气溶胶浓度由低渐强，而到了 11 点后整个地区气溶胶浓度会持续平衡一段时间。

当 TERRA 星过境时，由光度计测量得到的 τ_{550} 值 0.397, 0.314 和 0.696 就分别代表了 1 月 9 日，7 月 30 日，31 日时真实值。相似地，表 5.3 中各个点的水面等效反射率也就看作此时的真实值，将被当作地面反射率（即为 6S 模式中的 ρ_0 ）项被用于生成查找表（LUT）的一项重要的辐射传输计算的输入参量。

图 5.1, 5.2, MODIS BAND1 表观反射率随着 τ_{550} 和 ρ_0 的变化。从图 5.1 可看出大陆型气溶胶类型时，当 $\rho_0 < 30\%$ 时， ρ_0 越小，线越陡，斜率越大，越易于用来反演气溶胶光学厚度。而图 5.2 与图 5.1 相比可以看出，此时的城市型气溶胶类型使得表观反射率不再随气溶胶光学厚度的变化而变化时的地面反射率 ρ_0 降到了 8%，从而使得 $\rho_0 < 8\%$ 的斜率都较大陆型时的要小。

我们以 26 点对应 MODIS 第 1 波段为例，从表 5.3、表 5.4 和表 5.5 分别提取水面反射率 $\rho_0 = \rho_1^e = 0.1144$ ，表观反射率 $\rho_j^m = 0.096$ ，光学厚度 $\tau_{550} = 0.396$ ，再应用到图 5.1, 5.2 中就会发现，对大陆型气溶胶 ρ_1^e ， ρ_j^m 不能用来反演气溶胶。而且若用 ρ_j^m ， τ_{550} 来做大气校正的话，则会订正到负值反射率。对城市型气溶胶， ρ_1^e ， ρ_j^m 由于它的斜率很少，反演气溶胶的误差会很大。

类似，利用其它通道的敏感性实验，把其它通道的地面，表观反射率来判断某种气溶胶类型是否能够反演，或是不是易于来反演（即反演气溶胶的误差小）。这样，我们判断出：不论是大陆型还是城市型气溶胶类型都不适用于太湖地区。

在所有的假定之中，如均匀，郎伯体，大气模式等，气溶胶模型可能是最大的误差因素（李成才等，2005）。因此我们应用基于查找表和最小化的技术（即

式 5.6 中 ε 为最小值时)得到了太湖地区自定义的气溶胶类型如表 5.6 示。它们是介于大陆型和城市型之中的气溶胶类型。

表 5.6 太湖地区冬季和夏季的气溶胶类型

太湖	Dust-like	Water-soluble	Oceanic	Soot
冬季	0.50	0.29	0	0.21
夏季	0.48	0.50	0	0.02

比较表 5.6 中冬季和夏季太湖地区气溶胶类型，其中的三种基本气溶胶粒子，这两种类型主要的不同体现在水溶性粒子(water-soluble)和煤烟粒子(soot)上，对沙尘性粒子(dust-like)变化很少，几乎相同。这从太湖的地理环境来看也是容易理解的：由于太湖周边没有大的沙尘粒子源，被周边发达的工业城市所围绕。在夏季由于平均气温比冬季要高得多，从而使水汽更易于蒸发，而在冬季气温较低，再加上由于人类活动如烟煤燃烧，采暖等的加剧，烟尘性粒子更易于积聚。

从表 5.5 中 Angstrom 的波长指数 α ，它可以看作是气候的平均值。我们知道太湖冬季的气溶胶类型也应该接近是工业型，因为太湖冬季 α 的平均值是 1.05 ± 0.09 (王跃思, 辛金元等, 2006), 而城市工业型气溶胶 $1.1 \leq \alpha \leq 2.4$ (Dubovik et al, 2002). 波长指数 α 在夏季要比在冬季大的多，这也与文献 (李成才, 毛节泰, 2003) 的研究成果是一致的。主要是因为中国东部以人类活动产生的气溶胶为主，但在春季、秋季、冬季受到来自北方沙尘的影响显著。人口密集城市地区气溶胶指数低于夏季和周边地区，显示城市地区由于人类活动产生的扬尘、煤烟等大粒子占有相当比例。这儿还可以从表 5.6 中冬季，夏季气溶胶类型的各个组分得到解释：因为这三类组分中 dust 粒子平均半径最大，其次是 soot 粒子，最小的是 water-soluble 粒子 (刘玉洁, 2001)。在夏季太湖区域，dust 体积百分比要小于冬季，而且最小粒子 water-soluble 比例要大的多，soot 比例要少，故总体上夏季粒子平均大小要比冬季小的多，所以夏季的波长指数 α 要明显高于冬季的。(请参见第三章图 3.7)

6) 结论

本节我们应用从水面光谱到岸上大气测量，从地基到星基的遥感数据相结合，基于自定义气溶胶类型的查找表和总相对偏差最小化的技术确定了在太湖地

区冬季和夏季的气溶胶类型（表 5.6）。

一般的使用大陆型和城市型的气溶胶，已不能满足更精确的气溶胶反演和大气校正的需要。通过所确定的自定义气溶胶类型更能接近于研究区的实际，与常用的大陆型和城市型相比较，可以说在太湖地区的气溶胶类型应属于两者的混合型，在冬季具有城市型的特点多一些，在夏季则具有大陆型的特点多一些。

本节试图提供这样一种确定气溶胶类型的方法：联合应用 MODIS 和太阳光度计 CE318 数据结合地面准同步的光谱测量可以确定不同季节当地的气溶胶类型，有助于将来应用在精确的大气校正过程中。

5.2.2 太湖上空气溶胶光学厚度的反演

只要是基于辐射传输方程的方法进行气溶胶光学厚度的反演，总是要解决两大问题，一是气溶胶类型的选择，另一个便是如何直接或间接获得地面的反射率。

本小节是在上一小节的基础上，即确定了太湖地区的气溶胶类型后进行气溶胶光学厚度的反演工作的。这里的反演算法也是基于查找表的方法。它和上一小节中的查找表算法思想相同，不过是输入量有部分变化和目标的输出量有变化。即气溶胶类型现作为已知输入量，而光学厚度做为可变量，查找后得到就是输出的气溶胶光学厚度。

在实际反演过程中，是由辐射传输模式（如 6S，MODTRAN 等）来求解大气中的辐射过程。通常首先确定大气参数，然后根据不同的太阳入射角和卫星观测角，取不同的大气气溶胶光学厚度，由辐射传输模式计算得到不同条件下卫星接收到的表观辐亮度或表观反射率，制作一个查找表。在反演过程中，假定特定的大气条件，根据辐射的入射和接收角度以及卫星测得的辐亮度或反射率，由查找表查出对应的光学厚度。

根据应用的目标，任务不同，所需要建立查找表的大小也不同，工作量也有很大差别。这主要是建立查找表的过程是把各种输入参数代入进行求解辐射传输方程的运算，这个过程往往要消耗大量的计算机资源。但也正是先期的这种耗时的工作为以后的反演过程也就是查找过程节约了大量的时间。当然查找的过程也涉及一些查找方法策略的问题，但这不是本算法研究的关键问题，故在这里不考虑查找过程的效率问题。

本小节先是以太湖实验所测的单点观测值反演气溶胶光学厚度来实现较简

单算法的过程，再对太湖 MODIS 影像逐像元反演气溶胶的算法设计做一简单介绍。

1) 基于水面单点测量值的气溶胶光学厚度反演

一方面来实现单点气溶胶光学厚度的反演，另一方面也是对上一小节所得太湖地区自定义气溶胶类型的验证。

这里以 2006 年 1 月 9 日测量的 26 点为例，该点的观测几何，大气条件，水面反射率同上一小节。反演结果见图 5.7

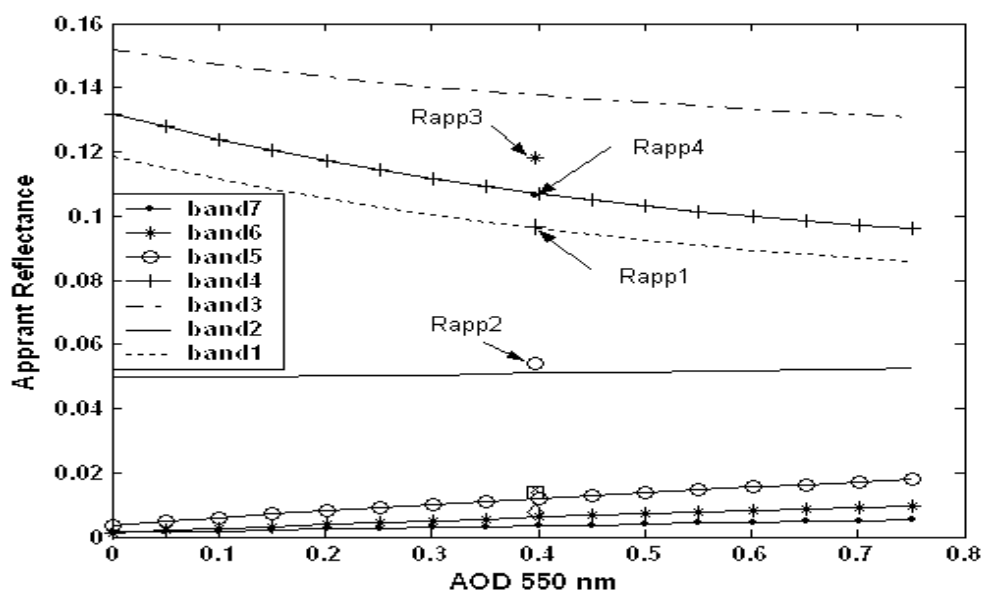


图 5.7 MODIS 的不同波段对应的星上表观反射率随光学厚度的变化（水面 26 测量点）

图中除了水面反射率 7 个波段所对应的变化线外，还标出了实际气溶胶和表观反射率的位置 (τ_{550} , $Rapp_j$) $j=1,4$ 波段，5-7 由于重叠在一起未标。

由图中可看出该点与各个对应的变化线的关系。从该点作一平行于 AOD550 轴的直线，与同波段的变化线有交点的坐标对应的横坐标即为查找反演出来的气溶胶光学厚度。没有交点的不能反演，该点与交点间，离得远，误差就大，甚至不能用来反演气溶胶光学厚度。

综合来看图 5.7 宜于用来反演的两个波段为 Band 1, 和 Band 4, Band 2 用来演的误差较大。

2) 太湖 MODIS 影像逐像元反演气溶胶

选择合适的 MODIS 影像波段后，再进行反演的策略简述如下：

1) 气溶胶类型仍用太湖自定义类型（选取冬夏季节的类型）

2) 水面反射率更新 6S 内的水体光谱

先考虑利用全太湖实验测量点实测光谱得到的水面反射率, 假设不随时间的变化, 再考虑把太湖分为几个典型区域, 得到各个分区的平均水面光谱反射率。

3) 大气模式一般取中纬度冬季和中纬度夏季

4) 再将观测几何

θ_s , θ_v , $\Delta\phi = \phi_s - \phi_v$ 按一定的步长取值, 设 ns 、 nv 、 nd 为它们取值

5) 再把 τ_{550} 按一定的步长取值。设 nt 取值的次数

各种步长的间隔大小与要求查找表的精度有关系。

从上可知, 设运行一次 6S 模式的时间为 t_0

则建立整个寻找表的总时间 T 为:

$$T = 2 * 2 * ns * nv * nd * nt * t_0$$

可以看出各个变化的取值数增加 1 就是增加了 1 倍的运算量。所以建查找表时要充分考虑计算机资源与查找的精度, 后来查找反演的效率来综合考虑, 以取得最佳的可业务运行的查找表库。

5.2.3 太湖地区气溶胶光学特性分析

气溶胶的光学特性也许是气溶胶的各种物理特性中最特殊也是最重要的物理特性之一 (卢正永, 2000) 正是由于气溶胶粒子的光学作用 (吸收和散射作用), 才给我们提供了直接测定和应用气溶胶各种特性的可能。

文献 (Vermote, 1997) 给出 4 种基本气溶胶粒子的复折射指数, 煤烟性 (Soot) 气溶胶的折射率虚部是其他类型的 3-8 个量级, 具有最大的吸收性, 对入射辐射和地面反射回的辐射吸收作用大, 会使卫星接收到的表观反射率下降。

本节是在 2.2.5 节的理论和 5.2.1 节的基础上, 通过对单个粒子 Mie 散射程序的改造, 使之能进行粒子群即多分散体系的计算, 还能够计算散射相矩阵里的散射相函数 $p(\theta)$ 和偏振相函数 $q(\theta)$, θ 为散射角。 $p(\theta)$, $q(\theta)$ 分别对应于式 (2.44) 和 (2.46), 和其它的气溶胶粒子的光学参数, 如衰减系数, 单次散射反照率, 不对称因子等。下面分别对单分子体系和多分散体系来计算气溶胶的光学特性。

1) 单分子体系: 气溶胶粒子还是以 1983 年国际气象与大气物理协会 (IAMAP) 提出的标准辐射大气 (SRA) 模型中的四种基本粒子

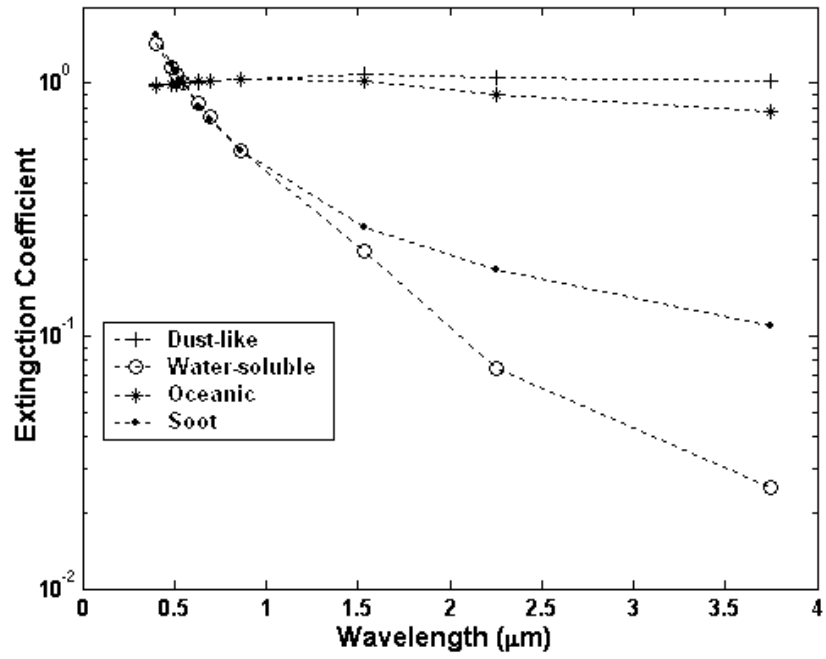


图 5.8 SRA 中四种基本粒子的衰减系数对波长的变化

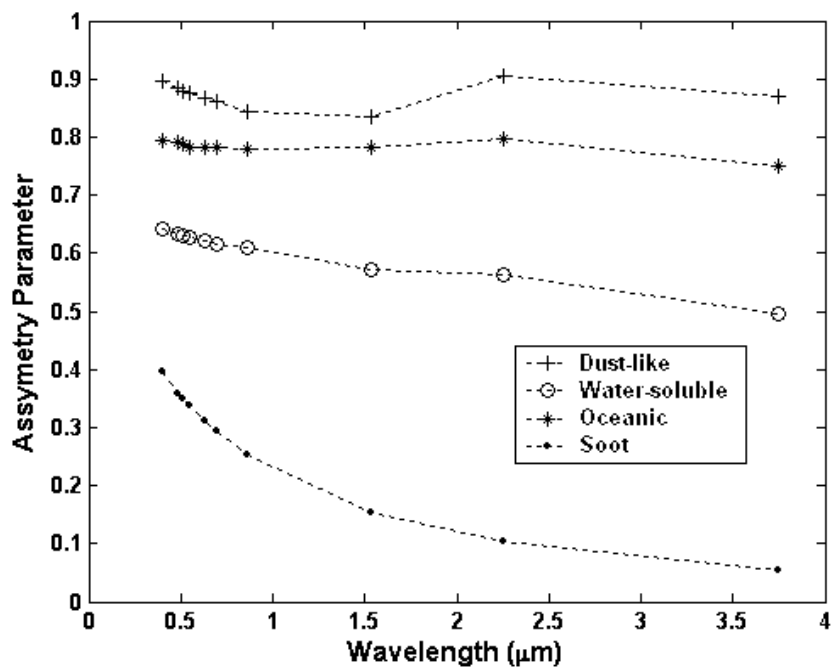


图 5.9 SRA 中四种基本粒子的不对称因子对波长的变化

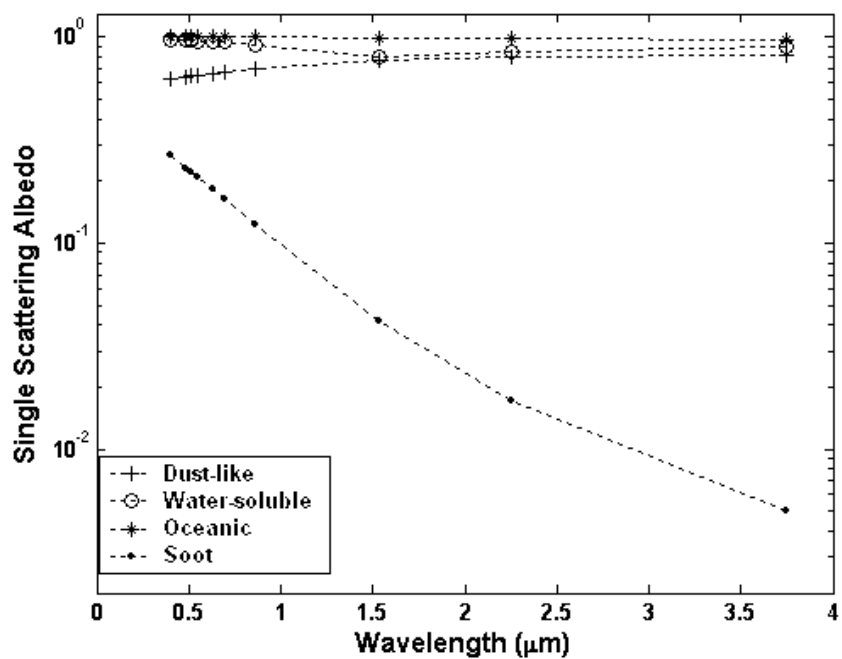


图 5.10 SRA 中四种基本粒子的单次散射反照率对波长的变化

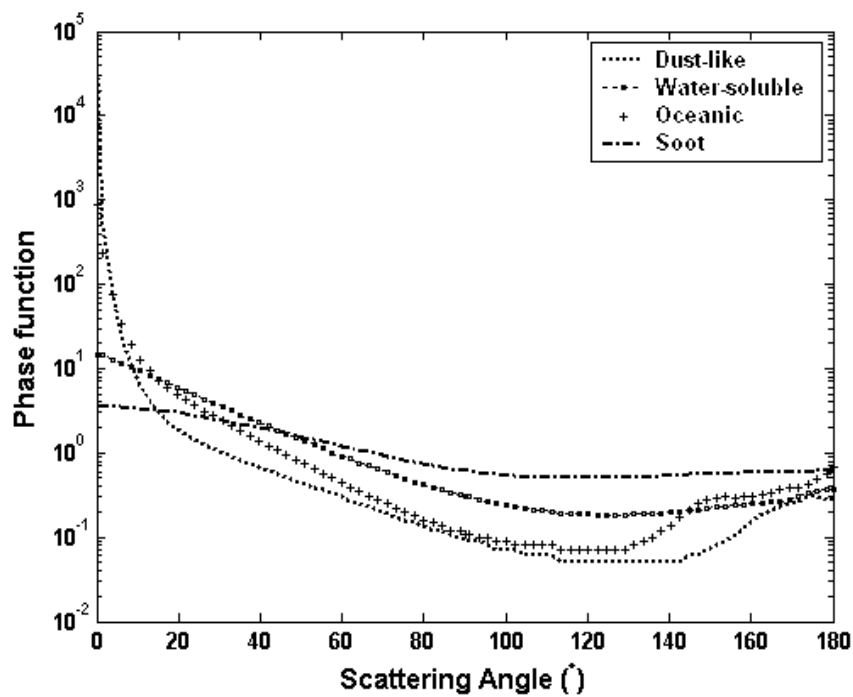


图 5.11 SRA 中四种基本粒子的散射相函数

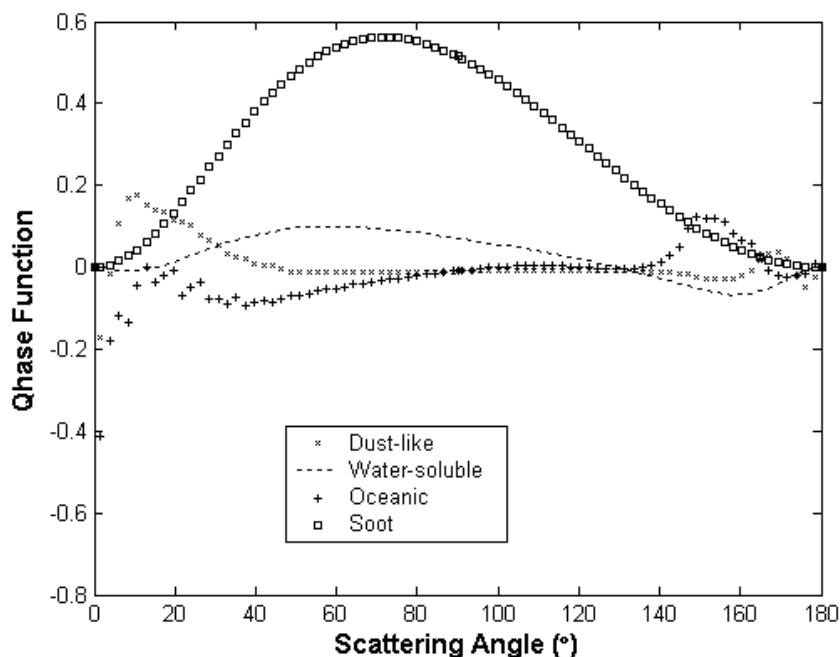


图 5.12 SRA 中四种基本粒子的偏振散射相函数

说明: 这里为了区别一般意义上的散射相函数(phase function)把偏振散射函数用 qhase function 表示。

比较图 5.11 和 5.12 可知, 对四种粒子, 气溶胶粒子对偏振更加敏感, 带有强度信息的散射相函数前向强烈变化, 基本粒子相互间变化不大。而带有偏振信息带有比强度信息不同的特点, 这也是对气溶胶可用偏振探测遥感的特点和优势。

2) 多分散体系: 气溶胶粒子群

这里主要研究太湖实际的气溶胶粒子组成的多分散体系。对冬季和夏季的气溶胶自定义体积浓度比, 和典型大陆型和城市型一同进行计算比较其光学特性。

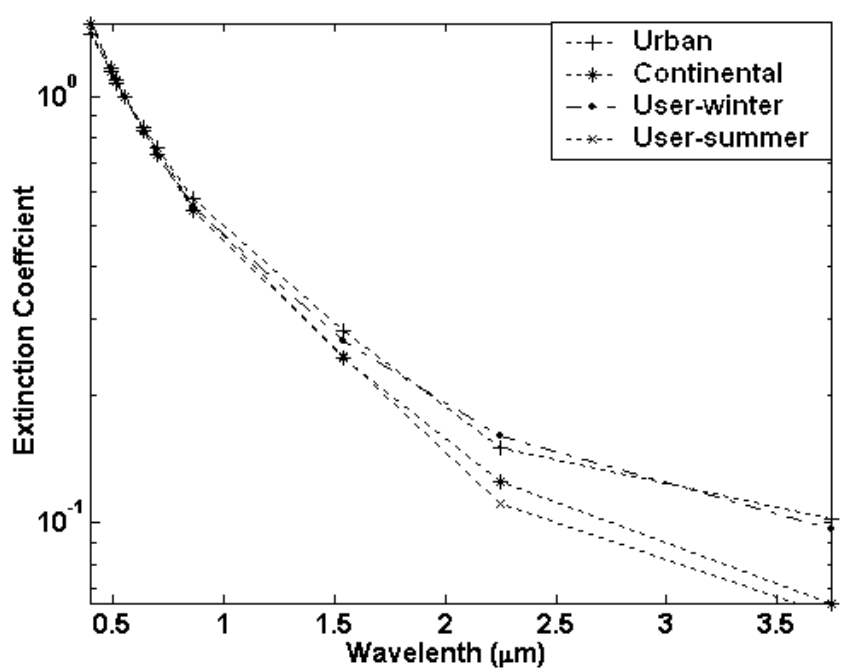


图 5.13 四种气溶胶类型的衰减系数

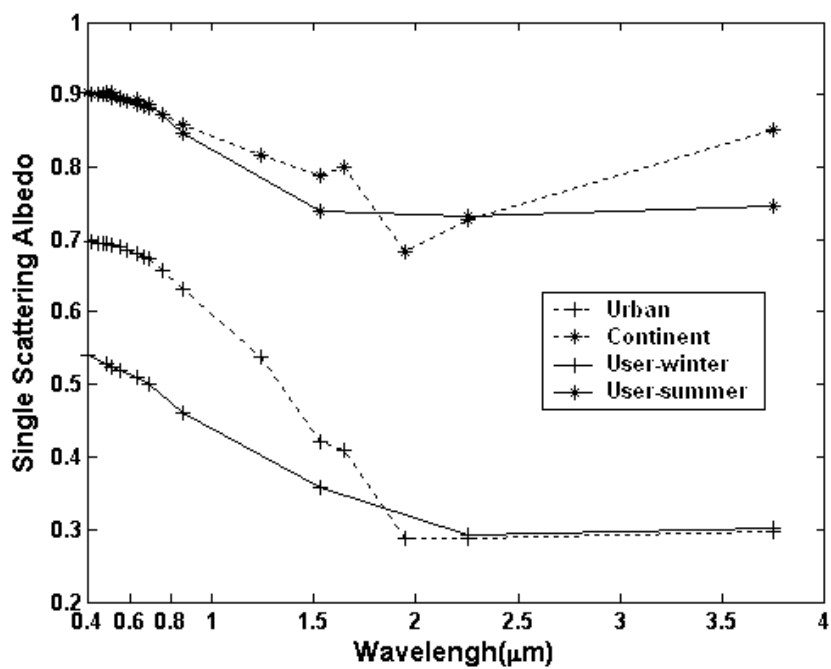


图 5.14 四种气溶胶类型的单次散射反照率

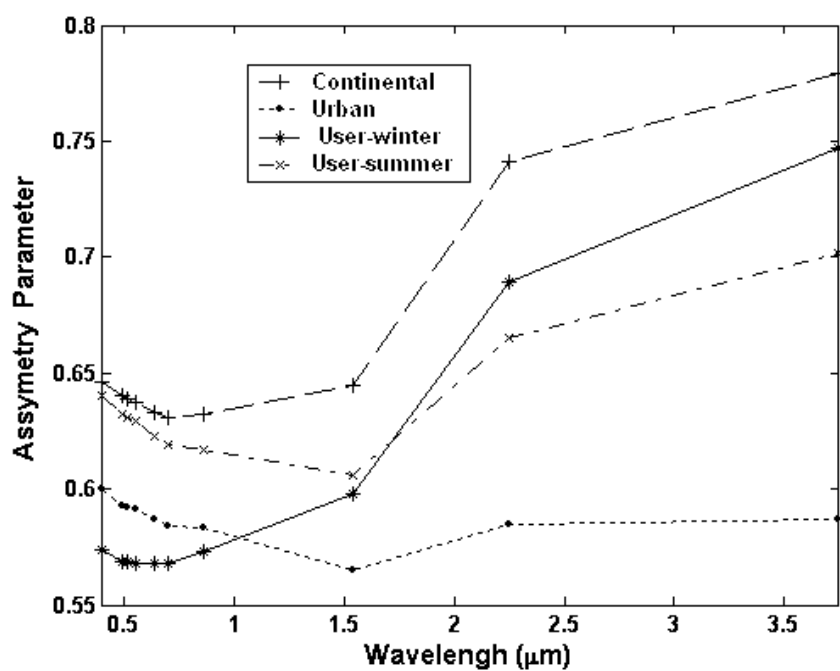


图 5.15 四种气溶胶类型的不对称因子

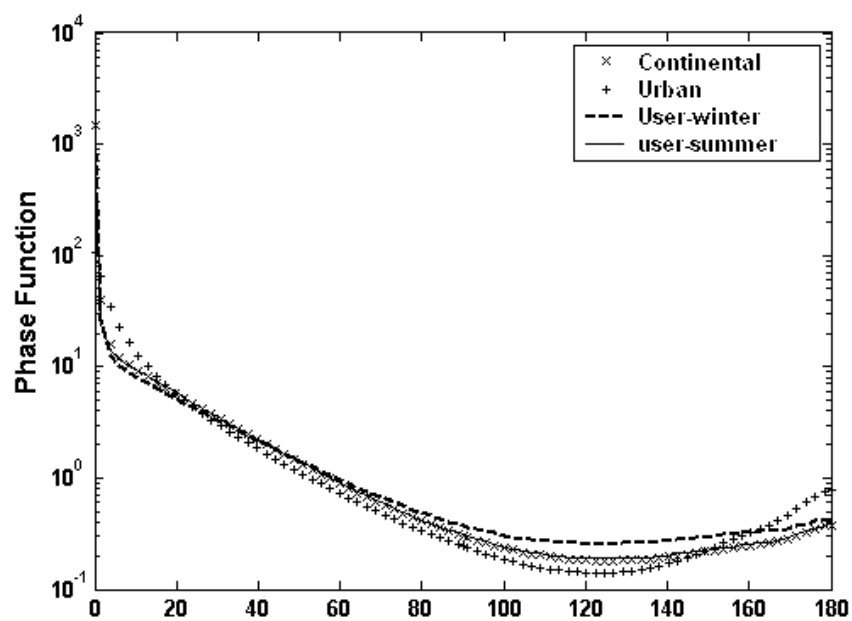


图 5.16 四种气溶胶类型的散射相函数

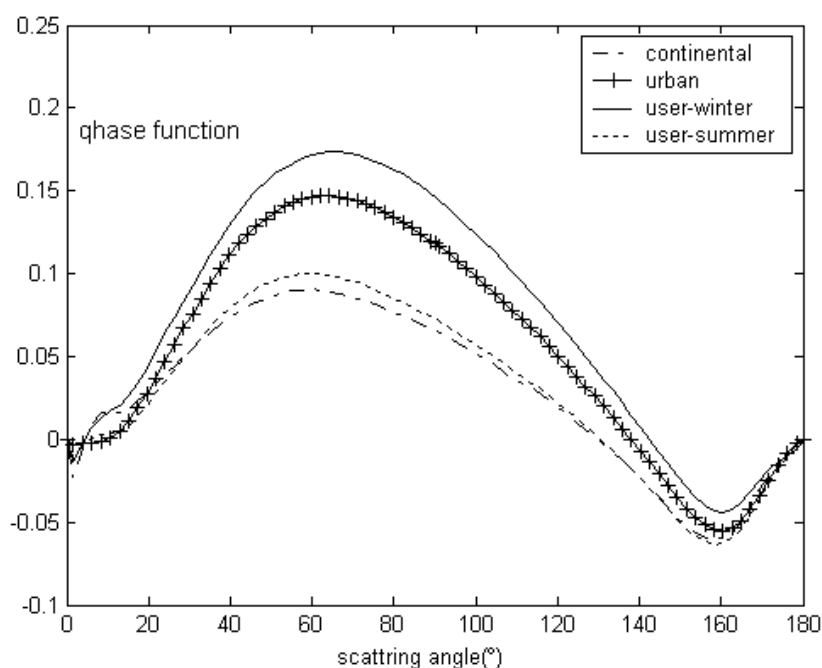


图 5.17 四种气溶胶类型的偏振相函数

从图 13 到 17 表现出了太湖地区的气溶胶光学特性和城市型,大陆型的气溶胶光学特性相比较,有的表现在两个典型气溶胶类型之间,而且大都有明显的不同,这也说明了在太湖地区确定气溶胶类型很有其必要性。

还需说明的是,气溶胶类型的确定实际上主要是确定气溶胶粒子的有效半径和折射指数等一些信息,而气溶胶粒子的有效半径和折射指数,实际上对相对湿度非常敏感,即使气溶胶化学组分不变,相对湿度的变化,也将导致气溶胶光学特性的改变。所以季节性的气溶胶类型也是一个较为粗的处理方法。精确反演气溶胶光学厚度,气溶胶类型的确定还应该建立在每日实时资料的基础上。

参考文献

- Kaufman, Y. J., Wald, A. E., Remer, L. A., Gao, B.-C., Li, R.-R., & Flynn, L. The MODIS 2.1 μm channel - Correlation with visible reflectance for use in remote sensing of aerosol, IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 1997, 35(5), 1286-1298
- Kaufman, Y.J., D. Tanre, L. Remer, E. Vermote, et al., Remote Sensing of Tropospheric Aerosols from EOS-MODIS over Land. J. Geophys. Res., 1997, 102, 17051-17067.
- Kaufman, Y.J., D. Tanre, Algorithm for remote sensing of tropospheric aerosol from MODIS, MODIS ATBD, 1998.
- Kaufman, and C. Sendra, 1988: Algorithm for automatic atmospheric corrections to visible and near-IR satellite imagery. Int. J. Remote Sens., 9, 1357-1381.
- Kaufman Y., A. Wald, L. A. Remer, B. C. Gao, R. R. U., and L. Flynn, 1997b: Remote sensing of aerosol over the continents with the aid of a 2.2 μm channel. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 36, 1286-1298.
- Ahmad Z. and R. S. Fraser, 1982. An iterative radiative transfer code for ocean-atmosphere system, J. Atmos. Sci., 39, 656-665
- Kaufman, A. Gitelson, A. Karnieli, E. Ganor, R. S. Fraser, T. Nakajima, S. Mattoo, and B. N. Holben, 1994: Size distribution and phase function of aerosol particles retrieved from sky brightness measurements. J. Geophys. Res., 99, 10 341-10 356.
- 刘玉洁, 杨忠东等 2001. MODIS 遥感信息处理原理与算法 北京: 科学出版社
- Tanré, D. Kaufman, Y.J. Herman M, et al. 1997. Remote sensing of aerosol properties over oceans using the MODIS/EOS spectral radiance [J]. J. Geophys. Res., 102: 16971-16988
- Remer, L. A., Tanré, D. and Kaufman Y. J. 2006. MODIS ATBD: Algorithm for remote sensing of tropospheric aerosol from MODIS: Collection 5. Product ID: MOD04/MYD04-C005:3-20
- 李成才等 2005, 利用 MODIS 资料遥感香港地区高分辨率气溶胶光学厚度, 大气科学, 29, 3: 335-342
- 卢正永, 2000. 气溶胶科学引论 [M]. 北京: 原子能出版社
- 王跃思, 辛金元等, 2006. 中国地区大气气溶胶光学厚度与 Angstrom 参数联网观测

(2004-08~2004-12) 环境科学 27, 19: 1703-1711

Dubovik O, Holben B N, Eck T F, et al, 2002 .Variability of Absorption and optical properties of key aerosol types observed in worldwide Locations. [J] Journal of the Atmospheric Sciences, 59: 590-608.

Vermote, E., Tanre D., Deuze J.L., Herman M., and Morcrette J.J., Second Simulation of the Satellite Signal in the Solar Spectrum (6S), 6s User Guide Version 2, July 1997.

第六章 总结与展望

6.1 总结

本文以太湖为研究对象，通过水面光谱实验采集，地基太阳光度计大气测量，和当天的 MODIS 遥感影像，联合遥感太湖地区的大气特性，其中对大气的水汽总量和气溶胶光学厚度做了重点研究。

主要研究成果介绍如下：

1) 改进了利用太阳光度计直射数据反演光学厚度的算法。

主要是考虑了影响气溶胶反演误差的各种因素，在大气光学质量，Rayleigh 光学厚度，臭氧的吸收系数的计算方面做了改进，特别是 Rayleigh 标准光学厚度积分式的计算中考虑了复折射指数，退极化因子等方面的因素。计算结果表明该算法提高了反演的精度。

2) 提出了一种新的太阳光度计定标方法。

研究比较了太阳光度计直射通道的各种定标技术，并应用于实际的实验测量中。除了 Langley 法，标准传递法外，并在理论上提出了一种新的定标方法。

3) 光度计和 MODIS 联合反演大气水汽总量。

确定了光度计用改进 Langley 法中的瞬态法，和 MODIS 的近红外两波段比值法效果较好，最后获得逐像元的水汽总量。

4) 提出了一种实验确定气溶胶类型的方法。

通过与卫星影像准同步的地面光谱，和太阳光度计实验，利用辐射传输模式 6S，变化气溶胶类型各组分，建立关于星上辐射的查找表，并利用新定义的相对误差参量，在其总误差最小时确定气溶胶类型。

5) 实现、改进并扩展计算单球粒子的 Mie 散射程序。

可以计算多分散体系的大气气溶胶粒子群并包括偏振的光学特性，并用于实际太湖地区大气气溶胶偏振散射相函数等光学特性的计算中。

6.2 展望

本文存在的不足问题:

- 1) 只考虑了太阳光度计的直射通道定标技术和数据处理的反演算法。
- 2) 对所确定的太湖地区的气溶胶类型, 缺少实测资料来验证。
- 3) 所改进的 MIE 散射程序考虑的是对球形粒子的光学特性的计算。

后续的研究, 将针对本文研究之不足计划开展如下的工作:

- 1) 发展太阳光度计的天空扫描时通道的定标技术, 处理太阳光度计的天空及带偏振的数据资料

- a. 发展基于辐射传输的用于太阳光度计天空扫描通道的定标技术。

由于现在太阳光度计的天空扫描通道的定标主要是在实验室内进行的, 而用于野外测量的仪器, 因为业务的需要不能经常进行天空通道的定标。故需要在结合太阳直射定标技术的基础上, 发展出基于辐射传输计算的用于天空扫描通道的定标新技术。

- b. 处理太阳光度计的天空及偏振资料, 进行气溶胶物理特性和光学特性的反演。

最新型的太阳光度计有六个波段, 每个波段三个方向的偏振通道, 可提供更多的气溶胶信息。对其资料的处理可反演得到气溶胶的复折射指数, 粒子谱分布, 单次散射反照率, 散射相函数, 及偏振散射相函数等。

- 2) 所确定的太湖地区的气溶胶类型, 和计算出来的光学特性需要有实测资料来验证。

- a. 可通过对太阳光度计实验资料的处理得到反演结果做验证

- b. 还可考虑通过对太湖地区实验的大气采样来进行气溶胶粒子源、类型及粒子谱分布的验证。

- 3) 进行非球形粒子气溶胶的物理特性和光学特性的研究。

现在国内关于反演气溶胶的算法中, 主要是针对球形粒子的, 而现实中大量非球形气溶胶粒子的存在, 这也是气溶胶反演误差的原因之一。故进行针对非球形粒子气溶胶物理特性和光学特性的研究很有实际的意义。

- 4) 进行内陆水体上空的大气校正研究。

在本文水汽总量和气溶胶光学厚度反演的基础上, 进一步进行内陆水体上空

的大气校正，进行精确的水色遥感反演的研究。

攻读博士期间参加课题情况

- 1) 2004 年 10-12 月 林科院子课题——MODIS 影像数据大气校正算法中大气校正部分。
- 2) 2005 年 5 月 参与 REMS 遥感环境监测系统中软件测试部分工作。
- 3) 2006 年 3 月 北京一号在轨测试仪中大气实验与处理部分。
- 4) 2006 年 7 月 Beijing-1 北京一号定标处理软件开发, 定标系数部分的技术支持。
- 5) 2005 年 5 月-2007 年 6 月 中国科学院知识创新重要方向性项目——内陆水体三种典型水质参数遥感监测关键技术研究, 负责大气测量与处理部分。

攻读博士期间发表论文情况

胡方超, 王振会, 陈钟荣 小旋转椭球粒子群轴向呈正态分布时散射特性 高原气象
2005,24(6):948-956

Hu Fangchao, Zhang Bing, Zhang Xia, Li Junsheng, Shen Qian, Chen Zhengchao, Tong Qingxi
Comparison of Aerosol Optic Depth Derived from TAIHU Observations with the Sun-photometer
CE318 and Retrieved from MODIS Data The 3rd International Symposium on Future Intelligent
Earth Observing Satellites (FIEOS), 2006

HU Fang-chao, ZHANG Bing, CHEN Zheng-chao, ZHANG Xia, LI Jun-sheng, SHEN Qian,
TONG Qing-xi Investigation of Atmospheric Aerosol Optical Properties over Lake Taihu Using
MODIS and CE318 Data International Symposium on Photoelectronic Detection and Imaging
Technology and Application 2007 (ISPDI 2007) (accepted)

Zhengchao Chen, **Fangchao Hu**, Bing Zhang, et al Vicarious Calibration of Beijing-1
Multispectral Sensors Using Airborne Hyperspectral Imager (WHI) and Terra/MODIS. SPIE Fifth
International Symposium on Multispectral Image Precessing and Pattern Recognition (MIPPR
2007)

胡方超 张兵 陈正超 张霞 李俊生 申茜 童庆禧 利用太阳光度计CE318反演气溶胶光学厚
度改进算法的研究光学技术 2007 增刊 (接收)

卫征, 胡方超, 张兵 大气折射对航空 CCD 成像精度影响的研究 遥感学报 2006, 10 (5)
651-656

张霞, 张兵, 胡方超, 童庆禧 航天成像光谱仪 CHRIS 辐射与光谱性能评价 中国科学 E 辑
2006, 36, z1

参与编写的专著

高光谱遥感---原理、技术与应用 (中国科学院研究生院教材) 童庆禧 张兵 郑兰芬 等著
高等教育出版社 2006

高光谱遥感的多学科应用 童庆禧, 张兵, 郑兰芬 主编 电子工业出版社 2006.5

致谢

衷心感谢我的导师童庆禧院士、郑兰芬研究员和张兵研究员。童先生高屋建瓴，总揽全局的大家风范，其敏锐的洞察力，旺盛的精力，忘我的工作热情，对国家的无私奉献精神是我等晚辈后学，终生学习、景仰的典范。非常感谢三年来郑老师对我的生活、学习与工作的关心、爱护和指导；深深感谢导师张兵研究员对我完成论文的悉心指导，自己所取得的每个进步都离不开他的辛勤工作，并为我提供了良好的学习、科研环境。导师们渊博的学识、不断求新探索的科学精神，敏锐的思想，严谨求实的治学态度都给我留下了深刻的印象，并对我的学业有着深刻的影响，也将激励我在以后的科研道路上继续奋勇前行。

衷心感谢高光谱研究室这个和谐、温暖的集体。感谢张霞师姐，方俊永，陈正超几年来在生活、学习、科研等方面给我大力支持与帮助；感谢耿修瑞、卫征、李兴、胡兴堂，感谢一起毕业的高连如，李俊生给予的支持与帮助，以及一起学习的焦全军、刘学、罗文斐、刘翔、张靓、李庆亭、温健婷、刘波、李儒等师弟师妹们，感谢申茜、张文娟、和海霞、张浩在我论文校对方面的帮助，感谢周丽萍工作学习上的帮助。

感谢所办的余琦老师，研究生部吴晓清，刘戈平老师在生活、学习方面提供的帮助与方便；感谢本所许多其他老师在学业上给我的帮助和鼓励。

感谢南京信息工程大学张培昌教授，王振会教授多年来对我的关心与指导。

感谢中科院大气所陈洪滨、肖辉研究员热心地指导，刘淑秋老师的关心和帮助。

感谢国家海洋应用中心唐军武老师给予的帮助与指导。

感谢好友北京大学刘新罡博士，中科院大气所赵震、廖飞博士，南航李杰博士，东南大学吴海勇博士，南京地理与湖泊所的张运林、赵巧华博士，本所毛克彪、刘大伟、王磊、刘三超、周冠华博士等，并感谢山东科技大学的孙林博士和法国李耳大学的李正强博士后，与他们的交流让我受益非浅。

最后，我要由衷的感谢我已年迈的岳父母和父母亲大人，他们对儿女无私的爱、理解、关心和宽容一直是我的精神动力与精神支柱；感谢哥哥姐姐们为我分担了家庭的压力；更要深深感谢我的妻子和女儿一直对我工作学习上理解与支持。没有你们帮助与鼓励，我的求学之路将会倍加艰辛！

值此论文完成之际，向所有曾经关心、帮助、支持过我的老师，同学，朋友和家人表示最诚挚的谢意！

胡方超

2007年5月31日 于遥感所