

Warren M. Washington

Claire L. Parkinson



三维气候 模拟引论

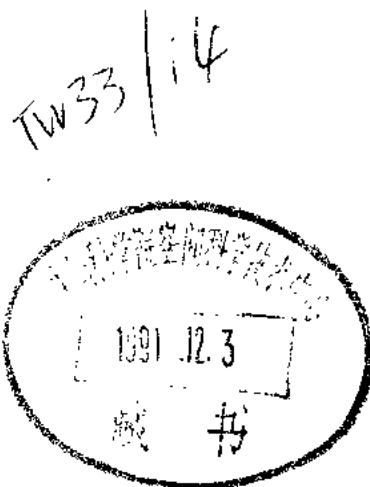


气象出版社

三维气候模拟引论

Warren M. Washington Claire L. Parkinson

马淑芬 朱福康 刘余滨 译校
杨长新 祝昌汉 李术华



气象出版社

107142

内 容 简 介

本书较完整、系统地阐述了三维全球气候模拟的基本理论和基本方程组，并详细介绍了有关模式设计的计算技巧和参数化的处理。此外还概括了目前世界上所使用的大气模式、海洋模式、海冰模式的基本特征，并给出了一些模拟个例。附录中有气候模拟中常用的计算机程序。书后附有369篇有关气候模拟的重要参考文献。

本书可供气象、海洋以及水文学科的研究人员参考，也可作为与气候模拟有关的专业教科书。

An Introduction to Three-Dimensional Climate Modeling

Warren M. Washington Claire L. Parkinson

University Science Books

Mill Valley, California

Oxford University Press

Oxford New York

1986

* * *

三 维 气 候 模 拟 引 论

马淑芬 朱福康 刘余滨

杨长新 祝昌汉 李术华

译校

责任编辑 曾令慧

* * *

气象出版社出版

(北京西郊白石桥路48号)

北京环球科技印刷厂印刷

新华书店总店科技发行所发行 全国各地新华书店经销

* * *

开本: 787×1092 1/16 印张: 15.875 字数: 393千字

1991年3月第一版 1991年3月第一次印刷

印数: 1—1000 定价: 11.00元

ISBN 7-5029-0521-9/P·0298

SPRINGER

前 言

本书的目的是为研制和使用全球气候系统（包括大气、海洋、陆地和海冰等4个主要组成部分）三维计算机模式提供一个概论。从基本原理和最新发展的角度，研究了这4个主要组成部分的过程以及它们之间的相互作用。在讨论每个问题时，我们试图说明理论是如何从基本点一步一步发展起来的，又如何能够恰当地说明气候系统的某个问题。例如，最新的大气环流模式是从早期的数值天气预报模式发展而来的，而早期的数值天气预报模式又是从简单的理论模式发展而来的。今天的模拟和预报比几十年以前好得多，在模拟大气、海洋和海冰主要特征方面取得了较好的效果。

绝大多数涉及气候模式研制方面的评论性文章，都假定读者在大气和海洋动力学方面已掌握了必备的知识。但是，随着气候模式在大学科学、地理学、地质学、水文学和海洋学等新领域中日益广泛使用，有必要从更基本的水平上来叙述这些模式。本书就想填补这个空白。

本书是这样安排的，原先只笼统知道气候模式的读者将能够得到下述的知识：模式想模拟什么？模式是如何构成的？模式模拟得到什么好的结果？模式是如何用来计算和预报的？第一章是引言。第二章主要从观测事实叙述气候系统。第三章和第四章是两个理论章节，叙述了全球气候模式中的方程和数值解法，以及各种物理近似和数值近似。第五章给出了模式如何成功地模拟气候系统各种问题（包括全球风、温度、雨量、海流和海冰的基本分布型式）的许多例子。在很多情况下，本章中同时给出模拟场和实测场，易于比较。第六章将例举模式模拟气候对外来条件变化的响应，诸如对太阳辐射变化的响应和对大气二氧化碳增加的响应。就定性意义上来说，这些响应是可以预报的，但由于气候系统中有多次反馈，很多响应无法预报，所以数值模拟方法是一种行之有效的方法，而用其他方法是无法得到的。最后，由于这个领域发展很快，第七章将对未来的发展作某些讨论。本书还附有一系列附录，对某些方面提供更详细的技术内容，特别是提供了计算机程序编码，使读者能使用台式计算机对简单的气候系统数值模式取得第一手资料。

虽然假定读者已具备了计算方法和初等物理学的某些知识，但本书仍是一本教科书。它可供气候系统大气环流模拟的研究生作教材用，作为大气科学和海洋科学的高级课程的补充材料，或作为自学课本，对想获得有关三维气候系统计算机模式基本原理的非本专业的读者来说，希望这本书已经够用了。因此可作为深入学习科学杂志和高级课本的基础书。我们也希望这本书将帮助尚未从事过气候模拟的科学家能了解到各种模式的优缺点，使他们能认识到在各自的研究中应用这些模式的可能性。

（致谢部分略）

（朱福康译，马淑芬校）

目 录

前言

第一章 引言	1
第二章 气候系统的物理描述	4
一、大气	4
1. 大气成分	4
2. 温度廓线	4
3. 能量平衡	5
4. 地面平均温度分布	7
5. 大尺度环流型——三圈环流	7
6. 海陆风和季风	12
二、海洋	13
1. 海水成分	14
2. 海温	15
3. 海洋环流	17
三、海冰	20
1. 全球海冰分布	20
2. 海冰的形成和增长	21
3. 海冰消融	24
4. 海冰成分和特性	24
5. 海冰外形	25
6. 海冰盖率和移速	25
四、大气—海洋—海冰的相互联系	26
1. 大气作用	26
2. 海洋作用	28
3. 大气—海洋相互联系的一个例子：El Niño和南方涛动	28
4. 海冰作用	29
第三章 基本模式方程组	32
一、基本方程组	32
1. 动量守恒	32
2. 质量守恒	38
3. 热力学第一定律	39
4. 状态方程	39
二、大气基本预报方程组的总结	41
三、垂直坐标系	41
四、大气和海洋动力学	44
1. 涡度和散度方程	44
2. Rossby波动方程	46

3. 斜压模式	48
五、早期大气环流模式	49
六、辐射和云过程	50
1. 辐射：基本原理	51
2. 辐射：物理定律	53
3. 太阳辐射	57
4. 净加热率或冷却率	59
5. 云	61
6. 降水和云过程	61
7. 对流调整参数化	66
8. 更加改进的积云对流方案	67
七、地面过程	68
1. 地面边界层通量	68
2. 地表面温度和水文学计算	70
八、海洋模式	73
九、准地转海洋环流模式	78
十、海冰模式	80
1. 冰热力学	81
2. 冰动力学	85
第四章 求解方程组的基本方法	91
一、有限差分	91
二、二维有限差分	95
三、谱方法	103
1. 关于Fourier级数和积分的一般性质	109
四、谱表达式	108
五、谱变换技术	110
六、垂直方向的表达式	118
第五章 现代气候模拟的一些例子	121
一、大气模拟	123
1. 纬向平均温度	123
2. 平均纬向风	123
3. 平均经向风	123
4. 纬向平均垂直速度	125
5. 近地层气温的地理分布	125
6. 海平面气压的地理分布	127
7. 300hPa纬向风的地理分布	128
8. 降水的地理分布	128
9. 模式之间的比较	129
二、海洋模拟	130
1. 海洋环流	130
2. 海洋热量输送	133
3. 海平面高度和温度	136

4. 准地转结果.....	136
三、海冰模拟.....	138
1. 海冰厚度和垂直温度廓线.....	139
2. 海冰厚度和密集度的地理分布.....	140
3. 海冰移速的地理分布.....	142
4. 威德尔冰穴.....	143
5. 冰动力学对海冰模拟的影响.....	146
6. 海冰模拟的成功与失败.....	147
四、大气、海洋、海冰耦合模拟.....	148
五、模拟小组.....	151
第六章 气候敏感性试验	153
一、古气候模拟.....	153
二、EI Niño和南方涛动的模拟	159
三、二氧化碳的气候模拟.....	163
四、核战争可能引起的气候效应.....	168
五、气候敏感性研究综述.....	171
第七章 展望	174
附录A 矢量算法	178
附录B Legendre多项式和Gauss求积	184
附录C 能量方程的推导	188
附录D 有限差分正压预报模式	190
附录E 谱变换方法	195
附录F 有限差分浅水波方程模式	216
附录G 大气环流模式方程	222
附录H 单位缩写	227
附录I 国际单位制 (SI) 的物理常数	229
附录J 换算表	229
附录K 希腊字母表	230
附录L 缩写词	230
参考文献	232

第一章 引言

几百年来，有不少人曾梦想能了解到气候系统是如何运行的，并由此能预报甚至能改造未来的气候。由于现代电子计算机的问世，这个遥远的目的变得日益接近了，因为电子计算机现在有可能从数值上求解支配气候物理定律的许多方程式。这向我们提供了令人兴奋的新可能性，虽然我们 must 小心行事，仔细地了解这种新可能性的局限性及其潜力。

对气候系统认识的进一步提高，将对世界各国的经济生活产生重大的影响。例如，较正确地预报出未来的气候状况，这将有助于确定更合适的时机来播种和收割，将能够预告人类活动对环境的可能危害，诸如砍伐森林和工业排放到地球大气中的二氧化碳及其他痕量气体等人类活动。对短期气候时间尺度（几个月到几年）来说，气候变化中仍有许多不确定性，期望通过计算机模拟试验来减少这种不确定性。例如，依然不完全清楚气候对海温异常的影响（诸如El Niño期间的海温异常），和不完全清楚火山爆发对平流层臭氧含量和大气冷却的影响，后者是由于火山喷射到大气中的微粒将把太阳光反射出地气系统使大气发生冷却。没有计算机模式实际上将不可能对这些问题给出定量的回答，因为它们之间的相互作用是如此地复杂。计算机模式已经成为气候研究中强有力的研究工具，将来会变得越来越有用，特别是当卫星和常规资料网扩大以后，观测数据库将从质量上和空间分布上得到改进。

在18世纪末和19世纪初的很多哲学理论中，已经有了用支配大气、海洋和海冰的物理定律来预报未来气候的认识，这是牛顿力学早期成功的反响。1812年 Laplace 曾生动地谈过，完全知道任一瞬时所有质点的质量、位置和速度，就能够精确地计算出过去和未来的情况。当时已熟知力学经典定律，主要来自1687年出版的牛顿不朽著作《数学原理》，但预报流体场（诸如大气和海洋）具有决定性意义的热力学基本定律，当时还没有发现。19世纪40年代 Robert Mayer, James Joule 和 Hermann von Helmholtz 等各自独立地提出了能量守恒的概念。这样，1850年 Rudolf Clausius 把能量守恒作为热力学第一定律，并确定了热力学第二定律，即在没有外界约束条件下，两个物体之间的热量是从暖的流向冷的。到19世纪末，已经知道了经典物理的基本定律，因此用数值计算方法作精确预报的目的已接近变为现实。

在支配大气或海洋流动的流体动力学方程的文章中，Vilhelm Bjerknes 于1904年 (Bjerknes, 1904) 首先勾划出了研究工作的步骤，至今很多方面还有用。他写道：

“如果像每一个科学家所想的那样，前一个大气状况真的可按照物理学定律发展成下一个大气状况的话，则合理地求解预报问题的充要条件似乎是：

1. 对初始时刻的大气状况具有足够正确的知识。
2. 对大气从一个状况发展成另一个状况的定律具有足够正确的知识。”

后面我们还要讨论，在确定 Bjerknes 所述的这两个条件上我们能力的局限性。

第一次世界大战时期，英国科学家 Lewis Fry Richardson 在红十字会当志愿救护车司机工作之余，仅仅借藉一台小计算机，试图用大气运动基本方程来研究预报天气的能力。当时已经知道，方程非常复杂，不能简单求解，只能求助于用数值近似法求解。实质上是从一

组连续性方程近似地处理为求一组相应的离散性方程的数值解。在《数值天气预报》一书中, Richardson (1922) 一步一步详细地叙述了他的预报方法, 用已有的观测资料如何作欧洲小区域的数值天气预报。由于 Richardson 不知道各种因子在大气中的相对重要性, 所以他包含了大量的大气物理过程。这样拖累了他的计算工作, 所得的预报与实际天气非常不符。但是, 他所遇到的许多问题, 仍然是今天研制气候和天气预报模式工作者所面临的问题。Platzman (1967) 提供了一本引人入胜的历史纪实。Richardson的书在很多方面可作为研制数值模式的蓝本。在现有认识的条件下我们时时还要参考它, 依此阐明这个领域中哪些方面已有了进展, 以及当有问题的地方条件改善后, 哪些可能值得作为未来研究的方向。现有的气候模式有能力模拟大气、海洋和冰雪圈的差不多所有的主要观测特征, 虽然还有相当大的改进余地, 特别是为了得到预想的模拟结果, 对有问题的地方可作必要的调整或“协调”模式中的因子。

再来看看历史的发展, 本世纪40年代末当第一台电子计算机发展以前, 在直接数值求解方面做的工作不多。第一台电子计算机是Aberdeen打靶场的ENIAC (电子数值积分计算机), 几个月后, 在普林斯顿大学数学家John von Neumann领导下建造了一台IAS (高级研究所) 计算机。von Neumann用他新的计算工具解决的第一个问题是预报天气形势。为此他组织了一批科学家, 组长是Jule Charney。如对这一段历史感兴趣, 可参阅Charney等(1950)和Thompson (1978) 的文章。

Charney等在其第一次数值天气预报中, 所用的计算机程序或模式没有包含Richardson所用的一般方程组, 而用的是简化方程组。一般方程组中包含了大气中各种运动, 从声波和重力波到缓慢移动的大尺度气象波。本世纪30年代末, Carl Gustav Rossby发现对一般方程组作适当的近似, 能得到求解天气形势的简化方程组, 实际上是滤掉了不希望要的、数值处理上有麻烦的和气象上不重要的波。Charney及其同事们所用的就是这种简化方程组。几年后, Norman Phillips (1956) 在这种简化方程组中加进了几个简单的强迫作用项, 进行长期积分, 积分结果与初始状况不同, 并给出了大气环流许多特征。这一试验在某种意义上说是以后大气环流模式长期发展的开始。后面几章中将给出Phillips工作的详细内容。

大气环流模拟的最新发展又返回到更接近Richardson所用的一般方程组。Richardson失败的原因, 归结于输入场有误差和要有特定的数值计算方案。一旦毛病诊断出来, 找到了克服的办法, Richardson的一般方程组又可以算下去了。50年代中期, 有好几个科学小组致力于研制数值天气预报, 和拟定了大气环流的模拟方法。特别是Joseph Smagorinsky领导下的美国天气局的大气环流模拟工作, 已成为目前普林斯顿大学地球物理流体动力学实验室(GFDL)工作的核心。GFDL这个实验室现在隶属于美国国家海洋大气局(NOAA), 自它成立以来, 美国和世界各地已相继建立了许多气候模拟中心。

大尺度海洋模拟发展得稍晚一些(于60年代初), 涉及到很多独特的问题, 其中不少问题我们将在本书中谈到。海冰、雪、陆面过程和生物圈重要的大尺度作用的模拟工作发展于60年代中期, 在气候模式中加进去这些作用仅仅刚开始。我们将叙述有关的公式、局限性和海气环流的耦合作用。

在叙述各种气候系统模式的详细情况之前, 第二章将对大气、海洋和冰雪圈的观测事实作一个基本描述。这将为后面的数值模式和模拟结果与大气、海洋和海冰实测分布作比较的讨论打下基础。

第三章给出了适用于大气、海洋和海冰的基本物理定律，包括云辐射、对流、降水、边界传输和小尺度混合等重要过程。第四章阐明了模式方程求解中目前常用的一些数值方法。其余章节集中讨论模拟结果，第五章给出了企图再现现代气候的模拟结果，第六章给出了不同于现在条件的模拟气候的结果。这里我们给出了很多例子，从中可以从现有的计算机模式中学到有用的知识，第七章是结论，我们提出了未来可能的进展。本书虽然列了参考文献，但没有提供气候模拟方面的全部书目。如有可能，可参阅已有的评论性文章。附录中提供了更详细的技术内容，和适用于台式计算机的几个计算机程序的说明和编码。虽然这些程序没有本书中所讨论的大多数模式那样复杂，但可使拥有台式计算机的读者能有机会获得数值模拟各种大气现象的第一手经验。附录F提供了有关如何购买计算机程序软盘的信息。

(朱福康译，马淑芬校)

第二章 气候系统的物理描述

本书的主要目的是阐述三维大气环流气候模式的物理学和数学原理，并介绍一些模式模拟的结果。为了使读者更好地了解模拟的意图所在，本章将对气候系统的三个主要部分——大气、海洋和海冰以及它们之间的相互作用作一概要的描述。因许多著作都已详细描述过各个部分的特性，在此我们只着重讨论它们的一般特征。在第五章中将举例说明各主要部分的模拟结果，并同大气、海洋和海冰的实测情况进行比较。

一、大 气

1. 大气成分

地球大气由下列气体机械混合而成：氮 (N_2) 占干燥大气体积的78.08%，氧 (O_2) 为20.95%，氩 (A) 为0.93%，二氧化碳 (CO_2) 为0.0332%，氖 (Ne) 为0.0018%，氦 (He) 为0.00052%，甲烷 (CH_4) 为0.00015%，氪 (kr) 为0.00011%，氢 (H_2) 为0.00005%。空气中的水分含量因地点、蒸发、温度及其它因子而有很大变化，在大气体积中所占的百分比为0—3%。另外还有几种痕量气体，含量即使很小，同样影响到大气辐射。其中主要的有一氧化碳 (CO)、二氧化硫 (SO_2)、二氧化氮 (NO_2) 和臭氧 (O_3)。当然最主要的两种气体是氮和氧，它们占干燥大气的99%以上。尽管其余几种气体在大气中所占的百分比相对较小，但是它们对大气过程的影响却相当重要。其中二氧化碳、臭氧和水汽尤其如此。其它一些痕量气体的影响也很重要（如参阅Ramanathan等，1985）。

大气由物质粒子所组成，由于重力效应它必然会施加一压力。由于大气是气体，大气的压力随高度而递减，所以近地面空气的密度最大，其海平面气压约为 $1.033 \times 10^5 \text{ hPa}$ ，而在大气顶其密度近似为零。大气密度随高度有相当大的变化，海洋则不同，海底的密度同海平面的密度很接近。这一差异起因于气体的可压缩性和流体（海水）的不可压缩性。

2. 温度廓线

赤道地区约17km以下（极地为6—9 km以下）的大气底层气温的一般趋势为随高度递减，递减率非常均一，平均约为 $6.4^\circ\text{C}/\text{km}$ 。该大气层直接与地球表面相联，与日常天气有关的绝大多数大气过程都发生在这一层内，称为对流层。对流层以上称为平流层，气温通常保持不变或随高度递增。这两层之间的界面为对流层顶，其上的温度为该大气柱中的最低温度。

图2.1给出了气温随高度变化的典型气候（长时期平均）廓线，并分别绘出了极地和温带（中纬度）冬夏季节以及热带地区的特征廓线。热带气温廓线全年内基本不变，近地面气温为300K，到17公里处降低为190K，尔后在平流层随高度递增。由于热带对流层中气温随高度递减所达层次最高，190K的对流层顶温度可代表全球大气中的最低温度，尽管热带的地面温度很高。

极地对流层中气温廓线的冬夏差异最为显著（图2.1）。夏季极地的近地面气温约280K，到9 km处减为230K，再往上为平流层下部，气温随高度一般递增。冬季地面温度为235K，

此太阳辐射峰值所对应的波长比地球的要短得多。事实上，来自太阳的能量其波长主要位于 $0.1-2\mu\text{m}$ ，集中位于电磁光谱的可见光部分。而地球向太空放出的辐射主要位于 $4-40\mu\text{m}$ 之间，全部位于红外光谱部分。

地面从太阳获取能量，其时空分布大大取决于地球绕太阳的公转、地球绕地轴的自转以及自转轴相对于轨道平面的倾斜角（图2.3）。当地球处在北半球倾斜于太阳那部分轨道上时，北半球接收大部分直接太阳辐射，此时北半球为夏季，而南半球为冬季。当地球位于相反的轨道位置时，南半球倾斜于太阳，情况刚好与上述相反。这可用来解释太阳入射辐射的局地季节变化。如我们所料，接收到的太阳辐射量的季节差异在极地最大，其中有六个

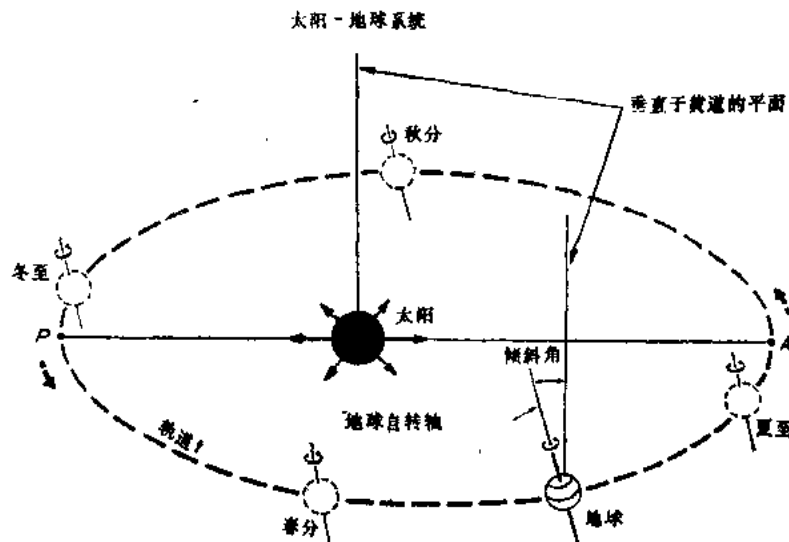


图2.3 地球绕太阳旋转轨道示意图
〔取自Pittcock等（1978）〕

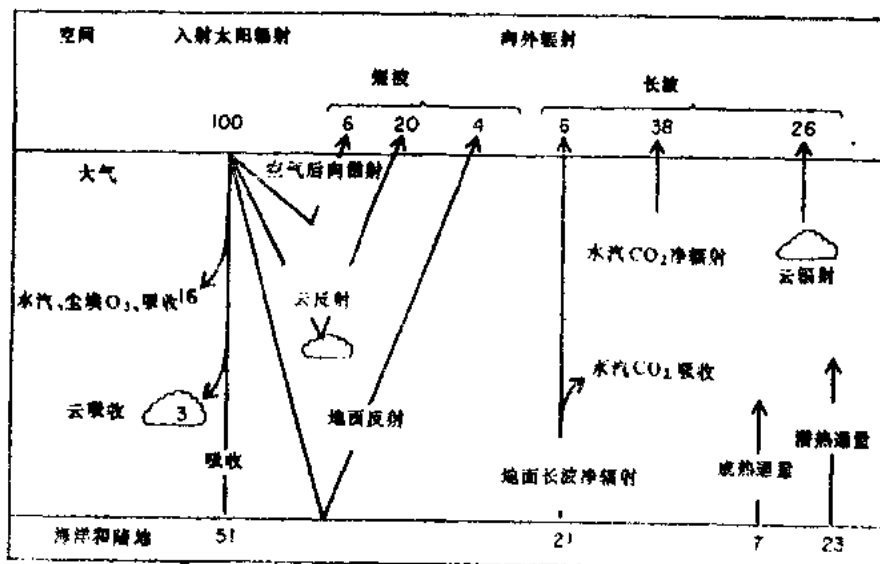


图2.4 地-气系统能量收支示意图
〔取自NRC资料(1975)〕

月太阳位于水平面以上，而另外六个月则位于水平面以下。热带地区太阳入射辐射的季节变化最小。

图2.4给出了太阳辐射和地球辐射的吸收、反射和放射辐射全球平均的逐项定量结果。到达大气顶的太阳入射辐射能设为100个单位。其中约有16%被臭氧（主要在平流层）、水汽和尘埃所吸收，仅约有3%被云直接吸收。地面（海洋和陆面）吸收约51%。余下的30%被反射回太空和传给气候系统。其中以云的反射为主（占总入射辐射的20%），余下的部分为空气分子的后向散射（6%）和地面反射（4%）（这些数字为全球平均的结果，逐年的情况可能有所不同。如果对某一特定的时间或地点而言差异会更大，各个分量的时空分布乃至在一天之内都会与图2.4中的数值有很大的偏差）。

如前所述，对于某一平衡态而言，地-气系统向外的辐射必须同入射辐射相平衡。如图2.4所示，总的入射辐射为100个单位，其中有30个单位被反射回太空，因此还必须有70个单位的向外地球辐射。地球辐射主要有三个部分：大气中的水汽和二氧化碳，就全球平均来讲约为38个单位；云辐射为26个单位；地面辐射为6个单位。地面吸收51%的太阳入射辐射，并被向上的红外净辐射21个单位，由地面向大气热量传输或感热通量7个单位和从地面向大气蒸发热量或潜热通量23个单位所平衡。大气接收来自地面的辐射为45个单位，加上大气吸收的太阳入射辐射19个单位，被38+26个单位的向外辐射所平衡。第三章中将讨论气候模式中的辐射和其它物理过程，因此还会涉及气候系统中的辐射平衡问题。

4. 地面平均温度分布

图2.5给出了1月和7月平均近地面气温的全球分布。1月份（北半球对应为冬季而南半球为夏季）近地面最高气温出现在赤道以南40°E—130°W的长条地带和南美大陆一些小的区域，其峰值超过300K。南半球等温线基本上与纬圈平行，遇有大陆则出现扰动，特别是在南美和澳大利亚夏季等温线向极凸。7月份的情况则相反，南半球大陆的等温线向赤道弯。这两种偏差反映了海洋的调节作用，使得夏季大陆比邻近的海域暖而冬季大陆比海洋冷。海洋具有这种效应，一方面是由于其热容量大，另一方面还因为夏季海洋所贮存的太阳入射能量在同年的冬季以感热、潜热和长波辐射的形式返回给大气。与此相反，大陆被认为具有相反的效应，即加剧温度的季节性差异，我们称之为“大陆效应”。

北半球也存在类似的海洋和大陆效应，但是由于中低纬度海洋的覆盖面积比南半球小，因此等温线与纬圈的对应趋势比南半球差得多，如图2.5。冬季辽阔的欧亚大陆产生强烈的大陆效应，在西伯利亚北部曾记录到全球最低温度。由于海拔比较高和强烈的大陆效应，使得1月份平均最低温度出现在格陵兰和西伯利亚北部，而不是在北极（图2.5）。平均最低温度约为230K，比南半球冬季的最低温度大约高20K。它们出现在南极冰川地区，其大陆效应所处的纬度和海拔高度都比格陵兰和西伯利亚高。

影响月平均近地面气温分布（图2.5）的另一个效应是海流的作用。下一节将要讲到，海流从低纬向高纬输送大量的热量，这一现象在北大西洋的墨西哥湾流尤为显著。这种热量传输使得中高纬度大洋上的冬季温度比同纬度毗连大陆的温度高得多。平均来讲，南半球海洋环流的南北分量比北半球的要弱。此外南半球的海陆面积之比值较高。这两个因素使得南半球各地的气温与纬圈平均值的偏差比北半球小得多。

5. 大尺度环流型——三圈环流

由于受热的空气趋于上升，地面不同地区的加热和冷却会产生局地的风和大尺度大气环

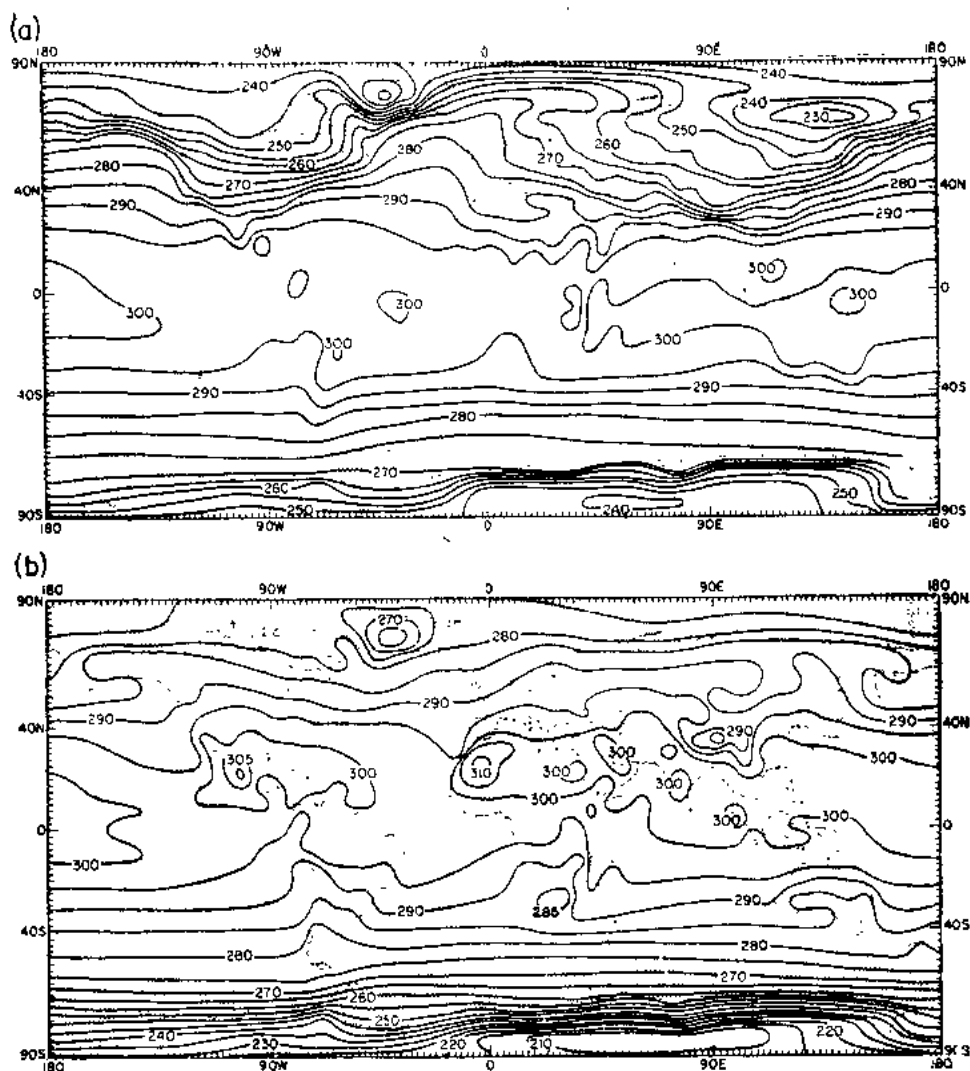


图2.5 长期平均近地面气温的地理分布

(a) 1月, (b) 7月

(取自Washington和Meehl (1984))

流。例如，热带地区的加热比副热带强，从而导致热带大气的上升运动和副热带地区的补偿下沉运动。与此相类似，夏季北半球大陆的加热造成陆面上空的上升运动和邻近海域的补偿下沉运动。从而产生大陆的相对低气压和中纬度海域的高气压。

从概念上来说，产生这些垂直环流型的基本物理过程可理解为：当某一流体或气体受热，其密度将比周围的流体小，然后因浮力作用而上升。当受热的气体或流体上升时，周围较冷的气体或流体将流进来并取而代之。这样在上升区以外的某一区域必然有下沉运动来补偿。这样形成一个简单的垂直单圈环流，通常称为热力正环流。早期研究这种过程的气象学家把它想象为一个尺度非常大的半球性环流圈，即热带受热空气上升，在高层大气向极地水平输送，然后在极地下沉，最终返回赤道并再次上升，如此周而复始构成半球性尺度的单圈环流。后来证明这一过程过于简单化了，但却成为我们获得现有大气环流知识的重要的第一步。

在历史上提出大尺度单圈环流概念的两位杰出人物是17世纪的Edmond Halley和18世

纪的George Hadley。Hadley致力于解释所观测到的信风现象，即北半球低纬的东北信风和南半球低纬的东南信风。这两种信风都很持久，相比之下高纬度的风场似乎很不规则。1686年Hadley把流向赤道的信风解释为由于太阳加热的结果，赤道附近产生上升运动，引起近地面空气流向上升区。他还错误地用太阳的东西向运动解释信风的自东向西的流动。1735年Hadley根据角动量守恒概念对这一现象做出了解释。

Hadley理论包括了发展成熟的大尺度单圈环流型：太阳加热使赤道附近的空气上升，上升之后向极流动，然后冷却、下沉，最后又返回赤道。从而在南、北半球各形成一个垂直环流圈。信风自东向西的运动用角动量守恒原理来解释：由于地球绕地轴自转，地面上的每一点都具有自西向东运动的线性分量。纬度越低其周长越长，这个线性分量就越大（各点的速率近似等于纬圈的长度除以24h）。因此由于地球的自转，流向赤道的低纬度空气所具有的自西向东运动的线性分量比赤道附近的空气要小。从站在地球上的观察者来看，这将导致低纬度信风的东风分量。从而解释了北半球的东北信风和南半球的东南信风（按照惯例，风的方向表示气流吹来的方向，因此东北风是从东北向西南方向吹的）。

1855年William Ferrel将上升支在热带、下沉支在极地的单圈环流修正为三圈环流，那时已由观测事实表明不存在赤道到极地的单圈环流型，而且热带高空的向极气流远远达不到极区。Ferrel提出每个半球有三个主要的垂直环流圈：（1）空气在赤道附近上升， 30° 附近下沉，（2） 30° 附近下沉， 60° 附近上升和（3） 60° 附近上升，极地下沉。为了纪念George Hadley和William Ferrel在概念上作出的贡献，第一个环流圈称为Hadley环流，第二个环流圈称为Ferrel环流。Ferrel还吸收了Gaspard de Coriolis于1835年所作的关于物体相对于转动平面的运动这一理论研究成果，并将它应用于大气。因此得出结论：地球自转使得北半球的气流向右偏转而南半球气流向左偏转。Coriolis偏转是热带高空向极气流不是从赤道流向极地面形成单圈环流的一个主要原因。

Ferrel还利用Coriolis偏向力解释低纬度的偏东信风和中纬度的偏西风，即Hadley环流的近地面气流从 30° 流向赤道时向西偏转而形成低纬度的偏东信风，Ferrel环流的近地面气流从低纬流向高纬时向东偏转而形成中纬度的偏西风。他还用类似的原理解释了北半球气旋（主要的低气压天气系统）的逆时针旋转和南半球气旋的顺时针旋转，即当空气向气旋中心的低气压辐合时，Coriolis偏转使气流分别向右和向左偏。

William Ferrel提出的三圈环流型仍是我们认识全球大气环流型的一个重要组成部分（图2.6）。热带Hadley环流由太阳加热所诱发，在赤道附近产生上升运动。在上升支当空气上升时产生降水并释放潜热。Hadley环流的上升支并不总是以赤道为中心，而是与太阳加热最大强度带的季节性迁移相吻合，随季节作南北位移。此外，Hadley环流的强度随经度而变化，这主要是由于地面海陆分布的影响所致。因为海洋的储热能力比陆地大得多，海洋温度的季节变化就变小了。

Hadley环流圈的空气在赤道附近上升以后，在对流层上部向极地流动，然后在 30°N 和 30°S 附近下沉并在其附近分别形成高压带。在南北半球Hadley环流的向极一侧产生副热带高空急流（图2.9）。在热带赤道上升运动区海平面为低气压，而 30°N 和 30°S 附近的下沉空气产生高气压，这样形成的地面气压梯度使得一部分下沉空气返回到赤道附近的低气压中。Coriolis偏转力（因地球自转而产生的）使得这部分空气向西偏转，从而在南北半球的低层产生前面所述的低纬度信风系统。

三圈环流基本上是一个概略示意图，表示了纬圈平均大气环流系统的某些大尺度特征。在所有的空间尺度上，实际环流与这个示意图有很明显的差异，因此日平均乃至月平均的风场和气压场与三圈环流所描绘的简单图象之间有显著的不同（比较图2.7和2.6）。特别是季节变化和海陆差异所造成的变化最为明显。整体三圈环流随季节而变化，北半球夏季向北迁移，而冬季向南迁移，如同ITCZ随太阳加热场的变化而发生位移。海陆差异会引起相对于三圈环流型的局地性和区域性的偏差，特别是局地的海陆风和区域性的季风现象。

Hadley环流、Ferrel环流和极地环流均为南北向的环流，与此相对照的是平均东西向运动的垂直环流圈。这就是赤道太平洋上空的Walker环流，印度尼西亚上空的空气上升，东太平洋上空的空气下沉。Walker环流是由G.T.Walker及其同事于20年代最先提出的，当时他们发现在这两个地区的地面气压距平之间存在着强的负相关。Walker环流强度的变化产生大尺度的周期不规律的振荡，称为南方涛动。这种现象同海气相互作用密切相关，在大气、海洋和海冰的相互联系一节中我们还将作进一步讨论。

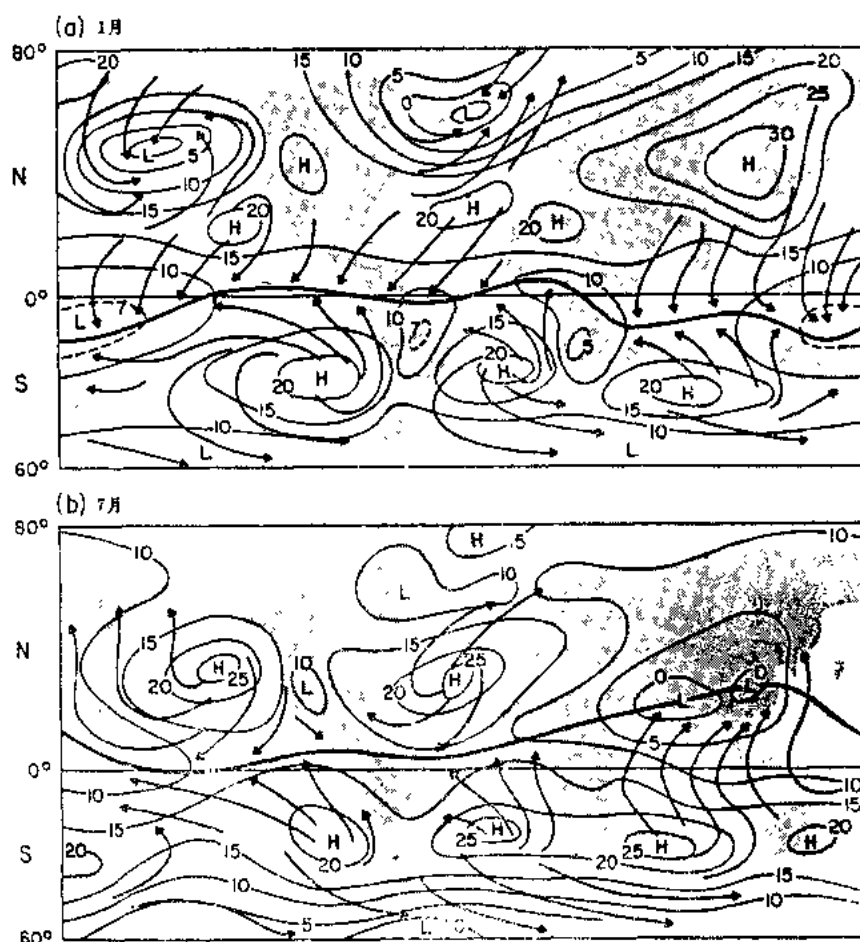


图2.7 平均地面风和海平面气压

图中气压值为实际气压减1000hPa

(a) 1月, (b) 7月

[按Riehl (1978) 的图重绘]

6. 海陆风和季风

“季风”一词来源于阿拉伯语的“季节”，常用来表示大尺度风系的季节性转换。季风一般发生在沿海或沿海附近地区，因海陆差异产生季节性风的转换。虽然世界许多地方都有季风，但是以印度为中心的亚洲季风对大气和人类的影响尤为显著，因此我们将用亚洲季风来阐述季风现象。

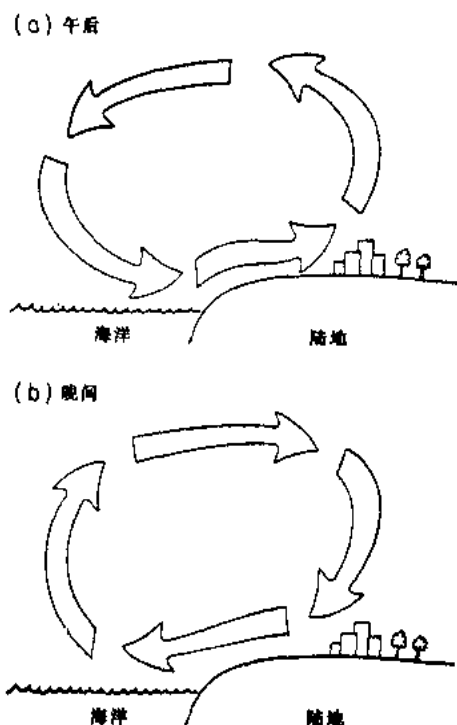


图2.8 海陆风现象

海陆受热不均使陆地上空午后产生暖的上升气流；而夜间为冷的下沉气流。从而引起近地面层白天为海风，夜间为陆风。

使该系统增强(图2.9)。大陆低气压导致空气向低压区辐合，因此印度洋或太平洋上空的暖湿空气向南亚上空辐合，当空气在喜马拉雅山麓、高止山脉和长山山脉上升时会产生强降水。

冬季的情况则相反，大陆的迅速冷却诱发强高压中心（永久性的西伯利亚高压），干冷空气从高压中心向外流出。结果使南亚每年冬季经历数月的干燥和晴朗天气，与夏季的暴雨天气形成鲜明的对比。

但是季风和海陆风仅仅是一部分相似，因为季风环流包含了许多海陆风未涉及到的复杂性。例如，季风环流的尺度比典型海陆风大得多，并且常常同高层大气环流，特别是高空急流发生相互作用。对季风感兴趣的读者可阅读更详细的论述，诸如Barry和Chorley (1971, 269—283页) 关于季风的描述。

由于季风与大范围的海陆风有某些相似之处，我们首先讨论比较简单的大海陆风（图2.8）。陆地的加热和冷却比水更快，因此中午太阳辐射使地面迅速受热，陆地上的空气往往被加热而上升。这有利于在高空形成离岸的水平运动并产生地面气压梯度，海上为高压，陆地上为低压。气压梯度又会引起午后近地面层的向岸海风，较冷的空气从邻近水域吹向陆地。水面上方为下沉气流，这样便形成一个闭合环流圈（图2.8）。夜间的情况刚好相反，陆面冷却比海洋快，因此在陆地上产生下沉气流和地面高压，在海洋上为上升气流和海面低气压，近地面为陆风（图2.8）。由于夜间空气柱的稳定度往往比白天大，所以陆风往往比海风弱得多。

亚洲季风与海风的概念有某些相似之处，只不过一个是局地现象，一个是大陆现象。一个是昼夜差异引起的，一个是冬夏差异引起的。夏季亚洲大陆的加热比周围海洋要快，因此在亚洲大陆上空产生上升运动和大尺度低压系统。夏季 ITCZ 的向北迁移可

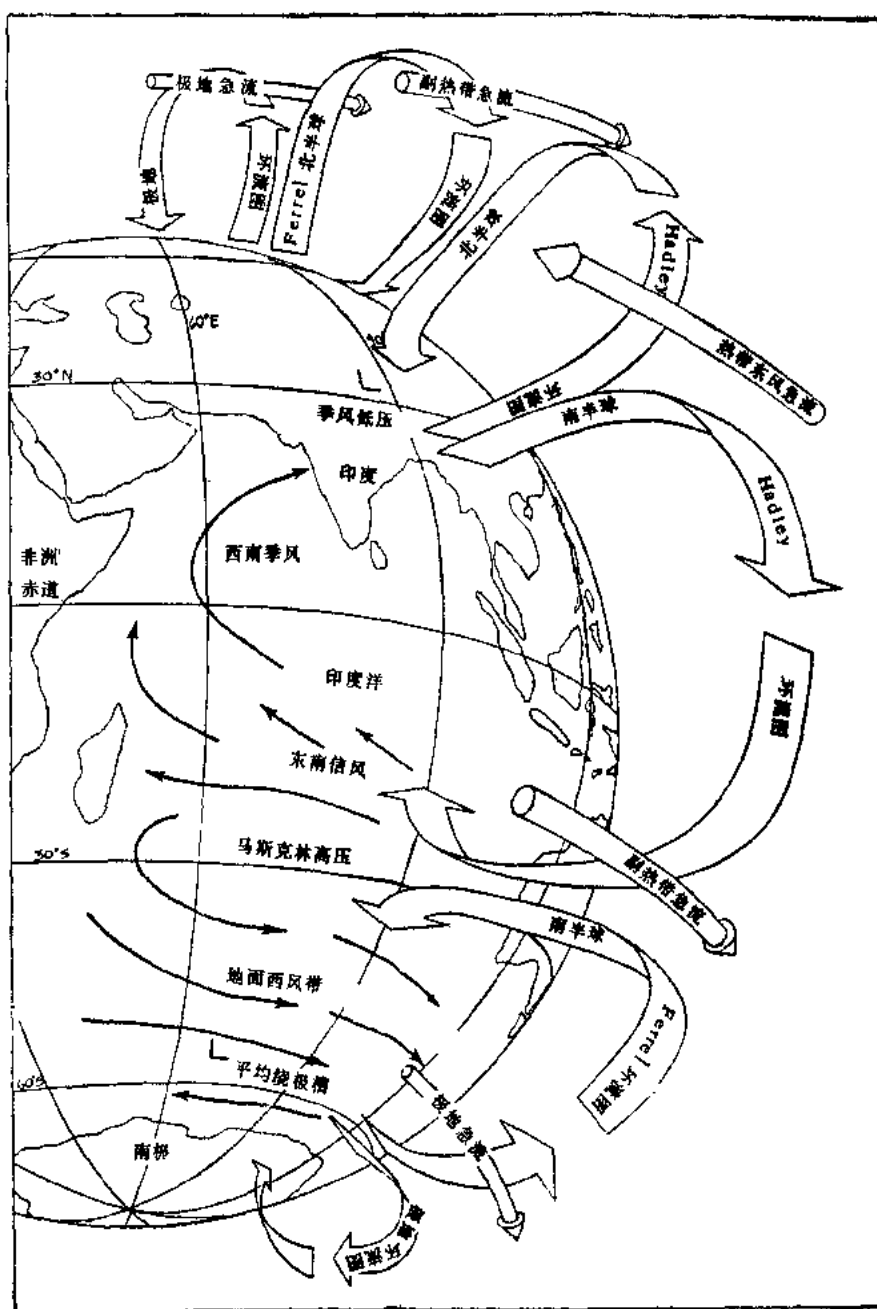


图2.9 北半球夏季的基本三圈环流型和相应的亚洲西南季风
垂直剖面示意地表示纬圈平均的结果
(取自Meehl (1986))

二、海 洋

地球表面约71%被海洋所覆盖，陆地只占29%。海洋中的水将某一处的热量、盐分、营养物和动量输送到另一处，因此同认识大气动力学一样，认识海洋动力学对于了解全球气候系统也是至关重要的。此外，在水-气界面上海洋和大气相互作用，这种相互作用对海洋和大气有重大的影响。

2. 海温

海面的水温极区为 -1°C ，热带为 $20-30^{\circ}\text{C}$ （图2.11）。从季节平均来讲，海温的分布基本上是纬向的，即等温线基本上呈东西向。热带太平洋的等温线出现明显的偏差，西部的海温往往高于东部，在持续性海流的地区海温有强的非纬向分量。后者最突出的例子是北大西洋的墨西哥湾流，由于墨西哥湾流不断地向东北方向输送暖水，使得大不列颠和斯堪的纳维亚西部的气候变得温和了（图2.11）。

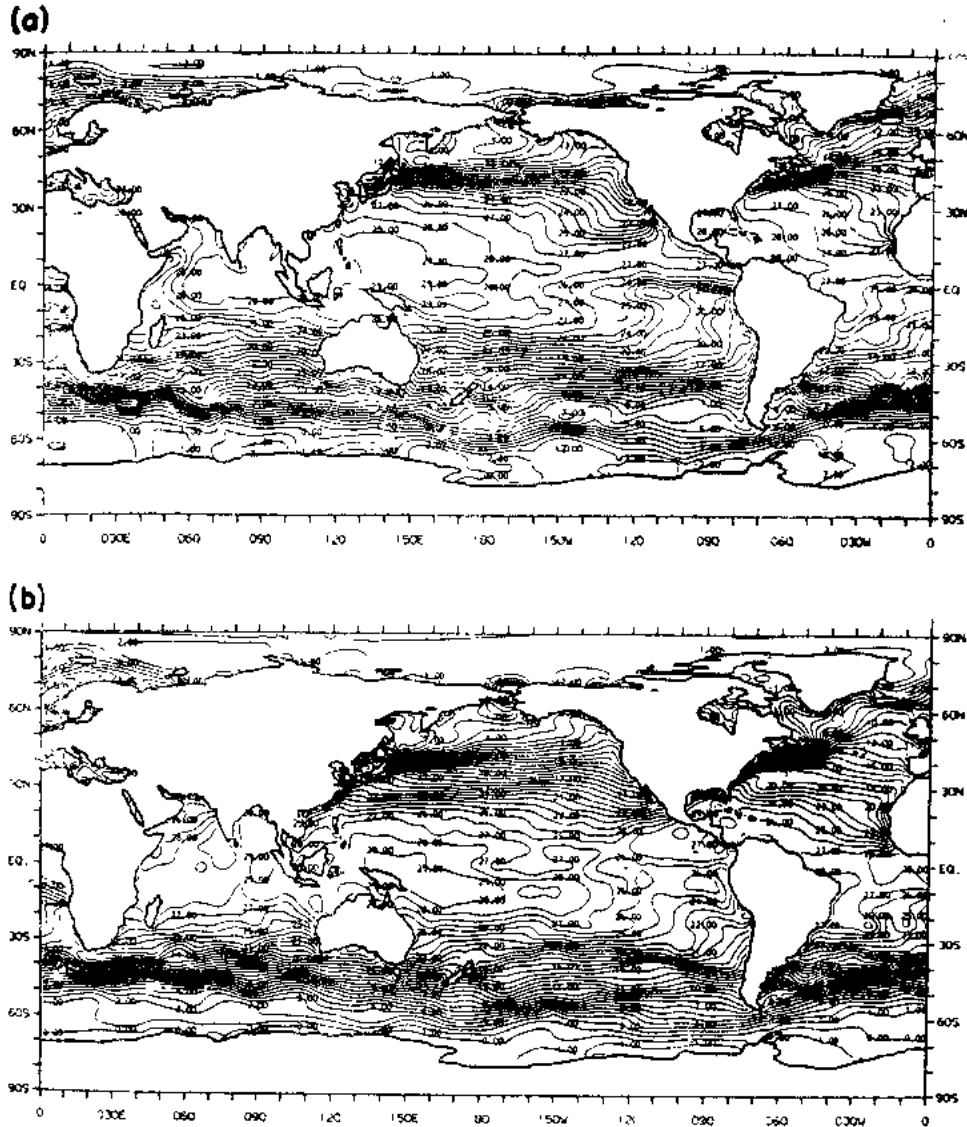


图2.11 季节平均海温

(a) 8—10月, (b) 2—4月。

[取自Levitus (1982)]

海温随深度亦有明显变化，图2.12给出了纬向平均的年平均温度随深度变化。海洋底层的平均温度几乎是一致的，其量值通常为 $0.5-1.25^{\circ}\text{C}$ 。最冷的海底温度略低于 -0.25°C ，出现在 $60^{\circ}-70^{\circ}\text{S}$ 的南极大陆附近。冷的底水大多起因于两半球极区海水表层的冷却和下沉，特别是在不冻海和海冰边缘附近。之所以出现这种现象是因为海水冻结时，水中所含的盐分大部分并不冻结而是以卤水泄出与其下方的海水混合。混合后的海水又冷又咸，其含盐密度

比四周的海水大，因此它一直下沉，到其浮力与周围海水的浮力相当的深度。有时会一直下沉到洋底。在热带地区，海水的表面温度常常超过 25°C ，海温随深度分布的垂直梯度比极地的大得多。热带海温随深度变化的特征值为 $8-10^{\circ}\text{C}/500\text{m}$ 。

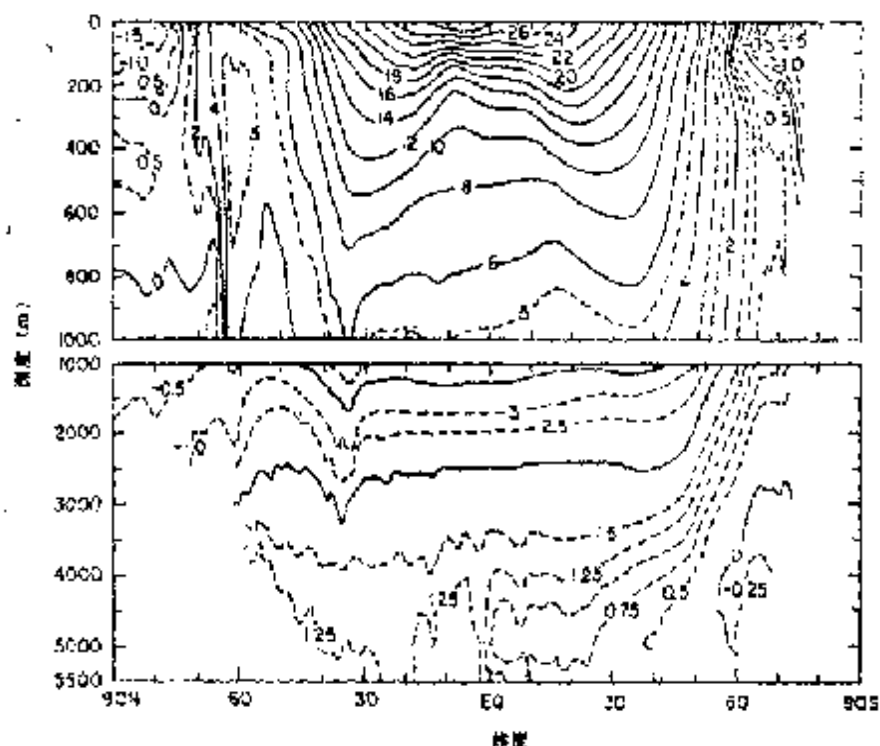


图2.12 年平均海水温度($^{\circ}\text{C}$)随纬度和深度的分布
(按Levitus (1982) 的图重绘)

图2.13概括地给出了北半球中纬度海温垂直廓线的季节变化。夏季由于海水增温和风搅拌引起的垂直混合很强，产生约20—30 m厚的近等温层或混合层，其温度比下层的海水高得多。混合层以下为温跃层，在该层内温度随深度急剧递减。冬季由于海面冷却和风的搅拌作用比夏季更强，海洋上层的等温层加深到60—100 m。因为夏季在20—80 m深处存在着重大的海温梯度而冬季不存在，因此这种夏季的温度梯度被称为季节性温跃层。在更深的海洋中，从200 m到800—1000 m之间海温没有明显的季节变化，通常称之为永久性温跃层。在极区每年冬季都有海冰形成，有时整层水柱成为等温层，即混合层一直伸展至洋底。

冬夏海温廓线的差异还反映了夏季海面有净的热量收入和冬季有净的热量支出。居中的海洋热储量和基本的热惯性使得海温的变化周期比太阳辐射周期有一明显的滞后。在中纬度，海面温度的最高值出现在8月份而最低值出现在3月份，比太阳入射辐射的最大、最小值落后2个月，而比大气温度的最高、最低值滞后半个月到一个月。

总之，全球海洋主要由一稳定流体所构成，其中热带和中纬度海面附近为暖而低密度的流体，夏季尤其如此(图2.13)。这抑制了中低纬度表层海水和深层海水之间的热力耦合。极地附近出现大量的垂直对流。这与大气中的情形大不相同，在大气中地面加热强烈(夏季尤为明显)，所有纬度上都存在明显的垂直对流，特别是在 Hadley 环流的近赤道一侧产生大尺度的上升气流。

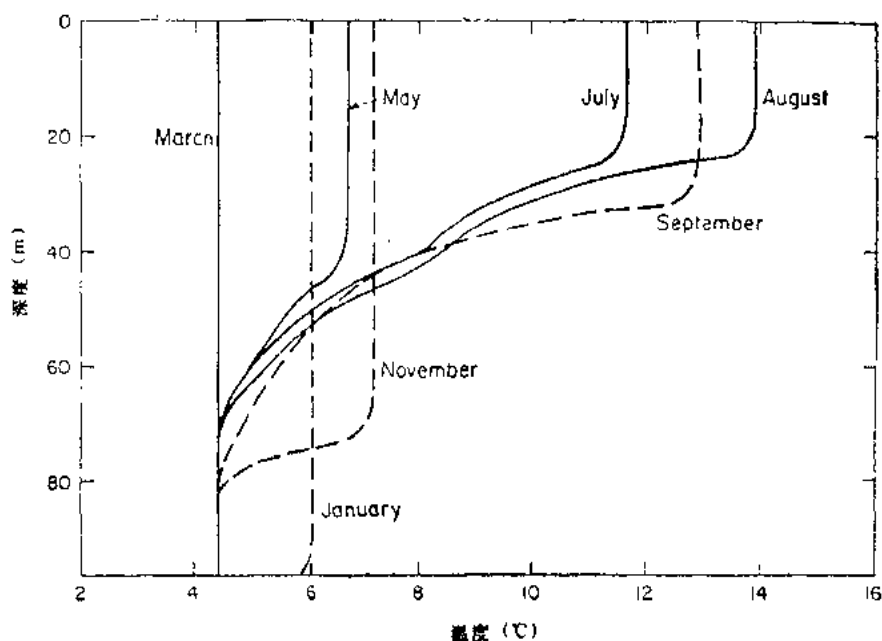


图2.13 北半球中纬度标准海温廓线
(取自Knauss (1978))

海水密度通常为 $1.025\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ 上下，主要决定于海水的温度和盐度。即使密度差很小，然而正是这小小的差异产生了压力差，从而驱动海洋环流。因此海洋模式中需要准确的密度计算值，由此需要有真实的温度和盐度资料。

3. 海洋环流

图2.14给出了全球海洋上主要的表层海流。对大尺度海流来说，在北太平洋上往往是顺时针环流，而在南太平洋上往往是逆时针环流。太平洋赤道回流沿赤道从西向东流，而与信风相联系的北赤道海流和南赤道海流是从东向西流，大陆沿岸的主要海流有：亚洲东海岸向北流的黑潮、向南流的亲潮；沿南美西海岸向北流的秘鲁海流；南极绕极海流。南北赤道海流基本上是由大气信风引起的风吹海流。北太平洋海流、黑潮和南极海流大半亦是中纬度地面西风引起的风吹海流。

大西洋上的海流系统类似于太平洋，向东流的赤道回流，向西流的南、北赤道海流，北大西洋的海流主要是顺时针环流，南大西洋的海流是逆时针环流。主要海流有：墨西哥湾流，它沿北美东海岸向北流，然后在大西洋上向东北流；由墨西哥湾流向东北延伸的北大西洋海流；沿欧洲西南海岸和非洲西北海岸向南流的卡纳利海流；南大西洋上巴西海流和本格拉海流，它们分别沿南美东海岸向南流和沿非洲西海岸向北流。北大西洋上有一些水团向北与北冰洋交换，例如，北大西洋海流将北大西洋的表层水通过斯匹次卑尔根东西两侧流入北极，向南流的东格陵兰海流将北极表层水（和海冰）通过格陵兰和斯匹次卑尔根之间的海峡流入北大西洋。类似地，西格陵兰海流将较暖的北大西洋水流入戴维斯海峡和巴芬湾，而拉布拉多海流将戴维斯海峡和巴芬湾的冷水和冰流回到北大西洋（图2.14）。

印度洋上的基本流型略不同于太平洋和大西洋，因为赤道北面的印度洋洋面较小。印度洋上有赤道回流和南、北赤道海流，赤道南面为逆时针环流，而赤道北面没有顺时针环流。

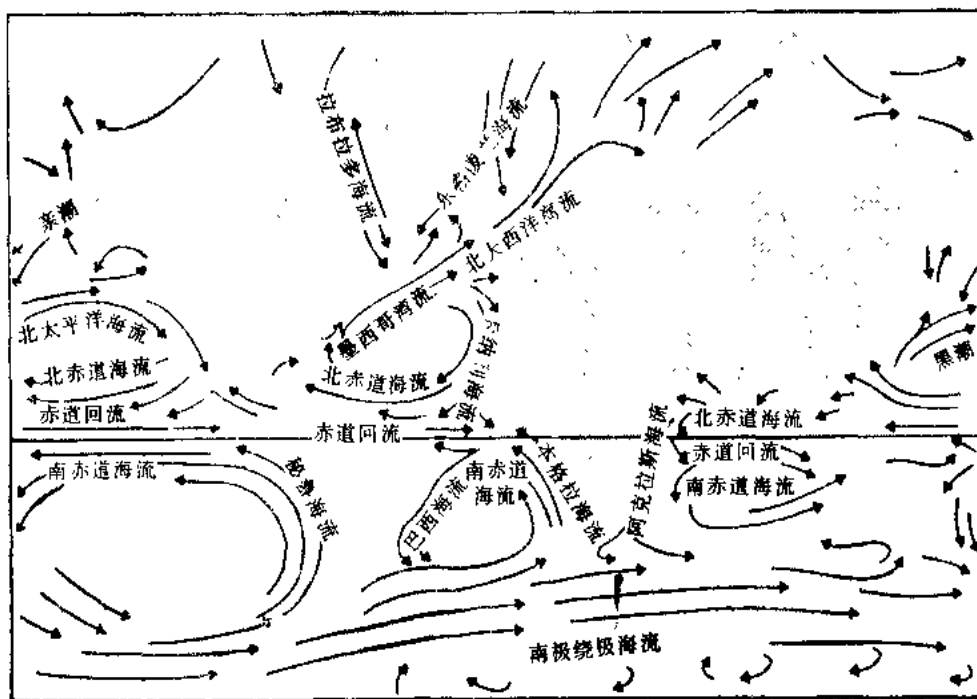


图2.14 地球上主要的表层海流示意图
〔取自Knauss (1978)〕

(图2.14)。印度洋海流系统中有趣的现象之一是，沿非洲东海岸的索马里海流有季节性转换。冬季，印度东北信风将海水向南吹，夏季印度季风建立后，阿拉伯海西南信风将海水向北吹。这样大的转换说明海流系统对主要风系的季节性响应，驱动这些海流的力和维持它们的机制将在第五章中与海洋环流的计算机模拟一起讨论。

过去几十年中，曾发现海洋中存在着重要的局地涡旋环流系统，其水平尺度约为100—300km。这些海洋涡旋或中尺度涡旋叠加在大尺度海洋环流系统上。图2.15给出了北大西洋上瞬时表层海流分布的示意图。墨西哥湾流是一支变化稳定的、弯弯曲曲的海流，在主流上常形成小环流，有时会切断下来。从墨西哥湾流的流向可见，墨西哥湾流北面切断下来的涡旋呈顺时针方向（反气旋式）旋转，而墨西哥湾流南面切断下来的涡旋呈逆时针方向（气旋式）旋转（图2.15）。除了切断涡旋外，图2.15还给出其他中尺度涡旋，它们有时可维持几个月到几年，能将动能和海水其他特征传送到很远的地方。过去十年的研究指出，中尺度涡旋占海洋表层的很大部分，也许含有全球海流系统总动能的99%。因此，在简化的海洋图上，较平滑的环流型将隐匿掉海洋环流系统中某些重要的环节。海洋环流中的中尺度涡旋的全部作用尚未完全了解清楚，但是有一点是清楚的。这些涡旋能从水平方向和垂直方向上传送整个海洋上层的动量、热量和盐分。这种中尺度环流系统似乎类似于每天天气图上所看到的高压和低压系统。这些气压系统和海洋涡旋似乎都起着很重要的作用，虽然目前还没有完全了解清楚，它们在输送大气和海洋物理属性中究竟起多大的作用。

海水流速的测量，特别是流速小的时候，是比较困难的，还没有像大气观测那样好的观测网。分析海洋资料的另一个复杂性是，大多数海洋观测在时间上不连续，难于定时绘出像天气图那样的海洋环境分析图。未来当较完备的卫星观测系统建立以后，这种分析图也许将

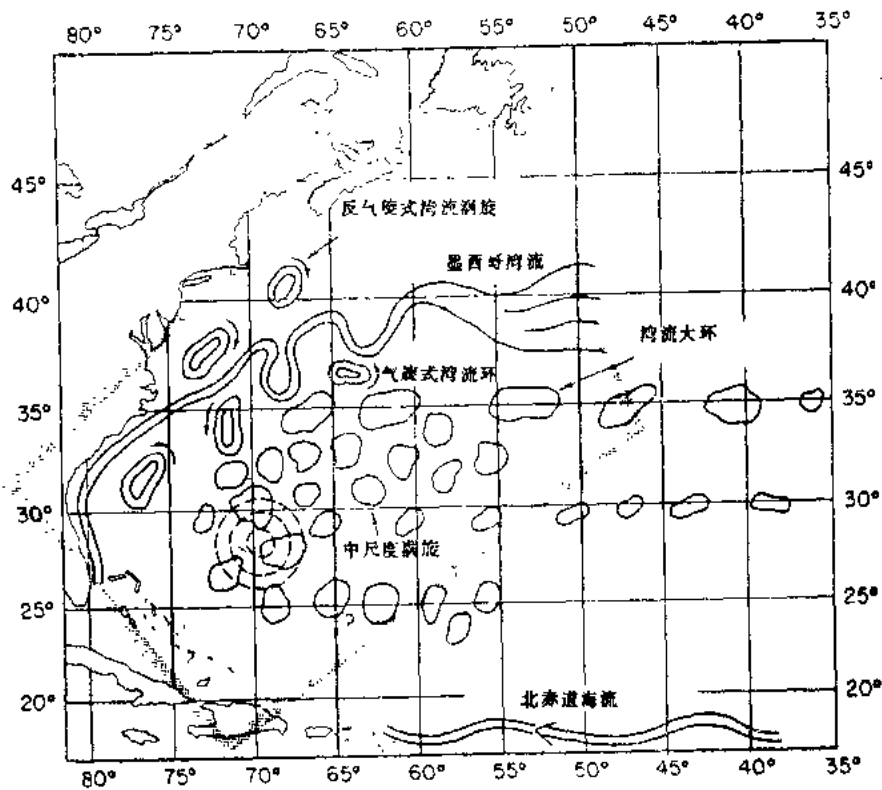


图2.15 北大西洋上瞬时表层海流分布的示意图。还应指出纬向平均风应力随纬度的相应变化，例如中纬度一般为西风，热带和高纬度一般为东风

[取自Semtner和Mintz (1977)]

是可能的，至少表层海洋特征的分析图是可能绘出来的。

由于海洋资料的缺乏，确定海洋环流的日变化和季节变化比确定大气的变率要困难得多。虽然如此，但已知道：一般来说，表层以下的海洋环流，近赤道为上升（或涌升）运动，在副热带地区为下沉运动，像在大气中一样形成一个Hadley环流。在中纬度存在一个主要由平均运动和涡旋运动驱动的Ferrel环流。第二个正环流出现在高纬度，部分是由于这个环流的向极支的凉而稠的海水下沉所形成的。在60°N附近有一股上升运动来补偿这支下沉运动。这个环流系统的细节还不太清楚，但是观测结果已指出这样一个三圈环流型有可能存在的（Bryan和Lewis, 1979; Peixoto和Oort, 1984）。

深海水的的重要源地似乎是在北大西洋的高纬度地区和南极附近。这些高纬度地区上层水的沉降流是由于表层水冷却和海冰形成和生长时脱盐所引起的。沉降流的海水大部分在西边界海流处向赤道移动，最终扩展到全球海域大部分地区。主要是由于温跃层内缓慢的涌升运动，这些海水又在表层出现。

天然或人工示踪物是从观测上来确定海洋环流型的一种方法。例如，由于具有一定温度和一定盐度的水往往不能很快地与其他性质的水相混合，所以常常可以追踪等密度面上一个水团的轨迹。在没有其他直接测量海流结构方法的情况下，用这种水团分析法能确定海流环流。进一步了解海洋环流还可以测量某些非天然的放射性物质（诸如氙）的流动和分布，氙是50年

代初作为原子弹爆药物初次进入海洋的。由氡分布来分析流型是一种辅助方法,因为我们只知道海洋中氡的源地是人造的,而它进入海洋的时间和地点是近似的。由氡分布推测到的环流型的确证实了下述预测的定性结果:极区形成冷而咸的海水、由此而形成的快速对流交换、相伴随的表层水与中层和深层水的垂直混合、以及冷的底水缓慢地向赤道水平扩展。由氡分布揭露出的海流型亦指出,个别海水质点在涌升到表层以前停留和流动在表层以下的典型的时间尺度。其时间尺度从几十年到几百年。在第五章模拟讨论中,我们将进一步叙述海洋环流。

三、海 冰

海冰覆盖全球海洋的7%面积,形成一个局地的但往往是十分有效的屏蔽,阻止海-气之间相互交换。极地水冷却到冰点以下形成海冰,它的大小从浮在水中的细冰粒一直到3米以上厚的大冰块。虽然海冰很结实,但冰层从来是不完整的,因为海上的局地加热和冰运动的方向不同,冰破裂露出水面来。浮冰经常变形,将均匀一大片冰块往往破裂成不规则的好多块,称为浮冰块(图2.16)。

与大气和海洋的分布截然不同,海冰的分布有非常大的季节变化和年际变化,因此给气候模拟研究增添了复杂性。在大气、海洋和海冰相互作用这一节中,我们将证实并讨论海冰及其分布的变化对气候系统有相当大的作用。

1. 全球海冰分布

南半球浮冰的面积一年内变化于 $4 \times 10^6 - 20 \times 10^6 \text{ km}^2$,约为南半球面积的1.6—8%,或为南半球海面的2.5—13%。北半球海冰的面积变化小得多,夏季面积最小,为 $8 \times 10^6 \text{ km}^2$,冬季面积最大,为 $15 \times 10^6 \text{ km}^2$,面积最大时约为北半球海面的10%。

北冰洋本身(不考虑周围海域)一年中绝大多数日子都覆盖着冰(图2.17)。北冰洋中央70%(约 $5.2 \times 10^6 \text{ km}^2$)覆盖有一大块非常结实的冰块,称为极冠。任何时候这个极冠上都有许多宽的沟,线状的水面或裂缝称为水道,有时露出很大的非线状的水面称为冰间湖。除了极冠冰外,北极还存在着连接海岸的或连接海底的固定冰,在西伯利亚大陆架地区固定冰可从海岸向外一直伸展到500km之远。由于东格陵兰海流和拉布拉多海流,北极海冰移入北大西洋,而通过白令海峡流入北太平洋的较少。北太平洋及其周围海面的海冰是就地形成的,但它们通常只局限在白令海、鄂霍次克海和日本海。7—10月太平洋上很少见到海冰。海冰也形成于巴芬湾、戴维斯海峡和哈得孙湾,冬季大部分日子里这两个湾内全都覆盖着海冰。

南极海冰的分布比北极更对称和更不结实(请对比图2.18和2.17)。冬季南极海冰伸展到 60°S 左右,夏季约为 66°S ,威德尔海(约 $30^\circ \text{E} - 40^\circ \text{W}$)北部的海冰通常向赤道伸展得最远。南极海冰之所以没有北极那样结实(南极海冰边缘内未结冰水面的百分率较大),至少有三个主要原因:南极海冰的纬度较低、主要风向有利于辐散运动和冰层的非封闭性。南极海冰面积有年际变化,冬季最大面积的变化范围从约 $17 \times 10^6 \text{ km}^2$ 变到约 $21 \times 10^6 \text{ km}^2$,至少70年代到80年代初期的变化是这样大。

北冰洋中央的海冰厚度平均约为3—4m,而其周围海域和南极普遍只有0.5—1m厚。海上的浮冰不同于南北半球极区水面上偶然发现的冰山,它比冰山小得多。从陆地冰川分裂下来的冰山,比盐水淡,厚度可以超过600m。相比之下,海冰形成于海水中,即使有隆起,

其厚度很少超过20m。

下面叙述海冰的形成和消融过程及其各种特征，包括海冰的外形。上述的某些复杂性在计算机模式中，特别是大尺度模式中通常是不考虑的，但是为了使读者能较好地了解气候系统中海冰这一部分，我们还是讨论了这些复杂性。



图2.16 (a) 1975年8月从12000米高空摄得的波弗特海的北极块冰
[C. Parkinson在NASACV-990飞机上摄取]
(b) 1981年3月白令海冰缘上稀疏分布的浮冰
[C. Parkinson在NOAA Surveyor船上摄取]

2. 海冰的形成和增长

基本上，海水达到冻结温度（或冰点）时形成海冰，由液态凝结成固态。但是并不完全

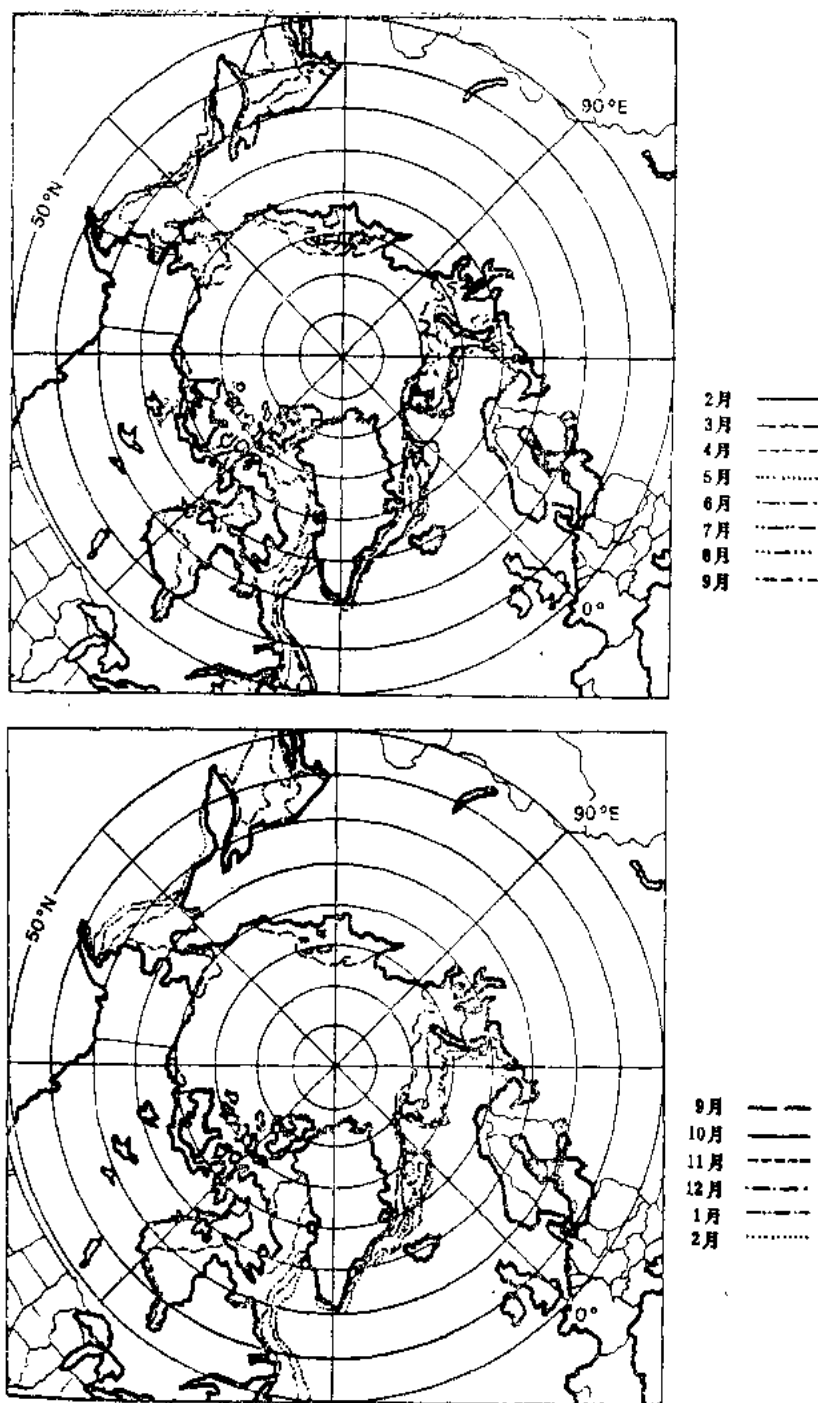


图2.17 北半球月平均海冰面积
 依据1973—1976年NASA雨云-5卫星被动微波资料各月平均得到的
 (取自Parkinson(1986))

是这样，因为冰点是盐度的函数，过冷却水并不罕见，温度虽然已低于正常冻结的温度，但水仍保持液态。海水的冰点随盐度增大而降低，因此盐度低的表层水先结冰，盐度高的表层水后结冰。当缺少海冰形成的冻结核时，也不容易结冰，因此在少量或没有冻结核的平静海面上，北极水和南极水常见有少量的过冷却水（约0.1K）。但是，一旦在过冷却水中形成一

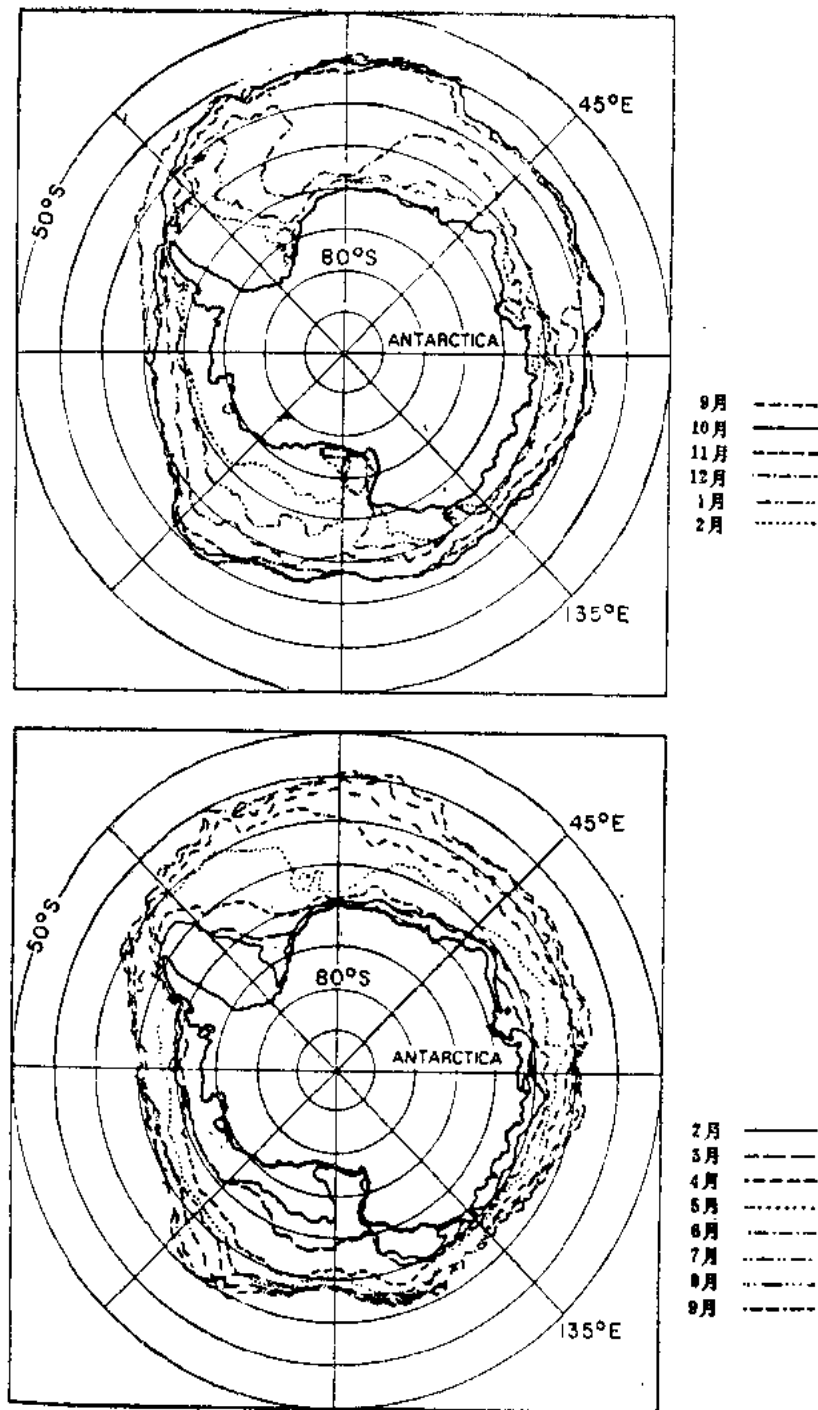


图2.18 南半球月平均海冰面积
 依据1973—1976年NASA雨云-5 卫星被动微波资料各月平均得到的
 (根据Zwally等(1983)的材料略作修改)

颗冰晶或引入一颗冰晶，整个过冷却水区往往很快冻结，这个时候海水不需要进一步冷却，也不需要另外增添冻结核，每一个新的冰晶就是冻结核了。

盐度使情况变得更复杂，比直接影响冰点还要复杂。水密度达到最大时的温度随着盐度

北冰洋流出的海冰实际上也是这样。

四、大气—海洋—海冰的相互联系

虽然迄今为止在气候研究中一般把海洋、大气和海冰单独考虑，但人们早已认识到这三者之间有很多相互联系。例如，海洋和大气之间有重要的能量、质量和动量的输送，当有冰覆盖时输送情况大大地改变了。诸如影响亚洲和非洲众多人口的季风等现象，很大程度上都是由海-气相互作用所驱动的；El Niño和南方涛动亦是海-气相互作用直接产生的更大尺度的现象，亦与海气耦合作用有关。本节评述了海洋、大气和海冰之间主要的相互作用。

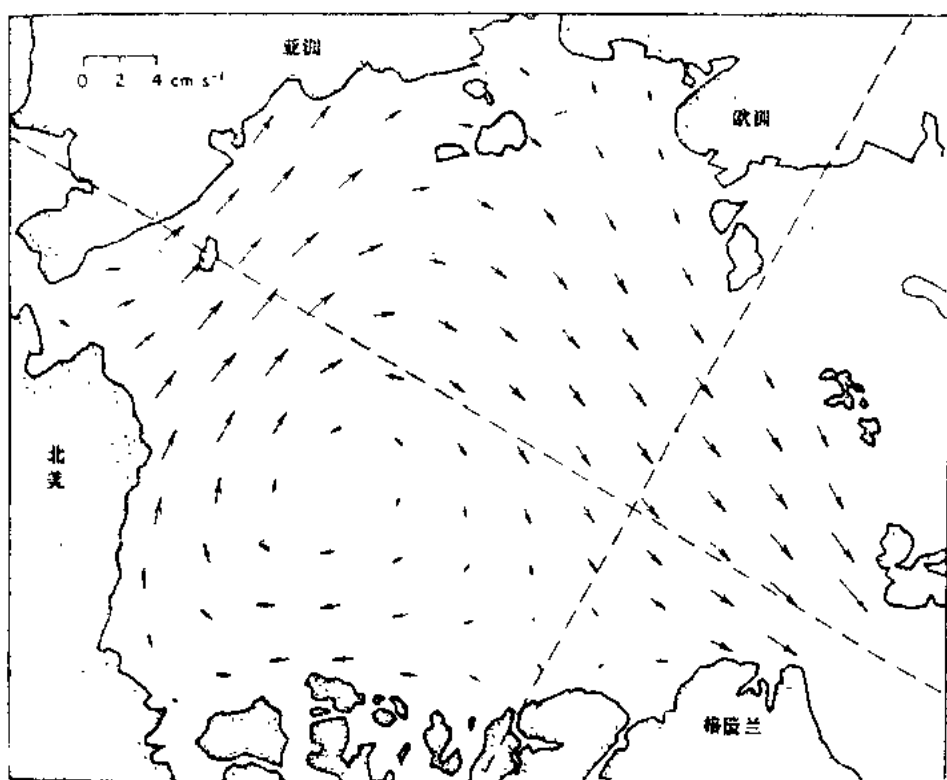


图2.19 北冰洋海冰漂流的年平均矢量
(1893—1983年平均)
〔根据Colonv和Thorndike (1984)〕

1. 大气作用

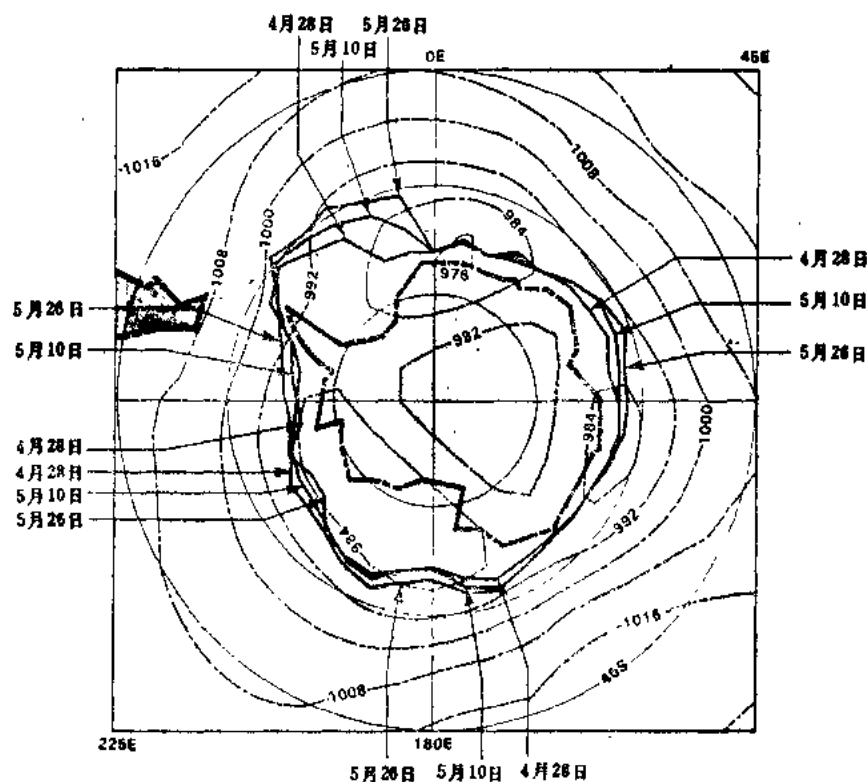
大气明显地影响上层海水和海冰。风是上层海洋环流的第一驱动力，由此亦影响深层海洋环流。风亦是海冰的第一驱动力，影响海冰的运动和冰缘的位置。另外，气温和湿度对确定海气界面的能量通量有贡献，由此对海冰的维持、生长和融化以及上层海洋温度的分布都是有贡献的。

大气对海洋和海冰的最直接的影响之一是，风对海冰和海水移速的影响。几百年来都是定性地认识到这种作用，直到本世纪初由 Vagn Ekman 用数学方式表达出来。Fridtjof Nansen研究了1893—1896年挪威北极考察资料后指出，海冰不是随风向漂流的，而是偏向风右面 20° — 40° 。他把这种方向偏差归功于地球自转，并推测冰下水的移向偏离风向更大，每

层水的移向都偏离于上层水的右面（在南半球是左面）。于是Nansen鼓励Ekman从数学上去研究其动力学。Ekman随后发表了他的研究成果，论文题目为“地球自转对海流的影响”（Ekman, 1905）不仅给出了理论的螺旋形效应，海水随着深度流得越来越慢，越来越向右偏，而且也给出风吹海流的深度仅仅约200米。为了纪念Ekman的工作，把理论螺旋线通称为Ekman螺旋线。在南半球螺旋线不是向右转而是向左转。

在上面讨论非洲东岸海流季节性转换时，已阐明过风对海洋环流的影响。像海洋表面水的季节差异和年际差异一样，这些差异基本上是风驱动的。

图2.20阐明了大气对南大洋海冰缘的影响。该图给出了南半球秋季29天平均的海平面气压场以及开始、中旬和结束时的冰缘位置。风向可近似地从气压场推算出来，由于南半球Coriolis偏转的方向，绕低压中心的风呈顺时针方向吹。威德尔海的冰流得最快，那里位于最强的低压系统的西面，驱动海冰向赤道移动的风速最强，从南面来的冷平流使得温度下降。这种情况在威德尔海并不罕见。平均低压中心位于 0°E , 70°S 附近，使得威德尔海西部上空从大陆来的空气向赤道流动。从热力学来看，冷空气不利于冰融化，而从动力学来看，风驱动冰向赤道流动，因此，冰缘向前推进时，海水一面裂开来，一面又结冰。图2.20亦描述出在冰缘附近的另外两个低压系统的西面冰缘向赤道移动，而在低压的东面不太动，那里的气压分布说明气流来自低纬，而不是来自高纬。



2. 海洋作用

海洋对气候系统的另外两个组成部分也有显著的影响。海洋实质上是一个无尽的水分源,供给大气绝大部分水汽。因此,海陆的差异对蒸发的分布起主要的控制作用,由此大大地影响了全球降水的分布。而且,海洋的热惯性大,不结冰海面的季节性温度变化比陆面和海冰面小得多。亦使得不结冰海面上气温的变化比陆面上和海冰面上小,冬天的冷空气由下而的海洋加热,夏天的暖空气被下而的海洋冷却。由于海洋也吸收大气中大量的二氧化碳(CO_2),可以期望海洋能使大气中 CO_2 浓度的增长减慢,虽然由于海洋调节 CO_2 浓度的过程仍然不完全清楚,海洋究竟影响大气中 CO_2 浓度的增长有多大还不确定。

海洋通过主要海流对向极的热量输送有贡献,影响到高低纬度的热量平衡以及赤道和极地之间的平均温度梯度。海面温度分布是海冰分布的主要决定因素。因为海冰基本上形成于水温达到冰点的地方。同样,海洋盐度分布也很重要,因为水中含盐量影响冻结温度。一旦海冰形成,进入海冰区的暖流将融化冰覆盖,移出海冰区的冷流将携带冰出去。海流对北大西洋海冰缘位置的影响说明得很清楚,向南流的格陵兰冷流将海冰缘一直推到格陵兰东部的南面,向北流的墨西哥暖流和北大西洋海流限制海冰形成于挪威海,使冰缘的位置比其他地区的冰缘位置更偏向极地(图2.17)。同样,南极海冰明显偏北的地区是南美东面向北流的福克兰冷流的地区。

3. 大气—海洋相互联系的一个例子: El Niño和南方涛动

El Niño和南方涛动(简称ENSO现象)是能从气象资料中清楚识别出来的最引人注目的大尺度分布之一,它可用来解释大气和海洋之间的相互作用。ENSO现象在南太平洋上具有一致的海平面气压、温度和降水量变化,Walker (1924)首先讨论了这种现象,他发现,正常的东南太平洋高压和印度洋、西太平洋附近的低压区之间存在着一种交替的气压分布。Rasmusson和Wallace (1983)概述了有关这种现象重要特征的现有知识。

西太平洋暖水和东太平洋相对冷水之间通常有一个强的海温差。当东太平洋冷水随着向上涌的冷水停止而消失时,具有暖水特征的El Niño现象开始了。它持续时间2—10年,强度不等,因为差不多每年圣诞节前后,秘鲁沿岸的海水都有一次小的季节性增暖,所以称为El Niño(“圣婴”的西班牙语)。在现在的科学文献中,El Niño通常指的是中等以上的增暖事件。

在非El Niño情况下,降水正常地出现在西太平洋暖水面上,那里有对流和强的热量输送给大气。由此产生一个大型的正环流,西太平洋的空气上升,在东太平洋上空下降。与前面对讨论过的南北Hadley环流型不同,ENSO现象反映了具有东西环流型特征的Walker环流的变动。由于ENSO现象能影响热带大部分地区,有时能影响到中纬度,所以ENSO现象有特殊的重要意义。在重大降水区上空,Walker环流中的空气上升,而在下降支中有强的下沉。这样在西太平洋形成低气压,在东太平洋形成高气压,依此,在地面形成强的偏东信风型。在ENSO期间,东太平洋的海温升高,中、西太平洋的海温降低,结果是通常出现在西太平洋的上升气流和大雨区向东移,通常强的信风型中断了。随着东移的程度不同,能够出现各式各样的戏剧性效应。例如,如果移近日期变更线,则在印度尼西亚和澳大利亚北部地区往往出现干旱。西太平洋信风减弱或逆转,这样就引起原来由于持续信风而堆积在西部的海水,开始向东流。这种向东传的运动或波,称为Kelvin波,这是根据Lord Kelvin早期的波动力学研究而以他的姓面命名的。Gill (1982)曾对这现象作过全面的论述,并对其机制作过理

论上的讨论。Kelvin波在几个月内能穿过太平洋传到南美西岸，有助于引起涌升流停止，依此能引起南美西海岸El Niño 现象的出现。

图2.21给出了一张典型ENSO事件时的距平场示意图。由图可见，中太平洋云区表示降水增多，副热带急流强度增强；美国上空距平分布为美国东部北风偏强，美国西部南风偏强，这表示美国东部温度比正常冷，美国西部温度比正常暖。由图也可见，各个距平单体的分布是随着ENSO事件中海温异常增暖的位置不同而不同。主ENSO事件是如何开始的，尚未十分清楚，但它一旦开始，随后的一系列现象便相继出现，至少在热带地区是如此。ENSO现象说明了海-气之间的大尺度耦合作用，大气对热带和中纬度太平洋海水有明显的作用，海水对大气也有明显的作用。

4. 海冰作用

正如大气和海洋影响海冰一样，海冰的出现也产生了许多气候结果，例如影响大气和海洋的温度和环流型。海冰减少了海面吸收太阳辐射的量；海冰作为强绝热体，限制了海-气之间热量、质量、动量和化学成分的交流；海冰生成后常常加深海洋混合层，因为冻结时海水要脱盐。有时混合层进一步加深，导致底水形成，因此影响到全球海洋的深层环流。关于海冰作用的详细评述，读者可参阅Ackley (1981)，Ackley和Keliher (1976)，Allison (1981)，Barry (1983)，Budd (1975)，Fletcher (1969)，Gordon (1978, 1981)，Killworth

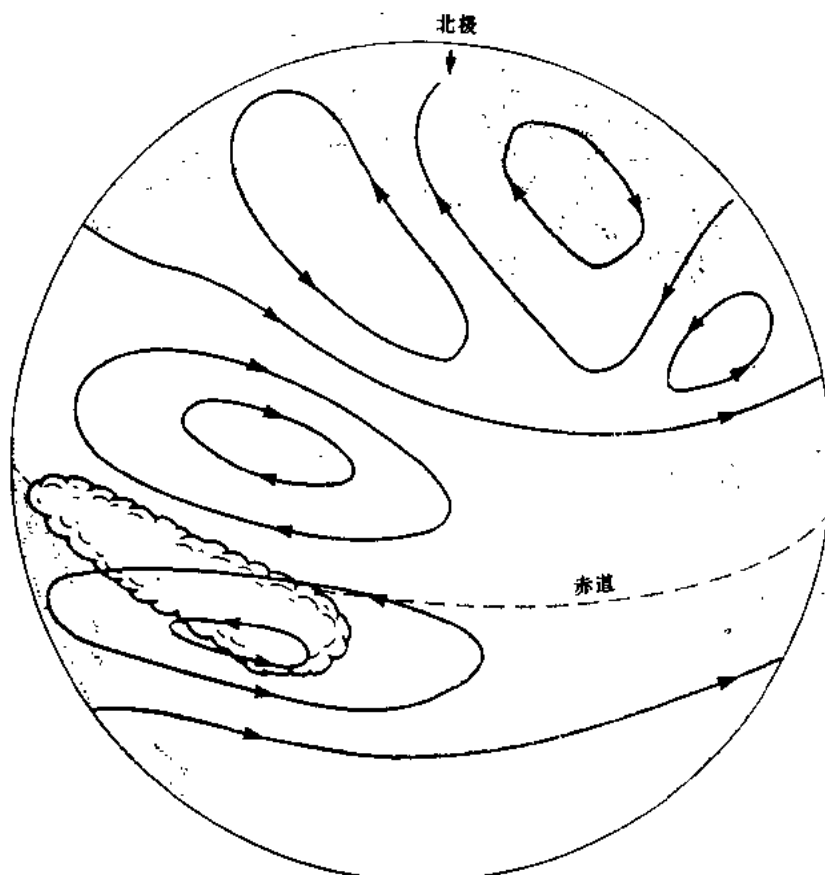


图2.21 典型ENSO事件时对流层上部位势高度距平场示意图
云线表示赤道中太平洋降水增多的区域
〔取自Rasmusson和Wallace (1983) 〕

(1983), Parkinson 和 Cavalieri (1982), Parkinson 和 Gratz (1983), Walsh 和 Johnson (1979), Walsh 和 Sater (1981) 等的著作。

海冰最显著的效应之一是减少海面的太阳辐射吸收: 有海冰时只吸收入射太阳辐射的30—50%, 其他部分被反射出去, 而没有海冰时能吸收85—95%。入射辐射反射出去的百分率称为地表短波反照率。冰的短波反照率较大, 50—70%, 而不结冰的水面为5—15%, 因此海冰减少吸收。虽然反射掉的辐射有一部分有助于加热大气, 但很大一部分穿过大气进入太空, 于是地-气系统吸收的太阳辐射减少了。因此, 海冰减少了极区吸收短波辐射能的有效性。

海冰另一个显著的效应是绝热作用。海冰的存在明显地减弱了海-气之间的热量输送, 分子传导的慢过程成为热量穿过冰覆盖输送的主要机制。北极冬季, 气温约变化于-20—-40℃, 而水温变化于0—-2℃。在海水与空气直接接触的地方, 这样显著的温度差异可导致海洋向大气输送 10^2 — $10^3 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 的热量。但是, 当海水与空气被1米以上的冰所阻挡时, 热量输送仅仅约 10 — $20 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 。因此, 冰覆盖加强了冬季极地大气的净冷却, 将使得极地与赤道之间的平均温度梯度更大, 产生比其他情况下可能存在的更强的大气环流。当然, 像海洋—大气—海冰系统耦合情况一样, 情况是相当复杂的: 由于极地与赤道之间较大的温度梯度产生的强环流, 导致较多的暖空气平流到极区, 极地大气温度增高, 于是向赤道的梯度减弱, 产生一个负反馈。因此, 当极地冰覆盖存在时, 平衡大气环流(如果存在的话)究竟是强还是弱, 仍然是不确定的。

夏季, 海冰的绝热效应减小了大气到海洋的感热输送。加上海冰短波反照率较大, 海冰减少了太阳辐射的吸收, 大大地抑制了夏季极地海洋的热量所得, 虽然夏季影响的区域比冬季被抑制的海洋到大气的热量输送区域要小得多, 因为夏季海冰覆盖的面积小得多。

海冰另一个绝缘特征是, 有海冰时能减少向大气的蒸发, 结果减少了云形成、降雨和雪所需要的水汽。若某年海冰盖率异常低, 则期望从海洋到大气的热通量和水汽通量增大。这很可能增加冬季的风暴活动。如果有一大块海域, 通常冬季有海冰, 而现在没有冰, 则蒸发量加大, 有理由期望不但在该海域而在其四周陆地上降雪量将增多。这将导致在原有的大尺度冰川上再增添足够多的降雪量, 这是五十年代中期提出的北半球冰川循环学说(Ewing 和 Donn, 1956)的根据。

从季节尺度来说, 海冰冻结和融化将影响气候, 冬季海水冻结(从液态变为固态)释放能量, 夏季海冰融化(从固态变为液态)吸收能量, 于是季节性温度极值变小了。相同的机制亦使区域性温差减小了, 因为南北极的海冰向赤道平流: 北冰洋中央和南极大陆附近有净的冰形成, 向极地海洋和大气释放热量, 而稍离南北极的海区有净的冰消失, 向亚极地海洋和大气吸收热量。其结果被称之为极区以外有负的热量输送。

伴随着对温度的这些季节性和区域性效应, 对海水盐度也有同样的季节性和区域性效应。冬季当海水结冰时, 将盐排泄到下面海洋中, 增加了海洋混合层的盐度, 而夏季当海冰融化时, 将淡水添加到混合层中, 减小了混合层的盐度。从区域尺度来说, 由于海冰的脱盐过程, 结果在有净的冰形成区盐度增加, 在有净的冰消失区盐度减小, 像上述的负热量输送一样, 海冰动力学的总结果被称之为极区以外有负的盐输送。

由于海冰形成, 混合层盐度增加, 依此影响到海洋垂直密度的结构。盐度高增大混合层的密度, 这样就增加了出现不稳定密度层结的几率, 产生与下面水的对流(图2.22)。当出

现这种对流时，混合层的深度、温度和盐度全都要改变。更重要的是，如果最初的密度层结是这样分布的，当海面盐度增加，导致十分深的对流，甚至于形成底水，则最终将影响到全球海洋环流。在成冰量最大的地方（往往在未冻海和浮冰向岸的边缘），这种情况十分可能出现。冬季海岸附近海冰的离岸运动增加了沿海成冰率，冰移走后连续出现不冻水，然后不冻水很快又冻结。虽然观测资料有限，但可认为全球底水的大部分来自靠近海冰覆盖的向陆和向海边缘的极区。

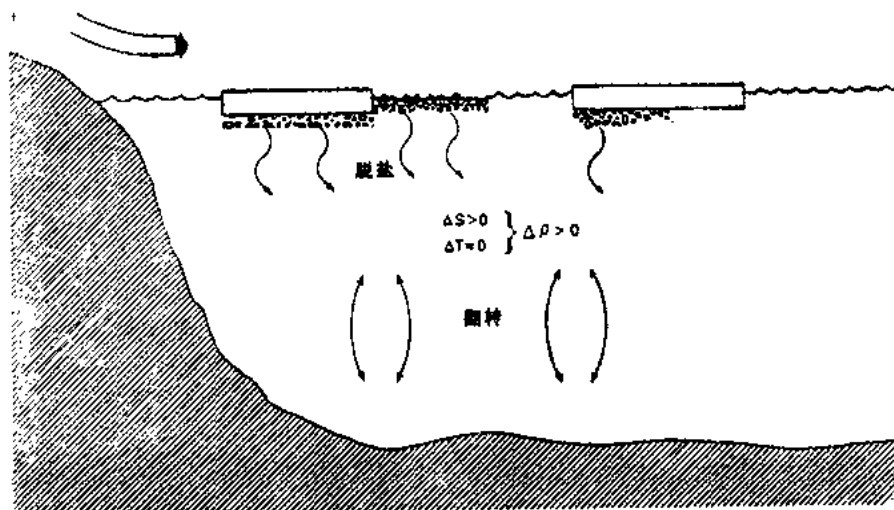


图2.22 当海冰形成时脱盐过程可能引起海洋深对流的示意图
〔取自Parkinson (1985)〕

由于大气、海洋和海冰影响的多样化，气候系统完整的数值处理必须要有一个包含有大气圈、水圈和冰雪圈相互作用的模式，其中大部分问题用非相互作用模式和相互作用模式能够弄清楚，而且已经弄清楚了，但是研制数值模式的主要问题之一是，确定计算中包含哪些物理分量和哪些物理过程，以及详细到什么程度。最好的选择主要取决于制作模式的目的。例如，大陆中部的短期天气预报中考虑了海洋得不到好处，但长期天气预报中考虑了海洋可得到好处。第五章将给出大气、海洋和海冰耦合模式和非耦合模式模拟的例子，第六和第七章将详述这些模式。

（朱福康，李术华译校）

第三章 基本模式方程组

一、基本方程组

支配大气、海洋和海冰运动的基本方程组是根据物理学基本定律推导出来的，尤其是动量、质量和能量守恒定律。其中动量守恒来自Isaac Newton第二运动定律。1687年出版的牛顿《自然哲学数学原理》一书中第一次明确表述了这一定律。质量和能量守恒虽然比动量守恒更广泛地为外专业人员所承认，但在历史上，将其用公式表示出来却要晚些，质量守恒定律是在18世纪后期，能量守恒定律是在19世纪中期。Albert Einstein在1905年指出质量和能量可以互相转化，并用一个单一的质量或能量守恒定律取代了两个独立的守恒定律。但是，因为质量和能量之间的守恒不适合于大气、海洋和海冰状况，于是在数值模拟中仍然应用两个独立的守恒定律。随着所考虑气候组成成分的改变，各种不同形式的能量方程都需要加入内部和外部的能源。

除了三个守恒定律以外，气候模式还需要一个与其它方程中某些参数有关的状态方程，再加上一个水汽方程。对于大气来说，状态方程涉及到气压、密度和温度，而对海洋来说，状态方程涉及到压力、温度、密度和盐度。状态方程和水汽方程、动量方程、能量守恒、质量守恒一起组成用于模拟气候系统的基本方程组。

1. 动量守恒

动量守恒定律要求作用于物体上的净力与所引起的运动变化成比例，常常表示成

$$F = ma \quad (3.1)$$

或更确切一些

$$F = d(mv)/dt \quad (3.2)$$

式中 F 是净力， m 是质量， a 是加速度， v 是速度， $d(\)/dt$ 是全导数，这就是经典力学的基本方程。把方程应用到大气、海洋和海冰，则表示作用在设想的空气、水或冰的质点或者体积

上的净力，等于质点或体积的质量与其速度乘积的时间变率。这里所指的质点要比单一的原子或分子巨大得多，而且保持它原有质量不变，因此Newton定律 $F = ma$ 的形式是合适的，可以重新解释作用在质点或体积上的净力等于其质量与加速度的乘积。为方便起见，除以 m 得到 $a = F/m$ ，可视为每单位质量的力。

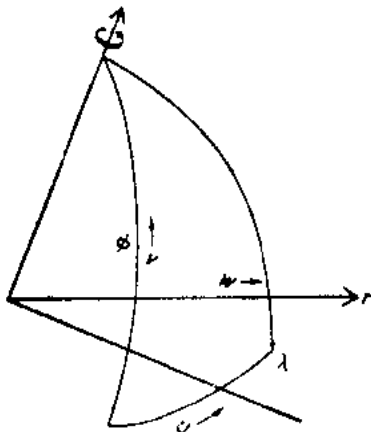


图3.1 球面坐标系的示意图

因为本书只考虑三维空间的大尺度模式，所以将以球面的形式表示定律，以适应地球的非平面的表面。三个基本方向的坐标是：向东增加的经度，向北增加的纬度，和从地心算起的径向距离 r （图3.1）。第三个坐标 r 等于距表面高度 z 加上地球半径 a ，而且，在气象学和海洋学中习惯上将 a 取为常数，则 $r = a + z$ 而 $dr = dz$ 。按照惯例，在南半球纬度是负的，

Coriolis力, 重力和摩擦力。

因为月或稍短一些的时间尺度的天气和气候问题的基础, 很大程度上取决于大气, 所以先来考虑大气的方程组。对于气压梯度力, 考虑一个如图3.2所示的空气体积。体积假定为直边形状, 则有体积 $(r \cos \phi \Delta \lambda)(r \Delta \phi) \Delta z$ 。因气压 p 是每单位面积上所受的力, 左侧面积为 $r \Delta \phi \Delta z$, 所以作用在左侧面积上的总力为

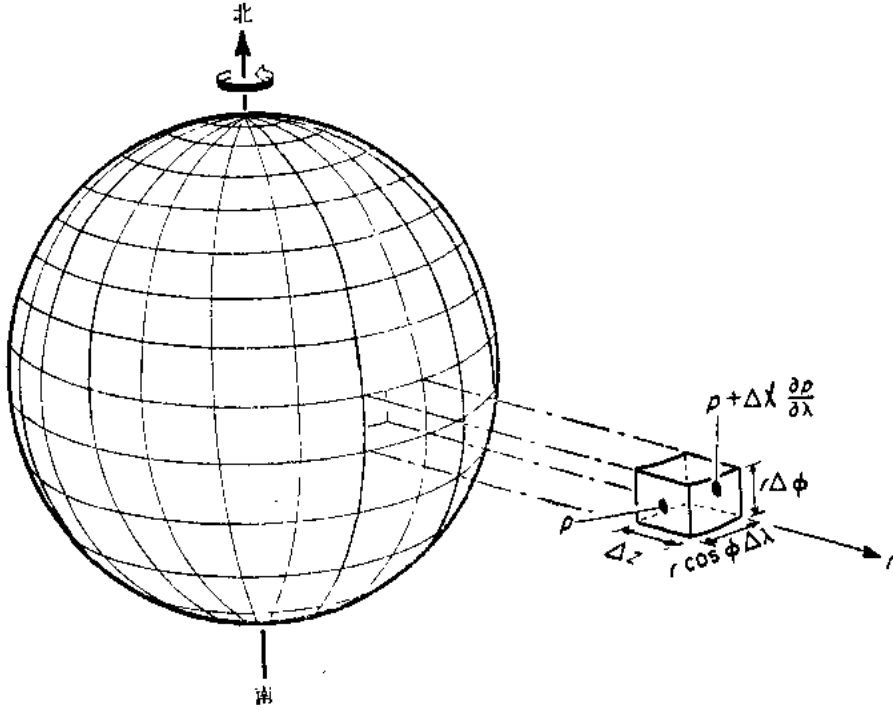


图3.2 在设想的空气体积元上压力示意图

$$pr \Delta \phi \Delta z \quad (3.11)$$

作用在右侧面上的总力为

$$\left(p + r \cos \phi \Delta \lambda \frac{\partial p}{r \cos \phi \partial \lambda} \right) r \Delta \phi \Delta z \quad (3.12)$$

于是在 λ 方向的净力为

$$\begin{aligned} & - \left(p + r \cos \phi \Delta \lambda \frac{\partial p}{r \cos \phi \partial \lambda} \right) r \Delta \phi \Delta z + pr \Delta \phi \Delta z \\ & = - r^2 \cos \phi \Delta \lambda \Delta \phi \Delta z \frac{\partial p}{r \cos \phi \partial \lambda} \end{aligned} \quad (3.13)$$

除以质量, 便得到所要求的每单位质量的力 $a = F/m$, 于是

$$\frac{r^2 \cos \phi \Delta \lambda \Delta \phi \Delta z}{m} \frac{\partial p}{r \cos \phi \partial \lambda} = - \frac{1}{\rho r \cos \phi} \frac{\partial p}{\partial \lambda} \quad (3.14)$$

为气压梯度产生的力(或简单称气压梯度力)在 λ 方向的分量, 式中密度 $\rho = m/\text{体积}$, 体积 $= r^2 \cos \phi \Delta \lambda \Delta \phi \Delta z$, 类似地可得到气压梯度力在球面坐标系中其余两个分量。

$$- \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{r \partial \phi} \text{ 和 } - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (3.15)$$

如早已提到的, 另一个力是由于地球旋转产生的。为简化起见, 考虑地球只绕着地轴从

西向东旋转。(图3.1)。在地球旋转一周时,地球上相对地球不动的任一物体,由于地球旋转移动的线性距离等于固定点纬圈的长度。于是在地球一点固定的物体具有一个速度分量,离极地越远这个分量越大,离赤道越远这个分量越小。若给予一物体向北或向南的速度分量,如果物体向极地方向运动,它的自西向东的速度将超过它所到达地点的速度,于是对地球上的观测者来说,物体好像是向东偏转了(即在北半球向右偏转,在南半球向左偏转)。相反地,如果物体向赤道方向运动,它的自西向东的速度将小于它所到达地点的速度,于是物体表现出向西偏转。这样,再一次地说明这种视偏转在北半球是向右的,在南半球向左。因此,无论物体向极地方向或是向赤道方向运动,当从原点沿运动方向观测时,在北半球视偏转向右,在南半球向左。这就提供了一种地球旋转为什么会造成 v 速度分量影响 du/dt (但不影响 dv/dt 或 dw/dt)的直观解释。类似地, w 速度分量影响 du/dt (但不影响 dv/dt 或 dw/dt),因为物体朝上运动时将接近有较大的向东线速度地区,物体好像是向西偏转了;当物体朝下运动时,将接近有较小的线速度地区,因此表现出向东偏转。由于地球的旋转,向东或向西偏离的物体不影响 du/dt ,但影响 dv/dt 和 dw/dt 。在数学上,在 λ 方向上每单位质量相当于受力

$$(2\Omega \sin \phi)v - (2\Omega \cos \phi)w \quad (3.16)$$

在 ϕ 方向为

$$-(2\Omega \sin \phi)u \quad (3.17)$$

在 z 方向为

$$(2\Omega \cos \phi)u \quad (3.18)$$

式中 Ω 是地球自转角速度。为方便起见,规定 $f = 2\Omega \sin \phi$, $\hat{f} = 2\Omega \cos \phi$,于是上述每单位质量的力在 λ 方向为 $fv - \hat{f}w$,在 ϕ 方向为 $-fu$,而在 z 方向为 $\hat{f}u$ 。注意 \hat{f} 在各个地点都是正的,但 f 在北半球为正,在南半球为负。

包含 \hat{f} 和 f 的项称为视示力项,是由于坐标系旋转产生的。它们被称为Coriolis项, f 称为Coriolis参数,以法国数学家G.G. Coriolis的名字命名。他在1835年研究了旋转系统的物理学。Coriolis项在大气、海洋和海冰系统的动力学中的重要作用将表现在本书的许多章节中。

利用以上关于力的表达式,对于 u , v 和 w 风分量,(3.6)–(3.8)式可以表示如下:

$$\frac{du}{dt} - \frac{uv \tan \phi}{r} + \frac{uw}{r} = -\frac{1}{\rho r \cos \phi} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + fv - \hat{f}w + F_\lambda \quad (3.19)$$

$$\frac{dv}{dt} + \frac{u^2 \tan \phi}{r} + \frac{vw}{r} = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \phi} - fu + F_\phi \quad (3.20)$$

$$\frac{dw}{dt} - \frac{u^2 + v^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + \hat{f}u + F_z \quad (3.21)$$

(3.19)–(3.21)式左边全导数项以外的附加项都是由旋转球体上的向心力推导出来的。利用矢量符号表示的(3.19)–(3.21)式稍严密的推导可以在附录A中找到,详细的推导可参看Holton (1979), Kasahara (1977), Haltiner和Williams(1980)和Marchuk等(1984)的著作。Phillips (1966)和其它一些人指出,因为大气和海洋4–20km的深度同地球6371km的半径相比,大气和海洋只是地球的一个浅层外壳,所以(3.19)–(3.21)的许多项通常是很小的,用能量相容性和尺度分析,可以将其进一步简化。

重新说明一下, a 是地球平均半径, z 是地面以上的高度, $r = a + z$ 。因 $z \ll a$,一般可以

用 a 替换 r ，就象 dr 为 dz 替换那样。这就是所谓的浅水近似，它是因为和地球半径比较，大气厚度相对浅薄的缘故。另外，在与气候有关的大气环流模式中，主要关心的运动具有几百到几千公里的水平特征空间尺度和 10ms^{-1} 量级的速度，我们也能通过略去其中一般来说重要性较小的项来简化(3.19)–(3.12)式，例如略去 $\hat{f}w$ ， $\hat{f}u$ 和 uw/r ， vw/r ，以及 $(u^2+v^2)/r$ 等，并可用 a 替换 r ，以及假定 g 为常数，由此得到的方程组：

$$\frac{du}{dt} - \left(f + u \frac{\tan \phi}{a}\right)v = -\frac{1}{a \cos \phi} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + F_1 \quad (3.22)$$

$$\frac{dv}{dt} + \left(f + u \frac{\tan \phi}{a}\right)u = -\frac{1}{\rho a} \frac{\partial p}{\partial \phi} + F_2 \quad (3.23)$$

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + F_3 \quad (3.24)$$

其中

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial \phi} + w \frac{\partial}{\partial z} \quad (3.25)$$

和

$$u = a \cos \phi \frac{d\lambda}{dt} \quad (3.26)$$

$$v = a \frac{d\phi}{dt} \quad (3.27)$$

$$w = \frac{dz}{dt} \quad (3.28)$$

虽然 r 已为 a 代替， dr 为 dz 代替，但(3.25)和(3.26)–(3.28)式仍然与(3.10)和(3.3)–(3.5)相似。如本章后一部分所述，方程(3.22)–(3.28)构成了预报大气运动或海洋运动三个分量的基础。引起运动的力是局地的压力梯度（或称为每单位距离的压力差）、重力、Coriolis项、摩擦项(F_1 、 F_2 和 F_3)。

对于大尺度大气运动，(3.22)–(3.24)式的主要项一般是气压梯度力，Coriolis力和重力项。化简(3.22)–(3.24)式使其只保留以上各项，并解出前两个方程的水平速度分量，我们得到：

$$v = \frac{1}{a \cos \phi} \frac{1}{f \rho} \frac{\partial p}{\partial \lambda} \quad (3.29)$$

$$u = -\frac{1}{a} \frac{1}{f \rho} \frac{\partial p}{\partial \phi} \quad (3.30)$$

$$g = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (3.31)$$

方程(3.29)–(3.30)式称为地转风方程。地转风是Coriolis力与气压梯度力之间完全平衡情况下假设的风。注意这样的风，在假定密度为常数的情况下，实际上是由气压梯度和Coriolis参数唯一定义的风。对于大尺度大气运动来说，这种平衡常常是一种非常好的近似。在海洋的大多数条件下，运动一般是较慢的，把 u 、 v 规定为水的速度而不是风，对海洋来说，对应的近似甚至更为好些。因为(3.29)–(3.30)式中分母的Coriolis参数，在赤道等于零，故地转风近似在靠近赤道时不能成立。

图3.3以示意图的形式指出在地转近似(3.29)–(3.30)式的情况下,风和气压的关系。首先说明在赤道以北的低气压系统的情况(在系统中心气压是最低的), $\partial p / \partial \lambda$ 在低压中心的右边是正的,中心之左是负的。从而,由(3.29)式,因 f 在北半球为正,故在中心之右 v 为正,在中心之左为负。注意具有负 u 的风是从东吹来的风,具有负 v 的风是从北吹来的风。图3.3A为北半球沿低压系统,地转风流动的示意图。读者应该通过类似的想法对高压区相应点做一练习,以证实图3.3 B箭头的方向。在赤道的南边,因为(3.29)和(3.30)式中Coriolis参数 f 的负值,环流的方向相反。于是低压中心之右 v 为负,中心之左为正;低压中心之南 u 为负,中心之北为正。因而,环流以与赤道以北相反的方向环绕着低压中心(将图3.3D与图3.3A比较)。与北半球高压中心(图3.3B)相比较,南半球高压中心(图3.3C)周围也可见到相应的风向逆转。总结一下,在北半球,低压区的地转风逆时针旋转,高压区顺时针旋转,但在南半球旋转方向相反。虽然所观测到的风不是严格的地转风,但是对大尺度($>10^5\text{km}$)运动,地转近似通常是有效的,因而北半球的飓风(它是强低压系统)总是反时针方向旋转,而南半球的飓风是顺时针旋转。

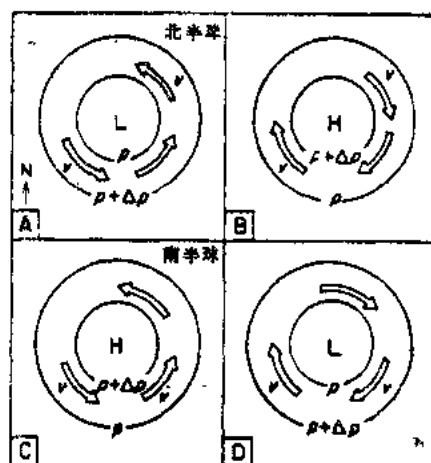


图3.3 在北半球和南半球,地转风与气压类型配置示意图
L表示低压系统中心,H表示高压系统中心

对于温带纬度的高层大气运动,地转风是相当好的第一近似。这已为中高纬天气图中风和气压的关系所证实,风近似于平行等压线(相等气压的连线)吹。在近地面层,地转风是不适用的,因为(3.19)–(3.20)式中的摩擦项在接近地表而时是不能略去的。另外,因 f 在低纬度近于零,地转平衡也不能应用在近赤道的地方。事实上,在热带以及对其它纬度中的某些小尺度天气现象(例如沙(尘)暴、陆龙卷和水龙卷),在(3.19)和(3.20)式中起支配作用的项趋向于向心加速度(方程中左边第二和第三项)和气压梯度力项,造成所谓旋衡性平衡。对于以Coriolis力为支配因子的系统所选择的旋转方向,这些系统没有强的倾向性。

回到(3.31)式,这个方程一般命名为流体静力方程,它反映了重力和垂直气压梯度力之间的平衡。对于大尺度大气和海洋运动,这种平衡保持得很好。当平衡暂时破坏时,对于快的空气加速度(或海洋中水的加速度)趋向重新建立流体静力平衡。不能保持近似平衡的常有的情况是小尺度运动(10km或更小一些),例如对流,加速度和重力数值可以有相当大小。有关不能利用流体静力平衡的各种情况的详细讨论可以在许多现代理论教科书中找到,例如,由Holton(1979),Haltiner和Williams(1980)和Gill(1982)所著的教科书。显然对于气候模式中所处理的运动尺度,假定流体静力平衡一般都是有效的。

回到更为普遍的方程(3.22)–(3.28)式,大气的大尺度运动(包括高压和低压的综合天气系统),具有典型的水平速度 $u, v \approx 10\text{ms}^{-1}$,垂直速度 $w \approx 0.01\text{ms}^{-1}$,水平长度尺度 $L \approx 10^3\text{km}$,垂直尺度 $H \approx 10^4\text{m}$,水平气压差 $\Delta p \approx 1.0\text{kPa} (= 10\text{mb})$ 和时间尺度 $t \approx 10^5\text{s}$ (Charney, 1948)[气压单位Pa是一个Pascal,是以法国科学家Blaise Pascal (1623–1662)的名字命名的。他完成了大气压力随高度减低的试验。100 kPa 等于100mb (millibars),是一个更常用的单位]。在中纬度Coriolis参数 $\approx 10^{-4}\text{s}^{-1}$ (用符号 f 表示)。

如果组成一个在中纬度的加速度和Coriolis项的特征尺度比, 则有如下的无因次数:

$$R_o = \frac{u^2/L}{f_o u} \quad (3.32)$$

还可简化为:

$$R_o = \frac{u}{f_o L} \quad (3.33)$$

这个无因次数, 首先在苏联的文献中为I. A. Kibel(1940)所使用 (参见A. S. Monin, 1972), 但一般在西方文献中称Rossby数, 以瑞典气象学家C. G. Rossby的名字命名, 他对了解大气大尺度运动做出了重大贡献。大尺度运动 R_o 的标准数值可以通过将上面提到的 u , f_o 和 L 标准值代入(3.33)式得到。这样做时, 我们得到数值0.1, 表明了这种尺度运动的加速度项, 比Coriolis项大约小一个数量级, 风近似于地转平衡。然而, 因为严格的平衡意味着大气处于稳定状态的大气, 所以与地转状态的小差值就起着至关重要的作用。故在预报天气或海洋环流中, 决定性的因素就是恰当地评价这个小的不平衡, 以适合于大气或海洋大尺度的综观运动, 而不是去适合于那些更代表小尺度高频运动的波动。后者包括, 声波 (通过压缩和稀疏介质来传播), 重力波 (它传播是由于流体静压强的变化)。大气和海洋的大部分能量显现在大尺度低频运动之中, 而不是在声波和重力波运动之中。

2. 质量守恒

在气候模式中要模拟的第二个守恒定律显然是质量守恒定律, 有时也称为连续性方程。再来参考图3.2所示意的空气或水的假想体积, 限制所指体积的六个面中, 每一面质量和速度的乘积 (称为质量输送或通量), 必须通过质量守恒的方式达到平衡。通过经度方向体积表面的净质量通量差为

$$\rho u a \Delta \phi \Delta z - \left[\rho u + \frac{a \Delta \lambda \cos \phi}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} (\rho u) \right] a \Delta \phi \Delta z \quad (3.34)$$

相减后, 还可简化为

$$- \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} (\rho u) a^2 \cos \phi \Delta \lambda \Delta \phi \Delta z \quad (3.35)$$

用类似方法可求得通过其它两对对应的体积表面的净质量通量为

$$- \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\rho v \cos \phi) a^2 \cos \phi \Delta \lambda \Delta \phi \Delta z \quad (3.36)$$

和

$$- \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) a^2 \cos \phi \Delta \lambda \Delta \phi \Delta z \quad (3.37)$$

因为体积内质量的时间变率应该等于通过各表面总的的质量通量差,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho a^2 \cos \phi \Delta \lambda \Delta \phi \Delta z) = & - \left[\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} (\rho u) \right. \\ & + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\rho v \cos \phi) \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) \right] a^2 \cos \phi \Delta \lambda \Delta \phi \Delta z \end{aligned} \quad (3.38)$$

$$C_p \frac{dT}{dt} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt} = Q \quad (3.44)$$

C_p 是定压比热，用于 (3.41) 式的 C_v 是定容比热。在绝热过程， $Q = 0$ ，除以 $C_p T$ ，引入状态方程 (3.42) 和 $\kappa = R/C_p$ 的定义，得到热力学第一定律更为方便的形式：

$$\frac{1}{T} \frac{dT}{dt} - \frac{\kappa}{p} \frac{dp}{dt} = 0 \quad (3.45)$$

上面方程连同 (3.31) 式一起，在假设大气的全过程是绝热的和静力平衡时，能够确定随高度增加的减温率。特别是，利用 (3.45) 式和 (3.31) 式的全导数形式可得到

$$\frac{dT}{dz} = - \frac{\kappa \rho g}{p} T \quad (3.46)$$

引入 (3.42) 式和 $\kappa = R/C_p$ ，则上式简化为

$$\frac{dT}{dz} = - \frac{g}{C_p} \quad (3.47)$$

于是得到在特定的大气过程中，温度随高度增加而减少 9.8K/km 的结果，将其称为干绝热温度直减率，用符号 Γ 表示。这个数值提供了一个实际分布直减率与之对比的标准。若实际分布直减率超过这个数值（意思是大气温度分布随高度减少更快）则表示在静力假定条件下为不稳定的大气状态；反之若实际分布直减率显著地比这个数值小，则表示大气为稳定状态。

利用自然对数求导的基本公式， $d(\ln A)/dt = (1/A)(dA/dt)$ ，积分 (3.45) 式，得

$$\ln \left[-\frac{T}{T_*} \left(\frac{p_*}{p} \right)^\kappa \right] = C \quad (3.48)$$

或

$$\frac{d}{dt} \left[T \left(\frac{p_*}{p} \right)^\kappa \right] = 0 \quad (3.49)$$

式中 p_* 通常取成标准海平面气压。上面方程说明了在绝热过程中温度和气压是怎样的一种关系。(3.49) 式左边方括号内的项称为位温 θ ，即

$$\theta \equiv T \left(\frac{p_*}{p} \right)^\kappa \quad (3.50)$$

由 (3.49) 式，在绝热过程中， θ 应是常数。考虑 θ 的另一种方法是，使一气体从温度 T 和气压 p 绝热压缩或膨胀到标准海平面气压 p_* [例如 $100\text{kPa}(1000\text{mb})$]，气体所具有的温度就是位温。因为气压随高度减少，且 θ 为常数，那么从 (3.50) 式可以看出，在绝热条件下空气质点垂直上升，温度随高度必然降低，相反空气质点绝热下沉温度必然升高。上述情况和由于空气冷却使空气可容纳的水汽减小这个事实，可以解释当空气上升时，为什么会产生凝结和降水。相反，当空气下沉时，空气压缩、增温，相对湿度减少。关于水汽所起的其它作用，将在后面大气对流和降水的讨论中予以说明。

在辐射和凝结过程不可忽略时，(3.41) 和 (3.44) 式中加热或冷却项 Q 不能令其为零，因此 θ 是不守恒的，和前面提到的一样， Q 称为非绝热项。对于只有几天的短期预报，这一项常被略去，尽管对很短的时间尺度这一项也可能是相当重要的，例如象大雨这样的特殊情况。对于气候模式，非绝热项是带有决定性的，事实上气候模拟在大多数情况下就

是致力于决定Q项分量计算的改进。在后面会更详细地讨论这些问题。

二、大气基本预报方程组的总结

这里我们总结一下上面讨论的大气数值模拟的基本方程组。水平运动方程(3.22)——(3.23)是u和v的预报方程(意指它们含有时间导数)：

$$\frac{du}{dt} - \left(f + u \frac{\tan\phi}{a}\right) v = - \frac{1}{a \cos\phi} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + F_1 \quad (3.51)$$

$$\frac{dv}{dt} + \left(f + u \frac{\tan\phi}{a}\right) u = - \frac{1}{\rho a} \frac{\partial p}{\partial \phi} + F_2 \quad (3.52)$$

这些是根据 Newton 第二运动定律或者动量守恒定律推导出来的。静力方程(3.31)是关于密度和气压的近似关系，根据第三个运动方程得到：

$$g = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (3.53)$$

连续性方程(3.39)和热力学第一定律(3.44)，给出了密度和温度的预报方程：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \frac{1}{a \cos\phi} \left[\frac{\partial}{\partial \lambda} (\rho u) + \frac{\partial}{\partial \phi} (\rho v \cos\phi) \right] - \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) \quad (3.54)$$

和

$$C_p \frac{dT}{dt} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt} = Q \quad (3.55)$$

这些分别是质量和能量的守恒定律。最后，状态方程(3.42)或气体定律是说明气压、密度和温度关系的方程：

$$p = \rho R T \quad (3.56)$$

六个方程含有六个未知数(u, v, w, ρ, p和T)，一旦Q, F₁和F₂有关常数值给定，原则上这是一个可以求解的方程组。但是，上述形式的方程组，对于实际求解来说不是最方便的。把这些方程变换成一个实际预报系统，将是我们下一步的主要任务。这里说明的要点是在六个方程中，确定的u, v, w, ρ, p, T和时间、三维空间的关系。以后还要加上重要的第七个方程和一个水汽变量(参见(3.145))。水汽方程把大气中水汽的时间变率同来自地表下面的水汽输入和大气内部的相变联系起来。

整个方程组(3.51)——(3.56)是不封闭的，因为摩擦项F₁, F₂和加热或冷却项Q必须根据变量的其它规律来确定。正如先前提到的，这几项对气候模拟是非常重要的，尽管对几天的短期预报来说，它们常常被略去。Richardson(1922)利用以上方程组，做了具有历史意义的预报。在通常的文献中，这个方程组称为原始方程组，因为原始方程比本世纪50年代初由 Jule Charney和Norman Phillips 首先使用计算机进行模拟研究时所使用的方程组更为基本。关于早期的模式以后还会谈到。原始一词用词稍微有些不当，因为它并不意味着是一个简单的方程组，倒不如称做基本方程的完备系更好，因为由此可演绎出各种近似的简化形式。

三、垂直坐标系

在大气模式中有几个可供选择处理垂直坐标的方法。因为大尺度运动具有流体静力学性质，垂直坐标可以变换为气压坐标，如20世纪40年代试图对大气所进行的早期模拟(Elia

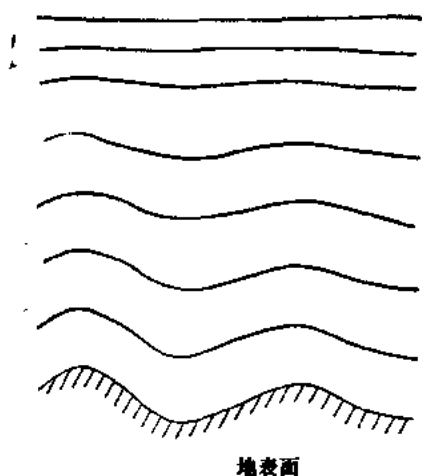


图3.4 变换为 σ -坐标面的示意图
在低层大气近似随着山高变化, 在高层大气近似随着标准气压变化
【引自Arakawa和Lamb (1977)】

(3.57) 式中, p 表示所讨论点的气压, p_s 表示所讨论点垂直向下的地表面气压, 是 λ, ϕ 和 t 的函数。注意在大气上界 $p = 0, \sigma = 0$; 在地表面 $p = p_s, \sigma = 1$ 。按照定义, $\sigma = 1$ 的面严格地随地形变化 (图3.4), 因此不再有垂直坐标与山相交的问题。

为了把基本预报方程(3.51)–(3.56)变换成与 σ 坐标系相应的表达式, 需要函数 A 沿着等 σ 面和沿着等 z 面偏导数之间的关系式:

$$\left. \frac{\partial A}{\partial c} \right|_{\sigma} = \left. \frac{\partial A}{\partial c} \right|_z + \frac{\partial \sigma}{\partial z} \left. \frac{\partial A}{\partial \sigma} \right|_{\sigma} \quad (3.58)$$

式中 c 可以是 λ, ϕ 或 t , 例如可取 (3.51) 式中, 经度方向气压梯度项, 取为沿 σ 面并展开:

$$\frac{1}{\rho} \frac{1}{\cos \phi} \left. \frac{\partial p}{\partial \lambda} \right|_{\sigma} = \frac{1}{\rho} \frac{1}{\cos \phi} \left[\left. \frac{\partial p}{\partial \lambda} \right|_z + \frac{\partial p}{\partial \sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial z} \left. \frac{\partial z}{\partial \lambda} \right|_{\sigma} \right] \quad (3.59)$$

因 σ 是 z 和 λ 的函数, 因此出现了最后一项。对于(3.52)式中所需要的纬度方向气压梯度可以得到类似的表达式。注意在(3.59)式中用两项代替了水平气压梯度的一项。(3.59)式左边一项表示沿 σ 面 (在山区是倾斜的) 的气压梯度, 右边第二项表示流体静压力项, 为得到沿 z 面的气压梯度, 必须从左边一项中减去右边第二项。因为垂直气压梯度比水平气压梯度大很多, 则(3.59)式反映了两个大项 (第一项和最后一项) 相减产生较小的水平梯度。经验表明, 为避免过大的误差, 在使用 σ -坐标系的大气模式中必须利用平滑过的山。利用 z -坐标系 [(3.51)–(3.56)] 的模式不会遇到这样的特殊问题, 但却会出现山与 z 面相交的另外问题 (参见 Kasahara 和 Washington, 1971; Washington 和 Williamson, 1977)。现在的许多大气气候模式采用 σ 坐标系, 但需要与模式的水平和垂直分辨率相一致的山脉平滑为条件。

对 σ 坐标系, 全导数 (3.25) 可以变换为如下形式:

$$\left. \frac{d}{dt} \right|_{\sigma} = \left. \frac{\partial}{\partial t} \right|_{\sigma} + \frac{u}{a \cos \phi} \left. \frac{\partial}{\partial \lambda} \right|_{\sigma} + \frac{v}{a} \left. \frac{\partial}{\partial \phi} \right|_{\sigma} + \dot{\sigma} \left. \frac{\partial}{\partial \sigma} \right|_{\sigma} \quad (3.60)$$

式中 $\partial/\partial \lambda$ 和 $\partial/\partial \phi$ 取沿等 σ 面, 取代了沿等 z 面, $\dot{\sigma}$ 是 σ 坐标的垂直速度 $d\sigma/dt$ 。利用 (3.58) 式,

ssen, 1949; Starr, 1946)。这种方案具有某种优点, 因为由此得到一个比 (3.54) 式更为简单的连续性方程。但是, 由于当等压面高度变化时, 在山上一给定点的垂直坐标也要随时间变化。更为特殊的情况是, 一个特定的等压面在某些时候可能与山相交, 而在另外一些时候却可能不相交, 这给山地 (地形) 处理带来很大困难, 因而存在严重缺点。把垂直坐标规定为气压坐标决定了垂直坐标的这种性质。它在早期的大气计算机模拟中, 曾引起过令人头疼的计算问题, 特别是靠近地表面时 (Leith, 1965)。

Phillips (1957) 设计了一种变换坐标系, 避免了气压坐标系中地形处理带来的困难。在 Phillips 的坐标中, 以称做 σ 的坐标系代替 z 或者 p , 其定义为

$$\sigma = \frac{p}{p_s} \quad (3.57)$$

水平运动方程 (3.51) 和 (3.52) 在 σ 坐标系可写成

$$\left. \frac{du}{dt} \right|_{\sigma} - \left(f + \frac{u}{a} \tan \phi \right) v = - \frac{1}{\rho a \cos \phi} \left[\left. \frac{\partial p}{\partial \lambda} \right|_{\sigma} - \frac{\partial p}{\partial \sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial z} \left(\frac{\partial z}{\partial \lambda} \right) \right] + F_{\lambda} \quad (3.61)$$

$$\left. \frac{dv}{dt} \right|_{\sigma} + \left(f + \frac{u}{a} \tan \phi \right) u = - \frac{1}{\rho a} \left[\left. \frac{\partial p}{\partial \phi} \right|_{\sigma} - \frac{\partial p}{\partial \sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial z} \left(\frac{\partial z}{\partial \phi} \right) \right] + F_{\phi} \quad (3.62)$$

流体静力方程 (3.53) 在 σ 坐标中可写成

$$\frac{\partial p}{\partial \sigma} = - \rho g \frac{\partial z}{\partial \sigma} \quad (3.63)$$

把 (3.63) 式代入 (3.61) 和 (3.62) 式, 得到形式稍有不同的运动方程 (读者会在别的地方碰到)。

在采用 σ 坐标系的模式中, 连续性方程也必须变换。先把连续性方程除以 ρ , 得到

$$\frac{d}{dt} \ln \rho + \frac{1}{a \cos \phi} \left[\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \phi} (v \cos \phi) \right] + \frac{\partial \omega}{\partial z} = 0 \quad (3.64)$$

对方括号中的每一个偏导数, 用 (3.58) 式进行变换, 则 (3.64) 式中间一项可以从 z 坐标系变换为 σ 坐标系

$$\begin{aligned} \frac{1}{a \cos \phi} \left[\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \phi} (v \cos \phi) \right] \Big|_{\sigma} &= \frac{1}{a \cos \phi} \left\{ \left[\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \phi} (v \cos \phi) \right] \Big|_{\sigma} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\partial \sigma}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial \lambda} \frac{\partial u}{\partial \sigma} - \frac{\partial \sigma}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial \phi} \frac{\partial (v \cos \phi)}{\partial \sigma} \right\} \end{aligned} \quad (3.65)$$

另外, 由 (3.60) 式和 w 的定义 dz/dt

$$w = \left. \frac{\partial z}{\partial t} \right|_{\sigma} + \frac{u}{a \cos \phi} \left. \frac{\partial z}{\partial \lambda} \right|_{\sigma} + \frac{v}{a} \left. \frac{\partial z}{\partial \phi} \right|_{\sigma} + \sigma \left. \frac{\partial z}{\partial \sigma} \right|_{\sigma} \quad (3.66)$$

由 (3.66) 式计算 $\partial w / \partial \sigma$, 然后把其结果和 $\partial w / \partial z = (\partial \sigma / \partial z) \cdot (\partial w / \partial \sigma)$ 以及 (3.65) 代入 (3.64) 式, 经过整理之后得到

$$\left. \frac{d}{dt} \ln \rho \right|_{\sigma} + \left. \frac{d}{dt} \ln \left(\frac{\partial z}{\partial \sigma} \right) \right|_{\sigma} + \frac{1}{a \cos \phi} \left[\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \phi} (v \cos \phi) \right] \Big|_{\sigma} + \frac{\partial \sigma}{\partial \sigma} = 0 \quad (3.67)$$

因

$$\ln \rho + \ln \left(\frac{\partial z}{\partial \sigma} \right) = \ln \left(\rho \frac{\partial z}{\partial \sigma} \right) \quad (3.68)$$

并由 (3.57) 式得 $\partial \sigma = \partial p / p$, 则利用 (3.60) 和 (3.63) 式, σ 坐标的连续性方程可写成

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \phi} \left[\frac{\partial p u}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \phi} (p v \cos \phi) \right] \Big|_{\sigma} + p \frac{\partial \sigma}{\partial \sigma} = 0 \quad (3.69)$$

为把 (3.69) 式变换成在大气模拟中更为常用的形式, 从 $\sigma = 0$ 到 $\sigma = 1$, 并以 $\sigma = 0$ 和 $\sigma = 1$ 时 $\sigma = 0$ 为边界条件, 垂直积分这个方程

$$\int_0^1 \frac{\partial p}{\partial t} d\sigma + \int_0^1 \frac{1}{a \cos \phi} \left[\frac{\partial p u}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \phi} (p v \cos \phi) \right] d\sigma + \int_0^1 p \frac{\partial \sigma}{\partial \sigma} d\sigma = 0 \quad (3.70)$$

将 (3.70) 式中两项积分, 得

$$\frac{\partial p}{\partial t} = - \int_0^1 \frac{1}{a \cos \phi} \left[\frac{\partial p u}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \phi} (p v \cos \phi) \right] d\sigma \quad (3.71)$$

$$\nabla_3 \cdot \mathbf{V}_3 = \nabla \cdot \mathbf{V} + \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{1}{a \cos \phi} \left[\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \phi} (v \cos \phi) \right] + \frac{\partial w}{\partial z} \quad (3.78)$$

而又乘 $\nabla_3 \times \mathbf{V}_3$ 是

$$\begin{aligned} \nabla_3 \times \mathbf{V}_3 = & \left(\frac{1}{a} \frac{\partial w}{\partial \phi} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) \mathbf{i} + \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial w}{\partial \lambda} \right) \mathbf{j} \\ & + \left(\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial (u \cos \phi)}{\partial \phi} \right) \mathbf{k} \end{aligned} \quad (3.79)$$

根据 Helmholtz 理论, 水平风矢量可分为两个标量项:

$$\mathbf{V} = \mathbf{k} \times \nabla \phi + \nabla \chi \quad (3.80)$$

式中 ϕ 是流函数 (二维无辐散流动的参数, 沿着流体流动的流线其数值为常数), χ 是速度势 (一个标量函数, 它的梯度等于无旋转流动时的速度矢量)。图 3.5 以示意图的方式说明 \mathbf{V} , ϕ , 和 χ 之间的关系, 其中图 3.5B 和图 3.5D 分别说明辐合和辐散速度场的情况。 χ 同心线在辐

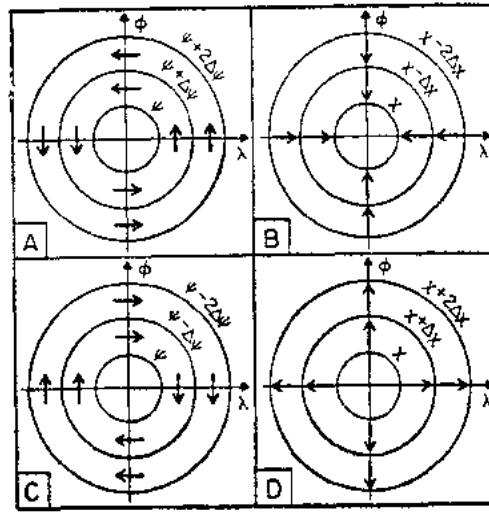


图 3.5 速度 \mathbf{V} (用黑箭头表示), 流函数 ϕ 和速度势 χ 的示意图

合中心数值最高 (情况 B), 在辐散中心数值最低 (情况 D)。用类似的方法说明 A, 同心圆向外, 流函数值增加; C 的情况与 A 相反, 运动呈顺时针方向。流函数类似于气压场, 与之有关的风速和其梯度成比例。结果是, 除去热带, 对于大尺度 (3.80) 式右边含有流函数的第一项对速度一般贡献最大, 而速度势或散度分量项 ∇z 通常很小。

对水平运动方程 (3.51) — (3.52) 进行 $\mathbf{k} \cdot \nabla \times ()$ 和 $\nabla \cdot ()$ 矢量运算, 我们得到 涡度方程

$$\begin{aligned} \overbrace{\frac{\partial \zeta}{\partial t}}^{\text{大}} = & - \overbrace{\mathbf{V} \cdot \nabla (\zeta + f)}^{\text{大}} - \overbrace{w \frac{\partial \zeta}{\partial z}}^{\text{小}} - \overbrace{(\zeta + f) D}^{\text{中}} + \overbrace{\mathbf{k} \cdot \nabla \mathbf{w} \times \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial z}}^{\text{小}} \\ & + \overbrace{\mathbf{k} \cdot \nabla \mathbf{p} \times \nabla \left(\frac{1}{\rho} \right)}^{\text{小}} + \overbrace{\mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathbf{F}}^{\text{小}} \end{aligned} \quad (3.81)$$

和散度方程

$$\underbrace{\frac{\partial D}{\partial t}}_{\text{小}} = - \underbrace{\nabla \cdot [(\mathbf{V} \cdot \mathbf{D}) \mathbf{V}]}_{\text{小}} - \underbrace{\nabla \cdot (f \mathbf{k} \times \mathbf{V})}_{\text{大}} - \underbrace{\nabla \mathbf{w} \cdot \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial z}}_{\text{小}} - \underbrace{\mathbf{w} \frac{\partial D}{\partial z}}_{\text{小}} - \underbrace{\nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho} \nabla p \right)}_{\text{大}} + \underbrace{\nabla \cdot \mathbf{F}}_{\text{小}} \quad (3.82)$$

式中 $\zeta \equiv \mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathbf{V}$ 是涡度的垂直分量, D 是水平散度 $\nabla \cdot \mathbf{V}$ 。在方程上边的大小标记, 表示当所考虑的是大尺度天气和海洋环流型时, 各项典型的相对大小。系统的尺度分析表明, 对于中纬度大尺度运动, 在 (3.81) - (3.82) 式中标示“大”的项, 尺度为 V^2/L^2 , 标示“中”的项为 $R, V^2/L^2$, 而标示“小”的项大约比标示“中”的项小一个量级。在许多动力气象教科书中, 对 (3.81) 和 (3.82) 式的推导会稍有差别 (例如, Haltiner 和 Williams, 1980; Gill, 1982)。

对 (3.80) 式进行同样的叉乘和点乘运算, 涡度和散度就可以用流函数和速度势表示出来。

$$\zeta = \mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathbf{V} = \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} - \frac{1}{a} \frac{\partial u}{\partial \phi} + \frac{u \tan \phi}{a} = \nabla^2 \phi \quad (3.83)$$

$$D = \nabla \cdot \mathbf{V} = \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a} \frac{\partial v}{\partial \phi} - \frac{v \tan \phi}{a} = \nabla^2 \chi \quad (3.84)$$

式中右边的 ∇^2 称为 Laplace 算子, 定义为

$$\nabla^2(\) \equiv \frac{1}{a^2 \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\cos \phi \frac{\partial(\)}{\partial \phi} \right) + \frac{1}{a^2 \cos^2 \phi} \frac{\partial^2(\)}{\partial \lambda^2} \quad (3.85)$$

(参见附录 A)。对于大多数非热带的大尺度运动, $\zeta \gg D$ 。如后面将要讨论的, 这是运动近于地转的另一种说法。

2. Rossby 波动方程

上述方程所揭示的情况, 有助于考虑大气和海洋的状况。首先, 在涡度方程 (3.81) 式中, 对大尺度来说, 占优势的项是含有 ζ 和 Coriolis 参数的纬度变化项, 于是只保留最大项, 可简化 (3.81) 式, 得到如下近似:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \zeta + \frac{v}{a} \frac{\partial f}{\partial \phi} = 0 \quad (3.86)$$

虽然这个方程早已为人们所知, 但 G.G. Rossby 在 20 世纪 30 年代第一个把它看做是描述大气大尺度运动的关键方程。

简单转化成笛卡尔坐标, 假定

$$\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} = \frac{\partial}{\partial x} \quad (3.87)$$

$$\frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \phi} = \frac{\partial}{\partial y} \quad (3.88)$$

$$f = f_0 + \beta y \quad (3.89)$$

$$\beta \equiv \frac{df}{dy} \quad (3.90)$$

则 (3.83) 和 (3.86) 成为

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (3.91)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} + v\beta = 0 \quad (3.92)$$

式中 $\mathbf{V} \cdot \nabla \zeta$ 被展开为两个水平分量。将 (3.91) 式代入, 方程 (3.92) 被进一步简化, 令 u 和 v 只在 x 方向变化, 把 u 再分成常数部分 U 和比较小的分量 u' , 后者称为扰动, 则 $u = U + u'$ 。进而假定 $U \gg u'$, 扰动的乘积可略去, (3.92) 可简化为

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x \partial t} + U \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \beta v = 0 \quad (3.93)$$

式中 U 是不变的水平平流 (风) 速率。让我们进一步假定 (3.93) 式有一个波动解, 其形式为

$$v = A \sin[k(x - ct)] \quad (3.94)$$

式中 A 是任一不变的振幅, 波数 k 是 0 到 2π 之间波的数目 (因此, 在球面定义域内, k 是绕着球体波的数目), c 是波速。波长 $L = 2\pi/k$, 是相邻波峰或波谷之间的距离 (参见图 3.6), L/c 是波的周期。将 (3.94) 式代入 (3.93) 式, 得

$$c = U - \frac{\beta}{k^2} \quad (3.95)$$

根据 (3.95) 式, C. G. Rossby (1939) 成功地解释了许多大尺度大气形势的特征。由高层大气探测资料绘制的早期高空图, Rossby 知道有大的向东移动的天气形势存在。解释这些波的移动, 需要有理论依据, (3.95) 式则帮助解决了这个问题。Rossby 把 (3.95) 式应用到大尺度大气形势, 指出大尺度气象波的移动速度取决于平均风速 U 、波数 k 或波长 L 。变量的特征值 $L \approx 3000 \text{ km}$, $U \approx 10 \text{ ms}^{-1}$ 和 $\beta \approx 10^{-11} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$, 产生 8 ms^{-1} 的波速。满足 (3.95) 式的波命名为 Rossby 波。由 (3.95) 式, 相对于平均风速而言 Rossby 波向西传播。相对于地球而言, 波向西还是向东传播, 决定于 U 比 β/k^2 是大还是小。若波有波长

$$k = \sqrt{\beta/U} \quad (3.96)$$

则 $c = 0$, 波是静止的, 既不向西也不向东移动。

方程 (3.95) 不能用做定量预报, 因为在推导时所用的假定和简化, 在实际大气中只是有时可以遇到。作为大气大尺度的第一近似, 其基本点是, 涡度方程中涡度 ζ 的时间变化, 水平平流和行星涡度平流 β 之间存在着平衡 [参见 (3.86) 式或者 (3.92) 式]。严格地说, 是把 (3.86) 式应用在垂直平均流场, 此时风不随高度改变。这种流型称为正压的, 不考虑水平温度梯度。更确切地说, 正压意味着其在等密度面上气压是不变的。其结果是温度和气压或密度的变化没有联系。由于正压模式不使用热力学第一定律 (因不涉及温度), 所以对于气候研究, 其用途非常有限, 然而却可用它研究大气和海洋中 Rossby 波的传播。于是研究者可以在有限程度上, 用正压模式了解基本上理想化了的大尺度动力运动的性质, 而不是实际大气或海洋环流的细节。

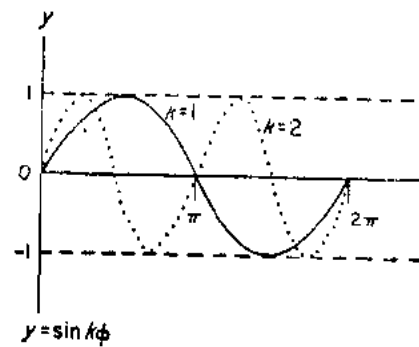


图3.6 振幅为 1, 波数 $k = 1$ 和 $k = 2$ 的正弦波

的潜热加热)导致平均位能 P_M 的生成。由于大气的斜压性,一部分 P_M 通过斜压涡动的增长(中纬度大尺度风暴系统),转换为涡动位能 P_E (不是全都可以转换)。对给定的一天,在中纬度围绕半球一般有 5 到 8 个斜压波。关于这些波动的起因涉及到大气的某些基本性质,例如观测到的气流的斜压性。在许多气象教科书中(例如 Holton, 1979, 和 Haltiner 和 Williams, 1980)解释了这个问题。通过冷空气下沉和暖空气抬升, P_E 转换成涡动动能 K_E , 由于摩擦耗损,一部分 K_E 在地面或大气中消散。 K_E 的另一部分转回到纬向动能 K_M , 一部分 K_M 也消散掉,剩余的 K_M 转换成 P_M 。在第五章中给出了计算机模拟位能生成,随后又从位能蜕变成斜压涡动的例子。这个例子说明了能量转换的顺序为 $P_M \rightarrow P_E \rightarrow K_E$ 。

五、早期大气环流模式

在第一次的计算机预报中,Charney, Fjörtoft, 和 von Neumann (1950) 使用了类似于 (3.86) 式的正压方程,它是涡度方程 (3.81) 最大项的平衡关系式。自 1950 年以来,一直使用一些比较简单的方程组,这些方程组具有适合大气或海洋较慢运动的共同属性。运动较快的重力波和声波已自动除去。在这些方程组中,涡度方程是基本的预报方程,它含有占支配地位的时间项和涡度平流项 $[\mathbf{V} \cdot \nabla(\zeta + f)]$ (参见 Phillips, 1973)。在这些较简单的方程组中,有一些称为准地转的,因为它们用了只与大尺度运动相容的地转近似(见 Charney 和 Phillips, 1953 的文章)。

Phillips (1956) 利用了一个笛卡儿坐标两层斜压准地转方程组,进行了首次气候大气环流试验。Phillips 考虑了加热和冷却的影响,并简单地处理了摩擦耗散。他利用的涡度方程是

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\mathbf{V} \cdot \nabla(\zeta + f) - f_0 D + A \left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} \right) \quad (3.104)$$

式中 A 是横向动力粘滞系数,是摩擦耗散的原始形式, f_0 是不变的 Coriolis 参数。涡度方程 (3.104) 是根据更为一般的涡度方程 (3.81) 只取其较大的项,然后加上耗散项得到的。Phillips 还化简了散度方程 (3.82) 的最大项,得到

$$f_0 \zeta = g \nabla^2 h \text{ 或 } f_0 \nabla^2 \phi = g \nabla^2 h \quad (3.105)$$

式中 h 是等压面的高度,第二个方程是根据第一个方程直接得到的,因为在 (3.83) 式中已给定了流函数和涡度的关系。方程 (3.105) 可以进一步简化为

$$\phi \approx \frac{g}{f_0} h \quad (3.106)$$

可将它用于热力学第一定律 (3.55)。用这种方法进行处理,可以构成能量和尺度兼容的准地转方程组。

遗憾的是,就计算而言,准地转方程组(比原始方程要简单些)在靠近赤道时,不是严格有效的,因在赤道, Coriolis 参数为零。对于很长的大气波动(绕纬圈有 1、2 或者 3 个波)准地转近似也不好,于是大多数全球大气模式又返回到原始方程组。不过,对于许多特殊问题,准地转方程仍然是有效的(例如远离赤道的单个洋盆)。由于去掉了重力波和声波,方程组可以在现代化的计算机上更有效地求解,因此准地转方程在这里不仅可以使使用,而且在计算时比原始方程更方便。有关这些在第四章讨论数值方法时,将予以详细说明。这里所叙述的重点是: Phillips 所做的早期试验如何清楚地论证了许多观测到的大气气候系统的特征,

并怎样引导以更精细的方法来改善气候模式。Phillips根据一个温度均匀分布的初始大气能够相当逼真地模拟出不稳定斜压波，模拟出发展的西风急流和经圈流型，流型具有如第二章所讨论的基本三圈结构，即低纬和高纬的正环型和中纬的反环型。于是，模式抓住了大气流动的一些基本方面。

六、辐射和云过程

有各种各样的方法，能把不同的气候模式与无数的复杂物理过程结合起来，例如辐射、对流、降水、边界层与地表的交换（热量、水汽和动量）以及摩擦项。这里试图指出一些常用的基本方法。读者应该参考一些个人的研究文章，以便了解某个模拟小组怎样改善了这些方法。Kasahara (1977) 的文章在说明大气模拟中有关物理过程参数化方面是非常有用的参考材料。Stephens (1984) 提供一篇有关当今辐射方法的评述，Mintz (1984) 评述了通用的边界处理方法。Anthes (1984) 综述了积云对流方案的目前状况。

图3.8是气候模拟动力学和物理过程之间关系的示意图。动力学包括运动的、热力的和大气水含量之间的相互作用。辐射和云是热力和水汽过程之间的接合点。在图3.8底部，大气和不同地表面之间（例如陆地、雪面、冰面和海洋）进行感热和潜热通量的交换。虽然在图3.8中没有说明，但大气和地表之间的动量输送也必须考虑。许多有关的物理过程将在下面的各节中考虑，重点是说明原理，而不是详细阐明某个模式的特定方程。

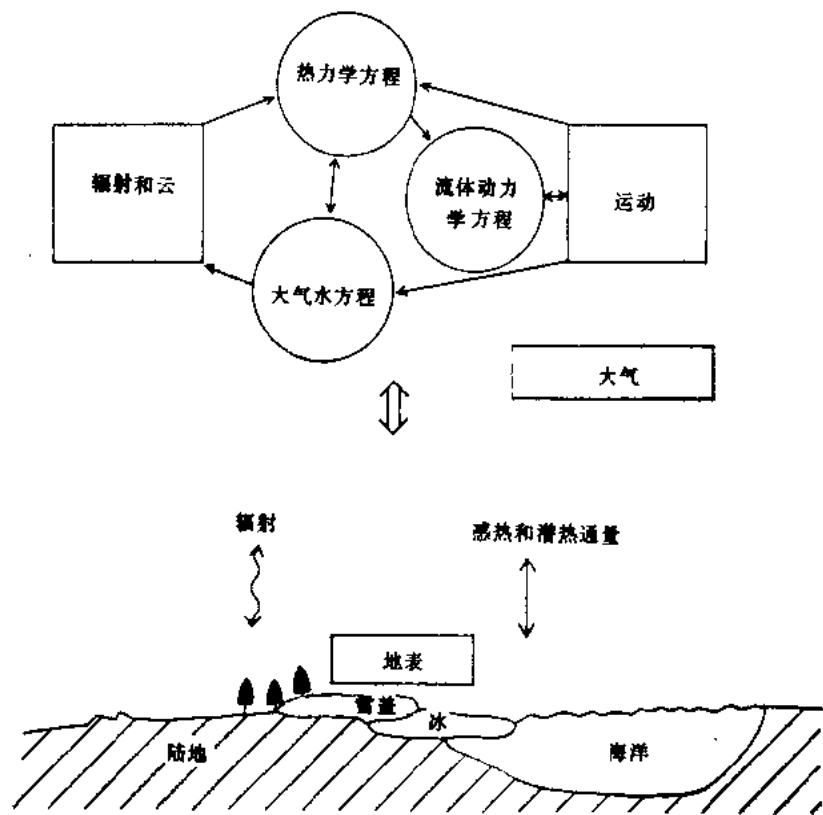


图3.8 在气候模式中动力学和各种物理过程（例如辐射、云、感热和潜热通量）以及不同地表类型之间相互作用的示意图
〔根据Dickinson (1985) 〕

1. 辐射：基本原理

如第二章所述，加热和冷却气候系统的辐射可分为两部分：（1）太阳辐射，其中占优势的电磁波波长 λ 小于 $4\mu\text{m}$ （4微米）；（2）地球辐射，其大部分是电磁波谱中的红外区域，波长 $\geq 4\mu\text{m}$ 。有时候又把这种划分称为气候系统的长波和短波辐射。这两种类型辐射的数值处理一般说来相当不同。

在电磁波谱中常见的辐射详细的分类见右表
波谱的可见部分可以进一步细分为虹的颜色，红色中心在 $0.7\mu\text{m}$ ，桔黄色在 $0.6\mu\text{m}$ ，绿色在 $0.5\mu\text{m}$ ，兰-紫色在 $0.4\mu\text{m}$ 。对气候系统影响最大的辐射是电磁波谱中的红外、可见和紫外部分。

所有的气体都放射和吸收辐射。每一种化学元素或元素的化合物都有一个特有的频谱，显示其放射辐射在电磁波谱中的波长。在某些情况下，放射会限于电磁波谱的狭窄部分，而不是波长的平滑变函数。由这种不连续放射形成的频谱称为线性谱。这种独特的离散放射频谱由原子物理的基本原理决定，特别是电子从一个绕原子核的轨道运动到另一个更接近原子核的轨道时引起放射辐射。例如氢原子只有一个电子绕着一个质子的原子核旋转。这个电子只能占据某些固定（离散）的轨道，这要由静电子引力和向心力的平衡来决定。这已涉及量子力学的选择定则，超出了本书的范围。以这些选择定则为基础考虑电子角动量，假如原子为吸收的能量所激发，电子就能够跳到更高能量的（外部的）轨道。当电子回到它原来的轨道或基础状态，它将发射电磁能量，放射特性由两个轨道的特定频率来决定。例如，氢原子有3个放射辐射系列。当电子返回到内轨道，放射发生在频谱的紫外部分，产生的放射频谱称为Lyman系。当电子从较高轨道返回到中间轨道，放射在频谱的可见部分，产生的频谱称为Balmer系；对于外层轨道，放射频谱在红外区，产生Paschen系。特殊的系不很重要，而每个原子气体有一个离散的线谱（它基于电子从一个轨道到另一个轨道移动所涉及的力和所需的能量），这个事实更重要一些。

分子的放射频谱可以比单个原子有更大的自由度。例如带有两个原子核的分子，其电子可围绕几个公共轴旋转，来显示其旋转能量。分子能够显现出能量的另一种方式是两个或更多的原子相互接近或离开时是否振动。又根据物理学定律，每种气体都有某种从优的状态方式，它决定该气体特定的放射性质。分子的放射频谱通常要比原子复杂得多，这并不奇怪。事实上，对于许多含有复杂结构的分子气体，其放射特征要根据实验确定，而不是象简单的原子和分子那样，靠理论推导出来。

到此为止，我们只讨论了从一种气体中放射能量，而没有讨论吸收能量的问题。如果辐射能量进入一个原子或分子气体而被吸收，则按照与放射有关的相同能量，增加原子或分子的能级。这种吸收也会象放射那样具有离散性和选择性。于是，假如进入气体的辐射不以任何一种能量形式激发原子或分子，那么气体将不吸收或不放射该辐射能。在地球大气中，臭氧（ O_3 ）、二氧化碳（ CO_2 ）和水汽（ H_2O ）是重要的三原子分子，它们既吸收也放射某部

波 长	辐射类型
$>1000\text{m}$	长波无线电
$100\text{m}-1000\text{m}$	调幅无线电
$5\text{cm}-100\text{m}$	调频，电视，短波无线电
$1\text{mm}-5\text{cm}$	微波-雷达
$0.7\mu\text{m}-1\text{mm}$	红外（地球的）
$0.7\mu\text{m}-4\mu\text{m}$	近红外（地球的）
$0.4\mu\text{m}-0.7\mu\text{m}$	可见
$0.01\mu\text{m}-0.4\mu\text{m}$	紫外
$0.0001\mu\text{m}-0.01\mu\text{m}$	x-射线
$<0.0001\mu\text{m}$	γ 射线

为基础具有某些“自然的”周期应该是相当正确的，这几乎就象摆具有的自然周期是以它的物理性质（例如摆长）为基础一样。照此类推，一个分子能有许多的自然周期，或者频率。分子要按这些自然频率吸收和放射它们的大部分能量。

2. 辐射：物理定律

在气候模式中计算辐射加热或冷却，通常是通过温度、水汽和其它辐射吸收气体（例如二氧化碳和臭氧）的垂直分布来计算单位水平面向上和向下的通量。在这里所叙述的辐射处理的推导，可在Houghton (1979), Paltridge和Platt (1976), Liou (1980), Ramanathan和Coakley (1978) 以及Stephens (1984) 的评论文章中找到。要想知道更严格的推导，读者也可以参考上述文章中所列的参考文献。

如图2.2所表明，太阳和地球的黑体辐射曲线重叠是不大的，因此根据波长可以把太阳和地球辐射分开。黑体辐射曲线是Max Planck 1900年从理论上确定的。Planck方程的一个推论是早期的Wien位移定律，最大辐射强度的波长

$$\lambda_m = \frac{2897.8 \mu\text{mK}}{T} \quad (3.107)$$

对地球来说，近似的全球平均表面温度是293K，则最大辐射强度的波长大约是 $9.9 \mu\text{m}$ ，而太阳表面温度近似为 $T = 6110\text{K}$ ，最大辐射强度的波长是 $0.474 \mu\text{m}$ 。在图2.2中反映了这个对比。

支配辐射传输的主要物理基础可概括在以下两个定律中：（1）Lambert定律，即当辐射通过给定数量的吸收气体时，对于给定的波长，列出其辐射强度减少的公式；（2）Kirchhoff定律，它说明在同一温度下，对于任一波长，气体辐射吸收率和放射率之间成比例。这可以解释为：在某一波长，一个好的辐射吸收体也是同一波长好的辐射放射体（吸收率是所吸收的辐射与全部入射辐射之间的比率。放射率是所放射的辐射与在同一温度下最大可能放射辐射之间的比率。）

Lambert定律表示辐射强度 I 在垂直方向上由于大气垂直厚度层 dz 的吸收产生的变化

$$dI = -I k \rho dz \quad (3.108)$$

式中 k 是吸收系数， ρ 为该层的密度， I 是辐射率，定义为单位时间、单位面积、单位立体角的能量。图3.10表示在某一给定方向单位立体角 $d\omega$ 的强度与水平面之间的关系。若在水平面上对 θ 进行半球积分，将得到从各个角度到达的通量，即

$$F = \int I \cos \theta d\theta \quad (3.109)$$

(3.108) 式两边除以 I 并进行积分，得到

$$\int \frac{dI}{I} = - \int k \rho dz \quad (3.110)$$

左边积分后变成

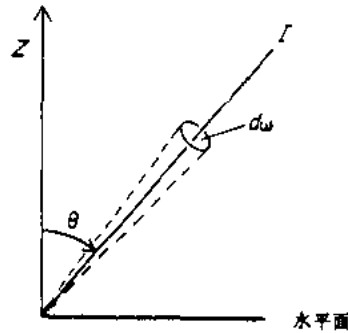


图3.10 垂直线 z 、强度 I 、立体角 $d\omega$ 与垂线的夹角 θ 之间的关系
底线表示水平面

$$\ln \frac{I}{I_0} = - \int k \rho dz \quad (3.111)$$

上式可以改写为指数形式

$$I = I_0 e^{-\chi} \quad (3.112)$$

式中 χ 是 $\int k \rho dz$ ，称为光学厚度或光学路径长度； $\tau = e^{-\chi}$ 是相对透明度，表示初始辐射率 I_0 ，在使其衰减的气体中通过光学路径长度 χ 时透射的百分比。假如 $\chi = 1$ ，则 $\tau = 0.37$ ，它意味着初始强度 I_0 减少了百分之六十三，若 $\chi = 2$ ， $\tau = 0.14$ ，意味着强度减少了百分之八十六。在有浓黑云的大气中常常观测到至少 $\chi \approx 10$ 的光学厚度，但对于一般大气情况， χ 的典型值要比1小的多。

再一次利用基础物理学的结果，应用Kirchhoff定律，从黑体辐射可以得到强度变化 dI

$$dI = k \rho dz B(T) \quad (3.113)$$

式中 $B(T)$ 是在给定温度 T 时，单位立体角、单位面积的黑体辐射。Stefan-Boltzmann定律指出放射和温度的关系。在覆盖一水平面的半球中，对其全部立体角积分 $B(T)$ ，得到在垂直于 z 方向的平行平面上从全部立体角到达的通量：

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} B(T) dS \cos \theta d\omega = \sigma T^4 dS \quad (3.114)$$

式中 σ 是Stefan-Boltzmann常数 ($5.67 \times 10^{-8} \text{W m}^{-2} \text{K}^{-4}$)， θ 是到达水平面的入射线和垂直方向的夹角， dS 是面积元。将方程左边对平行水平面上的整个半球进行积分得到

$$\pi B(T) = \sigma T^4 \quad (3.115)$$

这样，上式所假定的辐射相当于辐射体是发射率等于1.0的理想黑体。如果放射率 ϵ 比1.0小，则 ϵ 应该作为一个因子写入 (3.115) 的右边。

因为在地球或大气系统的红外辐射既包括吸收也包括放射，所以强度的变化应该包括两项。强度变化方程（称为Schwarzschild方程）可利用Lambert和Kirchhoff定律，得到

$$dI = -I k \rho dz + B(T) k \rho dz \quad (3.116)$$

(3.116) 式的第一项表示在厚度为 dz 的层或平板内因吸收而引起的强度减少，第二项为该层内由于放射而引起的强度变化。

根据 (3.112) 及其所给 τ 的定义，可以得到以 z 为气层底部和 z_1 为气层顶部之间辐射通量的相对透明度为

$$\tau(z, z_1) = e^{-\int_z^{z_1} k \rho dz'} \quad z \leq z' \leq z_1 \quad (3.117)$$

继之考虑 (3.116) 式的第二项，则通过从 z 到 z_1 一层的Schwarzschild方程的放射部分变为

$$dI_1 = k \rho dz B(z) e^{-\int_z^{z_1} k \rho dz'} \quad (3.118)$$

或者利用 (3.117) 对 z 求导，(3.118) 变为

$$dI_1 = B(z) d\tau(z, z_1) \quad (3.119)$$

对方程 (3.119)，从 $z = z_0$ 到 z_1 求积分，得到

$$I_1 = I_0 \tau(z_0, z_1) + \int_{\tau(z_0, z_1)}^1 B(z) d\tau(z, z_1) \quad (3.120)$$

按照Houghton (1977)，将 (3.120) 式右边两项对全部频率进行积分，得

$$I_1 = \int_0^\infty I_0 \tau_\nu(z_0, z_1) d\nu + \int_0^\infty \int_{\tau_\nu(z_0, z_1)}^1 B_\nu(z) d\tau_\nu(z, z_1) d\nu \quad (3.121)$$

式中 $B_{\tilde{\nu}}$ 是Planck函数

$$B_{\tilde{\nu}} = c_1 \tilde{\nu}^3 [\exp(c_2 \tilde{\nu}/T) - 1]^{-1} \quad (3.122)$$

对每个波数 $\tilde{\nu}$ 来说,它只是 T 的函数。可利用光速 c 来完成波长和频率之间的转换,即 $\nu = c/\lambda$ 。

(3.122) 式中的常数 $c_1 = 1.1911 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ cm}^4$, $c_2 = 1.439 \text{ K cm}$ (欲详细了解怎样得到这些常数,可参看Houghton, 1977及Paltridge和Platt, 1976的文章)。

对水平面上半球的全部角进行积分,可把图3.10中定向的强度转换为向上通量 F_{\uparrow} 和向下通量 F_{\downarrow} 。向上和向下的通量之差是净辐射通量 $F = F_{\uparrow} - F_{\downarrow}$,并将强度方程(3.121)转换为波数间隔 $\Delta\nu$ 内的净通量方程

$$F_1(z) = \pi B_1(0) \tau_1(z, 0) + \int_0^z \pi B_1(z') d\tau_1^*(z', z) \quad (3.123)$$

而 π 来自对水平面上全部角的积分, τ^* 是光谱平均通量透射率, $\pi B_1(z)$ 是Planck函数的光谱平均值,定义为

$$\pi B_1(z) = \frac{1}{\Delta\nu_1} \int_{\Delta\nu_1} \pi B(z) d\nu \quad (3.124)$$

式中 $\pi B(z)$ 是波数 ν 的Planck函数, $\Delta\nu_1$ 是波数间隔, $\tau^*(|z - z'|) = 1.66 \tau_1(|z - z'|)$,是水平面以上或水平面以下全部角的半球平均透射率,其中1.66是漫射率因子。

把全部波数间隔加起来得到全波数的总净通量

$$F_T(z) = \sum_i F_1(z) \Delta\nu_i \quad (3.125)$$

显然对列举在图3.9中光谱的每一谱线累加,将引起麻烦和冗长的计算。为避免这种情况,一般气候模式使用代表宽度比较大的波数间隔。正象Ramanathan和Coakley (1978)指出的那样,计算平均值或光谱平均透射率使用两种方法。首先将一些理论概念用于透射率的计算,其中包括平均光谱线强度,平均压致或密致谱线增宽和平均光谱线间隔或带宽。另外利用经验方法使光谱区与实验室的测量结果一致。Ramanathan和Coakley (1978)评述了由Rodgers和Walshaw (1966),Rodgers (1968),以及Cess和Ramanathan (1972)所确立的几个专门公式。另外Stephens (1984)的综述文章也讨论了求平均透射率的几种方法。

作为谱带模型方法的例子,让我们考虑低层大气的大多数情况下的间隔光谱线,这些谱线彼此强烈地重叠,以致可以把聚集谱线分为带。图3.9提出的几个区域,在那里可用这种方法把光谱线分组。用于谱带处理的方法是近似的,但它可以与逐个谱线的精确计算方法进行比较,以了解谱带近似法产生误差的可能大小。通用的谱带参数化多数是以Goody (1964)和Malkmus (1967)的理论为基础的,即在具有谱线强度统计分布的光谱区域内,假定随机间隔谱线。典型的谱带模型使用诸如谱线强度平均值,谱线分离平均值等。在一个谱带内放射辐射与平均谱线强度 \bar{S} 、谱线平均半宽度 \bar{a} 以及谱线平均分离(或间隔) \bar{d} 有关。例如,Goody (1952)假定具有这些平均性质的谱线随机间隔,将产生如下形式的区间 $\Delta\nu$ 的透射函数。

$$\tau^* = \exp \left[-\frac{\bar{S} u \beta}{\bar{d}} \left(1 + \frac{\bar{S} u \beta}{\bar{a}} \right)^{-1/2} \right] \quad (3.126)$$

式中 $\beta = 1.66$, u 是气体的总量。对各种单吸收气体,在(3.126)式中的平均放射参数,几位作者的定义稍有不同(例如参见Stephens, 1984)。

在几种红外模型中,计算通量时还要作进一步简化。简化的方法特别适用于水汽,因为它在一个很宽的光谱区域有吸收能力。通常利用所谓放射率方法进行简化。该方法在相当宽

的光谱区间积分, 故可进行较高效率的计算 (作为例子, 可参看Ramanathan和Coakley的处理, 1978)。

利用 (3.123) 式, 并再分为向上和向下通量, 则通量方程可以改写为

$$F_i^{\downarrow}(z) = \pi B_i(0) \tau_i^*(z, 0) + \int_0^z \pi B_i(z') d\tau_i^*(z', z) \quad (3.127)$$

和

$$F_i^{\uparrow}(z) = \pi B_i(z_0) [\tau_i^*(z, z_0) - \tau_i^*(z, \infty)] + \int_{z_0}^z \pi B_i(z') d\tau_i^*(z', z) \quad (3.128)$$

假如光谱区间是狭窄的, (3.127) 和 (3.128) 式中的Planck函数 B_i 确实可以假设为常数; 然而假如区间是开阔的, 那么假设 B_i 是常数就会产生大的误差。定义吸收率为 1 减去透射率, 即

$$A_i(z, z') = 1 - \tau_i^*(z, z') \quad (3.129)$$

则上面的两个方程可以改写为

$$F_i^{\downarrow}(z) = \pi B_i(0) + \int_0^z A_i(z, z') d[\pi B_i(z')] \quad (3.130)$$

和

$$F_i^{\uparrow}(z) = \pi B_i(z_0) A_i(z, \infty) + \int_{z_0}^z A_i(z, z') d[\pi B_i(z')] \quad (3.131)$$

上面两个方程可以对 i 求和, 以产生总的向上和向下的长波通量

$$F^{\downarrow}(z) = \pi B(0) + \int_0^z \tilde{\epsilon}(z, z') d[\pi B(z')] \quad (3.132)$$

和

$$F^{\uparrow}(z) = \pi B(z_0) \epsilon(z, \infty) + \int_{z_0}^z \tilde{\epsilon}(z, z') d[\pi B(z')] \quad (3.133)$$

式中放射率是

$$\tilde{\epsilon}(z, z') = \sum_i A_i(z, z') \frac{dB_i(z')}{dB(z')} \quad (3.134)$$

和

$$\epsilon(z, z') = \sum_i A_i(z, z') \frac{B_i(z')}{B(z')} \quad (3.135)$$

$\pi B(z)$ 是对所有的波数积分, 即

$$\pi B(z) = \sigma T^4(z) \quad (3.136)$$

为了便于数值模拟, $\tilde{\epsilon}$ 和 ϵ 必须是整个辐射通过路程上的水汽含量、气压和温度的简单函数。

(3.134) 和 (3.135) 式的累加 (用宽波数间隔 $\Delta\nu_i$) 替代对波长的积分。例如 Elsasser 和 Culbertson (1960), Sasamori (1968), Rodgers (1967), 和 Stone 和 Manabe (1968) 给出了计算放射率的例子。为了利用 (3.132) — (3.136) 式, 先根据 (3.129) 式, 用透射率 τ^* 确定吸收率 A_i 。之后, 将确定的 A_i 用于 (3.134) 和 (3.135) 式去计算每层的放射率 $\tilde{\epsilon}$ 和 ϵ 。紧接着根据 (3.132) — (3.133) 式计算通过单层的向上和向下的长波通量。(3.132) 和 (3.133) 式中积分的数值近似是很重要的, 特别是在温度或者湿度垂直廓线产生急剧变化的地方, 在靠近地球表面和在对流顶层处就会有这种急剧的变化。

图3.11是根据几位作者所表明的放射率 $\tilde{\epsilon}$ 和 ϵ 随水汽路程长度 u 变化的情况。最上面的曲线是根据 Staley 和 Jurica (1970) 的文章, 表明放射率随水汽路程长度增加而明显增加, 而对温度的依赖较小。

3. 太阳辐射

在推导太阳加热辐射方程和决定太阳辐射对大气、海洋和海冰的影响之前，必须计算大气顶的太阳强度。考虑日期、时间、纬度，并根据球面三角学就可以确定到达大气顶的辐射通量分布。在任何地方的天顶角是该地垂直于地球表面的矢量与入射太阳射线的夹角。这个角度也可以看作等于正切于地球表面的平面与垂直太阳射线的平面之间的夹角。利用标准三角方程（参看Sellers, 1965），天顶角的余弦可以由下式计算

$$\cos Z = \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos H \quad (3.137)$$

式中 ϕ 是纬度， δ 是太阳赤纬，是天赤道以北太阳的角距离，从6月22日（夏至）至12月22日（冬至），大约从 23.5° 变化到 -23.5° ， H 是时角，是从所讨论的点到太阳正午子午线的经距，因而正在经历太阳正午时的任意点的时角都为零。在日落和日出时 $\cos Z = 0$ ，因而根据(3.137)式可以得到

$$\cos H = -\tan \phi \tan \delta \quad (3.138)$$

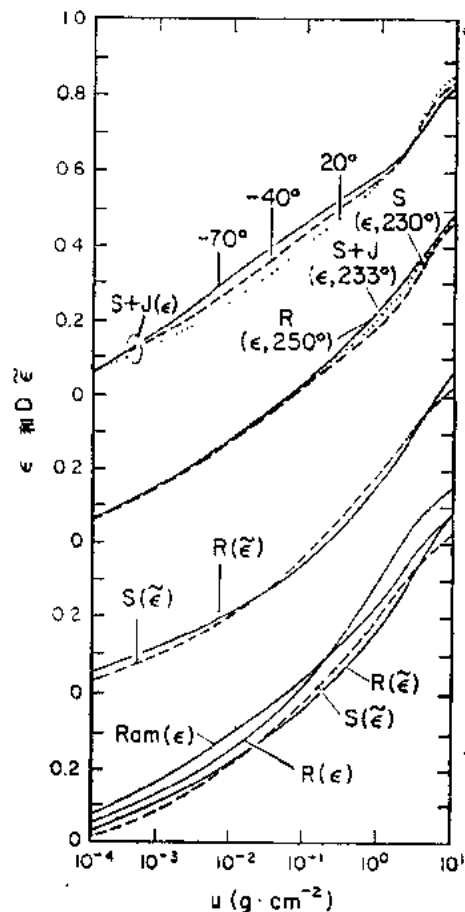


图3.11 放射率 ϵ 和修正放射率 $\tilde{\epsilon}$ 随水汽含量（即路程长度 u ）的变化
根据几位作者：R-Rodgers (1967)，S&J-Staley和Jurica (1970)，
Ram-Ramanathan等 (1983)，S-Sasamori (1968) 的文章
〔根据Stephens (1984)〕

根据上式，日出和日落之间的时间长度 $[2 \times \cos^{-1}(-\tan \phi \tan \delta) \times \text{hours}/15^\circ]$ 可以作为一年中的时间和纬度的函数被唯一确定。

到达大气顶的太阳通量 S 是 $\cos Z$ 和太阳到地球的距离 d 的函数,

$$S = S_0 f(d) \cos Z \quad (3.139)$$

式中 S_0 是太阳常数,对现在的天文条件,因子 $f(d)$ 在1月初是1.0344,在7月是0.9674。古气候研究中的轨道参数与现代气候研究中的相当不同,因此 δ 和 $f(d)$ 必须改变。这一点很重要,因为越来越多的证据表明轨道参数是气候变化的重要原因,例如更新世冰期所出现过的情形。Paltridge和Platt (1976) 讨论了轨道的这些变化。由观测卫星研究测量的太阳常数大约是 1367 W m^{-2} ,而观测数据表明 S_0 在变化,尽管与 δ 和 $f(d)$ 相比,其数量比较小。

正确地模拟气候及其敏感性,气候系统中吸收太阳辐射的参数化是至关重要的。平流层臭氧是大气中的主要吸收体之一,它在电磁波谱的紫外 ($\lambda < 0.4 \mu\text{m}$) 和可见 ($0.4 \mu\text{m} < \lambda < 0.7 \mu\text{m}$) 部分,有很强的吸收能力。水汽是对流层近红外区 ($0.7 \mu\text{m} < \lambda < 4 \mu\text{m}$) 的主要吸收体。图3.12表明了具有 $T = 6000 \text{ K}$ 的黑体光谱能量分布,以及地球大气层顶的太阳能和晴空条件下到达地球表面的太阳能的谱分布。正如所表明的那样,在较短的波长中臭氧是太阳能最有效的吸收体,而对较长的波长水汽和二氧化碳是重要的吸收体。

由于精确计算太阳能的吸收、散射和透射计算量庞大,所以在气候模式中从不使用它。通常用比较简单的解析式去拟合复杂的结果,从而简化了细节的计算,例如Lacis和Hansen (1974)。因此,可能以云、臭氧、水汽、太阳天顶角和地球表面局地反照率为基础,计算每个模式层太阳能的吸收量。这种计算还必须考虑来自其它层次以及地球表面的多束反射。例如,由大气分子引起的太阳辐射的Rayleigh散射就是气候模式中短波处理的一个重要部分。

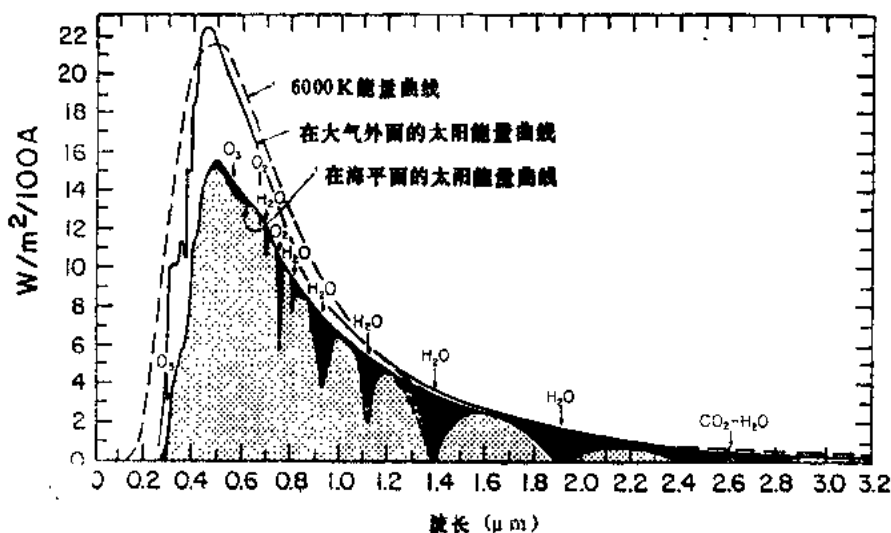


图3.12 大气顶和海平面,光谱能量分布随波长的变化

该图包括了不同大气气体的吸收,尽管图中的垂直标度对最后叙述的这条曲线(虚线)是不合适的,但也能看出温度6000K黑体光谱能分布的形势。

(根据Stephens (1984), 他修正了Lacis和Hansen (1974) 的早期方案)

水汽吸收太阳辐射是加热大气的一个很重要的因子,特别在热带。Stephens (1984) 综述了有关这种吸收的许多表示方法。图3.13表示了不同作者的几种水汽吸收曲线。注意路程长度呈对数变化。Lacis和Hansen (1974) 以下述公式去近似由这些曲线所得到的函数

$$\bar{A} = \frac{2.9u}{(1 + 141.5u)^{0.633} + 5.925u} \quad (3.140)$$

式中 \bar{A} 是吸收率, u 是水汽路程长度。类似地可以得到臭氧 (O_3)、二氧化碳 (CO_2) 和氧 (O_2) 的表达式。

必须重视云和地球表面对太阳直接辐射的散射、反射和吸收的计算。Stephens (1984)

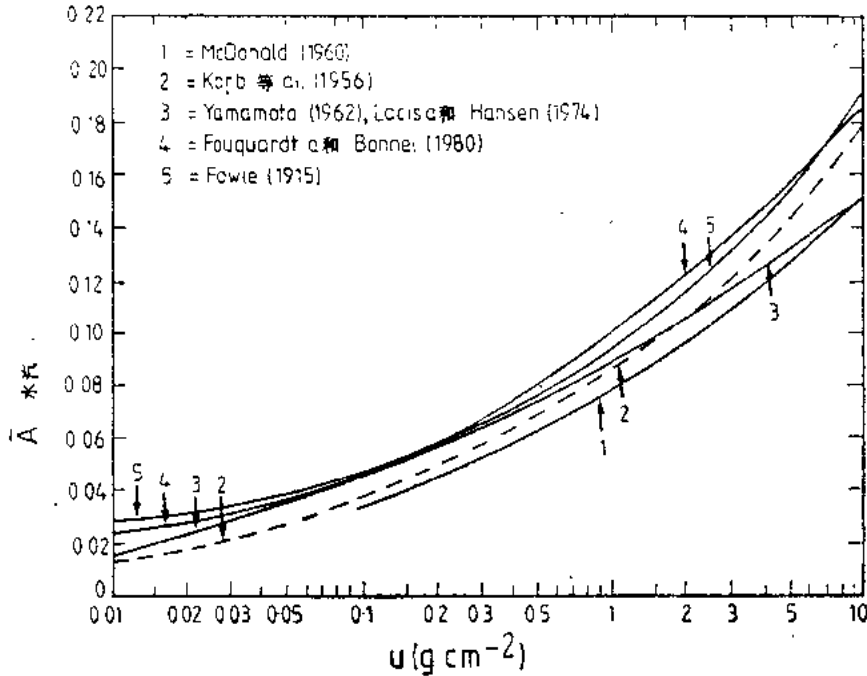


图3.13 水汽对太阳辐射的吸收率随水汽路程长度 u 的函数
各条曲线来自所标出的不同作者
〔根据Stephens (1984)〕

给出了几个表, 以表明各种全球气候和天气预报模式中所包括的辐射状况。对已使用的参数化准确度还有许多疑问。到目前为止, 许多模式还没有准确地考虑象尘埃 (由火山以及其它原因形成) 这样的气溶胶数量, 原因之一是对于气溶胶及成分还几乎不了解。只能期待在将来的辐射处理中给予重视, 因为它们对大气成分变化的气候模拟的敏感性影响很大。

4. 净加热率或冷却率

由于太阳和红外辐射, 大气层的净加热或冷却可表示为

$$\rho C_p \frac{dT}{dt} = \frac{d(F_N)}{dz} \quad (3.141)$$

式中 ρ 是空气密度, C_p 是空气的定压比热, F_N 是总的净太阳和红外辐射通量。

根据Manabe和Strickler (1964)一维简化气候模式的模拟, 水汽、 CO_2 和 O_3 是加热率或冷却率 (K/日) 的最大贡献者, 如图3.14所示。长波贡献以气体前标以 L 表示。太阳贡献则标以 S 。由于在一维模式中, 平流层是辐射平衡的, 所以在平流层的净加热或冷却率是零。对流层有一净的辐射冷却, 它靠湿绝热对流, 从下层的感热和潜热输送来补偿。如图3.14中所示, H_2O 是对流层冷却的最大的贡献者。在平流层由 CO_2 , H_2O 和 O_3 引起的冷却, 一般由臭氧吸收

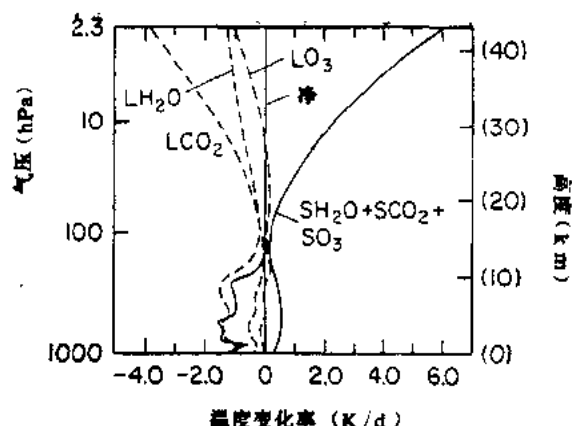


图3.14 由大气中的 H_2O 、 CO_2 和 O_3 吸收太阳辐射(S)所引起的加热率,以及由 H_2O 、 CO_2 和 O_3 吸收和放射长波或红外辐射(L)所引起的加热和冷却率

[根据Manabe和Strickler (1964)]

太阳辐射引起的加热来补偿。在15和25km处存有相当大数量的臭氧,吸收来自地球表面的辐射。中心大约在波长为 $9.6\mu\text{m}$ (图3.9)的臭氧强吸收带有助于加热15和25km区域。因为对流层臭氧比较少以及对流层辐射窗(由于水汽在 $10\mu\text{m}$ 附近的低吸收率,参看图3.9)的存在,上层大气的这种加热过程是可能的。

最近Ramanathan等(1985)指出,少量的痕量气体,例如一氧化二氮(N_2O),甲烷(CH_4),可以弄脏 $10\mu\text{m}$ 附近的辐射窗。在对流层中,象 CO_2 这样的痕量气体可以拦截向上

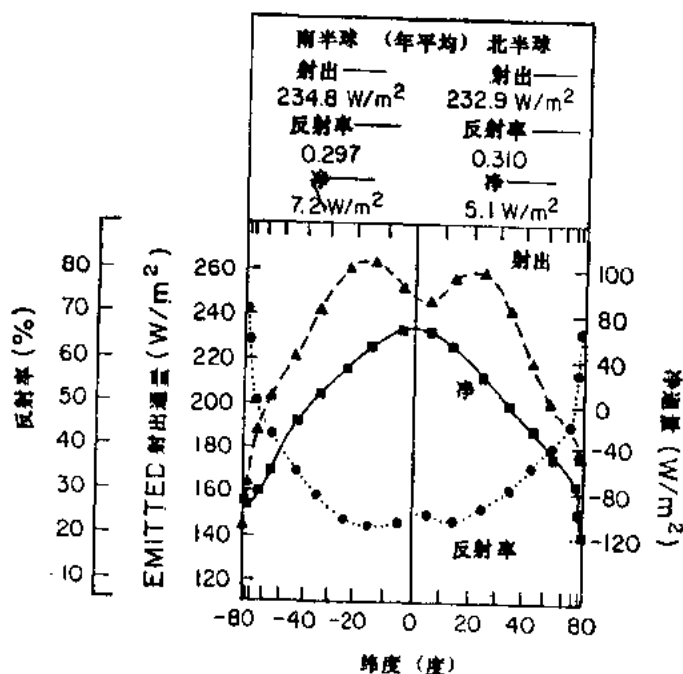


图3.15 大气层顶射出红外通量,净通量(吸收太阳的减去射出的),以及地球或大气系统净反照率的年平均经向分布
[根据Stephens等(1981)]

的红外辐射，因此可以推论出导致对流层和地面的加热以及平流层冷却的结果。近十年来，一些痕量气体在急剧增加，将可能对未来的地球辐射收支产生重大后果。然而，到目前为止大多数现代气候模式还没有把这些包括进去。读者要想详细了解痕量气体以及它们对气候系统的潜在冲击，可以参考Ramanathan等（1985）的文章。

图3.15表明了大气层顶射出红外辐射、行星反射率、净通量的年平均经向分布。高纬度的行星反照率比其它地方大得多，很大程度上是由于较多的冰和雪，以及中到大的云量的缘故。由于反照率对云和地表状况十分敏感，所以随时间的变化也是很大的。长波通量 F_{\uparrow} 主要由温度和湿度的分布决定。在热带和极地之间，温度和湿度的变动都很大。净通量（它是吸收太阳通量和射出红外通量的差）是大气和海洋环流的能源。这些环流把热量从热带携带到极地。正如第二章所讨论的那样，假如没有这些环流图3.15中所示的净辐射通量，将意味着使热带地区越来越暖而极地越来越冷。

5. 云

云在决定地球气候的辐射特征方面起重要作用。然而人们对云的辐射性质还不是完全了解。在现代的气候模式中，云或者被简化为时间和空间的函数，或者直接进行计算。在后一种情况下使用模式的降水和对流条件，根据大气是否接近饱和，或者对流是否发生，预报云的出现。假如空气是饱和的，但是没有对流，那么有成层的云或雾出现。通常假设在成层的云出现的格点单元上，成层的云占据格点单元的全部或接近全部。然而假如一块云是对流的源，那么通常假设它只占据格点单元的某小部分。之所以有这样不同的处理，理由在于对流的云通常占据的水平区域比用于现代气候模式中的典型水平格点区域小，而成层的云通常覆盖大的水平区域，并且相当均匀。气候模式经常使用相对湿度（将在后面予以定义），或者带有经验因子的某个其它湿度参数，把云量和湿度联系起来。一般用天顶角和光学厚度的一个函数确定云的反照率（例如Ramanathan等，1983）。

在模式中通常的辐射处理是假定云在不同层次是随机重叠的，以致在每层 i 的云量可用以下形式连接起来，从而给出总云量 C_T 为

$$C_T = 1 - \prod_{i=1}^N (1 - C_i) \quad (3.142)$$

例如，假定一个有两层云的系统（ $N = 2$ ），每层的云量为0.5，那么总云量 C_T 是0.75。

就光谱的红外部分来说，云常常被看作黑体，意即认为它的放射率等于1，尽管观测证实稀薄的冰和水云（例如卷云）具有比1小得多的放射率。在如何适当处理小含水量方面，大多数气候模式存在困难，因而处理光学上薄的卷状云，通常带有人为性质。在数值模式云的合理参数化方面仍存有许多疑问。为改善气候模拟的这个重要方面，必须继续进行有关云与辐射相互作用的研究。

6. 降水和云过程

处理水汽过程是构成气候模式比较困难的一个方面，这里有几个原因：第一，对降水——云物理还不完全了解，特别是关于水滴的凝结，升华和冻结、以及冰粒的出现；第二，气候模式中几百km的水平分辨率和1km左右的垂直分辨率，比大多数云所形成的尺度大得多；第三，在降水——云的数值近似方面有一些特殊问题，例如水汽含量变化很大，可以跨越好几个数量级。在气候模式中小的水汽含量往往也很难处理。

为了讨论用于气候模式中的降水和云物理学，需要引入几个基本概念。水汽密度 ρ_w 与

干空气密度 ρ 的比率，定义为混合比 q ：

$$q = \frac{\rho_w}{\rho} \quad (3.143)$$

在一些气候模式中也使用稍有不同的比率，式中 ρ_w 用空气的总密度 $\rho_w + \rho$ 来除，即 $(\rho_w / (\rho_w + \rho))$ ，称作比湿。混合比和比湿之间的差别是小的，但热带地区的近地层除外，因为那里的 ρ_w 可在 ρ 中占有相当大的比例。大气中水汽含量的第三个度量是相对湿度，它是存在的水汽量与假设空气在同一温度下完全饱和时所应具有的水汽量之比。最后，相对湿度 r 也可定义为真实混合比 q 与饱和混合比 q_s 之比：

$$r \equiv \frac{q}{q_s} \quad (3.144)$$

如 $r = 1$ ，则大气已饱和。方程(3.144)近似地相当于 $r = e/e_s$ ，其中 e 是由水汽产生的部分压力。

类似本章早些时候所引入的质量连续性处理方法，水汽总量的变化必须与水汽源和汇平衡。水汽混合比连续方程可写作

$$\frac{dq}{dt} = \frac{1}{\rho} M + E \quad (3.145)$$

式中 M 是由于凝结或冻结造成的每单位体积水汽的时间变率。 E 是每单位体积水汽含量的时间变率，它是由表面蒸发和大气中次网格尺度的垂直和水平水汽扩散所引起的。(3.145)式右边的第一项是水汽的汇，但第二项常常是水汽的源。往往通过合并连续方程，把(3.145)式写成通量形式，从而得到

$$\frac{\partial(\rho q)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho q \mathbf{V}) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho q w) = M + \rho E \quad (3.146)$$

假如(3.146)式对大气的整体积分，则左边第二和第三项被略去。这样，为了使大气中的水汽在全球范围内没有长期变化，水汽的源和汇必须平衡。

如果大气所带水汽已饱和(即相对湿度100%)，则通过水汽转换成液体水、或转换成冰的质点所释放的潜热，对大气增加感热。相反地，如果水滴蒸发或冰升华，则以感热转换成潜热形式，从大气中取走。

前面提到的热力学第一定律(3.41)式，必须把由于液体、固体和气体之间相变产生的能量转换过程并入到非绝热项 Q 中。如果水汽转换为液体水的过程是唯一加入 Q 的能量，则(3.41)式成为

$$C_p dT + p d\left(\frac{1}{\rho}\right) = -L dq_s \quad (3.147)$$

式中 L 是凝结潜热或者是融解潜热，这取决于凝结是由水汽到液体(雨)，还是由水汽到冰(雪)。引进状态方程(3.42)，(3.147)可以转换为

$$C_p dT - \frac{1}{\rho} dp = -L dq_s \quad (3.148)$$

象(3.41)式转换为(3.44)式那样，引入静力学方程(3.53)式的全导数形式，得到

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{g}{C_p} - \frac{L}{C_p} \frac{dq_s}{dz} \quad (3.149)$$

考虑 q_s 是 T 和 p 的函数, 则上面方程的最后一项中的导数可以展成

$$\frac{dq_s}{dz} = \frac{\partial q_s}{\partial T} \frac{dT}{dz} + \frac{\partial q_s}{\partial p} \frac{dp}{dz} \quad (3.150)$$

干空气的状态方程用(3.42)式。对于水汽, 仍然假定为理想气体, 状态方程可写作

$$e = \rho_w R_m T \quad (3.151)$$

式中 e 是水汽压, ρ_w 是水汽密度, R_m 是水汽的气体常数。考虑到整个气压 p 是 e 和干空气压力 p_d 之和, 如改写为 $p - e = p_d = \rho R T$, 并将(3.151)和(3.42)式代入(3.143)式, 可以得到

$$q = \frac{R}{R_m} \cdot \frac{e}{p - e} \quad (3.152)$$

水汽和干空气气体常数的比率 R/R_m 可以解释为水汽的分子量与干空气分子量的比率, 其值为0.622。因通常 p 比 e 大得多, 一般可把混合比近似为

$$q \approx 0.622 \frac{e}{p} \quad (3.153)$$

而把饱和混合比近似为

$$q_s \approx 0.622 \frac{e_s}{p} \quad (3.154)$$

将这个近似表达式转换成 $e_s \approx 1/0.622 p q_s$, 则 e_s 的全导数可近似为

$$de_s \approx \frac{1}{0.622} (p dq_s + q_s dp) \quad (3.155)$$

或者除以 $e_s \approx 1/0.622 p q_s$, 并变动各项顺序,

$$\frac{dq_s}{q_s} \approx \frac{de_s}{e_s} - \frac{dp}{p} \quad (3.156)$$

Clausius-Clapeyron方程是一个众所周知的经典热力学方程, 它把饱和水汽压的变化同包含在相变中的潜热联系起来, 这种相变或者由水汽到液态水, 或者由液态水到冰(欲更加详细了解, 可参见有关大气热力学教科书, 例如Fleagle和Businger, 1980)。对我们的情况来说, 方程最方便的形式是

$$\frac{de_s}{e_s} = \frac{L}{R_m} \frac{dT}{T^2} \quad (3.157)$$

方程指出 e_s 只是 T 的函数。(3.156)式乘以 q_s/dz , 并将(3.157)式、流体静力方程(3.53)的全导数形式代入, 得到,

$$\frac{dq_s}{dz} \approx \frac{L q_s}{R_m T^2} \frac{dT}{dz} + \frac{q_s g}{RT} \quad (3.158)$$

利用(3.149)式给出一个新的递减率

$$\Gamma_m = -\frac{dT}{dz} \approx \frac{g}{C_p} \left(1 + \frac{L q_s}{RT} \right) \left(1 + \frac{L^2 q_s}{C_p R_m T^2} \right)^{-1} \quad (3.159)$$

这就是称之为湿(或饱和)绝热直减率, 比以前定义的干绝热直减率〔在(3.47)式中作为 dT/dz 的负值〕要小。湿绝热直减率比干绝热直减率小的原因是由于凝结或冻结所释放的潜热加入空气, 致使空气质点按湿绝热上升时, 没有按干绝热上升时那样冷。用类似的方法,

也可决定正在进行降水大气中的位温。

$$\theta_e = \theta e^{Lq_s / c_p T} \quad (3.160)$$

θ_e 称作相当位温，在降水过程中，一个气团内 θ_e 是近似不变的。这可与干空气下的位温 θ 类比，当大气过程近似为干绝热时，位温近似不变。

假如空气过饱和，但并未进行对流，则潜热可以根据 $dp = 0$ 时的热力学第一定律 (3.44) 式来计算，而非绝热项 Q 为稳定（没有对流）的潜热加热 Q_{sL} ：

$$Q_{sL} = \frac{C_p dT}{dt} \quad (3.161)$$

在 (3.161) 式中温度变化是由水汽转换为液态水所形成的，即

$$\frac{L}{C_p} (q - q_s) \quad (3.162)$$

注意按 (3.156) 式，饱和混合比 q_s 只是 e_s 和 p 的函数，而 e_s 和 p 本身又是 T 的函数。事实上 q_s 或者 e_s 随 T 的变化近似为指数关系。 e_s 项可用经验公式（例如，Murray, 1967）或用已制表的数据作近似计算（List, 1951）。总之，当大气过饱和时（即 $q > q_s$ ），在一个大气模式中总是可以计算稳定（或非对流）潜热加热。通常的做法是将水汽重新调整到饱和（ $q = q_s$ ）状态。此外，对于非对流潜热加热，通常的相对湿度判据比 100% 小，例如某些模式用 80%。小于 100% 判据的理由是观测到的降水通常出现的尺度比大多数气候模式的网格尺度要小，因而即使大尺度环境的相对湿度比 100% 小，也会产生降水。

大气模式中所包含的对流潜热释放方法很少是一样的。Anthes (1984) 最新评述了现在有关这类潜热加热的处理方法（通常把它称作积云参数化）。引用 GARP 系列刊物 No. 8 (WMO, 1972) 的论点，认为成功参数化的关键是“与可分辨尺度有关的次网格尺度过程发生的位置、频率及强度的定量规律公式”，尽管某些处理小尺度对流或积云参数化方法，在物理上比其它方法更完善，但对正在使用的许多方法，就总体来说哪一种最好，仍然不能肯定。

在讨论特定的方案前，回顾一下对流云如何形成的原理，可能是有用的。假如地面附近，一个气块在大约 1000mb 的大气压下开始上升（比如由于强的加热），它将会以大约 9.8 K km^{-1} 的干绝热直减率冷却。假设该气块在地表面时相对湿度为 50%，而且在上升和冷却过程中不与环境的温度混合，那么该气块的水汽含量保持不变。称这种所设想的无混合为无夹卷。在许多情况下这种设想是不符合实际的。由于冷空气能容纳的水没有暖空气那么多，所以当气块冷却时，它的相对湿度增加。当空气质点冷却到足以达到相对湿度 100% 时，则该气块达到饱和。这种情况出现的高度称为抬升凝结高度 (LCL)，代表云的底部（图 3.16）。如果靠近地表的空气是潮湿的，则 LCL 的高度就低，可能为

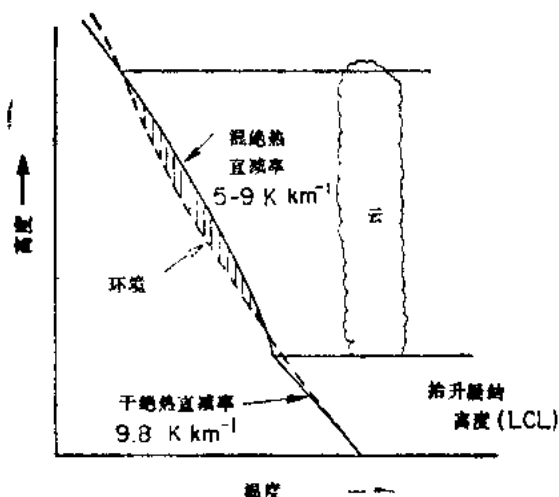


图 3.16 说明抬升凝结高度 (LCL)，干湿绝热直减率和云外空气 (标明“环境”) 直减率的示意图

如果靠近地表的空气是潮湿的，则 LCL 的高度就低，可能为

100m左右；但如果地表空气是干燥的，则LCL可能相当高。显然，假如气块抬升的高度达不到LCL，则云将不能形成。从LCL向上，在气块继续上升时，由于凝结或者融解释放热量，它的冷却速率减慢。这种温度随高度下降减小了的速率，就是前面所提到过的湿绝热直减率。在热带对流层低层，它为 $5-6\text{ K km}^{-1}$ 。在模式模拟时假如温度大于 0°C ，那么将产生凝结潜热，假如温度小于 0°C ，那么将产生融解潜热。也正如图3.16所描画的那样，在某个比较冷的温度和比较高的高度，该气块的温度或高度曲线与环境空气的曲线相交。这限制了云上部所达到的高度。实际上，由于浮力及其向上的动量，云向上扩展并越过交点，致使云中空气最终变得比环境空气冷而重。那么它将下沉回到交点处。

这种简单的对流过程忽略了很多重要的物理过程，例如夹卷环境空气进入云中，特别是通过云的侧面。这种混合将冲淡云和周围环境空气的温度和湿度差异。云中心部分的上升运动和云外面的补偿下沉运动（下沉空气以干绝热直减率变暖）可以导致云和环境之间温度和湿度的很大差异。因而也产生了大的浮力差，加速了云的增长。对较大的云来说，在云和环境之间的混合较少，而较小的云与环境空气混合迅速。因此大云与小云相比，前者优先增长。研究云所面临的困难是需要解决在不同的大尺度环境条件下自然界如何选定哪一种过程占优势。假如夹卷混合是强的，浮力和液态水含量会是小的，那么云的增长就受到抑制。大气模式中有关这个过程的合理参数化要求我们改进对云中过程的认识。

在考虑特殊的积云参数化方案之前，对有关稳定和不稳定直减率的几个特点以及它们与位温 θ 和 θ_e 的关系进行分析是有用的。这是因为积云参数化方案的一部分是以认识这个概念为基础。图3.17表明干湿直减率示意形式。虚线是环境空气的曲线，实线表明一个气块从A点到B点或者沿干绝热，或者沿湿绝热温度线上升。在两种情况下环境空气曲线上B'点都比同一高度上B点的气块冷。由于B'的空气比B的冷，所以气块获得正浮力。因而原则上，它将继续上升。这样我们就可以假定环境空气是不稳定的。另一方面，假如在C点的气块上升到D点，那么它将比D'点的周围环境空气冷。所以气块获得负的浮力，这使得它下沉回到其初始位置。因此对应于CD'的环境条件是稳定的，而对应于AB'的环境条件是不稳定的。干湿对流的这种比较简单的概念已为理论探讨（Fleagle和Busin-

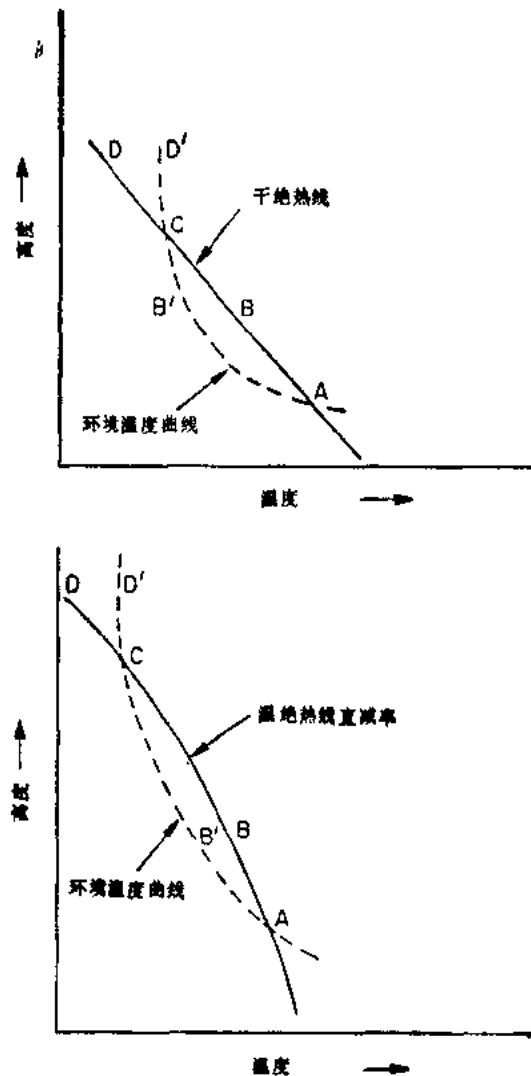


图3.17 干湿绝热直减率的稳定和不安定条件图解
各种情况中，在A点的空气都是不稳定的，在C点都是稳定的。

ger, 1980) 和实验室实验所证实。理论上, 相对于干湿对流稳定大气的条件是, 干对流时

$$-\frac{\partial \theta}{\partial z} \geq 0 \quad (3.163)$$

而在湿对流时

$$-\frac{\partial \theta_s}{\partial z} \geq 0 \quad (3.164)$$

7. 对流调整参数化

在许多现代大气模式中, 对流调整方案用于模拟大气中的对流翻转, 尽管它过于简化了有关的物理过程 (参见Anthes 1984年有关使用和修正对流调整的综述)。Manabe, Smagorinsky, 和Strickler (1965) 首先把这种方法用于全尺度大气环流模式, 尽管在此以前这种方法已用于有限的大气模拟研究。实际上, 大气模拟的早期研究者, 已认识到在原始方程模式中的直减率必须保持稳定, 为了不使模式产生不可分辨的小尺度运动。这意味着最低限度的直减率必须总是小于干绝热直减率, 假如大气是饱和的也可能小于湿绝热直减率。对位温的自然对数作求导运算, 并采用流体静力近似 (3.53) 式和状态方程 (3.56), 那么从 (3.50) 式可以得到下式:

$$\frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{1}{T} \left(\Gamma + \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (3.165)$$

式中 $\Gamma = gC_p^{-1}$ 是先前定义的干绝热直减率 (按照 (3.47) 式)。湿绝热直减率 Γ_m 对应的方程是

$$\frac{1}{\theta_s} \frac{\partial \theta_s}{\partial z} = \frac{1}{T} \left(\Gamma_m + \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (3.166)$$

在早期的大气模式中, 为保持稳定大气条件令 (3.165) 和 (3.166) 的右端 ≥ 0 。规定 $-\partial T/\partial z \leq \Gamma$ 还是 Γ_m , 取决于模式大气是未饱和或已饱和。此外还要调整水汽分布, 以防止产生过饱和。假如有过量水汽, 那么就使它从积云中落下, 并将所释放的潜热增加给大气。为了开始调整过程, 必须首先用 (3.165) 和 (3.166) 式的条件检验大气。假如没有不稳定层, 那么不必修正直减率。另一方面, 假如模式垂直温度廓线是不稳定的, 即 (3.165) 或 (3.166) 式的右边小于 0, 那么使用这些方程时必须连同总能量守恒约束。实际上这个约束假定在调整过程中内能、位能、以及潜能的和不变。能方便做到这一点的一个方法是定义称之为干静力能量 h_d 和湿静力能量 h_m , 它们的表达式为

$$h_d = C_p T + gz \quad (3.167)$$

和

$$h_m = C_p T + gz + Lq \quad (3.168)$$

式中 $C_p T$ 是内能, gz 是位能, Lq 是潜能。在调整前后 (3.167) 和 (3.168) 式的垂直积分不变。为了求解这个方程组, 必须使用与 q 和 e 有关的 (3.154) 式以及 e 和 T 有关的 (3.157) 式。

对流调整方案往往产生过度降水, 尤其是在对流层低层。此外在对流层低层所产生的温度也比观测到的温度低。这种方案的主要优点就是简单并且容易理解。正象Anthes (1984) 所指出的那样, 这种方案也可有许多变化, 例如利用相对湿度小于 100%, 或者假定对流调整只发生在某一部分区域, 后一种假定是由Krishnamurti等 (1980) 和Corby等 (1977) 提

出的。这些修正通常使直减率比较接近观测值。并改进了降水率，然而它们是半经验的，因为这些修正是去拟合观测结果，而不能从基本的物理定律推导出来。

Betts和Miller (1986) 提出了属于参考直减率（不是 Γ 或者 Γ_m ）的对流调整，这主要是受了深厚积云对流和浅薄积云对流经验研究中多云和晴空大气混合的理想参数化的启发。

8. 更加改进的积云对流方案

鉴于对流调整方案检验温度和水汽的垂直分布，以确定对流是否发生，Kuo (1974) 研制了另一个方案（欲更详细了解，可参看Haltiner和Williams, 1980）。该方案用一个区域的低层水汽辐合和抬升作为确定积云对流是否发生的条件。无数的试验研究表明，在一个活跃的降水区（尤其是在热带），低层风的类型显现出满载水汽的气流向一个受限制区域汇合。Kuo提出每单位水平面积水汽的增加率 M_t 为

$$M_t = -\frac{1}{g} \int_{p=p_1}^{p=p_0} \nabla \cdot (qV) dp + \text{EVAP}_{\text{surface}} \quad (3.169)$$

式中第一项是从对流层顶（此处 $p=p_1$ ）到地球表面（此处 $p=p_0$ ）垂直柱内的水分（水汽）辐合，第二项 $\text{EVAP}_{\text{surface}}$ 是地面对该柱的蒸发。假如低层发生辐合，积分是负的；而假如存在辐散，积分是正的。

Kuo (1974) 假设总水汽辐合 M_t 的一部分 $(1-b)$ ，是来自水汽的凝结及降水。而剩余部分 b 包含在大气中，增加垂直柱的湿度。由于积分对流而产生的加热 Q_{cu} 是

$$Q_{cu} = L\bar{C}^* - C_p \left[\frac{\partial \bar{F}_{vH}}{\partial p} + \nabla \cdot \bar{F}_{mH} \right] \quad (3.170)$$

式中 \bar{C}^* 代表积云对流产生的凝结率， \bar{F}_{vH} 和 \bar{F}_{mH} 分别代表柱内感热的垂直和水平通量。上面横划表示大尺度（100km或更多一点）平均。方括号内的项是感热通量垂直和水平辐合。凝结率假设为与大尺度水汽辐合成正比：

$$\bar{C}^* = \frac{g(1-b)M_t}{(p_b - p_1)} N(p) \quad (3.171)$$

按照Kuo (1974) 和Anthes (1977)，式中 $N(p)$ 是凝结的垂直密度函数。通常这个函数与云中温度 T_c 和云外环境空气温度 T 的差成正比：

$$N(p) = \frac{(T_c - T)}{(p_b - p_1)^{-1} \int_{p_1}^{p_b} (T_c - T) dp} \quad (3.172)$$

注意当 $(T_c - T)$ 大时，加热是大的。大尺度水汽的辐合部分 b （它被包含在大气中）假定为相对湿度 r 的函数。按Donner等 (1982)，这个函数是

$$b = 1 - \frac{1}{0.6p_0} \int_{0.4p_0}^{p_0} r dp \quad (3.173)$$

式中 p_0 是地面气压，因子0.6和0.4限定了只对大气最低层进行积分。Anthes (1977) 提出了一个带有经验参数，并只依赖于相对湿度的更为一般的函数形式。

由积云对流引起的时间变率具有一个类似于加热方程 (3.170) 的方程，即，

$$\frac{dq}{dt} = -\bar{C}^* - \left[\frac{\partial \bar{F}_{vM}}{\partial p} + \nabla \cdot \bar{F}_{mM} \right] \quad (3.174)$$

式中 \bar{F}_{vM} 和 \bar{F}_{mM} 是积云对流垂直和水平的水汽通量。为了得到 (3.170) 和 (3.174) 式中的通量 \bar{F}_{vH} 和 \bar{F}_{mH} ，利用一维云模式求出云内的垂直运动和温度。

模式中常用另一种形式的Richardson数

$$Ri = g \frac{(1/\rho) (\partial \rho / \partial z)}{(\partial V / \partial z)^2} \quad (3.188)$$

1925年Richardson通过分析因产生切变湍流以抵消负的浮力作用,在湍流流动与非湍流流动之间所进行的能量转换,明确了这个比率的重要意义。如果负的浮力作用占优势则非湍流应保持不变,假如切变湍流产生占优势,则湍流势必盛行。考虑Richardson数的一个简易方法是如果切变是大的,或者直减率是不稳定的,则湍流可能发生。

按无量纲方法,也可以唯一地求得(3.187)和(3.188)式(见Obukhov, 1971的文章)。有三种只根据 Ri 就可确定的情况类型。假如 $Ri > 0$, 则 $\partial \theta / \partial z$ 或 $\partial \rho / \partial z > 0$, 湍流被抑制,大气(或海洋)层结是稳定的。对于接近临界值 Ri_c 的 Ri 值,处于湍流和层状(光滑)流动之间的过渡。假如 $Ri < 0$, 则流动为完全湍流。许多研究已经估算了 Ri_c 值。Richardson认为 Ri_c 应当是1,但是他忽略了粘性耗散的作用。如果考虑这种耗散,根据理论考虑则得到0.25这样一个值。

现在再回到边界层的情况,在地面混合层以上,动量、水汽和感热的混合,很大程度上由输送过程决定,而输送过程又依赖于垂直涡动(或湍流)输送系数。理论上认为这些 K 值应该考虑小尺度或次网格尺度的混合,并且依赖于局地层结和垂直风切变(对海洋来说是流切变)。在计算感热的垂直输送时,空气温度可以分成水平格点区域的平均值 \bar{T} ,和脉动或者涡动部分 T' , $T' = T - \bar{T}$ 。利用称之为Reynolds平均的概念,由于 $\overline{T - \bar{T}} = 0$, $\overline{T'} = 0$ 。类似地,垂直风速 w 可以分成 $w = \bar{w} + w'$,且 $\bar{w'} = 0$ 。然而,脉动量乘积的平均可以不为零。举例来说,假如,向上运动的空气是暖的,向下运动的空气是冷的,尽管 $\bar{T'} = 0$, $\bar{w'} = 0$, $\overline{T' w'}$ 可以不是0。形式上,展开 $\overline{T w} = \overline{(\bar{T} + T')(\bar{w} + w')}$,可以很容易得出 $\overline{T' w'}$ 就是 $\overline{T w} - \bar{T} \bar{w}$ 。由于模式层用热力学第一定律的垂直平流项表示 $\overline{T w}$,所以可用混合系数表示感热的涡旋(或次网格尺度)垂直输送

$$\overline{\rho T' w'} = -\rho K_h \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \quad (3.189)$$

感热和水汽的次网格尺度输送更普遍的方程是

$$h = \rho K_h \frac{\partial \theta}{\partial z} = \rho K_h \left(\Gamma + \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right) \quad (3.190)$$

和

$$r = \rho K_q \frac{\partial q}{\partial z} \quad (3.191)$$

式中 K_h 和 K_q 分别表示次网格尺度涡旋感热和水汽的输送系数。常常假定它们与 K_z 有相同的数值。还可进一步假定一个Richardson的函数关系,因此有

$$K_h = f(Ri) \quad (3.192)$$

当大气稳定时, K_h 是小的,当大气不稳定时, K_h 是大的。Deardorff (1966, 1972)列出了这个的函数关系。这个关系式在几个气候模式中是通用的。

2. 地表面温度和水文学计算

在早期的大气模拟研究中,非常简单地处理了地表面问题。然而当模式变得愈完善,地表面处理就会愈接近实际地球的真实复杂性,可包括种种地表面类型:海洋、干地、湿地、

沙漠，雪盖表面、海冰和植被地面。在目前的气候模式中，地表处理是最为粗糙的（欲了解有关植被效应的细节，参见Dickinson (1983) 和Sud以及Fennessy (1982)）。由于不同模拟小组处理地表面温度和水文学计算的方法多少有些不同，所以这里将重点放在阐述基本物理过程而不是提供每一种模拟研究中不同的细节。

地表面温度变化是由朝向和来自大气的能量通量、在地表面和地下某点热传导的能量通量以及温度本身变化所产生的能量通量相平衡而产生的结果。由于地球是热的相对不良导体，所以陆地范围的地表面温度变化主要由朝向和来自大气的热量通量决定。以下所指出的计算地表面温度的方法是假设所考虑的地表面薄层没有来自地下的热传导。视时间和地方而定，对热传导的这种忽略有时会是一个严重的缺点。

对于简单没有雪盖的地表层，预报地表面温度方程是

$$\rho c \frac{\partial T_*}{\partial t} = \frac{[S_* + F_{\downarrow} - F_{\uparrow} - H - LE]}{\Delta z} \quad (3.193)$$

式中 ρ 是地表密度， c 是地表类型比热， T_* 是地表层温度， S_* 是地球表面吸收的太阳通量， F_{\downarrow} 是向下红外通量， F_{\uparrow} 是向上红外通量， H 和 LE 分别是感热和潜热， Δz 是地表层厚度。

更真实的地表面计算还包括有 S_* 的周日循环。正如前面提到的那样，感热、水汽和动量的输送与大气静力稳定度有密切关系。假如采用周日平均太阳通量，将可能形成与采用更真实的周日循环不同的大气结构。假如把周日循环包括进去，为了得到地表面温度正确的周日变化，还必须包括来自地下层的热传导。

在与海洋计算分开的大气模式中，通常根据气候图集，作为地方和时间的函数规定海洋表面温度。应用气候值的物理学基础是，与陆地相比海洋有巨大的热容量，所以对小于几个月的时间积分，温度可以认为是常数。实际上，这并不是绝对正确的，由于即使小的温度变化也会对大气产生意义深远的影响，如第二章所讨论的 El Niño 现象。在第六章讨论海-气耦合气候模式以及海温异常对大气影响的模拟时，将更多的讨论这个问题。

正如前面所提到的那样，在现代的气候模式中，预报地表物理过程及其与植被的相互作用，都处理得相当粗糙。另一个问题是有关地表水文学的处理。地表面反照率，潜热和感热的输送，在覆盖着雪的区域与干燥陆地有相当大的差别。反照率的不同，通常导致温度以及向大气的热量和水汽输送都十分不同。同样，当一个地表面是处于水分饱和状态，而另一个（例如沙漠）是干燥状态，事实上会由于向大气输送水汽的不同，对区域性气候产生重大影响。Dickinson (1983) 评价了理应包括在气候模式中的蒸散过程。图3.18 给出了这些基本过程的示意说明。降水既降落在植被上也降落在下垫面上。一些降水被植被拦截，并再次蒸发，而剩余部分下降到地面。地面水分可以渗入地面并贡献给连续不断的地面流，或者渗透到较深层次，例如1 m或者甚至变成地下水，这要取决于土壤的可透水性。在植物根的范围（10cm到1 m），一部分地表水分能被植物的根吸收，然后又被植物的叶子蒸发。其蒸发量与前面所讨论的决定地面能量通量的那些量有密切关系，特别是所涉及的风速、太阳强度、反照率、地面空气的湿度和温度。对Dickinson所详细讨论的这些复杂性，大多数模式并不考虑。很现实的想法是期望未来，尤其是对区域气候的详细模拟。

在数值气候模式中，广泛使用含有雪盖和土壤湿度的一种方法是按照Manabe (1969a, b) 根据苏维埃Romanova (1954) 的观测研究，第一个引入气候模式的方法。Romanova

发现，平原和森林地区大部分水分变化发生在土壤顶层 1 m 内，这个范围通常包括了植被根部的大部分。Alpatev (1954) 进一步发现假如土壤饱和70—80%，那么地表面以可能速率（即作为一个饱和面）蒸发水分。显然，地面实际上比Manabe处理的复杂得多。但是，至少这种方法具有包含降水、蒸发以及土壤水分储存基本过程的优点。

土壤湿度预报的基本方程是

$$\frac{\partial W}{\partial t} = P - E + S_m \tag{3.194}$$

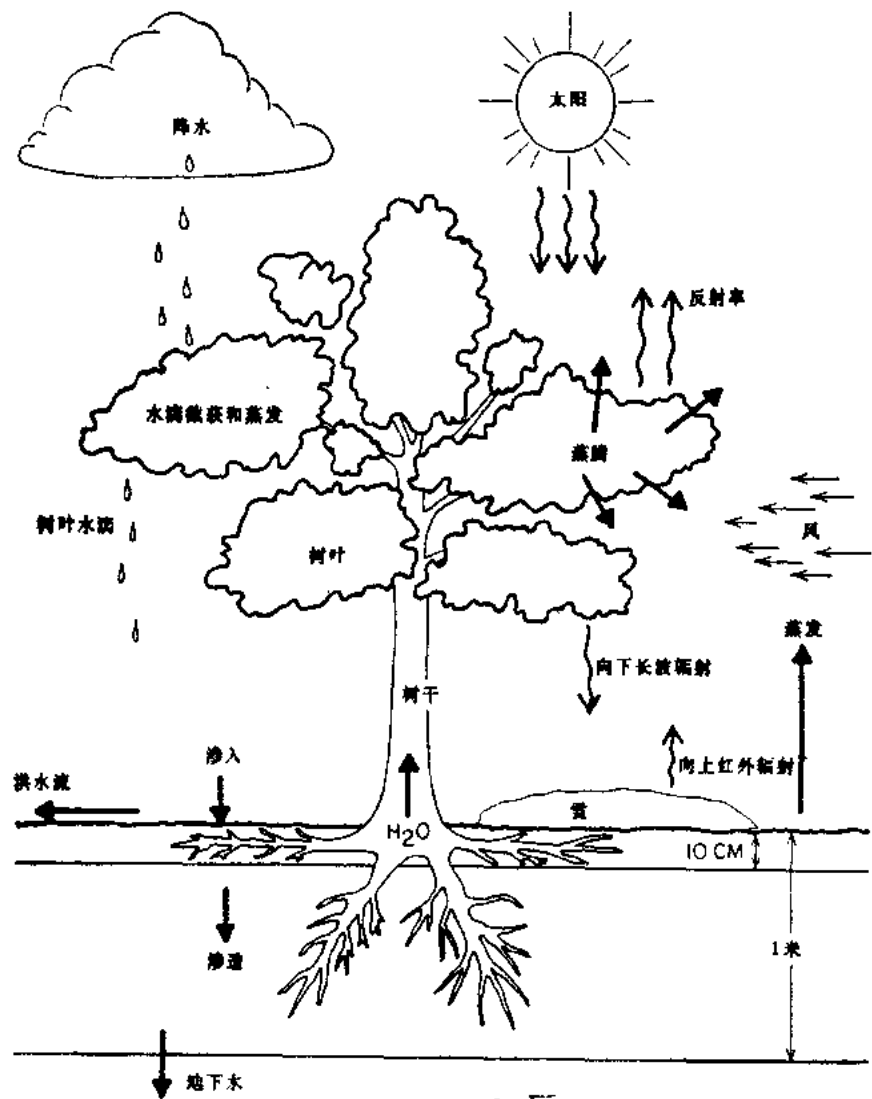


图 3.18 有关地面水文学和蒸散过程和特征的示意图
(根据 Dickinson (1984))

式中 W 是储藏在土壤表层用米来度量的土壤湿度， P 是雨沉降率， E 是地面蒸发率， S_m 是雪融率（根据地面能量平衡计算）。蒸发率可按下述方式与土壤湿度联系起来：

假如： $W \geq W_c$ ，则： $E = E_s$ ， (3.195)

和

$$\text{假如: } W < W_c, \text{ 则: } E = E_s \frac{W}{W_c} \quad (3.196)$$

式中 W_c 是土壤湿度的临界值, E_s 是饱和面上的可能蒸发率。以上方程说明如果土壤湿度比 W_c 大, 则蒸发率达最大值 E_s ; 如果土壤湿度比 W_c 小, 则蒸发率作为 W_c 的函数呈线性减少。Manabe假定土壤湿度的田间持水量 W_{fc} 是0.15m, W_c 是该值的75%。

以类似的方法, Manabe采用了下面的雪盖预报方程:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = P - E - S_m \quad (3.197)$$

式中 S 是相当液态水的雪盖量, P 是雪沉降率, E 是升华率。雪盖可能融解, 因而增加土壤湿度, (3.197)式中的 S 减少。另外, 假如雨落在雪上, 则假定雪不存储水, 而是水完全渗透, 以贡献给土壤湿度。如果雪覆盖土壤, 尽管允许升华, 但却不允许土壤水分发生蒸发。确定是降雪还是降雨通常依模式层低空的温度是在冰点以下还是在冰点以上而定。

由 S_m 符号确定雪融解的存在, 并以如下形式计算

$$S_m = \frac{1}{L_i} [S_* + F_{\downarrow} - F_{\uparrow} - H - LE] \quad (3.198)$$

式中 L_i 是融解潜热, 其它各项是(3.193)式中的那些项。假如在有雪盖存在时, 令地表面温度 T_* 在 0°C , 得出 $S_m > 0$, 然后将融化量代入(3.194)和(3.197)式。在相反的情况下, 令 S_m 等于零。每当 $W > W_{fc}$ 就计算进入海洋的径流 R_i

$$R_i = P - E \quad (3.199)$$

通常径流不转化为河流, 因为这还需要假定有详细的地形描述, 不过目前大多数气候模式还没有做到这点。

八、海洋模式

上述有关流体动力学、流体热力学、地表面的辐射、蒸发和感热通量的方程以及对其所进行的讨论, 已阐明了海洋模拟的大部分基本原理。就有关的基本物理定律而论, 以气候的观点所进行的世界海洋模拟, 在许多方面类似于大气模拟。然而, 由于所涉及的时间和空间尺度不同, 对大气来说所考虑的辐射通量比较复杂, 而水的运动却受到海底地形的重大限制, 所以海洋模拟和大气模拟又有着明显的不同。在海洋中那些反映对气候有重要意义的时间和空间尺度的动力过程, 与在大气中一样是由低频和大尺度运动支配的。但是因为较大的热惯性, 在海洋中占支配地位的时间尺度要比大气中长的多。同时, 在海洋中有关的水平尺度大约是大气中的十分之一。

有关水平尺度的一个度量是变形半径 L , 定义作重力波相速 c_g 与Coriolis参数的比

$$L = c_g / f \quad (3.200)$$

它是地球物理流体动力学的一个临界参数。在大气中 $c_g \approx 100 \text{ ms}^{-1}$, 因此由于 $f \approx 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $L \approx 1000 \text{ km}$; 而在海洋中, 因较小的密度差, $c_g \approx 10 \text{ ms}^{-1}$, 使 L 减少一个数量级, 为 100 km 。其重要性在于, 比 L 小的尺度, 波弥散迅速直至最后消失; 而比 L 大的尺度, 波移动得慢, 而且具有较低的频率。包含尺度比 L 大的运动, 这在大气和海洋模式中(或者显式, 或者隐式)都是重要的。由于海洋的变形半径比较小, 海洋模式的水平网格比大气模式中小得多。正如第二章中所讨论的那样海洋具有高能的中尺度涡旋。在气候模式中, 这些涡

$$\frac{\partial v}{\partial t} + L(v) + \frac{u^2 \tan \phi}{a} + fu = -\frac{1}{\rho_0 a} \frac{\partial p}{\partial \phi} + \mu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + A_m \left\{ \nabla^2 v + \frac{(1 - \tan^2 \phi)v}{a^2} + \frac{2 \sin \phi}{a^2 \cos^2 \phi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} \right\} \quad (3.204)$$

式中

$$L(\alpha) = \frac{1}{a \cos \phi} \left[\frac{\partial}{\partial \lambda} (u\alpha) + \frac{\partial}{\partial \phi} (\cos \phi v\alpha) \right] + \frac{\partial}{\partial z} (w\alpha) \quad (3.205)$$

α 是哑变量, ρ_0 是海水密度的常数近似, μ 是垂直涡动粘滞系数, A_m 是水平涡动粘滞系数。加速度、Coriolis和气压梯度项与大气运动方程(3.51)和(3.52)式中相应的项类似, 而大气中的摩擦项现在由垂直和水平粘滞项替代。涉及水平粘滞项的格式需要角动量严格地守恒(参看Bryan, 1969a)。

海洋的流体静力方程在形式上与大气的流体静力方程(3.53)相同,

$$\frac{\partial p_w}{\partial z} = -\rho_w g \quad (3.206)$$

这里水密度 ρ_w 不再需要假定为常数, 这和(3.203)和(3.204)式中的 ρ_0 大不相同。

由于不可压缩的假定, 海洋热力学第一定律与大气中的热力学第一定律(3.55)式有区别, 不可压缩的假定可消去密度的时间变率, 并以垂直和水平热涡动扩散的显式项替换了非绝热项 Q :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + L(T) = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + A_h \nabla^2 T \quad (3.207)$$

式中 κ 和 A_h 分别是垂直和水平涡动扩散系数, 函数 $L(\)$ 仍取(3.205)式中的定义。因为海水比热已作为公因子从每项中提出, 所以它不直接出现在(3.207)式中。正象大气的径向不均匀加热所引起的大气中密度的差别是产生风场的主要原因一样, 海洋温度和盐度的不均匀所引起的密度差别驱动着大洋环流。这样的环流称之为温盐的(thermohaline), thermo表示与温度影响有关, haline表示与含盐量影响有关。盐度的预报方程写作

$$\frac{\partial S}{\partial t} + L(S) = \kappa \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} + A_h \nabla^2 S \quad (3.208)$$

求解(3.201) — (3.208)式的数值方法将在第四章讨论。

对垂直混合参数化的最新改进, 是将系数 κ 和 μ 表示为局地Richardson数(3.187和3.188式)的函数。Pacanowski和Philander (1981)发现, 假如垂直涡动系数太大, 在靠近海面混合层较暖水中的混合会过大, 这将导致温跃层中不存在强的垂直温度梯度。然而观测资料证明, 当局地切变很大时, 存在快速的垂直混合。Pacanowski和Philander (1981)提出利用如下公式:

$$\mu = \frac{\mu_0}{(1 + \alpha Ri)^2} + \mu_b \quad (3.209)$$

$$\kappa = \frac{\mu}{(1 + \alpha Ri)} + \kappa_b \quad (3.210)$$

式中 μ_0 , μ_b , κ_b 和 α 分别大约为 $50 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, $1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, $0.1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, 和5。由于除了靠近极地区域外(那里的底层水可能是定型的), 海洋通常近似为热力稳定。而不稳定性主要产生于切变,

所以 Ri 变小〔(3.187)式〕,因而(3.209) — (3.210)式的分母也变小。假如 Ri 减少到约低于0.2,垂直混合将急剧增加。上面所指出的有关参数 μ_0, μ_b, κ_b ,和 α 的值是用于Pacanowski和Philander (1981)模式中的。模式靠近上混合层使用较高的分辨率。

包括水平扩散系数的其它参数,一个模式与另一个模式通常是不同的。在粗分辨率的模式中,这些参数被修改为次网格尺度涡旋的混合效应。尽管大多数模拟研究对 A_m 和 A_h 取常数,但也有少数模式引入与水流有关的参数化。根据有限区域高分辨率涡旋分辨海洋模拟研究,可期望水平涡动参数化的进一步改善。

按照Bryan (1969a) 和Semtner(1974,1986b)的观点,在海洋底层〔这里 $z = -H(\lambda, \phi)$ 〕的边界条件如下

$$\rho_0 \mu \frac{\partial}{\partial z} (u, v) = 0 \quad (3.211)$$

$$\rho_0 \kappa \frac{\partial}{\partial z} (T, S) = 0 \quad (3.212)$$

这些方程表明在大洋底层应力为零,没有感热和盐度的垂直混合。有时第一个方程也用底摩擦的二次定律代替。垂直运动的底边界条件是

$$w = - \frac{u}{a \cos \phi} \frac{\partial H}{\partial \lambda} - \frac{v}{a} \frac{\partial H}{\partial \phi} \quad (3.213)$$

这样海底的垂直运动是由水平运动 (u, v) 与海底地形的相互作用引起的。冲击上坡的水平流动将产生向上运动,水平流动越过一个下坡时将产生向下运动。

海洋的顶部 $z = 0$, 动量(风应力)、热量和水汽的通量或者由大气资料确定〔例如Bryan和Lewis (1979) 和Meehl等(1982)〕,或者利用大气模式计算。在这两种情况下,通过边界的通量连续性都为

$$\rho_0 \mu \frac{\partial}{\partial z} (u, v) = (\tau_x, \tau_y) \quad (3.214)$$

和

$$\rho_0 \kappa \frac{\partial}{\partial z} (T, S) = \left(\frac{1}{c_{pw}} H_{net}, r_s (E - P) S \right) \quad (3.215)$$

式中 τ_x 和 τ_y 是由(3.175)和(3.176)式所定义的动量通量, H_{net} 是流入海洋的净热量通量(加热为正,冷却为负), P 是降水率, E 是蒸发率, S 是海表面盐度, c_{pw} 是水的比热, r_s 是一个经验转换因子。 H_{net} 可以从一个简明的表面能量平衡中得到:

$$H_{net} = S_* + F_{\downarrow} - F_{\uparrow} - H - LE \quad (3.216)$$

式中右边各项按照(3.193)式在讨论地表面温度计算时的规定。 $(P - E)S$ 项解释为盐度通量;当 $P > E$ 时,海水含盐度变小,当 $P < E$ 时,海水含盐度变大。

与气候有关的典型的海洋模式有一个刚体的盖,在顶部不允许有垂直运动。海洋顶部 $w = 0$ 的边界条件可自动消除高频运动。对于气候过程的较低频运动,这种高频运动不重要,因此可允许使用较大的时间步长。在最早使用原始方程的大气环流模式中,Smagorinsky (1963)对大气首先使用了这一方法。对这种模拟Smagorinsky假设了一个不可压缩的大气。Crowley (1970)在一个海洋模拟中考虑一个自由的上边界,限制用于预报新变量的时间增量。(求解这个系统的某些数值解法在第四章中讨论。)

式中应用 (3.217) 式把 p 分作两项, 并再一次把 (3.203) 和 (3.204) 式中的非线性项和粘带项合并为 G^1 和 G^2 。应用所给算子 $\mathbf{k} \cdot \Delta \times$

$$\mathbf{k} \cdot \Delta \times (q_1, q_2) = \frac{1}{a \cos \phi} \left[\frac{\partial q_2}{\partial \lambda} - \frac{\partial}{\partial \phi} (q_1 \cos \phi) \right] \quad (3.225)$$

把 (3.223) 式作为 q_1 , (3.224) 式作为 q_2 , 并乘以 $a^2 \cos \phi$ 之后得到

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{1}{H \cos \phi} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \lambda \partial t} \right) + \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{\cos \phi}{H} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \phi \partial t} \right) \right] \\ & - \left[\frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{f}{H} \frac{\partial \phi}{\partial \phi} \right) - \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{f}{H} \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} \right) \right] \\ & = - \left[\frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{g}{\rho_0 H} \int_{-H}^0 \int_z^0 \frac{\partial \rho}{\partial \phi} dz' dz \right) \right. \\ & \quad \left. - \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{g}{\rho_0 H} \int_{-H}^0 \int_z^0 \frac{\partial \rho}{\partial \lambda} dz' dz \right) \right] \\ & \quad + \left[\frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{a}{H} \int_{-H}^0 G^2 dz \right) \right. \\ & \quad \left. - \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{a \cos \phi}{H} \int_{-H}^0 G^1 dz \right) \right] \quad (3.226) \end{aligned}$$

方程 (3.226) 是 ϕ 的预报方程, 为得到这个函数需求解一个二阶微分算子。为了求解必须确定边界条件。边界条件需要的 ϕ 域应是一个多连通区域。例如一个主大陆和几个岛域组成的边界。沿每个海岸线 ϕ 的值必需不随空间改变, 为的是使法向速度为零。在主大陆 (连通区域通常是由几个大陆的组合构成), ϕ 也不随时间改变, 而在“岛”上 ϕ 与变化着的环流相对应。我们需要 p 是一个单值函数, 就这种意义来说, 沿每个岛域海岸线 ∇p 的线积分应该是零。围绕每个岛域 (3.223) 式对 λ 积分, (3.224) 式对 ϕ 积分, 再相加, 并应用上述线积分条件, 将得到预报岛上 ϕ 变化的方程:

$$\begin{aligned} & \int \left(- \frac{\cos \phi}{H} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \phi \partial t} d\lambda + \frac{1}{H \cos \phi} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \lambda \partial t} d\phi \right) \\ & = - \int \frac{g}{\rho_0 H} \left[\left(\int_{-H}^0 \int_z^0 \frac{\partial \rho}{\partial \lambda} dz' dz \right) d\lambda \right. \\ & \quad \left. + \left(\int_{-H}^0 \int_z^0 \frac{\partial \rho}{\partial \phi} dz' dz \right) d\phi \right] \\ & \quad + \int \left[\left(\frac{a \cos \phi}{H} \int_{-H}^0 G^1 dz \right) d\lambda \right. \\ & \quad \left. + \left(\frac{a}{H} \int_{-H}^0 G^2 dz \right) d\phi \right] \quad (3.227) \end{aligned}$$

用这类海洋模式模拟的个例将在第五章中给出。

九、准地转海洋环流模式

对许多只限于海洋环流的研究, 上述方程可用一系列合理的假定作重大简化。由于大尺度海洋流动甚至比大尺度大气流动更接近准地转条件 (海洋中大尺度标准 Rossby 数 Ro 是

0.01—0.1, 而在大气中是0.1—10.0), 因而涡度方程 (3.81) 可以简化为

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\mathbf{V} \cdot \nabla (\zeta + f) + f_0 \frac{\partial \mathbf{w}}{\partial z} \quad (3.228)$$

式中右边最后一项来源于 (3.81) 式的 $(\zeta + f)$ D项, 并假定 $f \gg \zeta$, f 是一个常数, 用 f_0 标明, 同时还利用连续方程 (3.201) 流体不可压缩的假定。为避免假的能源和汇, 需要利用 (3.228) 式最后一项的常数 f_0 , 从而得到一个能量相容的方程组 (Gill, 1982)。注意 (3.228) 式的中间项中的 f 不假定为常数。由密度变化而产生的浮力变化可以在简化密度公式的基础上计算。因此作为第一近似, 假定密度只是温度的函数, 而不是温度、盐度和气压的函数 (如 (3.202) 式):

$$\rho_w = \rho_0 (1 - \alpha T) \quad (3.229)$$

式中 ρ_0 是常定参考密度, α 是热膨胀系数。把盐含量的一个函数作为附加的一项, 可以很容易修正方程 (3.229), 以便考虑盐水 (由盐度控制) 环流。

把 (3.229) 式代入到 (3.206) 式, 流体静力方程可以写作

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \alpha \rho_0 g T - \rho_0 g \quad (3.230)$$

假如只保留 (3.82) 式的两个最大项, 并将涡度表示为 $\nabla^2 \phi$, 忽略水平密度变化, 并假设 Coriolis 参数为常数, 那么散度方程 (3.82) 就可以近似为

$$f_0 \nabla^2 \phi = \frac{1}{\rho_0} \nabla^2 p \quad (3.231)$$

或者再略去 Laplace 算子, 作进一步简化

$$\phi = \frac{p}{f_0 \rho_0} \quad (3.232)$$

此外, 鉴于准地转流动的假定, 忽略速度势项 (它在典型的大尺度海洋环流中至少比流函数项小一个量级) 的 (3.80) 式, (3.228) 式中的速度 \mathbf{V} 可以简化为:

$$\mathbf{V} \approx \mathbf{V}_s = \mathbf{k} \times \nabla \phi \quad (3.233)$$

首先假定一个不可压缩流体, 从 (3.55) 式可以导出海洋准地转运动的热力学方程

$$c_p w \frac{dT}{dt} = Q \quad (3.234)$$

再略去非绝热项 (即略去 (3.207) 式中的扩散项), 得到

$$\frac{dT}{dt} = 0 \quad (3.235)$$

最后展开全微商, 并用 (3.232) 式修改静力方程 (3.230), 从中求出 T 代入之 (垂直平流项除外), 由此所得到的海洋准地转运动方程是:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right) + \mathbf{V} \cdot \nabla \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right) + \frac{g \alpha}{f_0} \frac{\partial T}{\partial z} w = 0 \quad (3.236)$$

(3.236) 式¹⁾的最后一项包含了垂直温度层结, 因此也包含了流体的垂直稳定度。上横表示从面积平均意义来定义温度的垂直梯度。在具有密度或浮力变化的流体中, 该项可能与小尺度垂直振荡的 Brunt-Väisälä 频率有关 (关于这个推导更详尽的讨论, 可参看 Gill, 1982;

1) 原书有错——译者注

Haltiner和Williams,1980; 或者Charney和Flierl,1981的文章)。

大气和海洋环流大尺度地转流体动力学的另一个很有用的概念是位势涡度。位势涡度的准地转预报方程,是将(3.236)式中的 w 代入到(3.228)式得到

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \right] [q + f] = 0 \quad (3.237)$$

式中

$$q = \zeta + \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\frac{g\alpha}{f_0^2} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right)^{-1} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right] \quad (3.238)$$

是位势涡度, \mathbf{V} 以(3.233)式来近似。速度势分量的平流通常是略去的。Holland, Keffer, 和Rhines (1984) 以及其它的作者阐明准地转方程(3.228) — (3.238)式能描述许多观测到的海洋环流性质。然而大多数与气候有关的海洋环流模式又回复到原始方程,这是由于在强非线性条件下准地转模式失效,当 R_0 的量级为1,或接近赤道时,因为分母中的Coriolis参数接近零,(3.232)和(3.236)式不成立。

在第五章中给出了几个海洋模拟研究的结果,其中包括模拟特定洋盆(如大西洋),和全球海洋环流的例子。

十、海冰模式

海冰是固体不是流体,以多重裂缝、水道(浮冰间)和冰穴所形成的复杂冰盖,在性质上是不连续的;同时从一个时间周期到另一个时间周期,冰盖的分布也存在重大的变化,所以海冰模式必然和海洋模式、大气模式多少有点不同。海洋和大气模式的计算重点在于确定水和空气性质,可是用于大尺度气候模拟的海冰模式,在每个地方和每个时间步长,第一个目标就是要确定冰是否存在。假如冰存在,则要确定冰量(包括冰的厚度和区域海冰密集度)。尽管第一目标必须确定冰的分布及总量,但确定冰的性质却不太重要。

与气候有关的海冰模式的计算可以分作两大类,它们都影响确定冰的分布。这些种类是:(1)与冰盖热力学有关的计算,(2)与冰动力学有关的计算。热力学计算确定冰的厚度及温度结构,并以能量守恒原理为基础。动力学计算确定冰的运动,并以动量守恒原理为基础。这两组计算对于在冰盖内决定无冰水面或水道范围时都产生影响。某些冰的数值模式仅包括动力学,某些仅包括热力学,某些既包括动力学也包括热力学,主要以不同的用途而定。

用于许多海冰模式的热力学计算,大部分来源于Maykut和Untersteiner(1971)为北极中部所作的细网格的,一维(垂直)高分辨率海冰计算,Semtner(1976)对这些计算做了简化,Washington等(1976)和Parkinson和Washington(1979)提出了三维表达式、通量公式和水道参数化。这些计算的中心点在于平衡空气或雪,雪或冰和冰或水内界面收入和支出的能量通量。这些通量包括太阳辐射、入射和向外长波辐射、感热和潜热、通过冰和雪层的传导、海洋热通量、由于冰和水的状态变化吸收和放射的能量。

冰动力学的计算大部分来源于Campbell(1964)的工作,和专门从事北极研究的北极冰动力学联合实验(AIDJEX)的不同模式制作者(Coon,1980)和Hibler(1979)的工作,以及模拟南北半球冰状况的Parkinson和Washington(1979)的工作。海冰动力学试图以作用于冰的五种主要应力之间所产生的动量平衡为基础来进行计算。这五种应力是:空气应力、水应力、Coriolis力、动力地形产生的应力(与海面的倾斜有关),和内冰阻力。在不同海冰模式

中，冰动力学的主要不同之处在于这五种应力的表述，特别是冰的内应力。

1. 冰热力学

海冰盖热力学计算的重点在于确定冰厚度或冰和雪的厚度，对于带有水道参数化的模式还要确定海冰密集度。这类确定还需要额外弄清冰和雪层内部的温度结构。其精确度的变化，通常由所包含的垂直分辨率的层数，以及能量通量参数化的准确度来决定。

图3.19是覆盖着雪的浮冰一般情况的示意图。或者只有雪层，或者冰和雪层都可有零厚度。在上层雪面和上述各层之间的主要能量通量是入射太阳辐射 S_{\downarrow} ，大气向下长波辐射 F_{\downarrow} ，雪面向上长波辐射 F_{\uparrow} ，大气和雪面之间的感热和潜热通量 H 和 LE ，通过雪层的传导通量 G_s ，以及由于雪融化引起的能量通量 M_s 。（下面将指出调整为无雪冰面的情况。）在上层雪面的能量守恒方程是

$$H + LE + \epsilon_s F_{\downarrow} + (1 - \alpha_s) S_{\downarrow} - I_0 - F_{\uparrow} + (G_s)_0 - M_s = 0 \quad (3.239)$$

式中 ϵ_s 是雪的红外发射率， α_s 是雪的短波反照率， I_0 是透入雪面太阳辐射， $(G_s)_0$ 代表 G_s 的雪面值。在(3.239)式中使用的 H 和 LE 符号按惯例通量向下为正，向上为负。（这个定义与用于(3.193)式中的有点不同，因为大气和海冰文献习惯不同。这里用海冰惯例，为了便于以后查阅文献。）

不同模式之间，(3.239)式中几项表述的方法也不同，但是使用总体空气动力学公式却是一致的，如感热和潜热通量的(3.177)和(3.178)式，射出长波辐射的灰体辐射通量公式

$$F_{\uparrow} = \epsilon_s \sigma (T_s)^4 \quad (3.240)$$

式中 σ 是Stefan-Boltzmann常数， T_s 是雪的温度， $(T_s)_0$ 是上层雪面的温度。（灰体是与波长无关的吸收体或发射体。对黑体的特定条件 $\epsilon_s = 1$ ）

雪面传导通量是

$$(G_s)_0 = k_s \left(\frac{\partial T_s}{\partial z} \right)_0 \quad (3.241)$$

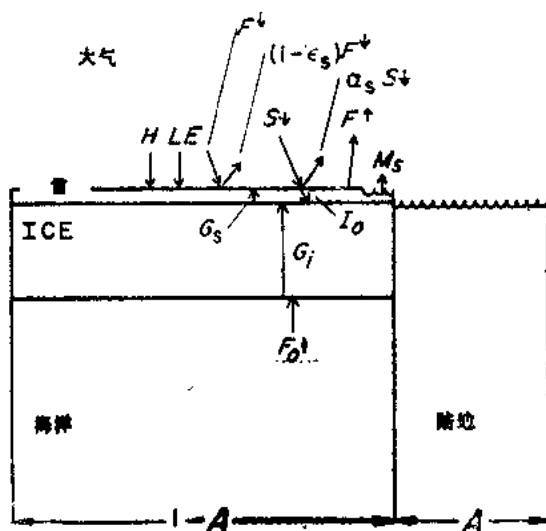


图3.19 海冰模式中一格点方形的示意说明

其中包括有均一厚度的冰层和雪层，可变的水道部分A，和在水或冰，冰或雪，雪或空气内界面的有关通量。

〔根据Parkinson和Washington (1979) 修改〕

式中 k_s 是雪的热传导率,近似为一常数, T_s 是雪的温度。令 h_s 等于雪的厚度, Q_s 等于雪熔解的潜热(即由雪变成水每单位体积的雪所释放出的能量)

$$M_s = -Q_s \frac{dh_s}{dt} \quad (3.242)$$

当与大气模式一起实现海冰计算时,在(3.239)式中用于海冰的射入长波和短波通量将通常由大气模式部分计算。对于独立海冰模式所用通量公式的完全系,读者可参看Parkinson和Washington (1979)。

由于雪面温度在冰点以下雪不会融化,(3.239)式可扩展为

$$\begin{aligned} H + LE + \epsilon_s F_{\downarrow} + (1 - \alpha_s) S_{\downarrow} - I_0 - F_{\uparrow} \\ + (G_s)_0 = \begin{cases} 0 & \text{假如 } (T_s)_0 < 273K \\ -Q_s dh_s/dt & \text{假如 } (T_s)_0 = 273K \end{cases} \end{aligned} \quad (3.243)$$

只要雪存在,就不允许 $(T_s)_0$ 超过273K,由计算 $(T_s)_0 > 273K$ 时所显示的过剩能量,将用于(3.243)式,先通过雪融解使雪层变薄,假如 h_s 变为零,则通过冰融解使冰层变薄。

在雪或冰内界面,能量守恒方程将简化为通过冰层和雪层一个传导通量等式表示

$$k_s \left(\frac{\partial T_s}{\partial z} \right)_{h_s} = k_i \left(\frac{\partial T_i}{\partial z} \right)_{h_s} \quad (3.244)$$

式中下标 h_s 表明雪或冰内界面,它位于上层雪面以下 h_s 深处, k_i 是冰的热传导率, T_i 是冰的温度。

在冰或水内界面,能量守恒方程表示为:通过内界面融化所吸收的能量或冻结所释放的能量(即通过状态变化),和来自海洋的能量通量 $F_0^!$ 与通过冰的向上传导通量的差相平衡,即:

$$-Q_i \left(\frac{\partial h_i}{\partial t} \right)_{h_s + h_i} = F_0^! - k_i \left(\frac{\partial T_i}{\partial z} \right)_{h_s + h_i} \quad (3.245)$$

Q_i 是冰的熔解潜热, h_i 是冰的厚度,下标 $h_s + h_i$ 表明冰或水内界面,它位于雪面以下 $h_s + h_i$ 深处,(3.245)式左端的负号,反映了假如朝向内界面的净通量((3.245)式的右端)是正的,冰将熔解,导致负的 $\partial h_i / \partial t$ 这一事实。当(3.245)式用于同海洋模式连接时, $F_0^!$ 从海洋计算中导出。对于独立的海冰模式,通常令 $F_0^!$ 为一常数,一般在北极为 $2Wm^{-2}$,在南极为 $10-25Wm^{-2}$ 。南极的数值较高,是与密度跃层的稳定度较小以及由此而产生的表面水同下面较暖的水有较强的混合有关。

模拟通过雪层的能量传输〔与确定(3.241)式和(3.244)式所需要的温度廓线有关〕,需用太阳辐射的透射性去修改标准的热传导方程:

$$\rho_s c_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \kappa_s \frac{\partial^2 T_s}{\partial z^2} + K_s I_0 e^{-K_s z} \quad (3.246)$$

式中 ρ_s 是雪的密度, c_s 是雪的比热, K_s 是雪的整体消光系数。在(3.246)式的最后一项中,按照Maykut和Untersteiner (1971)的文章,假定用带有整体系数的Beer消光定律可以充分近似雪面太阳辐射的消光。与之类似也可模拟冰的能量传输:

$$\rho_i c_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = \kappa_i \frac{\partial^2 T_i}{\partial z^2} + K_i I_0 e^{-K_i z} \quad (3.247)$$

式中 ρ_i , c_i , K_i 分别是海冰的密度、比热、和整体消光系数。欲了解与(3.247)式相类似但更完全的能量传输公式可以参看Untersteiner (1964)的文章,该公式包含了一个附加的流

体静力调整项和两个附加的传导率项。

方程 (3.239) — (3.247) 是盖着雪的冰层能量守恒的基本方程, 是海冰模拟热力计算的中心。虽然本章尽量避免讨论数值方法问题 (留待第四章讨论), 但这里还是要讨论海冰热力学的数值方法, 因为通过比较简明的讨论可以增加对模式结构的理解。特别是为了在数值模式中利用 (3.239) — (3.247) 式, 将它们转换成有限差分形式时, 必须做出关于垂直分辨率的决定, 即规定冰和雪的层数。当分辨率较细时, 实际温度结构的小尺度细部可以较清楚地模拟出来, 尽管因此会增加额外的计算机费用。参看 Semtner (1976) 的文章, 读者可以比较在北极中部一个点冰的不同计算结果: (1) 甚高分辨率模式 (Maykut 和 Untersteiner, 1971), (2) 两层冰和一层雪的模式, (3) 一层冰和一层雪的模式。后两种模式中的任一种, 对于大尺度模拟在计算方面都很有效。鉴于计算有效性和模拟准确性的适当折衷, Semtner (1984b) 赞成使用第二个模式。

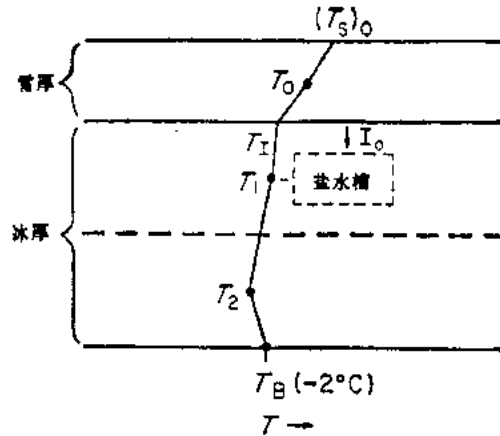


图3.20 两层冰和一层雪的海冰模式温度结构示意图
〔根据 Semtner (1976) 修改〕

无论选择什么样的垂直分辨率, 在各个层内一般假定有线性温度廓线。根据模式情况或从一层的中点到邻近层的中点 (图3.20), 或从每层的底到顶, 线性关系成立。今后发展的趋势正象 Semtner (1984b) 所提倡的那样, 可能倾向两层冰, 一层雪。然而, 为简单起见, 我们提出一层冰层和一层雪层的方程组, 并用线性关系去模拟从冰的底到顶和从雪的底到顶的温度廓线。现代通用的大尺度冰模式用的正是这种简化,

$$\left(\frac{\partial T_i}{\partial z}\right)_0 = \left(\frac{\partial T_i}{\partial z}\right)_{h_i} = \frac{(T_i)_{h_i} - (T_i)_0}{h_i} \quad (3.248)$$

$$\left(\frac{\partial T_i}{\partial z}\right)_{h_i} = \left(\frac{\partial T_i}{\partial z}\right)_{h_i + h_s} = \frac{(T_i)_{h_i + h_s} - (T_i)_{h_i}}{h_i} \quad (3.249)$$

令内界面的冰雪温度等于:

$$(T_i)_{h_i} = (T_i)_{h_i} \quad (3.250)$$

由于 (3.248) — (3.250) 式可以直接代入到 (3.241) 式和 (3.244) — (3.245) 式, 就不再需要热传导方程 (3.246) 和 (3.247) 了。在由于做了这种简化而使得海冰和雪在垂直方向未定的模式 (其中包括 Semtner (1976) 的零-层模式, Bryan 等 (1975) 以及 Parkinson 和 Washington (1979) 的模式) 中, 一般令在冰底的温度 $(T_i)_{h_i + h_s}$ 准确处在海水的冻结点。不论就概念还是就观测事实而言, 这种作法都是行得通的。

当海冰计算着手进行时, 令每个时间步长的雪融项 M_s 在初始时等于零, 并对上层雪面和雪或冰内界面的温度求解 (3.239) — (3.241) 式和 (3.244) 式。在每个计算温度的格点方形内, 上层面的温度超过雪的融化点 273.15K 时必须进行调整, 由于假定能量仅使雪的温度增加到融化点。然后以 $(T_s)_0 \approx 273.15K$ 计算依赖于 $(T_s)_0$ 的通量项, 并作为 (3.239) 式的剩余确定 M_s 。于是可从 (3.242) 式计算雪融化的深度。

(3.245) 式的有限差分形式用于计算在海冰底部由增长或者消融引起的冰厚度变化 Δh_i 。显然, 对冻结厚度 Δh_i , 每单位水平面积所释放的能量是 $Q_i \times \Delta h_i$, 对融化同样厚度 (此时 Δh_i 为负值) 所吸收的能量是 $-Q_i \times \Delta h_i$ 。因此不论是发生融化, 还是发生冻结, 与这个由于状态变化引起的能量通量相平衡所需的海冰底面能量通量 E 必须是

$$E = -Q_i \times \Delta h_i / \Delta t \quad (3.251)$$

一旦 E 从 (3.245) 式右端确定, 上式就立即可以对 Δh_i 求解。

在冰没有覆雪盖的情况下, 上层面的任何融化都是冰的融化, 而不是雪融化, 因此 h_i 既受上层面又受下层面情况的影响。由于没有雪盖, 上层面的通量就是直接入射到冰上的, 因而在该面上的能量平衡基本方程 (3.239) 变为

$$H + LE + \epsilon_i F_{\downarrow} + (1 - \alpha_i) S_{\downarrow} - I_0 - F_{\uparrow} + (G_i)_0 - M_i = 0 \quad (3.252)$$

而支撑方程 (3.240) 和 (3.241) 变为

$$F_{\uparrow} = \epsilon_i \sigma (T_i)^4 \quad (3.253)$$

$$(G_i)_0 = k_i \left(\frac{\partial T_i}{\partial z} \right) \quad (3.254)$$

入射辐射通量 S_{\downarrow} 和 F_{\downarrow} 与 (3.239) 式中的 S_{\downarrow} 和 F_{\downarrow} 相同, 假如与冰或大气耦合模拟一起实现冰计算, 还和以前一样, 入射辐射通量由经验公式计算或者由大气模式确定; ϵ_i 是冰的长波发射率; α_i 是冰的短波反照率; F_{\uparrow} 是冰面的向外长波辐射通量; $(G_i)_0$ 是上层面通过冰的传导通量; M_i 是上层面由于冰融化的能量通量。 I_0 是入射到冰面上辐射的透入部分, 通常对无覆盖的冰面比雪面大, 因而事实上当雪面存在时, (3.239) 式中的该项常被略去。 I_0 的变化取决于冰的状况, 然而在数值模拟时通常令它等于一个常百分数, 变化范围是吸收太阳辐射的 0 到 10%。按 (3.177) 和 (3.178) 式计算 H 和 LE 。

正如对覆雪冰的 (3.239) 式情况一样, 令 $M_i = 0$, (3.252) 式与各种通量公式一起, 对冰面温度可以立即求解。当计算温度超过冰的融化点时, 温度只允许上升至融化点, 并按融化点 $(T_i)_0$ 重新计算取决于表面温度的通量, 并利用 (3.252) 式作为一个剩余确定 M_i 。然后这个通量再被转换成冰顶部表面厚度的变化, 并利用有限差分去近似

$$M_i = -Q_i \frac{dh_i}{dt} \quad (3.255)$$

冰底面的融化和增长由 (3.245) 式确定, 与冰被雪覆盖的情况相同。对于无雪冰面自然可以消去对覆雪冰面的另一个能量平衡方程 (3.244) 式。

最后, 一个格点方形面积内无冰的情况下, 一个独立的海冰模式仍然需要温度的确定, 使得当温度达到冰点时, 能够确定同步开始形成冰。做到这一点可以有不同的方法。一种方法是利用观测的冰边缘线作为结冰水温度的外边界, 人为强迫与实际情况密切吻合。另一种方法是在大气温度场的基础上确定边界。要不然, 用下述根据 Parkinson 和 Washington (1979) 的简单海洋混合层参数化计算水的温度。

利用能量收支方法, 进入海洋混合层的净能量通量 Q_N 是

$$Q_N = H + LE + \epsilon_w F_{\downarrow} + (1 - \alpha_w) S_{\downarrow} + F_{\downarrow} - \epsilon_w \sigma T_w^4 \quad (3.256)$$

式中 ϵ_w , α_w , 和 T_w 分别是水的长波发射率、短波反照率和温度, F_{\downarrow} 是从深层海洋到混合层的通量值。假定所吸收的太阳辐射不能通过混合层传输到下面的水中。进入混合层的净通量 Q_N 必须与该层内能 (每单位水平面积) 的时间变率相平衡,

$$\frac{dI}{dt} = Q_N \quad (3.257)$$

内能 I 是混合层深度 d_{mix} 、水的体积热容量 c_w 和水温 T_w 的乘积。正如通常在独立的海冰模式中所做的那样,假定 d_{mix} 和 c_w 是常数,重新整理(3.257)式可以得到

$$\frac{dT_w}{dt} = \frac{Q_N}{d_{mix} \times c_w} \quad (3.258)$$

用有限差分近似 $\Delta T_w / \Delta t$ (Δt 是模式的时间步长)代替 dT_w / dt ,根据此式可以计算水的温度。假如计算的 T_w 在海水冰点(271.2K)以下,代之以冷却项和冰形成项去平衡负的能量通量 Q_N ,因此(3.257)式扩展为

$$Q_N = \frac{dI}{dt} - Q_i \frac{d(C_i h_i)}{dt} \quad (3.259)$$

式中 dI/dt 是由于温度下降到冰点所引起的内能变化率, C_i 是海冰分数密集度。通过(3.259)式,利用水冷却到冰点持有的能量亏损确定形成和冰的数量和冰形成所用的熔解热 Q_i 。由于能量亏损只决定冰的体积(或者 $C_i h_i$,它是冰体积除以格点方形面积),因而对新形成冰,模拟者有一个自由变量:可先规定或者冰密集度,或者厚度,然后计算剩下的变量。在这种情况下通常是对新形成冰规定其厚度在0.01和0.50m之间的某个值,然后计算海冰分数密集度。

水道或者冰盖内无冰水面的处理,在完全无水道(模拟为均匀的冰板覆盖了整个格点方形面积)与完全的动力学或热力学表述之间变化。由于已经了解水道对海洋和大气的热交换有重大影响(例如,Maykut,1978),假如冰模式要与海洋和大气计算一起使用,无水道的简化完全可能走得太远。在允许水道的模式中,有的完全用热力学的办法处理,有的完全用动力学,而有的则综合使用热力学和动力学方法。水道热力学计算的开始与无冰的格点方形区域内的计算相类似。方程(3.256)用于计算水道的净能量通量,然后象(3.259)式那样,使该通量与由于水温度和冰体积变化而引起的通量相平衡。冰体积的变化可以在水平方向改变冰的密集度,和(或)在垂直方向改变冰的厚度。在负 Q_N 的情况下,能量亏损完全由水冷却〔利用(3.258)式〕来补偿,直到水的温度达到冰点为止。在此以后,亏损完全由冰的形成来补偿〔根据(3.259)式〕。在一些模式中冰的形成是严格的在水平或垂直方向增长;在另外一些模式中,则是形成非常薄的新种类冰。正 Q_N 的条件下,在水的增温和侧面或垂直方向冰的融化之间按比例分配过剩的能量。但采用怎样的比例进行分配,模式间各不相同。通常的方法是将所有的能量都用于融化,直到格点方形面积上无冰时为止。在此以后,剩余能量用于水的增温。这样的数值模式,在冰充满格点方形面积时,令所有水温处在冰点,因此 $dI/dt = 0$, (3.259)式中的 Q_N 项变得只和冰体积变化的能量通量相等,直到冰体积减少到零为止。这种计算的非标准性,反映了海冰科学有关物理机制细节的疑虑,比分配 Q_N 通量的数字表示更严重。

2. 冰动力学

有五个主要动力支配海冰浮冰的运动:冰上的空气应力 τ_a ,引导冰沿着海面风的方向;冰下的水应力 τ_w ,引导冰沿着水运动的方向;海面倾斜引起的重力应力 D ,称作动力地形,引导冰从较高处向较低处的向下运动;地球旋转引起的应力 G ,称作Coriolis力(前面已定义并讨论过),在北半球引导冰向其它原因所引起运动方向的右面偏转,在南半球则引导冰向左偏转;冰盖内部的压应力 I ,主要由各个浮冰的碰撞引起。因此动量守恒方程变为

$$m \frac{dV_i}{dt} = \tau_a + \tau_w + D + G + I \quad (3.260)$$

式中 m 是单位面积冰的质量， V_i 是冰的速度。

在数值模式中，方程(3.260)常做程度不同的简化，可令一项或者多项为零，并在各种简化条件下计算其它项。尤其是常用稳定状态冰速度场的简化进行计算，从面方程的左端简化为零。Rothrock(1973)从尺度分析推导出做这种简化的部分理由。他认为加速项 $m(dV_i/dt)$ 比风和水的作用力项，一般小三个数量级。然而(3.260)式中各项的相对大小，随条件变化实在太太。关于式中哪些项是重要的，哪些项是不予考虑的细节，存在着不一致的看法。因而，在各种试图简化的计算中，不同的研究者用(3.260)式六项的不同变形去进

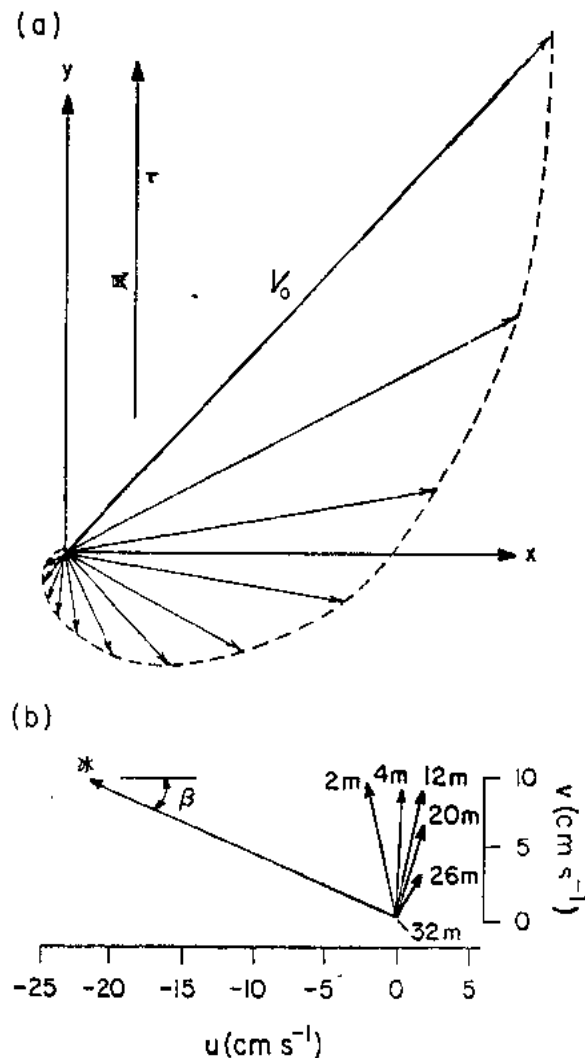


图3.21 (a) 由风驱动洋流的理论Ekman螺旋线，北半球海水表面的速度矢量 V_0 在风向右面，并与风向成 45° 角，自 V_0 以后顺时针移动的每个矢量，代表大洋中每个较深层次的水速。

〔根据Neumann和Plerson (1966) 重新绘制〕

(b) 在1972年北极的一个现场研究中，海冰浮冰下的水中所观测到的速度矢量，矢量箭头的数字表示水的深度。

〔根据Mephoe (1986) 重新绘制，并重新标注〕

第一章 引言

几百年来，有不少人曾梦想能了解到气候系统是如何运行的，并由此能预报甚至能改造未来的气候。由于现代电子计算机的问世，这个遥远的目的变得日益接近了，因为电子计算机现在有可能从数值上求解支配气候物理定律的许多方程式。这向我们提供了令人兴奋的新可能性，虽然我们 must 小心行事，仔细地了解这种新可能性的局限性及其潜力。

对气候系统认识的进一步提高，将对世界各国的经济生活产生重大的影响。例如，较正确地预报出未来的气候状况，这将有助于确定更合适的时机来播种和收割，将能够预告人类活动对环境的可能危害，诸如砍伐森林和工业排放到地球大气中的二氧化碳及其他痕量气体等人类活动。对短期气候时间尺度（几个月到几年）来说，气候变化中仍有许多不确定性，期望通过计算机模拟试验来减少这种不确定性。例如，依然不完全清楚气候对海温异常的影响（诸如El Niño期间的海温异常），和不完全清楚火山爆发对平流层臭氧含量和大气冷却的影响，后者是由于火山喷射到大气中的微粒将把太阳光反射出地气系统使大气发生冷却。没有计算机模式实际上将不可能对这些问题给出定量的回答，因为它们之间的相互作用是如此地复杂。计算机模式已经成为气候研究中强有力的研究工具，将来会变得越来越有用，特别是当卫星和常规资料网扩大以后，观测数据库将从质量上和空间分布上得到改进。

在18世纪末和19世纪初的很多哲学理论中，已经有了用支配大气、海洋和海冰的物理定律来预报未来气候的认识，这是牛顿力学早期成功的反响。1812年 Laplace 曾生动地谈过，完全知道任一瞬时所有质点的质量、位置和速度，就能够精确地计算出过去和未来的情况。当时已熟知力学经典定律，主要来自1687年出版的牛顿不朽著作《数学原理》，但预报流体场（诸如大气和海洋）具有决定性意义的热力学基本定律，当时还没有发现。19世纪40年代 Robert Mayer, James Joule 和 Hermann von Helmholtz 等各自独立地提出了能量守恒的概念。这样，1850年 Rudolf Clausius 把能量守恒作为热力学第一定律，并确定了热力学第二定律，即在没有外界约束条件下，两个物体之间的热量是从暖的流向冷的。到19世纪末，已经知道了经典物理的基本定律，因此用数值计算方法作精确预报的目的已接近变为现实。

在支配大气或海洋流动的流体动力学方程的文章中，Vilhelm Bjerknes 于1904年 (Bjerknes, 1904) 首先勾划出了研究工作的步骤，至今很多方面还有用。他写道：

“如果像每一个科学家所想的那样，前一个大气状况真的可按照物理学定律发展成下一个大气状况的话，则合理地求解预报问题的充要条件似乎是：

1. 对初始时刻的大气状况具有足够正确的知识。
2. 对大气从一个状况发展成另一个状况的定律具有足够正确的知识。”

后面我们还要讨论，在确定 Bjerknes 所述的这两个条件上我们能力的局限性。

第一次世界大战时期，英国科学家 Lewis Fry Richardson 在红十字会当志愿救护车司机工作之余，仅仅借藉一台小计算机，试图用大气运动基本方程来研究预报天气的能力。当时已经知道，方程非常复杂，不能简单求解，只能求助于用数值近似法求解。实质上是从一

组连续性方程近似地处理为求一组相应的离散性方程的数值解。在《数值天气预报》一书中，Richardson (1922) 一步一步详细地叙述了他的预报方法，用已有的观测资料如何作欧洲小区域的数值天气预报。由于 Richardson 不知道各种因子在大气中的相对重要性，所以他包含了大量的大气物理过程。这样拖累了他的计算工作，所得的预报与实际天气非常不符。但是，他所遇到的许多问题，仍然是今天研制气候和天气预报模式工作者所面临的问题。Platzman (1967) 提供了一本引人入胜的历史纪实。Richardson 的书在很多方面可作为研制数值模式的蓝本。在现有认识的条件下我们时时还要参考它，依此阐明这个领域中哪些方面已有了进展，以及当有问题的地方条件改善后，哪些可能值得作为未来研究的方向。现有的气候模式有能力模拟大气、海洋和冰雪圈的差不多所有的主要观测特征，虽然还有相当大的改进余地，特别是为了得到预想的模拟结果，对有问题的地方可作必要的调整或“协调”模式中的因子。

再来看看历史的发展，本世纪40年代末当第一台电子计算机发展以前，在直接数值求解方面做的工作不多。第一台电子计算机是 Aberdeen 打靶场的 ENIAC (电子数值积分计算机)，几个月后，在普林斯顿大学数学家 John von Neumann 领导下建造了一台 IAS (高级研究所) 计算机。von Neumann 用他新的计算工具解决的第一个问题是预报天气形势。为此他组织了一批科学家，组长是 Jule Charney。如对这一段历史感兴趣，可参阅 Charney 等 (1950) 和 Thompson (1978) 的文章。

Charney 等在其第一次数值天气预报中，所用的计算机程序或模式没有包含 Richardson 所用的一般方程组，而用的是简化方程组。一般方程组中包含了大气中各种运动，从声波和重力波到缓慢移动的大尺度气象波。本世纪30年代末，Carl Gustav Rossby 发现对一般方程组作适当的近似，能得到求解天气形势的简化方程组，实际上是滤掉了不希望要的、数值处理上有麻烦的和气象上不重要的波。Charney 及其同事们所用的就是这种简化方程组。几年后，Norman Phillips (1956) 在这种简化方程组中加进了几个简单的强迫作用项，进行长期积分，积分结果与初始状况不同，并给出了大气环流许多特征。这一试验在某种意义上说是以后大气环流模式长期发展的开始。后面几章中将给出 Phillips 工作的详细内容。

大气环流模拟的最新发展又返回到更接近 Richardson 所用的一般方程组。Richardson 失败的原因，归结于输入场有误差和要有特定的数值计算方案。一旦毛病诊断出来，找到了克服的办法，Richardson 的一般方程组又可以算下去了。50年代中期，有好几个科学小组致力于研制数值天气预报，和拟定了大气环流的模拟方法。特别是 Joseph Smagorinsky 领导下的美国天气局的大气环流模拟工作，已成为目前普林斯顿大学地球物理流体动力学实验室 (GFDL) 工作的核心。GFDL 这个实验室现在隶属于美国国家海洋大气局 (NOAA)，自它成立以来，美国和世界各地已相继建立了许多气候模拟中心。

大尺度海洋模拟发展得稍晚一些 (于60年代初)，涉及到很多独特的问题，其中不少问题我们将在本书中谈到。海冰、雪、陆面过程和生物圈重要的大尺度作用的模拟工作发展于60年代中期，在气候模式中加进去这些作用仅仅刚开始。我们将叙述有关的公式、局限性和海气环流的耦合作用。

在叙述各种气候系统模式的详细情况之前，第二章将对大气、海洋和冰雪圈的观测事实作一个基本描述。这将为后面的数值模式和模拟结果与大气、海洋和海冰实测分布作比较的讨论打下基础。

第三章给出了适用于大气、海洋和海冰的基本物理定律，包括云辐射、对流、降水、边界传输和小尺度混合等重要过程。第四章阐明了模式方程求解中目前常用的一些数值方法。其余章节集中讨论模拟结果，第五章给出了企图再现现代气候的模拟结果，第六章给出了不同于现在条件的模拟气候的结果。这里我们给出了很多例子，从中可以从现有的计算机模式中学到有用的知识，第七章是结论，我们提出了未来可能的进展。本书虽然列了参考文献，但没有提供气候模拟方面的全部书目。如有可能，可参阅已有的评论性文章。附录中提供了更详细的技术内容，和适用于台式计算机的几个计算机程序的说明和编码。虽然这些程序没有本书中所讨论的大多数模式那样复杂，但可使拥有台式计算机的读者能有机会获得数值模拟各种大气现象的第一手经验。附录F提供了有关如何购买计算机程序软盘的信息。

(朱福康译，马淑芬校)

第二章 气候系统的物理描述

本书的主要目的是阐述三维大气环流气候模式的物理学和数学原理，并介绍一些模式模拟的结果。为了使读者更好地了解模拟的意图所在，本章将对气候系统的三个主要部分——大气、海洋和海冰以及它们之间的相互作用作一概要的描述。因许多著作都已详细描述过各个部分的特性，在此我们只着重讨论它们的一般特征。在第五章中将举例说明各主要部分的模拟结果，并同大气、海洋和海冰的实测情况进行比较。

一、大 气

1. 大气成分

地球大气由下列气体机械混合而成：氮 (N_2) 占干燥大气体积的78.08%，氧 (O_2) 为20.95%，氩 (A) 为0.93%，二氧化碳 (CO_2) 为0.0332%，氖 (Ne) 为0.0018%，氦 (He) 为0.00052%，甲烷 (CH_4) 为0.00015%，氪 (kr) 为0.00011%，氢 (H_2) 为0.00005%。空气中的水分含量因地点、蒸发、温度及其它因子而有很大变化，在大气体积中所占的百分比为0—3%。另外还有几种痕量气体，含量即使很小，同样影响到大气辐射。其中主要的有一氧化碳 (CO)、二氧化硫 (SO_2)、二氧化氮 (NO_2) 和臭氧 (O_3)。当然最主要的两种气体是氮和氧，它们占干燥大气的99%以上。尽管其余几种气体在大气中所占的百分比相对较小，但是它们对大气过程的影响却相当重要。其中二氧化碳、臭氧和水汽尤其如此。其它一些痕量气体的影响也很重要（如参阅Ramanathan等，1985）。

大气由物质粒子所组成，由于重力效应它必然会施加一压力。由于大气是气体，大气的压力随高度而递减，所以近地面空气的密度最大，其海平面气压约为 $1.033 \times 10^5 \text{ hPa}$ ，而在大气顶其密度近似为零。大气密度随高度有相当大的变化，海洋则不同，海底的密度同海平面的密度很接近。这一差异起因于气体的可压缩性和流体（海水）的不可压缩性。

2. 温度廓线

赤道地区约17km以下（极地为6—9 km以下）的大气底层气温的一般趋势为随高度递减，递减率非常均一，平均约为 $6.4^\circ\text{C}/\text{km}$ 。该大气层直接与地球表面相联，与日常天气有关的绝大多数大气过程都发生在这一层内，称为对流层。对流层以上称为平流层，气温通常保持不变或随高度递增。这两层之间的界面为对流层顶，其上的温度为该大气柱中的最低温度。

图2.1给出了气温随高度变化的典型气候（长时期平均）廓线，并分别绘出了极地和温带（中纬度）冬夏季节以及热带地区的特征廓线。热带气温廓线全年内基本不变，近地面气温为300K，到17公里处降低为190K，尔后在平流层随高度递增。由于热带对流层中气温随高度递减所达层次最高，190K的对流层顶温度可代表全球大气中的最低温度，尽管热带的地面温度很高。

极地对流层中气温廓线的冬夏差异最为显著（图2.1）。夏季极地的近地面气温约280K，到9 km处减为230K，再往上为平流层下部，气温随高度一般递增。冬季地面温度为235K，

