

中尺度气象学

MESOSCALE METEOROLOGY

寿绍文 主编

寿绍文 励申申 姚秀萍 编著

气象出版社

中尺度气象学

寿绍文 主编

寿绍文 励申申 姚秀萍 编著

内 容 简 介

中尺度气象学是研究中尺度天气系统及其相联系的严重灾害性天气(如雷暴、暴雨、冰雹、龙卷、下击暴流等)的发生发展原因和预报的学科。它是当代大气科学中最受人们关注的研究领域之一,在大气科学中占有重要的地位。本书是对这一领域知识的概要介绍。全书共九章,从一至九章依次讨论了中尺度运动的特征和方程组;地形性中尺度环流;自由大气的重力波;中尺度对流系统;大气的不稳定性及其与对流发生发展的关系;影响中尺度对流系统发生发展的因子;锋和急流;中尺度天气的诊断分析和数值模拟;以及中尺度天气的预报。内容广泛涉及当今中尺度研究中的主要问题和活跃领域。每章后都附有参考文献,以便于查阅和进一步的探究。

本书内容充实,简明扼要,说理清晰,讨论深入,适用于作为研究生和大学生用的教材,也适合于作为研究人员及台站预报业务人员研究学习的参考材料。

图书在版编目(CIP)数据

中尺度气象学/寿绍文主编. —北京:气象出版社,2003.8

ISBN 7-5029-3616-5

I. 中... II. 寿... III. 中尺度—气象学 IV. P432

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2003)第 066220 号

Zhongchidu Qixiangxue

中尺度气象学

寿绍文 主编

寿绍文 励申申 姚秀萍 编著

责任编辑:吴晓鹏 终 审:周诗健

封面设计:阳光图文工作室 责任技编:王丽梅 责任校对:王丽梅

出版发行:气象出版社

出版社地址:北京市海淀区中关村南大街 46 号

出版社电话:(010)68407112

出版社网址:<http://cmp.cma.gov.cn>

电子邮箱:qxcbs@263.net

邮政编码:100081

传真号码:(010)62176428

印 刷:北京昌平环球印刷厂

开 本:787mm×960mm 1/16

印 张:23.75

字 数:475 千字

定 价:32.00 元

版 次:2003 年 8 月第 1 版

印 次:2003 年 8 月第 1 次印刷

印 数:0001~5000

版权所有 侵权必究

前 言

中尺度气象学是研究中尺度天气系统及其相联系的严重灾害性天气(如雷暴、暴雨、冰雹、龙卷、下击暴流等)的发生、发展原因和预报的学科。它是当代大气科学中最受人们关注的研究领域之一,在大气科学中占有重要的地位。本书主要对这一领域的知识作一概要的介绍。全书共九章,从第一章至第九章依次讨论的内容为:中尺度运动的特征和方程组;地形性中尺度环流;自由大气的重力波;中尺度对流系统;大气的不稳定性及其与对流发生发展的关系;影响中尺度对流系统发生发展的因子;锋和急流;中尺度天气的诊断分析和数值模拟;以及中尺度天气的预报。内容广泛涉及当今中尺度研究中的主要问题和活跃领域。为了便于读者作进一步的查阅和探究,每章后都附有一些参考文献。

本书是在《中尺度天气动力学》和《中尺度对流系统及其预报》二书(均由气象出版社于1993年出版)的基础上修订而成的。以上两本书曾得到国家教委、国家自然科学基金项目和气象科学基金项目的资助,并经国家气象局高等学校气象类教材编审领导小组的审查,确认为适合于作为研究生和大学生用的教材,也适合于作为研究人员及业务人员研究和工作参考材料。十年来一直在很多高校和科研及业务单位广泛使用。这次我们又充实了一些新的内容。全书由寿绍文主编,励申申和姚秀萍参与第八章和第九章部分内容的编写。限于水平,书中难免有错误和不足之处,热忱希望大家指教,以便改正和改进。

本书在编写和修订过程中得到有关领导和同事们以及很多专家学者和气象出版社编辑的关心支持与帮助,在此谨向他们致以谢忱。

编著者
2003年3月

目 录

前言

第一章 中尺度运动的特征及方程组	(1)
§ 1.1 大气运动系统的尺度划分	(1)
§ 1.2 中尺度大气运动的基本特征	(6)
§ 1.3 Boussinesq 近似方程组	(8)
§ 1.4 滞弹性近似方程组	(15)
参考文献	(18)
第二章 地形性中尺度环流	(19)
§ 2.1 地形波	(19)
§ 2.2 尾流中的环流	(34)
§ 2.3 城市热岛环流	(37)
§ 2.4 海陆风	(37)
§ 2.5 山谷风	(47)
§ 2.6 复杂地形影响的数值模拟	(50)
参考文献	(53)
第三章 自由大气中的重力波	(55)
§ 3.1 重力波的观测特征及天气背景	(55)
§ 3.2 重力波的动力学性质	(57)
§ 3.3 重力波的结构及其对天气的影响	(61)
§ 3.4 重力波的发生发展	(63)
参考文献	(70)
第四章 中尺度对流系统	(72)
§ 4.1 孤立对流系统	(72)
§ 4.2 带状对流系统	(83)
§ 4.3 中尺度对流复合体	(120)
§ 4.4 准静止对流系统	(131)
参考文献	(138)

第五章 大气的不稳定性与对流	(141)
§ 5.1 条件性不稳定	(141)
§ 5.2 第二类条件性不稳定	(145)
§ 5.3 波动型第二类条件性不稳定	(150)
§ 5.4 条件性对称不稳定	(153)
§ 5.5 开尔文—赫姆霍茨不稳定	(165)
参考文献	(169)
第六章 影响中尺度对流系统发生发展的因子	(171)
§ 6.1 描述大气对流的理论模式	(171)
§ 6.2 风垂直切变对对流风暴传播和发展的作用	(177)
§ 6.3 环境热力与动力条件对对流风暴强度和类型的综合影响	(182)
§ 6.4 风垂直切变对雷暴的组织 and 分裂作用	(185)
§ 6.5 龙卷风暴的结构和生成	(191)
§ 6.6 飑线的结构及理论模型	(195)
§ 6.7 雷暴对大尺度环境的反馈作用	(204)
参考文献	(216)
第七章 锋和急流	(218)
§ 7.1 锋的结构	(218)
§ 7.2 运动学和热力学锋生	(221)
§ 7.3 动力学锋生	(222)
§ 7.4 锋面横向次级环流	(230)
§ 7.5 急流	(235)
§ 7.6 边界层中尺度锋	(239)
参考文献	(250)
第八章 中尺度天气的诊断分析和数值模拟	(253)
§ 8.1 中尺度诊断分析基础	(253)
§ 8.2 中尺度诊断和预报方程	(259)
§ 8.3 Q 矢量分析	(267)
§ 8.4 位涡分析	(276)
§ 8.5 螺旋度分析	(285)
§ 8.6 大气稳定度分析	(291)
§ 8.7 中尺度数值模拟	(300)
参考文献	(310)

第九章 中尺度天气的预报	(316)
§ 9.1 中尺度天气预报方法概论	(316)
§ 9.2 暴雨的分析和预报	(339)
§ 9.3 强对流天气的分析和预报	(349)
§ 9.4 遥感资料在临近预报和甚短期预报中的应用	(359)
§ 9.5 临近预报和甚短期预报系统	(365)
参考文献.....	(367)

第一章 中尺度运动的特征及方程组

大气运动系统具有不同的尺度和不同的特征,并需用不同的方程组来描述。本章将讨论大气运动系统的尺度划分、中尺度运动的基本特征以及描述中尺度运动的方程组。

§ 1.1 大气运动系统的尺度划分

大气环流是极为复杂的,它包含着从湍流微团到超长波等各种尺度的运动系统,不同尺度的系统具有不同的物理性质,因此为了便于研究须将它们进行分类。尺度分类通常有经验、理论和实用三种方法。人们在早期主要按经验分类,并得出了经典的三段分类,即把天气系统划分为大尺度、中尺度和小尺度三类(其空间尺度分别为 10^6m 、 10^5m 和 10^4m , 时间尺度分别为 10^5s 、 10^4s 和 10^3s)。对于小尺度系统(如雷暴、龙卷等)和大尺度系统(如气旋、锋等)人们根据长期的单站观测和常规天气图分析的经验,很早就有了明确的概念。而关于中尺度系统(如飑线、中气旋等)的概念则是在进行了很多比较细致的天气图分析,特别是在有了雷达等探测工具之后才建立起来的。Ligda(1951)最早提出“中尺度”这一概念。他根据对降水系统进行雷达探测所积累的经验指出,有些降水系统,太大以致不能由单站观测全,但又太小以致即使在区域天气图上也不能显现。他建议把具有这种尺度的系统称为“中尺度”系统。自此以后,“中尺度”这一介于大尺度和小尺度之间的特殊尺度的名称和概念便逐渐得到公认。目前,“中尺度”一般被描述性地定义为时间尺度和水平空间尺度比常规探空网的时空密度小,但比积云单体的生命期及空间尺度大得多的一种尺度。也就是说,其水平尺度约为几十至几百千米;时间尺度约为几小时至十几小时。

近代很多人致力于从理论上对天气系统进行分类。有人试图用谱分析方法对天气系统进行客观分类,例如,Vinnichenko(1970)对自由大气和地面附近气层中的东西风分量的平均动能作了谱分析,给出了如图 1.1 所示的不同时间尺度的动能谱。在图 1.1 中,纵坐标为能量密度,横坐标为时间尺度。由图可见,在 1 分钟、1 日至数日,1 月及 1 年等时间尺度上分别有能量密度的峰值,这些峰值分别反映了边界层湍流,昼夜变化、季节变化的影响。而在几十分钟至十几小时的时段(即中尺度时段)上,则为能量密度的低谷,或称为中尺度缝隙(mesoscale gap)。这种谱分析结果反映了不同尺度的客观存在性。中尺度运动具有较低的能量密度,但它在在大尺度和小、微尺度运动之间的能量交换过程中起着重要的作用。关于中尺度缝隙成因的一种可能的解释将在 § 3.2 中给出。

不少人还试图从物理本质上对天气系统进行分类。我们知道,大气是一个流体动力

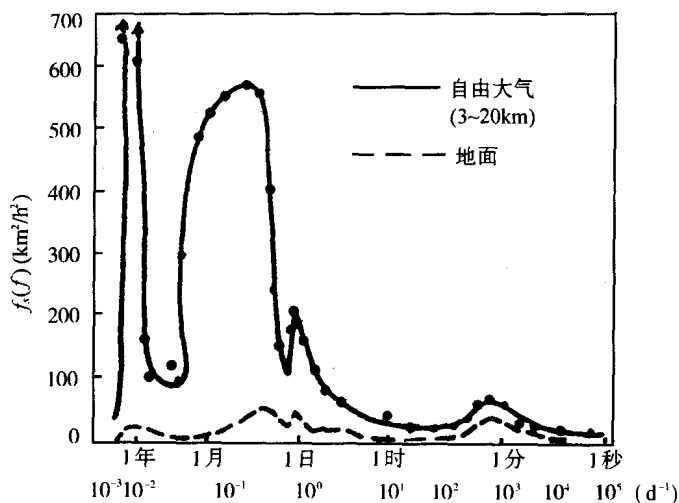


图 1.1 自由大气(实线)和近地面(虚线)的东西风分量的平均动能(Vinnichenko, 1970)

和热力学系统,它可以由运动方程、连续方程、状态方程、热力学方程和水汽方程等(见方程 1.3.1~1.3.5 和方程 1.3.33)来描述。运动方程表明,当空气质点受力不同时,其运动方式也是不同的。例如,当科氏力项大大超过加速度项和摩擦力项,气压梯度力项与科氏力近于平衡时,就形成“地转风”;当科氏力项与摩擦力项小于加速度项,加速度项与气压梯度近于平衡,就形成“欧拉风”;当摩擦力项超过科氏力项与加速度项,则摩擦力必须由气压梯度力来平衡,这就形成“摩擦风”,此时风沿着气压梯度力方向吹,而摩擦力则阻止风速不断增长;当加速度项与科氏力项占主要地位而气压梯度力项可以略去时,则产生“惯性圆”运动。当浮力项大于重力项则产生“对流”运动。各种力的相对重要性,常常用各种量纲参数表征。表 1.1 列出了一些常用的量纲参数及其形式和特征比。我们将在 § 1.2 中进一步讨论不同尺度的大气运动所对应的某些量纲参数的特征。在这里我们要介绍 K·Emanuel(1983)根据罗斯贝数(Ro)作出的尺度分类。为了进行尺度分类,Emanuel 应用了两个无量纲数:拉格朗日时间尺度(T)和罗斯贝数 Ro 。

表 1.1 量纲参数(表中均为常用符号)(阿特金森,1987)

参数	形式	特征比
弗劳德数 Fr	$U^2/gL(\Delta\rho/\rho)$	惯性力 / 浮力
雷利数 Ra	$gL(\Delta\rho/\rho)\alpha\nu$	浮力 / 耗散力
雷诺数 Re	UL/ν	惯性力 / 粘滞力
里查森数 Ri	$(\Delta\rho/\rho)/L(\partial u/\partial z)^2$	静力稳定度 / (切变)
罗斯贝数 Ro	$U/\Omega L$	相对于旋转坐标惯性力 / 科氏力
斯特劳哈尔数 St	U/fL	对流加速度 / 相对于一个固定观测者的局地加速度
注: ν 为运动粘滞性		

其中 Ro 可以用 T 表示, 即 $Ro = 2\pi/fT$ (f 为科氏参数)。各种大气现象均有相应的 T 和 Ro 值。表 1.2 列出了一些典型大气现象的 T 和 Ro 值。如果将各种现象按其所具有的典型的 Ro 值的大小排列起来(如图 1.2 所示), 则可得到一个尺度序列。尺度愈大, Ro 愈小; 尺度愈小, Ro 愈大。

表 1.2 各种大气现象的拉格朗日时间尺度(T)和罗斯贝数(Ro)(Emanuel, 1986)

现 象	T	$Ro = 2\pi/fT$
纬向平均环流	$2\pi a/U$	U/af
行星(静止)罗斯贝波	$2\pi/\sqrt{u\beta}$	$\sqrt{u\beta}/f$
气旋、反气旋	$2\pi\sqrt{Ri}/f$	$1/\sqrt{Ri}$
经典的锋	$2a\sqrt{Ri}/f$	$1/\sqrt{Ri}$
海陆风	1 天	$1/(2\sin\varphi)$
倾斜对流	$1/f$	2π
热带气旋	$2\pi R/V_T$	V_T/Rf
惯性重力波	$2\pi f^{-1} - 2\pi N^{-1}$	$1 - N/f$
雷暴和积云	N_w^{-1}	$2\pi N_w/f$
开尔文—赫姆霍茨(K—H)波	$2\pi N^{-1}$	$2\pi N/f$
行星边界层(PBL)湍流	$2\pi h/U^*$	U^*/fh
龙卷	$2\pi R/V_T$	V_T/fR

注: a = 地球半径; U = 平均纬向速度尺度;
 f = 科氏参数; $\beta = f$ 的经向梯度;
 U^* = 摩擦速度尺度; h = 行星边界层深度(PBL 尺度);
 N = 平均浮力频率尺度; N_w = 湿浮力频率尺度;
 Ri = 里查森数 = N^2/U_z^2 ; R = 最大风尺度半径;
 V_T = 最大切向风尺度; φ = 纬度;
 D = 不稳定层深度; U_z = 纬向风垂直切变尺度

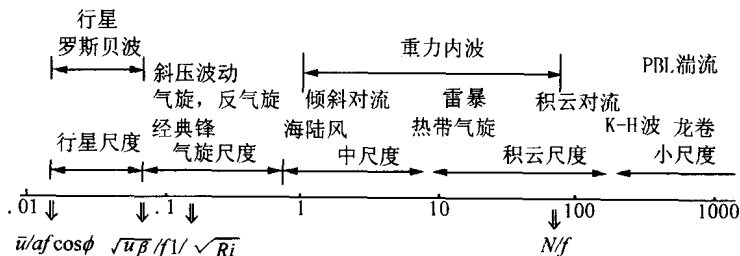


图 1.2 按拉格朗日罗斯贝数作出的尺度分类(Emanuel, 1986)

从图 1.2 可见, 按 Ro 的数量级大小, 可将行星纬向气流分成四类基本的运动形式, 即斜压波动、倾斜对流、积云对流以及边界层湍流。表 1.3 列出了四种运动的垂直尺度、水平尺度、时间尺度和罗斯贝数。同时还给出了它们在地球大气中出现的频率。上述四类运动的尺度相当于通常所说的大、中、小和微尺度。其中倾斜对流的垂直尺度为 D , 水

平尺度为 $U_z D/f$, 所以状态比 $L/D = U_z/f$ 。Emanuel 把具有状态比 $L/D = U_z/f$ 和时间尺度 $T = f^{-1}$ 的运动定义为“中尺度”运动。水平尺度 $L = U_z D/f$ 和时间尺度 $T = 1/f$, 正与“对称不稳定”的尺度一致, 这说明对称不稳定是一种中尺度不稳定。而斜压波动和积云对流则分别和斜压不稳定及重力不稳定相对应。由此可见, 这种尺度分类法把运动尺度和稳定性相连系起来了(关于稳定性理论将在第五章讨论)。

表 1.3 (Emanuel, 1986)

类型	垂直尺度	水平尺度	时间尺度	罗斯贝数	在地球大气中出现的频率
斜压波动	$f^2 U_z / (N\beta^2)$	$f U_z / (N\beta)$	$2\pi N / (f U_z)$	$1/\sqrt{Ri}$	从极地到 30° 纬度几乎普遍存在
倾斜对流	D	$U_z D/f$	f^{-1}	2π	高度间歇性的
积云对流	D	D	N^{-1}	$2\pi N/f$	在热带海洋上空普遍存在并到处间歇性地发生
边界层湍流	h	h	h/U^*	$2\pi U^* / (hf)$	在边界层普遍存在
注: 符号说明同表 1.2。					

以上分析表明尺度的经验分类和理论分类基本是一致的, 但实际大气中天气系统的尺度谱更复杂, 从实用的角度来说需要更细致的分类。Orlanski (1975) 根据观测和理论的综合分析结果, 提出了一个比较细致的尺度划分方案, 得到了比较普遍的采用。按他的方案, 天气系统可粗分为大、中、小尺度三类, 其中大尺度系统可再分为 α 、 β 两类。中尺度和小尺度系统则可分别分为 α 、 β 、 γ 三类, 相邻两类的空间尺度相差 1 个数量级(见图 1.3)。按这种划分, 中尺度成了一个范围很宽的尺度(即 2 ~ 2000km)。小至某些通常称为小尺度的系统(如雷暴单体等), 大至某些通常称为大尺度的系统(如锋、飓风或台风等)都可包括在中尺度的范围内。但其“核心”则为 20 ~ 200km 的系统, 即 β 中尺度系统。 β 中尺度系统具有典型的中尺度特性, 而 α 和 γ 中尺度系统则分别兼有大尺度和小尺度的特性。

Orlanski 的尺度划分是根据时间和空间长度同时作出的, 注意图 1.3 中沿着时间尺度这一排的括弧中的物理参数。正是这些参数控制着每一个特定的时间尺度范围。其中 $(\beta L_R)^{-1}$ 即地转参数随纬度的变化 (β) 与罗斯贝变形半径 $L_R = (H/f) \left[(g/\theta) \left(\frac{d\theta}{dz} \right) \right]^{-\frac{1}{2}}$ 的乘积的倒数(其中 H 为均质大气的厚度), 1 个月至 1 天之间的尺度受此参数控制。对于尺度为 1 天至几小时的运动来说, 则受参数 f^{-1} 的控制。而生命史为几小时的运动受浮力频率的倒数 $N^{-1} = [(g/\theta)(d\theta/dz)]^{-\frac{1}{2}}$ 所控制。至于时间尺度为分和秒的外重力波和湍流运动的平流时间则分别由参数 $(g/H)^{-\frac{1}{2}}$ 和 L/u 所决定。

尺度的定义				生命期 水平 尺度	$1 \text{天} (f)^{-1}$		$1 \text{分} (\frac{g}{H})^{-\frac{1}{2}} (\frac{L}{u})$		
					$1 \text{月} (\beta L_R)^{-1}$	$1 \text{时} (\frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz})^{-\frac{1}{2}}$		1秒	
大尺度	A	大尺度	大尺度	10000 (km)	驻波超长波	潮汐波			α 大尺度
	B				斜压波				β 大尺度
中间尺度	C	中间尺度		2000 km		锋 颶 风			α 中尺度
	B			200 km			夜发性 低空急 流颶线		β 中尺度
中尺度	C	中尺度	中尺度	20 km			雷暴 重力内波 晴空湍流 城市效应		γ 中尺度
	D			2 km			龙卷 深对流 短重力波		α 小尺度
小尺度		小尺度	小尺度	200 m				尘卷 热旋风	β 小尺度
				20 m				卷流 粗糙度 湍流	γ 小尺度
日本的命名	欧洲的命名	GATE 命名	美国的命名	大气委员会	气候尺度	天气尺度 行星尺度	中尺度	小尺度	尺度

*GATE=全球大气研究计划大西洋热带试验

图 1.3 I. Orlanski 的尺度划分(右)及几种主要的尺度定义的对照(Orlanski, 1975)

关于大气运动系统的尺度划分标准以及各种尺度的名称至今仍是不统一的。在图 1.3 中左部列出了当前世界上的几种有代表性的尺度划分标准与 Orlanski 的尺度划分之间的相互对照关系。在日本的尺度划分中,包含一个“中间尺度”。它相当于 Orlanski 所定义的 α 中尺度。中间尺度或 α 中尺度也相当于通常所说的“次天气尺度”,而 β 大尺度则相当于通常所说的“天气尺度”。对于 α 、 β 和 γ 三种中尺度,有时也有人分别称它们为“大的中尺度”、“典型中尺度”和“小的中尺度”。

除了图 1.3 中所列的各种尺度划分外,还有一些别的尺度划分和名称。例如藤田哲也(Fujita)等按英文的五个元音字母 A、E、I、O、U 的次序,把天气系统按大小分别给以 Maso、Meso、Miso、Moso、及 Muso 等前缀,把天气系统划分为 5 个等级,前四个等级又分别划分为 α 、 β 两个次尺度。Fujita 除了作了上述尺度分类外,为了在研究下击暴流、微下击暴流和龙卷吸管涡旋等特殊的小尺度天气现象时,进行测站布局 and 观测及研究

方法的设计等实用目的,又对小尺度现象作了更进一步的分类,即除了将小尺度划分成 α 、 β 、 γ 三类外,还增加了 δ 和 ϵ 两个次尺度。

§ 1.2 中尺度大气运动的基本特征

通过 § 1.1 的讨论,我们已经知道中尺度是一个比较特殊的尺度,归纳起来可以从以下几个方面来认识其基本特征:

(1) 尺度

按 Orlanski 的划分标准,中尺度系统的水平尺度在 $2 \times 10^0 \sim 2 \times 10^3 \text{ km}$ 之间,时间尺度在几十分钟至几天之间。这是一个很宽的范围,因此中尺度系统不仅区别于大、小系统,而且大小不同的中尺度系统之间也具有性质的差别。一般来说,水平尺度为 $20 \sim 200 \text{ km}$ 的 β 中尺度系统是中尺度系统的核心,具有典型的中系统特性,而 α 和 γ 中尺度系统则分别兼有大、小尺度系统的特性。

(2) 垂直速度

从连续方程可得: $W \leq \frac{HV}{L}$ (其中 W 、 V 分别表示空气的垂直和水平速度, H 、 L 分别表示垂直和水平尺度)。取 $V \sim 10 \text{ m/s}$, $H \sim 10 \text{ km}$, 则对 α 、 β 、 γ 中尺度系统, W 分别为 10^{-1} , 10^0 和 10^1 m/s , 这都比大尺度垂直运动大 1 到几个量级。相应地,中尺度的散度、涡度也要比大尺度的散度、涡度大 1 到几个量级。

(3) 地转偏向力和浮力的作用

在大尺度运动中,地转偏向力的作用相对重要,浮力可以忽略。在小尺度运动中,浮力的作用相对重要,地转偏向力可以忽略。而在中尺度运动中,地转偏向力和浮力的作用都必须考虑。这种性质可以用罗斯贝数 Ro 和里查逊数 Ri 来表示。对三种基本尺度而言, Ro 和 Ri 数的典型值为:

	大尺度	中尺度	小尺度
$Ro = V/fL$	0.1	1.0	> 1.0
$Ri = N^2/U_z^2$	100.0	1.0	< 1

由此可见,尺度愈大, Ro 数愈小, Ri 数愈大;反之,尺度愈小, Ro 数愈大, Ri 数愈小。而 Ro 数与地转偏向力成反比, Ri 数与浮力成反比。所以尺度愈大,地转偏向力作用愈大,浮力作用愈小;反之,尺度愈小,地转偏向力作用愈小,浮力作用愈大。对较小的中尺度运动,地转偏向力项相对较小,运动具有非地转性,而对较大的中尺度运动,地转偏向力项相对较大。运动具有一定的地转性。Phillips(1963) 引入了 Burger 数 B ($B = Ro^2 Ri$), 并定义了两类地转运动:当 $B \simeq 10^{-2}$ 时,称为第二类地转运动; $B \simeq 1$ 时称为第一类地转运动。较大的中尺度运动正好具有 $B \simeq 1$ 的关系,因此也说明它具有地转性。

不过虽然大、中系统都可能出现 $B \simeq 1$ 的情况,但由于两类运动的 Ro 和 Ri 数明显不同,因此两类运动仍有明显差别。

通过地转偏向力及浮力相对重要性的分析可见,大尺度运动是地转和静力平衡的运动,小尺度运动是非地转、非静力和湍流运动,而中尺度运动则介于两者之间。大的中尺度运动可为准地转和准静力平衡运动,小的中尺度则可为非地转和非静力平衡运动;而典型的中尺度运动,则可能是非地转和准静力平衡的。因此典型的“中尺度”也可以定义为符合以下判据的一种特殊尺度:①其水平尺度足够大,以致可以适用静力平衡关系;②其水平尺度足够小,以致地转偏向力项相对于平流项和气压梯度力项是小项(Pielke, 1984)。这时形成的流场,即使在没有摩擦作用的情况下(在行星边界层以上),也与梯度风和地转风关系有本质的不同。所以在中尺度分析中,用地转风和梯度风作为实际风的近似已不合适,而流体静力近似一般仍能有效地表示气压的垂直分布。但是要强调指出,流体静力假设的正确性同时与天气系统的尺度和大气的稳定度以及风速大小有关。当大气比较稳定,风速较小时,流体静力假设对较小尺度的系统也是适用的。但是当风速增大,热力稳定度减小时则流体静力假设的正确性便减小,以致不适用。

(4) 质量场和风场的适应过程

对大尺度运动而言,一般是风场适应质量场,而中尺度运动中则为质量场适应风场。对于这一点可作一些简单的解释。

考虑一个初始无界海洋,在水平范围为 $2A$, 深度为 H 的水柱中加上动量,从而破坏了地转平衡。最后通过在自由表面形成波状,使地转平衡重新恢复(图 1.4)。此时速度由初始时刻的 V_i 变成 V_f 。在这个过程中,动量耗散率为 $\lambda^1 = \sqrt{gH}/f = L_R$ 。 L_R 称为罗斯贝变形半径,它是由重力、地球自转以及流体深度所决定的空间尺度。

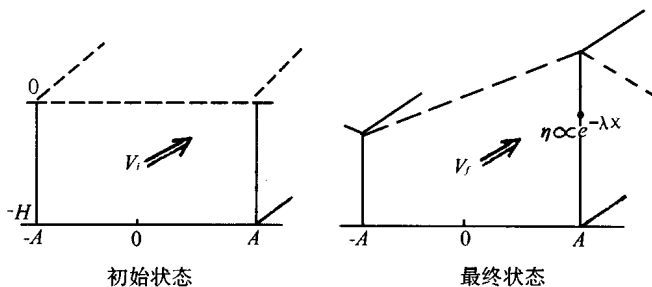


图 1.4

在地转平衡时,速度 V 可写成 $V = \frac{g\Delta\eta}{fL}$, 其中 L 为地转水流的尺度,它和初始扰动的尺度相同, η 为自由表面高度。因此,每单位长度的地转水流的动能 E_{geo} 为

$$E_{\text{geo}} = \frac{1}{2} \rho H g^2 \Delta \eta^2 / (fL)^2 \quad (1.2.1)$$

类似地,位能应为

$$P_{\text{geo}} = \frac{1}{2} \rho g \Delta \eta^2 \quad (1.2.2)$$

总能量为:

$$T_{\text{geo}} = E_{\text{geo}} + P_{\text{geo}} \quad (1.2.3)$$

由(1.2.1)及(1.2.2)可得:

$$(E/P)_{\text{geo}} = \frac{Hg}{f^2 L^2} = \frac{L_R^2}{L^2} \quad (1.2.4)$$

由(1.2.4)可见,当 $L \gg L_R$ 时,有 $E_{\text{geo}} \ll P_{\text{geo}}$ 。由此可知当增加动能时,必须发生很大的位能才能使地转平衡恢复。但当增加位能时,则只需发生很小的动能便能适应。显然后一种情况容易成功。因此,对于水平尺度大于 L_R 的扰动而言,一般是速度场适应质量场。而当 $L \ll L_R$ 时,情况正好相反。所以对中小尺度扰动而言,一般是质量场适应速度场。

上述由罗斯贝首先得出的结果,适用于均匀海洋,也可近似地反映大气的情况。Bolin(1953)(SMHI,1983)已将上述讨论推广到层结海洋,在这种情况下,动能和位能的比率为:

$$(E/P)_{\text{geo}} \simeq \frac{H^2 N^2}{f^2 L^2} = \frac{R_N^2}{L^2} \quad (1.2.5)$$

其中 $R_N = HN/f$, $N = \left(\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right)^{\frac{1}{2}}$, θ 为位温, N 称为 Brunt Väisälä 频率。(1.2.5)式还可写成

$$(E/P)_{\text{geo}} = \frac{V^2 N^2}{f^2 L^2 \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2} = Ro^2 Ri = B \quad (1.2.6)$$

其中 B 即为上面提到的 Burger 数。

§ 1.3 Boussinesq 近似方程组

我们从湍流大气的动力学和热力学基本方程组出发来推导描写中小尺度天气问题的方程组。在直角坐标系 (x, y, z) 中运动方程:

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + fv + \Delta_x u \\ \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - fu + \Delta_x v \\ \frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + \Delta_x w \end{cases} \quad (1.3.1)$$

其中

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}$$

$$\Delta_a = \frac{\partial}{\partial x} \left(k' \frac{\partial}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k' \frac{\partial}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial}{\partial z} \right)$$

k' 和 k 分别表示水平和垂直方向的湍流系数,其它均为常用符号。

$$\text{连续方程: } \frac{d\rho}{dt} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0 \quad (1.3.2)$$

$$\text{状态方程: } p = \rho RT \quad (1.3.3)$$

$$\text{位温方程: } \theta = T \left(\frac{1000}{P} \right)^{AR/C_p} \quad (1.3.4)$$

$$\text{热流量方程: } \frac{d\theta}{dt} = \frac{\theta}{C_p T} \frac{dQ}{dt} + \Delta_a \theta \quad (1.3.5)$$

上述方程组不宜直接用来讨论中小尺度天气问题,因为(1)在方程中包含了大、中、小尺度运动以及声波等气象噪声;(2)对不同尺度的运动,方程中各项量级不同,可以简化;(3)方程中的非线性项表现了气象要素场之间的相互作用,对中小尺度天气问题来说是重要的。但其中某些项,如气压梯度项,可以通过对密度的适当假设,而将其线性化,从而使问题简化。

为此我们先来讨论简化方程组的主要依据。

首先,把任一大气热力学变量 f 看作是天气尺度参考量 $\bar{f}$ 和偏离 $\bar{f}$ 的中尺度扰动量 f' 之和,即

$$f = \bar{f} + f' \quad (1.3.6)$$

然后假设:

(1)天气尺度状态的变化远慢于中尺度扰动的变化,即

$$\left| \frac{\partial \bar{f}}{\partial t} \right| \ll \left| \frac{\partial f'}{\partial t} \right| \quad (1.3.7)$$

(2)天气尺度的水平梯度远小于中尺度水平梯度,即

$$\left| \frac{\partial \bar{f}}{\partial x} \right| \ll \left| \frac{\partial f'}{\partial x} \right|, \left| \frac{\partial \bar{f}}{\partial y} \right| \ll \left| \frac{\partial f'}{\partial y} \right| \quad (1.3.8)$$

(3)中尺度扰动量 f' 远小于天气尺度参考量 $\bar{f}$,也就是说,中尺度扰动量与天气尺度参考量之比远小于1,即

$$|f'/\bar{f}| \ll 1, \text{ 或 } |f'| \ll |\bar{f}| \quad (1.3.9)$$

以上前两个假设很明显地符合实际,第三个假设也是合理的。例如,对于比容 α ($\alpha = 1/\rho$),在海平面上 $\bar{\alpha}$ 的代表性气候值为 $0.80 \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$ 。设某地在短时间内(比如说 12

~ 24 小时), 气温变幅为 $20 \sim 40^{\circ}\text{C}$, 气压变幅为 $990 \sim 1030\text{hPa}$, 根据 $\alpha = R_d T / p$ 的关系可知, α 的最小值为 $0.82\text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$ (当 $T = 20^{\circ}\text{C}$, $p = 1030\text{hPa}$ 时), α 的最大值可能为 $0.91\text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$ (当 $T = 40^{\circ}\text{C}$, $p = 990\text{hPa}$ 时), 因此 $|\alpha' / \bar{\alpha}|$ 至多为 $\pm 5\%$ 左右, 可见符合 $|\alpha' / \bar{\alpha}| \ll 1$ 的关系。

下面我们来推导中尺度方程组。

(1) 运动方程

由于大气密度在水平方向变化很小, 所以 $\frac{1}{\rho}$ 可用 $\frac{1}{\bar{\rho}}$ 代替, 误差是很小的, 而且还可以根据 (1.3.8) 式将水平气压梯度力项简化, 略去天气尺度的水平气压梯度力项。因此水平运动方程可写成:

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x} + f_v + \Delta_a u \\ \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial y} - f_u + \Delta_a v \end{cases} \quad (1.3.10)$$

但是水平方向上微小的密度差异, 会引起垂直方向上的阿基米德浮力, 从而引起空气的垂直运动。因此在垂直方向的运动方程中, 密度扰动的作用很重要。下面就来推导垂直方向的运动方程。

在垂直方向的气压梯度力项可以写成

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{1}{\bar{\rho} + \rho'} \left(\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial p'}{\partial z} \right) \quad (1.3.11)$$

其中 $p = P + p'$, P 为天气尺度气压参考量, p' 为中尺度气压扰动量, 将 (1.3.11) 代入垂直方向的运动方程中, 结合静力学方程, 得

$$\begin{aligned} \frac{dw}{dt} &= -\frac{1}{\bar{\rho} + \rho'} \left(\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial p'}{\partial z} \right) - g + \Delta_a w \\ &= -\frac{1}{\bar{\rho} + \rho'} \frac{\partial p'}{\partial z} + \left(\frac{1}{\bar{\rho} + \rho'} - 1 \right) g + \Delta_a w \\ &= -\frac{1}{\bar{\rho} + \rho'} \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\rho'}{\bar{\rho} + \rho'} g + \Delta_a w \\ &\simeq -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\rho'}{\bar{\rho}} g + \Delta_a w \end{aligned} \quad (1.3.12)$$

上式右端第二项表示由于密度扰动引起的浮力作用。在方程中我们只在与重力相联系的项中保留了密度偏差, 而在气压梯度力项中, 则略去了密度偏差的影响。

(2) 连续方程

将方程 (1.3.2) 写成

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) - \rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)$$