

外源强迫与 波流作用 动力学原理

徐祥德 高守亭 / 著



海洋出版社

外源强迫与波流作用动力学原理

徐祥德 高守亭 著

海洋出版社

1999年·北京

内 容 简 介

本书作者通过多年教学与研究,并借鉴国内外在外源强迫与波流相互作用研究方面的成果,撰写了《外源强迫与波流作用动力学原理》这部学术专著,全书共分四章,较系统地阐述了低频波理论的演化与广义波射理论,瞬变波与纬向平均流相互作用原理,波流作用中的非线性稳定性理论以及广义外强迫与不同时空尺度波流型遥响应。全书以尽可能精炼的语言及公式,来说明有关波流作用方面的理论和概念,并尽可能做到理论同应用紧密结合,使各方面的读者都能由浅入深加以理解并得到收益。本书适合于有一定基础的大学生、研究生、研究人员及台站预报人员学习使用,可供各大专院校、气象等研究部门作教学研究用书。

图书在版编目(CIP)数据

外源强迫与波流作用动力学原理/徐祥德,高守亨著. - 北京:海洋出版社,
1999.12

ISBN 7-5027-4783-4

I. 外… II. ①徐… ②高… III. 大气动力学 IV. P433

中国版本图书馆 CIP 数据核字(1999)第 72615 号

责任编辑 王宏春

责任印制 常玉峰

海洋出版社 出版发行

(100081 北京市海淀区大慧寺路 8 号)

北京海洋印刷厂印刷 新华书店发行所经销

1999 年 12 月第 1 版 1999 年 12 月北京第 1 次印刷

开本: 787×1092 1/16 印张: 16

字数: 404 千字 印数: 1~600 册

定价: 38.00 元

海洋版图书印、装错误可随时退换

序 言

将自然现象所服从的客观规律表述为物理和力学的定律,这些定律又用数学的语言写成数学方程(通常是微分方程),于是把自然现象的研究归结为这类方程的求解,这叫数学物理方法,也叫动力学方法。它是在 17 世纪末年开始发展起来的。现在已经成为人们认识世界和改造世界的一种强有力的工具了。

表示大气现象的变量有速度的三个分量 u 、 v 、 w , 局部密度 ρ , 压强 p , 温度 T 。19 世纪中叶时, 已经知道动量守恒、质量守恒、能量守恒加上气体状态方程, 6 个变量有了 6 个方程。在加热已知或其依赖于 u 、 v 、 w 、 ρ 、 p 、 T 的关系式已知的条件下, 方程组是闭合的。在适当的定解条件下, 可以完全确定方程的解。1904 年 V. Bjerknes 发表论文提出天气预报问题不过是一个数学物理问题。“根据某一时刻实测的大气状态和运动, 通过描述大气运动规律的微分方程, 来计算将来某一时刻的相应大气状态和运动”。他认为方程组都知道了, 只是没有求解的实际方法。

1922 年 L. F. Richardson 提出了逐步数值积分求出数值解的思想并做了一次试验, 结果是失败的。这个失败表明问题并没有那么简单。

大气是一个开放、非平衡、高度复杂的动力学系统。它有多层次性, 在时间和空间上存在各种尺度互相嵌套的分形结构。不同时空尺度的现象有自己独特的不同于其它时空尺度的特点。上述方程组是各种时空尺度现象的共同的本质。对于某种时空尺度现象, 如果不以这种共同的认识为指导, 找出其特殊的本质就不能成功地预测这一现象。气象学作为一门数理科学面临的任务就是要依据上述方程组揭示出各种时空尺度运动的物理机制。

正如 P. D. Thompson 所说:“气象学是一门困难的学科, 它深为相互作用的物理过程及固有非线性动力系统的纯数学复杂性所窘。”换句话说困难来自两方面: 一是非绝热和耗散难以处理; 二是数学上只有求解线性方程的本领, 面对非线性方程一筹莫展。怎么办? 说来可笑, 气象学家回避矛盾, 绕道走了。他们抽出时间尺度一、两天, 空间尺度百到千公里的天气尺度来研究。引进绝热、无耗散近似, 将天气尺度系统视为行星尺度的基本气流上的小扰动使方程线性化, 成功地绕过了这两个困难。于是建立了“长波理论”、“斜压不稳定理论”、“地转适应理论”、“滤波理论”等线性理论。这些理论深刻地揭示出中纬度、对流层大气运动短期变化的物理机制, 使得数值天气预报获得了成功, L. F. Richardson 的梦想得以实现。现在正是这一理论成为了大学课程“动力气象学”的主要内容。

短、中期预报取得成功后, 在此基础上向两极发展: 一是向行星环流的中、长期演变和气候预测发展, 另一是向中、小尺度的灾害性天气的“甚短期预报”发展。对于大气的长期变化显然绝热假定不再合适, 对于中尺度强对流系统水汽相变潜热的影响不可忽视。各类外源强迫的作用必须考虑, 而作为背景场进行线性化时的基本气流本身成了研究对象。这样一来, 外源和耗散及非线性回避不了, 科学家只有打硬仗了。

徐祥德、高守亭为此而奋战了近 30 年, 成效显著。现在他们将多年来在教学和研究中

形成的成果总结成《外源强迫与波流作用动力学原理》这本高水平的学术专著,是大气动力学的一个重要进展。本书从动力学及物理观点探讨了强信号源激发遥相关的波流型异常特征,讨论了低频传播理论模型及其物理结构,并对波流作用中的大气稳定性概念以及非线性突变理论和涡动同纬向平均流相互作用的基本物理概念进行了研究。提出了创新性的低频波相图结构,动力系统拓朴结构模型、多维约化摄动、A—B混合法对描述外源强迫响应流型,波流相互作用机理等不但具有重要的学术价值,还在气象预报中有重要的应用价值,深化了对实际观测的天气现象的理论认识。重视理论同应用研究的有机结合,把动力学理论成果应用到我国的天气、气候异常成因的研究上是本书的突出特点。特别是针对我国长江流域旱、涝异常现象做了大量应用性探讨,为理论研究向实际应用的转化提供了一个范例。

由于本书是一本研究专著,主要阐述作者的研究成果,没有涵盖外源强迫、波与流作用各方面的诸多问题。强迫耗散的非线性动力学也尚未成熟,正在发展中,而在它发展完善之前,是不会有令人满意的气候预测理论和方法的。所以未来要走的路是漫长的。本书重点明确、特色鲜明,内容丰富,概念清晰,是一本不可多得的可读性强的好书。我相信它的出版必将吸引更多的学者开展这方面的研究,对此领域和发展起到积极的推动作用。

谨为序。

丑纪范

1999年11月21日于北京

前 言

《外源强迫与波流作用动力学原理》是一本学术专著。本书积累了作者近三十年教学与科研工作中有关波流动力学理论方面的研究成果,也是作者多年有关理论探索的概述。本书的写作得到了叶笃正、陶诗言、曾庆存和丑纪范先生的关心,陶诗言、曾庆存和丑纪范先生在百忙中审阅本书初稿,并提出了宝贵意见,他们的学术思想启发了作者的学术思路。黄荣辉、吴国雄以及李崇银先生的相关动力学研究成果也拓宽了我们的理论观点。在写作过程中,我们也从周秀骥、巢纪平、丁一汇及伍荣生、杨大升等先生有关天气、气候以及动力气象等多方面领域的学术论著中获得了重要的启迪。在此,表示衷心的感谢。

全书共分四章。第一章论述了海温、地形等外源强迫对低频波产生传播影响及构成局地波流型响应机理。并从动力学及物理观点探讨了基流廓线、 β 效应、外源强迫等因子对波射线的影响。揭示了“强信号源”所激发的低频波的大圆路径传播理论模型。第二章描述了作者关于波动同纬向平均流相互作用方面的研究及其基本物理问题的概念。作者从动力学及物理观点论述了 $E-P$ 通量、波作用守恒、剩余环流和折射指数的基本概念,讨论了 $E-P$ 通量适用的条件及存在的问题。特别研究了斜压大气中的广义 $E-P$ 通量和重力波拖曳的参数化方法和理论。第三章作者通过热带大气低频振荡的相图结构,提示了波流作用中大气扰动稳定性结构及其相路分岔特征概念,同时还论述了基本流特征及其同定常波演变的关系以及在外源强迫下涡旋非线性运动的平衡态、失稳和突变等理论观点。在波流作用的非线性方法研究方面,强调了多维约化摄动法、A-B 混合法等在波流相互作用稳定性特征的应用研究。第四章集中反映了作者对外源强迫、波流相互作用在探讨异常天气、气候成因方面的应用研究成果。阐述了东太平洋“强信号源”激发的遥相关波列对长江流域洪涝的影响及波流型异常响应,以及 1998 年长江流域洪涝同海温强信号的遥相关特征。同时还揭示了青藏高原热力异常对江淮流域持续性暴雨形成的作用。

由于本书是一本研究专著,所以它并不能涵盖外源强迫、波与流作用各方面理论问题,如对临界层、波导理论、拉格朗日平均、波同时间平均流的相互作用等基本问题并没有详尽的论述,同时对 QBO 及平流层爆发性增温以及由于南极涡的存在引起的臭氧亏空等与外源强迫、波流相互作用有关的诸多现象探讨尚未涉及,这并不意味着以上例举的理论问题不重要,而是因为我们的研究成果中还缺乏更为系统性的论述。本书的写作特点之一是力求对实际观测的天气现象从理论上加以认识深化,使基本概念阐述清晰,在理论上尽量反映我们已有的探索性研究成果,所以书中各章节都基本反映了作者自己的研究特色与著作风格,同时力求具有学术价值的创新性,并同国际有关理论研究前沿接轨。除此之外,该书的写作特点之二是将动力学模型与天气气候的实际问题相结合,有针对性地介绍气象预报与应用研究中用得上的基本理论和解决问题的学术思路。该书的写作特点之三在于把动力学理论成果应用到我国的天气、气候异常成因的研究上,特别是针对我国长江流域旱、涝异常现象做了大量的应用性探讨,使理论同实际紧密结合。

本书的写作目的在于:把我们多年来在教学和研究中形成的成果奉献给读者,希望作者与读者在学术思路方面互相启发,互相交流,以便在交流中去伪存真,促进在本研究领域认识的进一步深化。

本著作主要是在大气边界层和大气化学国家重点实验室(LAPC)及国家自然科学基金(批准号:49675257)的波涡流相互作用项目与国家科技部攀登—B 高原项目的资助下得以完成的。在写作过程中,我们的工作助手孙石沿、滑桃女士同我们的学生苗秋菊、张雪金及雷霆博士作了大量的图表处理、打印、校对方面的工作,并提出了不少宝贵建议。在此,对曾大力支持与关心本书完稿的各有关部门、单位与个人表示衷心地感谢。

作 者

一九九九年十月于北京

目次

第一章 低频波与广义波射线理论	(1)
第一节 低频波理论的演化	(1)
第二节 低频波与二维罗斯贝波频散	(3)
第三节 大气低频振荡触发机制	(7)
第四节 热带大气低频波经向传播原理	(13)
第五节 “大圆路径”波射线变形	(20)
第六节 强迫二维罗斯贝波流型	(30)
第七节 遥相关经向波射线季节差异	(35)
第八节 加热源空间结构与经向传播波射线	(41)
第二章 瞬变波与纬向平均流的相互作用原理	(50)
第一节 瞬变波同纬向平均流作用的研究进展	(50)
第二节 欧拉平均与 $E-P$ 通量	(52)
第三节 波作用守恒中群速度特征的重要性	(56)
第四节 $E-P$ 通量的球面特征和折射指数	(59)
第五节 $E-P$ 通量对纬向平均流的诊断	(61)
第六节 表征波与流相互作用的广义 $E-P$ 通量	(65)
第七节 泛定的波作用守恒和 $E-P$ 通量关系	(73)
第八节 重力波破碎对纬向平均流的拖曳效应	(77)
第三章 波流作用非线性稳定性理论	(85)
第一节 波流作用稳定性问题理论研究动态	(85)
第二节 大气低频振荡形成与热带环境因素相轨迹图形	(87)
第三节 波流作用中大气扰动稳定性结构相路拓扑特征	(96)
第四节 轴对称涡旋型非线性平衡态、失稳和突变	(104)
第五节 多维约化摄动与波流作用中的非线性波	(111)
第六节 波-波碰撞作用中 Schrödinger 方程解的稳定性	(123)
第七节 $A-B$ 混合方程与非线性分叉稳定性理论	(128)
第八节 波流作用中湿对流模型及其稳定性	(137)
第九节 准定常纬向波流型的季节性振荡	(142)
第十节 波强迫引起的急流加速效应及其锋生	(152)
第十一节 环境场配置与西南涡形成的稳定性	(163)
第四章 广义外强迫与不同时空尺度波流型遥响应	(174)
第一节 异常天气系统的形成与不同时空尺度波流型遥响应问题的提出	(174)
第二节 热带外大气局地流型的相关域	(175)

第三节 大气基本波准定常流型的季节响应特征..... (178)

第四节 南、北半球遥响应流型域 (183)

第五节 海陆强迫的南、北半球低纬响应 (190)

第六节 遥相关波列特征与区域性旱涝..... (195)

第七节 海洋强信号遥响应异常流型..... (200)

第八节 极地海冰强信号与北半球遥相关流型..... (206)

第九节 东亚异常流型对青藏高原热力强迫的响应..... (212)

第十节 阻塞流型与外强迫的波流作用..... (216)

第十一节 季风“流管”对外源强迫背景流场的响应特征..... (225)

第十二节 台风涡“强迫源”的频散波动力响应 (233)

第一章 低频波与广义波射线理论

第一节 低频波理论的演化

目前普遍认为时间尺度为 10~100 天的大气运动的变化是一种低频变化,尤其其中包括 30~60 天的季节内的振荡和准双周的 10~20 天的振荡。事实上,低频变化的范围很广。从更长的时间尺度上看,平均周期为 3~5 年的(如南方涛动事件)也是一种低频变化,只是因为其演变频率比季节变化还低,所以有关书中称这种现象为甚低频变化。更长时间尺度变化的系统称超低频变化。因为低频变化中含有各种物理信息,且不同频率的低频波又各自具有自己形成的物理机制,所以低频波的综合信号,往往使人们感到很混乱,似乎难以找出明显的变动规律。因此在研究低频波问题时,不能简单地着眼于总的低频信号,而是需要过滤出要研究的特定的频率带。实现这种频率分离的方法之一是谱分析或是事件序列过滤,以便得到不同低频波的空间结构。但这种做法的困难往往因资料量不够而得不出可靠的结论,又因为低频现象是准周期的,所以在谱带中,低频波的周期变动往往表现为一个相当宽的带区而不具有明确固定的节点,这一特征表明低频波变动具有更多的非线性效应。这为研究低频变化,尤其是研究低频变化同基本流的相互作用带来了更多的困难。如果把由 Hildebrandsson(1897)发现南方涛动作为低频变化研究的起点,至今对低频变化的研究已有 100 年的历史了。随着观测资料的积累,自 60 年代中期以来不少世界知名学者对低频波进行了多方面的研究,如 Wallace 等(1981)研究了北半球冬季位势高度场的遥相关型,从多方面证实了早在 1932 年 Walker 和 Bliss 就已经注意的北太平洋及北大西洋涛动及 1951 年 Lorenz 首先指出的北半球海平面气压场纬向对称的起伏。又如 Madden 等(1971)通过谱分析发现热带大气在风场和地面气压场的变化中存在 45~50 天周期的低频振荡。Wallace 等(1983)进一步论述了低频变化的观测研究及其可能的起因,在这篇论述中提出低频变化的水平结构就是二维的罗斯贝波列。而后 Benzi 等(1985)研究了大气低频变化的动力学和统计学,他们认为低频波变化与时-空谱分析所用的本征函数的性质有关,若以拉普拉斯潮汐方程的本征函数作为展开式的基底,由于此函数的全局性,即可发现北半球的低频变化几乎都是驻波,而南、北半球的低频变化主要是行波。正是因为谱分析的结果在某种程度上要依赖于投影的方式,一般的谱分析都是在经线方向进行的傅里叶变换,因此对于不同纬度处的傅里叶谱性质的完整性可能产生疑问。

Ghil (1987) 研究了低频变化的非线性方法,应用非线性分叉理论把大气平均环流比作树干,而把低频变化比作树杈,他认为最主要的是在平均环流的基础上,由于低频变化会产生多流型域。这个概念虽然不能说完全是新的,因为早在 50 年代原苏联气象学家就划分过自然天气区域,但他的多流型域的提法更能反映低频变化的状况。李崇银(1993)在所著《大气低频振荡》一书中,主要阐述了低频振荡现象不仅存在于热带,而且也存在于中、高纬度,

用大量事实证实了热带及中、高纬度大气季节内振荡的存在,指出了北半球 30~60 天振荡中主要存在着两个最基本的低频遥相关型,即欧亚-太平洋型(EAP)和太平洋北美型(PNA)。在南半球也存在着两个基本的低频遥相关型,他称为澳洲-南非遥相关型(ASA)及环南美洲遥相关型(RSA),并分析了低频振荡产生的原因。James(1994)进一步研究了环流的低频变化,指出了大气环流的低频及甚低频变化至少部分是由于大气内部的原因而引起的,并不完全归因于外强迫。巢纪平(1993)在《厄尔尼诺和南方涛动动力学》中较全面地论述了 ENSO 及热带海气相互作用的理论,揭示了大气在海洋热力作用下的运动规律。倪允琪(1993)在他编著的《气候动力学》一书中有一章专门论述大气中的低频振荡和遥相关。彭永清等(1997)在编著的《大气低频变化的分析与应用》中,重点介绍了大气低频变化的观测事实和研究进展情况、大气中 30~50 天振荡、阻高形势与环流持续异常、遥相关的分析与应用、指数循环与西风气流的季节内振荡以及 ENSO 循环等。以上列举的若干研究者大都是对低频变化进行过系统的研究并持有自己独特的见解和观点,至于对低频变化的研究论文,多年来已涌现颇多,这里不再列举。

研究大气低频振荡的重要性主要在于由于低频波在固定地理区域内的重复出现会造成该地区的特有的流型域,使大气环流在某些地理区域出现异常或变异,并经常在有限时段的环流平均场中表现出不同低频变化引起的各自的流型域特征,因此低频变化同环流的局地异常有着紧密的联系。正是从这种意义上说,低频波动同大气环流基本态在某些区域范围内存在着明显的相互作用。事实上,波流相互作用的含义很广,从超低频波低频波到长波和瞬变波都同大气环流中的基本流(包括纬向、经向平均流和时间平均流)存在着相互作用。低频经向变化引起的流型域以及低频变化引起的局地环流变异恰是这种波流相互作用的具体表现。当然,由于在具体问题中,因低频波变化及能量频散的强弱不同,表现出同基本流相互作用的强弱也很不相同。在时间尺度较长、空间尺度较大的强作用时,表现的环流异常就比较明显,易出现异常的流型域特征;在作用较弱时,可能对大气环流的平均态不会有大的影响,所以,低频波同基本流的作用强弱,只能视具体问题而定。由于在很多文献中都对三大涛动的甚低频及低频振荡进行过研究,所以本章集中研究 30~60 天的多由外源强迫引起的低频振荡的传播及其与基本流作用的有关的特性问题。

Madden 和 Julian(1971, 1972)发现 40 天低频振荡以来,很多学者的研究认为低频振荡不仅沿赤道东传,而且沿经向向北传播,不少研究结论指出低纬赤道地区是低频振荡的源地。区域性灾害天气的发生往往与相隔遥远的海洋、冰川或高原等热力异常特征存在统计上的月、季尺度或更长周期的相关性。根据观测资料的分析,区域性灾害天气的发生及其灾害系统的变化亦呈 30 天以上周期性振荡,引人注意的是区域性灾害天气与相隔遥远的热力异常亦存在周期性的相关关系,这是否意味着低频振荡在上述遥相关中起着传播“媒体”的作用?这将启发我们在理论上探讨产生热带大气低频振荡的动力、热力条件及其激发机制,研究低纬大气低频振荡向极地传播的机理,以及遥相关低频波列传播的影响因素。Hoskins 等(1983)首先提出大圆理论,成功地解释了有行星尺度扰动向极地和向东传播,且波列路径类似大圆的现象。Xu 等(1990, 1998)采用了 Liapunov 稳定性理论以及 WKB 渐近方法,在研究大气波流相互作用前提下,揭示了低纬环境流型与热带大气低频振荡的相关关系;首先将 Hoskins 波射线大圆理论推广到波频数 $\omega \neq 0$ 的广义条件下的数学模型中,从动力学理论角度将遥相关低频振荡与二维罗斯贝波频散之间建立起概念联系的“桥梁”;提出热带大气

低频波具有极向传播的优势条件,理论上证实了低纬强对流活跃地区对低频极向传播具有地理位置及其环境状况的优势;徐祥德(1991)将 Hoskins 大圆理论推广到存在实际西风廓线的基流以及地形强迫条件下的数学模型中,提出了低频波列波射线“大圆路径”变形的广义波射线理论模型,揭示出波流作用过程中经向波传播特征,并进一步采用数值模拟试验证实了低频遥相关波射线变形可能表现出正弦波列路径特征的物理图像;进一步证实理论推导提出的波射线变形的研究结论与实际观测分析事实;徐祥德等(1991)揭示了实际大气遥相关经向波波射线路径及其截获带等季节特征;证实了采用波射线理论可有效地解释遥相关波列季节特征及其影响的问题;Xu(1991)还提出了加热源空间结构与经向波射线特征模态的相关性的理论模型。本章第一至第二节阐述了低频波与二维罗斯贝波的概念,第三至第六节阐述了低频波的形成、经向传播特征及其波射线变形原理,第七节揭示了遥相关经向波变形的成因及其季节特征,第八节描述了加热源空间结构对经向波射线特征的影响。

第二节 低频波与二维罗斯贝波频散

在以往的很多研究中,都把低频振荡的传播视为二维罗斯贝波列,其中 Hoskins 等(1981)在研究球面罗斯贝波传播时首先提出所谓大圆路径理论来解释低频波的能量频散现象。为什么低频振荡的传播可以用二维罗斯贝波的能量频散理论来解释?

一、正压模的低频罗斯贝波

为了回答以上问题,首先应回答低频波是否可视为罗斯贝波?事实上,相当一类低频波的产生最初主要是由于下垫面的加热异常而引起的。例如在热带海洋上,由于局地洋面加热异常,不仅产生相应纬度的涡度异常且伴有强的对流,于是就造成由海表温度异常而引起的较大范围的环流异常,而且这种异常的生命史本质上由海温异常的生命史所决定,也就是说这种异常的时间尺度由海洋上层的环流时间尺度所决定,而不在于大气内部,所以经常表现为数周的时间尺度。初看起来低频波的形成似乎不同于在正压、无辐散和绝对涡度守恒条件下,由 β 效应引起的经典的罗斯贝波,但是这种加热强迫的确在大气中、高层可引起有辐散的正压罗斯贝波模的响应。为了说明这一问题,应从正压大气的涡度方程出发进行讨论。正压大气的涡度方程为

$$\frac{\partial \Omega_a}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \Omega_a = -\Omega_a D \quad (1.2.1)$$

式中, $\Omega_a = f + \zeta$, 是绝对涡度; $D = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}$, 是水平散度。由连续性方程可知 $D = -\frac{\partial \omega}{\partial p}$ 。

人们可能想到方程的左侧可以描述罗斯贝波的传播,而右侧表示了对波的强迫。在热带垂直运动主要是由于加热,所以热带对流中大的潜热释放区将强迫对流层中上层的大气作明显上升运动,因而在对流层上层形成辐散气流,但是在热带, Ω_a 本身就很很小。这就是为什么过去在处理理想的 Held-How 哈得来环流圈时,跨越环流圈的 Ω_a 被视为 0。因此,热带加热本身对由它激发出来的正压模罗斯贝波影响并不见得很大,但激发出来的波在中、高纬度却引起明显的遥相关型。当把风场分为纯旋转部分 $\vec{V}_\psi$ 和纯辐散部分 $\vec{V}_r$, 那么速度场就可以描述为

$$\vec{V}_\Psi = \vec{k} \wedge \nabla \Psi, \vec{V}_x = \nabla \chi, \quad (1.2.2)$$

式中, Ψ 是流函数; χ 是速度势。相对涡度为 $\zeta = \nabla^2 \Psi$, 且散度 $D = \nabla^2 \chi$ 。若把分解的 $\vec{V}$ 的表达式代入式(1.2.1)后得

$$\frac{\partial \Omega_a}{\partial t} + \vec{V}_\Psi \cdot \nabla \Omega_a = -\Omega_a D - \vec{V}_x \cdot \nabla \Omega_a, \quad (1.2.3)$$

这个方程恰恰表达了罗斯贝波形成及传播问题中各项的不同作用。风场旋转部分的作用主要是平流绝对涡度促进罗斯贝波的传播, 而风场的辐散部分主要是改变局地涡度的强度(因由热力强迫引起的气流辐散通常有轴对称的性质)而不能真正把涡度平流出去, 所以式(1.2.3)的右侧由辐散引起的绝对涡度平流被视为绝对涡度变化的强迫项。实际上, 若把 Ω_a 近似地视为 f (尤其是在起始阶段), 则式(1.2.3)可写为

$$\frac{\partial \Omega_a}{\partial t} + \vec{V}_\Psi \cdot \nabla \Omega_a = -\Omega_a D - \beta \vec{V}_{xy}, \quad (1.2.4)$$

式中, $\beta = \frac{\partial f}{\partial y}$; V_{xy} 是 $\vec{V}_x$ 在 y 方向的分量。

方程(1.2.4)描述由于 β 效应引起的罗斯贝波的形成及由于 $\vec{V}_\Psi$ 对绝对涡度的平流而引起的罗斯贝波的传播问题。式(1.2.3)还可改写为

$$\frac{\partial \Omega_a}{\partial t} + \vec{V}_\Psi \cdot \nabla \Omega_a = -\nabla \cdot (\vec{V}_x \Omega_a), \quad (1.2.5)$$

式(1.2.5)更清楚地表示含有辐散效应及 β 效应的罗斯贝波的形成及由 $\vec{V}_\Psi$ 对绝对涡度的平流而导致罗斯贝波的传播。但由于风的旋转分量 $\vec{V}_\Psi$ 同绝对涡度 Ω_a 的等值线之间夹角一般很小, 甚至平行, 所以 $\vec{V}_\Psi$ 对绝对涡度的平流是很慢的, 常表现为准定常波的形式。

以上说明了热带海洋上加热强迫可形成低频正压模的罗斯贝波, 而且最初传播很慢, 可看成是准定常的, 但到了副热带及中纬度, 罗斯贝波已远离源区, 这时原有的描述罗斯贝的方程(1.2.1)中右侧源项可以略掉, 而 $\vec{V}_\Psi$ 可写为

$$\vec{V}_\Psi = U \vec{i} + V \vec{j} = -\frac{\partial \Psi}{\partial y} \vec{i} + \frac{\partial \Psi}{\partial x} \vec{j}, \quad (1.2.6)$$

所以

$$\vec{V}_\Psi \cdot \nabla \Omega_a = \vec{V}_\Psi \cdot \nabla (f + \zeta) = U \frac{\partial \Omega_a}{\partial x} + (\beta - U_{yy}) \frac{\partial \Psi}{\partial x}, \quad (1.2.7)$$

式中 $\frac{\partial \zeta}{\partial y}$ 被近似为 $-U_{yy}$ 。这时原有的涡度方程(1.2.1)可写为

$$\frac{\partial \Omega_a}{\partial t} + U \frac{\partial \Omega_a}{\partial x} + (\beta - U_{yy}) \frac{\partial \Psi}{\partial x} = 0, \quad (1.2.8)$$

或写为

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + U \frac{\partial \zeta}{\partial x} + (\beta - U_{yy}) \frac{\partial \Psi}{\partial x} = 0, \quad (1.2.9)$$

式中, ζ 是相对涡度, $\zeta = \nabla^2 \Psi$ 。若取 ζ 的形式解为

$$\zeta = A e^{i(kx + ly - \omega t)}, \quad (1.2.10)$$

把式(1.2.10)代入式(1.2.9)后则得到罗斯贝波的色散关系为

$$\omega = Uk - (\beta - U_{yy})k/K^2, \quad (1.2.11)$$

式中 $K^2 = k^2 + l^2$ 。

二、低频变化的准定常性

在实际大气中,很难看到罗斯贝波以单波的形式传播,它们主要是以罗斯贝波包形式存在而又以能量频散的形式向其下游传播。YeH(1949)最早研究了大气能量的色散问题,这里根据 YeH 的关于大气能量频散的基本思想来说明低频罗斯贝波的能量传播路径。由群速度定义 $\vec{C}_g = (\partial\omega/\partial k, \partial\omega/\partial l)$, 利用色散关系式(1.2.11)可知群速度的两个分量:

$$C_{gx} = 2(\beta - U_{yy}) k^2/K^2, C_{gy} = 2(\beta - U_{yy}) kl/K^2, \quad (1.2.12)$$

而群速度的大小为 $|\vec{C}_g| = 2(\beta - U_{yy})k/K^2$ 。

依据波射线的定义 $\frac{dy}{dx} = \frac{C_{gy}}{C_{gx}}$, 则波射线同纬向方向的交角应为

$$\alpha = \tan^{-1}(C_{gy}/C_{gx}) = \tan^{-1}(l/k). \quad (1.2.13)$$

对准定常波,当取 $\omega \approx 0$, 利用色散关系式(1.2.11)及(1.2.13)则可得到

$$|\vec{C}_g| = 2U \cos \alpha, \quad (1.2.14)$$

可见当定常罗斯贝波包传播纯粹是纬向时,群速度 C_g 恰为 2 倍基本风 U 的大小。当传播几乎是经向时,群速度明显变小。实际上罗斯贝波包的经向传播是它们对局地热力强迫正压模反响的一个重要特征。如果重写色散关系式(1.2.11)为 $\omega = \omega(k, l, \beta^*)$, 这里 $\beta^* = \beta - U_{yy}$, 则知频率随波包的变化率为

$$\frac{d_p \omega}{dt} = \frac{\partial \omega}{\partial t} + C_{gx} \frac{\partial \omega}{\partial x} + C_{gy} \frac{\partial \omega}{\partial y} = \frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial \omega}{\partial k} \frac{\partial \omega}{\partial x} + \frac{\partial \omega}{\partial l} \frac{\partial \omega}{\partial y}. \quad (1.2.15)$$

利用波位相变化中关系的一致性,即有

$$\partial k / \partial y = \partial l / \partial x, \partial k / \partial t = -\partial \omega / \partial x, \partial l / \partial t = -\partial \omega / \partial y,$$

略去 $\partial \beta^* / \partial y$ 这一高阶小量项则可得到

$$\frac{d_p \omega}{dt} = \left(\frac{\partial \omega}{\partial \beta^*} \right) \frac{\partial \beta^*}{\partial t}, \quad (1.2.16)$$

这里

$$\frac{d_p}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + C_{gx} \frac{\partial}{\partial x} + C_{gy} \frac{\partial}{\partial y},$$

但由于 β^* 不随时间变化,所以式(1.2.16)变为 $\frac{d_p \omega}{dt} = 0$, 即频率随波包传播时守恒。这是很重要的一个动力证明,因为如果由强迫源引起的辐散罗斯贝波,一开始是准定常的,那么它在能量频散的过程中始终保持这种准定常性,这也就是为什么由外源强迫的 30~60 天的低频变化经常具有较固定的波腹和波节,表现为准定常的性质。

三、低频波的传播路径

利用以上一致性关系,波数随波包的变化可以写为

$$\frac{d_p k}{dt} = - \left(\frac{\partial \omega}{\partial \beta^*} \right) \frac{\partial \beta^*}{\partial x}, \frac{d_p l}{dt} = - \left(\frac{\partial \omega}{\partial \beta^*} \right) \frac{\partial \beta^*}{\partial y}, \quad (1.2.17)$$

因 β^* 仅是 y 的函数,所以知 $\frac{d_p k}{dt} = 0$, 即在色散过程中,纬向波数是不变的。但经向波数存在着变化,因为 $\frac{\partial \beta^*}{\partial y}$ 并不真正为 0。

因为低频变化具有准定常的性质,所以在色散关系(1.2.11)中,采用 $\omega \approx 0$ 的办法可以估计 l 大小为

$$l = \pm [(\beta - U_{yy})/U - k^2]^{\frac{1}{2}}, \quad (1.2.18)$$

如果式(1.2.18)的右侧是虚根,则说明低频扰动是不存在的,因为即使是对纯纬向的扰动而言, l 也只是为0而不可能为虚值,在不存在虚根的情况下,同时注意到在北半球 β 总是正的,并且 β 的大小一般大于 U_{yy} ,所以当 U 为负值时(即基本流为东风),定常罗斯贝低频波总是难以存在的。这就是为什么有些学者已从数值实验中发现在 10°N 以南东风区内,对靠近赤道的加热强迫,并没有发现在大气的中、高层有明显的正压模的罗斯贝波响应。若记 $K_s = \sqrt{(\beta - U_{yy})/U}$,则式(1.2.18)可写为

$$l = \pm \sqrt{K_s^2 - k^2}, \quad (1.2.19)$$

$k < K_s$, 则值的正负可分别对应向北半球及向南半球传播的罗斯贝波。一般波在向低纬传播时 K_s 总在增加,当到了某一临界纬度时 U_{yy} 变号(尤其是西风带转为东风带时),使 K_s 明显增大,按照公式(1.2.19)则也必须变大,所以向赤道传播的低频罗斯贝波波包的波射线必须转为更朝向经向的方向。同时依据方程(1.2.14)波包传播的群速度 C_g 也应明显变小。越接近临界纬度,波包也就传播越慢,并更朝向于经向方向,且罗斯贝波的经向尺度也变得很小(因 l 变大)。依照这一线性理论,波包将只能逼近而难以达到临界纬度,所以临界纬度对罗斯贝波包施行了一个“黑洞”的作用(图 1.2.1)。

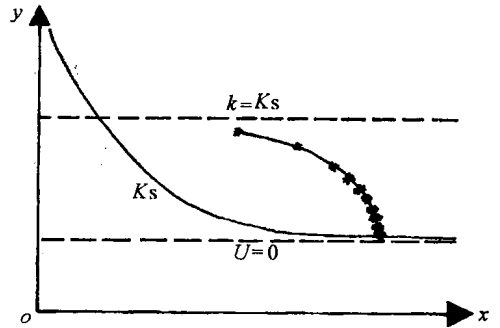


图 1.2.1 低频波自高纬向低纬传播的波射线示意图

对于向极地传播的波射线,当进入 K_s 变小的环境中,甚至到 K_s 是虚值的情况时(即 $\beta - U_{yy} < 0$ 时),由于 K_s 变小,使得 l 也变小,则波包在经向方向尺度变大,即波射线就越来越偏向于纬向方向,最终在某一纬度使得 $K_s = k$, 出现 $l = 0$ 。当这样的纬度一旦达到,经向波数可能继续减小而变为负值,这时波射线在 $K_s = k$ 的纬度被反射回来而进入较低的纬度(图 1.2.2)。这就是二维罗斯贝波包传播的大圆路径理论或说波射线理论。这里必须说明,波射线理论限制波只能各自在自己的半球上传播,而且主要限制在中、高纬度,但对于以相速 C 沿纬向方向传播的瞬变扰动,这个约束并不成立。关于瞬变波的传播问题已不是本章要求的内容,所以这里不再讨论。

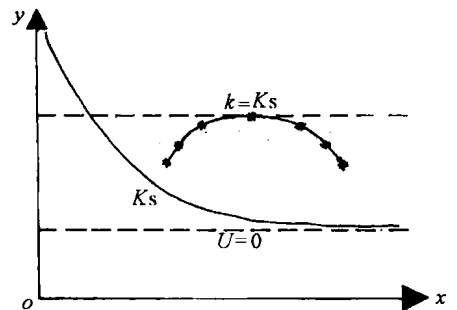


图 1.2.2 低频波自低纬向高纬传播的波射线示意图

由色散关系(1.2.11)中可看出,对确定波数的低频波频率 ω 的变化主要依赖于基本风速廓线 U 的分布、 β 因子及基本风速的水平切变效应。在有外源强迫时,还同强迫效应有关。由此可知,低频波的能量频散表现出波同基本流有明显相互作用的性质,且由低频波传播所造成的局地区域环流异常所表现出的

环流的局地流型域特征也是波流相互作用的一个重要方面。因此,如下几节将集中研究基本风速廓线 U 分布、 β 因子、基本风速的水平切变和热源强迫效应对低频波频散及传播的影响以及低频波传播所造成的局地波流型问题。

第三节 大气低频振荡触发机制

自从 Madden 和 Julian (1971, 1972) 发现 40 天低频振荡以来,很多学者的研究揭示 40 天的低频振荡不仅沿赤道向东传播,而且也沿经向方向向北传播。至今对大约 40 天的低频振荡向东和向北传播的原因和机制方面已进行了很多的研究,并取得了不少的进展。Lau 和 Peng(1987)指出,40 天低频振荡的产生是由于对流和大气内部动力过程通过所谓的“流动型”波动的 CISK 机制进行相互作用所引起的。Sumathipala 和 Murakami(1987)认为赤道低频扰动主要来自于两半球的副热带和中纬度地区的具有准周期、经向传播的冷涌的强迫。按照 Yasunari(1980)、Li(1985)和 Sumathipala 和 Murakami(1987)的研究,低频振荡可以从上、下层的经向和纬向环流以及它们的偏差环流准周期的向东和向北的传播中得到识别。尽管低频振荡的特征可以表现在很多方面,通常对描述低频振荡的物理参数选取为风的分量 u 、 v 、 w 以及它们的导数项(在线性化假设下),但是低频振荡通常同扰动风场的垂直切变有关。正因如此,为了表示上、下层偏差环流的结构特征,除以上物理参数外,在研究热带低频振荡时还把扰动风场的垂直切变($\partial v'/\partial p$, $\partial u'/\partial p$)也选为表征低频振荡的物理参数。此外,低频振荡的传播特征除如上节所述取决于纬度变化、风场的特性以及热源强迫外,还取决于风速的垂直切变、气流的辐散、辐合、非绝热加热的垂直结构、南半球中纬度冷空气活动以及西风带中指数循环的强迫。Xu 等(1990)试图将上述这些物理参数引入一数学模型来综合描述热带低频振荡触发机制及其影响因子。

一、热带大气低频振荡数学模型

如下的数学模型被用于研究热带低频振荡(LFO),其具体形式为

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \vec{V}_h \cdot \nabla_h u = fv - \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad (1.3.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \vec{V}_h \cdot \nabla_h v = fu - \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad (1.3.2)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial p} = -\frac{RT}{p}, \quad (1.3.3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V}_h \cdot \nabla_h T - \omega \sigma_s = \frac{Q}{c_p}, \quad (1.3.4)$$

$$\vec{V}_h \cdot \nabla_h = -\frac{\partial \omega}{\partial p}. \quad (1.3.5)$$

式中, $\vec{V}_h$ 为水平速度; ∇_h 为水平梯度算子;在热带地区科氏力,可表示为 $f = \beta y$;温度场是均匀的。于是方程(1.3.4)通过量纲分析(Wu, 1983)可被简化为

$$\omega \sigma_s \approx -\frac{Q}{c_p}, \quad (1.3.6)$$

其中 σ_s 是层结稳定度参数。我们引入风的垂直切变作为 LFO 的物理参数:

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial v}{\partial p} \\ \frac{\partial u}{\partial p} \end{pmatrix}. \quad (1.3.7)$$

通过如下处理:

(1) 通过使用静力方程、状态方程及垂直运动与非绝热加热之间的关系;(2)通过考虑南、北半球的环流系统、跨赤道气流和东西风带分布之间的相互作用;(3)通过引入经向和纬向基本流的水平切变和热带地区流场的辐合、辐散;(4)通过在线性化的平流项中,保留含有基本流的水平切变和辐散项。有如下动力系统:

$$\begin{pmatrix} \dot{X}' \\ \dot{Y}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{a} & \bar{b} \\ \bar{c} & \bar{d} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X' \\ Y' \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} B'_x \\ B'_y \end{pmatrix}, \quad (1.3.8)$$

式中,

$$\begin{pmatrix} X' \\ Y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial v'}{\partial p} \\ \frac{\partial u'}{\partial p} \end{pmatrix}, \quad (1.3.9)$$

$$\begin{pmatrix} B'_x \\ B'_y \end{pmatrix} = \frac{R}{p} \begin{pmatrix} \frac{\partial T'}{\partial y} \\ \frac{\partial T'}{\partial x} \end{pmatrix}, \quad (1.3.10)$$

$$\begin{aligned} \bar{a} &= -\frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{1}{c_p \sigma_s} \frac{\partial \bar{Q}}{\partial p} - \frac{1}{c_p \sigma_s^2} \frac{\partial \bar{Q}_s}{\partial p} \bar{Q}, \\ \bar{b} &= -\beta y - \frac{\partial \bar{v}}{\partial x}, \\ \bar{c} &= \beta y - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}, \\ \bar{d} &= -\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{1}{c_p \sigma_s} \frac{\partial \bar{Q}}{\partial p} - \frac{1}{c_p \sigma_s^2} \frac{\partial \bar{Q}_s}{\partial p} \bar{Q}. \end{aligned} \quad (1.3.11)$$

在方程(1.3.8)中,参数 $\bar{a}$ 和 $\bar{d}$ 表示由经向和纬向的基本流的辐散和非绝热加热因子所引起的垂直运动。在非绝热加热因子中包括了层结稳定度的影响以及非绝热加热垂直运动的影响。参数 $\bar{c}$ 和 $\bar{b}$ 包含了东、西风切变的因子和 β 效应。在方程(1.3.10)中, B'_x 和 B'_y 表示了因来自南、北半球冷暖空气的侵袭所引起扰动的热力结构的影响,也就是说,由冷暖空气活动引起的热力扰动,可以被视为在热带地区边界上的热力强迫。如果外强迫随时间变化,这将影响低纬度的 LFO 的特征。方程(1.3.8)还可表示为

$$\dot{Z}'(t) = A Z'(t) + G'(t), \quad (1.3.12)$$

式中,

$$\dot{Z}'(t) = \begin{pmatrix} \dot{X}'(t) \\ \dot{Y}'(t) \end{pmatrix}, \quad A = \begin{pmatrix} \bar{a} & \bar{b} \\ \bar{c} & \bar{d} \end{pmatrix}, \quad Z'(t) = \begin{pmatrix} X'(t) \\ Y'(t) \end{pmatrix}, \quad G'(t) = \begin{pmatrix} B'_x(t) \\ B'_y(t) \end{pmatrix}. \quad (1.3.13)$$

在方程(1.3.12)中, $G'(t)$ 是一个热力强迫的时间函数。

二、热带地区中 LFO 的基本因子

如果在方程(1.3.8)中,忽略非齐次项 B'_x 和 B'_y ,则方程(1.3.8)可简化为