

中国科学院研究生暨全国青年
大气科学学术研讨会

CAS

IAP

论文集

一九九〇年

序

“中国科学院研究生暨全国青年大气科学学术研讨会”是受中国科学院委托，中国科学院大气物理研究所主持召开的一次高水平青年学术盛会。

会议文集所收的九十余篇论文涉及到当今大气科学各个领域：气候与大气环流理论分析和模拟、中小尺度动力分析和模拟、大气物理与大气探测理论和技术等方面。气候变化理论和模拟讨论了二氧化碳含量对气候变化的可能影响下垫面特征对气候的影响，以及古气候的数值模拟。大气环流的观测分析、理论研究及数值模拟讨论大气环流异常的物理机制、波与平均气流的相互作用、海气相互作用、共振理论与高平衡态等。在数值预报方面集中讨论了模式中物理过程方案对模式预报的影响。中小尺度动力分析与模拟研究了中尺度波动、热带气旋结构和动力学、中尺度降水及对流性风暴结构和模拟。大气物理方面有云和降水的物理过程和数值模拟、大气污染的野外观测与数值模拟、大气湍流与边界层物理。大气探测包括气象卫星资料和地面遥感系统的应用及实测野外试验等。

会议代表来自全国各科研机构及大专院校毕业或在读的硕士生、博士生，所取论文基本上反映了我国青年大气科学研究的最高水平。这次青年学术盛会为广大青年学者提供了交流学习的一个好机会，对青年的学术成长也是非常有益的。在此预祝大会圆满成功！



一九九〇年七月

前 言

“中国科学院研究生暨全国青年大气科学学术研讨会”是全国首次召开的具有较高学位层次和学术水平的青年大气科学学术盛会。参加会议的代表基本都是中国科学院及全国各高等院校、研究机构从事大气科学研究的硕士、博士或在职研究生。会议的成功召开标志着我国大气科学学术园地充满生机和活力，青年一代迅速成长。会议也是对我国大气科学领域研究生培养工作的一次大检阅。老一辈气象学家对会议给予了最大的鼓励和支持。著名科学家、学部委员叶笃正、谢义炳、陶诗言、曾庆存亲自为会议题词，勉励青年学者打好坚实的理论基础并敢于向学科最前沿冲击。世界气象组织主席、国家气象局局长邹竞蒙、中国科学院副院长王佛松、科学院教育局局长王文涛也为会议题词。知名气象学家黄荣辉研究员亲自担任了会议的总顾问，对会议筹备组织工作悉心指导。

这次会议是受中国科学院委托，由中科院大气物理研究所主办。具体筹备工作由大气物理研究所研究生部张应斌负责主持。会议的成功还得益于成都气象学院的无私协助。在此，谨向所有关心和支持帮助这次会议的个人和单位致谢。

这本文集收录了97篇论文详细摘要，是从寄送会议秘书处的130篇摘要中精心选录的。这些论文基本反映了我国年轻一代气象科学工作者在大气科学各个领域所从事的最新研究工作成果，具有较高的学术水平。由于编辑这本文集时间紧迫，加上不少摘要所附插图质量达不到直接制版要求，我们未征得作者同意即删除了这部分插图并对文字作了相应修改，请作者原谅。文集的编辑工作由李旭、孔凡铀具体负责，赵光宇同志为文集的刊出付出了极大的劳动，大气物理研究所部分研究生参与了文集的校阅工作，在此向他们表示感谢。

会议秘书处

1990年7月 四川峨嵋

目录

前言

一、气候及大气环流理论、模拟与分析

1. 二维准地转运动的非线性稳定性判据.....	穆 穆	2
2. 正压大气研究的一些新进展.....	任舒展	5
3. 关于大气中的包络Rossby孤立波理论及其应用 一在偶极子阻塞中的进一步应用.....	罗德海	8
4. 在Rossby参数 b 作用下非线性基本西风气流中大气 大尺度水平运动的稳定性.....	杨芳林	10
5. 外部热源能通在大气中产生的30—60天低频振荡.....	肖子牛	13
6. 研究热带大气季节内振荡的一个简单模式.....	刘爱娣	14
7. 北半球冬季大气环流遥相关型的数值模拟.....	毕训强	16
8. 考虑Hadley环流的斜压模式对82—83年ENSO过程研究.....	张虎强	19
9. 北半球夏季遥相关型的演变及其数值模拟.....	孙凤英	20
10. 太阳辐射日变化对中期数值天气预报的影响.....	黄伯银	22
11. 经验正交函数为基底的气候数值模式建立及其应用.....	张邦林等	24
12. 植被和土壤湿度对气候影响的数值试验.....	刘永强	25
13. 区域气候模式的设计及数值模拟试验.....	张耀存	27
14. 一个描述陆面特征及其改变造成气候变化的数值模式及其试验.....	王浩等	29
15. 亚州南部海域云量的气候变化及气候异常.....	邵利民等	29
16. ECMRWF与GFDL垂直扩散及地面过程参数方案的对比试验.....	谢邵成	31
17. 热流参数化问题之研究.....	戴新刚等	32
18. 大气环流非线性截谱模式的平衡态解及其分叉和 实变的数值试验.....	贾状生	34
19. 数值模式中初始场的误差分析.....	邓爱军等	35
20. 模式的水平与垂直分辨率相互协调问题的初步探讨.....	崔春光等	38
21. 湿模式中地形波的数值试验.....	张 颖	42
22. 用低阶谱分析风生海流多态解(一).....	周广庆	44
23. 第一、二类大气热机对大气环流型影响的数值模拟.....	赵天良	47
24. 中国数值气候区划的研究.....	陈志鹏等	48
25. Lorenz系统的距平模式和标准化距平模式.....	张邦林等	51

26. 从300pha气候平均流场的正压不稳定看大气低频变化及其激发机制	张佐君	52
27. 湿因子及冷源强度对东压冷涌过程影响的数值试验	余斌	54
28. 地形和热源对东季定常行星波形成的影响	付晓卫等	56
29. 东亚大陆冷源对东北季风冷涌和西风带扰动的的作用	曾俊等	57
30. 天气时间尺度瞬变波在夏季东亚阻塞过程中的作用	陈飞等	58
31. 北半球臭氧及其扰动的准两年振荡	陈文	58
32. 我国的旱涝与菲律宾地区对流活动的关系 及海气系统中热源参数化问题	段宝玉	62
33. 澳大利亚高亚与南亚地区季风的双周振荡	刘忠辉	64
34. 经圈环流在不同经度上的差异及大气外强迫源和 内部输送过程对热带平均环流的影响的试验	蔡雅萍	66
35. 夏季风场季内振荡的全球分布及波动特征	徐建军	67
36. 横断山中南部地区夏季热量平衡和水汽收支研究	麻盖民等	70
37. 5—6月高空候平均长波、超长波的若干统计特征及动力统计预报	陈静	73
38. 大气环流对热带海洋与高原的热力差异响应的观测研究	应智伟等	74
39. 中国西部降水和树轮关系及传输函数探讨	唐佑民等	77
40. 海气热力遥相关及其在长期天气预报中的应用	李跃清等	79
41. 夏半年青藏高原上空大气中30—60天振荡的空间结构 及其时间演变特征	李云康	80
42. 海气藕合随机模式中随机项的处理	郭岚等	81
43. 海洋模式及其对风应力变化响应的数值试验	华明	84
44. 季节突变的天气学分析	王晓春	86
45. 印尼—澳大利亚地区30—60天低频夏季风对流 及其与南北半球环流的联系	智协飞	87
46. 东亚冬、夏二季风系统年季变化的关系 ——一种海气相互作用的机制初探	杜 均	88
47. 北方涛动同北半球温带大气环流遥相关的季节变化	吴仁广等	91
48. 冬季太平洋三种海温异常型及其对欧亚大气环流的影响	熊安元	92
49. 北半球夏季500pha持续性异常的地理分布及区域特征	李金龙	93
50. 一个ENSO理论模式的建立与机制分析	钟 青	95
51. 南海SST异常气候响应的研究	梁建南	96
52. 阻塞形势中的波流相互作用	陆日宇	97
53. 地形风日变化气候特征以及局地地形对降水影响效应地研究与数值试验	周文吉	99
54. 1979年5月东南亚季风的建立与青藏高原的作用	杨辉等	100
55. 大兴安岭地区降水随高度分布的模拟	曹文忠	101
56. 用混合回归模型作气象预报的试验	王建新等	103
57. 亚欧500hpa候平均环流动力—统计预报试验	曲晓波	105
58. 气候研究: 900年前气候数值模拟的初步结果	王会军	107
59. 自适应网格及其在南海海流计算中的应用	刘 卓	109

二、中小尺度理论、模拟与分析

60. 关于三维重力波传播的研究	郑兴宇	112
61. 大气非线性重力内波的稳定性及其分岔	彭晓林等	115
62. 中- β 尺度数值模式的敏感性试验	张洪	118
64. 三维胞线结构的数值模拟	王东海	120
65. 西南低涡结构及潜热加热分析	赵平	123
66. 西南低涡结构非对称性 及其与环境气流相互作用影响低涡移动的研究	陈忠明等	125
67. 梅雨锋暴雨的中尺度结构及锋生环流的诊断	彭广	129
68. 台风暴潮与天文潮非线性耦合作用的数值模拟研究	王以农等	130
69. 锋生及条件对称不稳定一对一次冷锋过程的诊断	李振筠	133
70. 台湾地区中尺度试验(TAMEX)期间梅雨锋的动力诊断分析	马群飞等	135
71. 长短波辐射对暴雨的数值影响试验	鹿晓丹	136
72. 基本气流垂直切变对台风移动影响的理论分析和数值试验	蒋群等	138
73. 热带气旋路径趋势数值预报试验研究	王琴	139
74. 具有任意加热函数的对称不稳定特征问题	沈新勇等	141
75. 中尺度波动的波谱与超高速不稳定	张立风等	142
76. “雅安天漏”数值模拟的初步试验	宇如聪等	144
77. 边界层对梅雨天气系统和降水影响的数值模拟	杨玉震	146
78. 环境风对二维非降水性积云发展的影响	谷国军	148
79. 边界层中次级环流的诊断分系研究	吕梅等	150
80. 非静力平衡近似下的惯性重力内波在中层大气中的传播	张辉军	154

三、大气物理与大气探测

81. 积云中冰相繁生过程的数值模拟	孔繁铀	155
82. 对流云云中酸化的数值模拟	雷恒池	157
83. 论线源扩散模式	胡正林	161
84. 云和辐射的反馈效应	胡荣明	163
85. 云下雨水酸化过程中气溶胶的影响	刘帅仁等	165
86. 利用K理论扩散方程研究污染物浓度随稳定度、风速变化特征	苏秀娟	167
87. 污染物的长距离输送模式	周玲等	169
88. 环境湍流连续作用下的烟云抬升模式	周 颖	171
89. H_2O_2 — $\text{S}(\text{IV})$ 液相反反应动力学	白春红	172
90. 城市边界层结构的数值研究	齐瑛等	174
91. 干冰播散层状云数值试验	解永红	175
92. 气溶胶粒子干沉降速度的场地测算	贾长江	177
93. 辐射雾微物理特征数值研究	彭 虎	179
94. 雷达高分辨率观测反演方案	杨硕文等	182
95. TOVS卫星资料地应用及AMSU—A资料应用的理论探讨	王俊红	185
96. 典型风场的单部多普勒速度模式	彭 红	187
97. 实时雨滴大小及降雨强度光学测量系统	何建新	188
98. 霾层对卫星遥感地物的影响	方 耘	189

第一部分

气候及大气环流理论、模拟与分析

两维准地转运动的非线性稳定性判据*

穆穆

大气科学和地球流体力学数值模拟实验室，
中国科学院大气物理研究所，北京

关键词：地球流体力学、两维准地转运动、非线性稳定性。

一、引言

本文研究大气与海洋中由两维涡度方程描述的准地转运动的非线性稳定性问题。本文得到了若干新的非线性稳定性判据。与已有文献中有关结果相比较，本文的结果具下述特点：1、就作者所知，Zeng首次得到了适用于非定常基本气流（一类行波）的非线性稳定性判据。作者与Zeng合作在中得到了既适用于初值扰动、也适用于模式中参数扰动的稳定性判据（迄今国外有关结果仅考虑了初值的扰动）。本文发展了文献[7,14]的方法，得到了适用于初值与参数的扰动的判据。在考虑两个平行纬圈之间的流体运动时，本文的判据也适用于一类行波解。2、McIntyre等[6]在基本气流定常、不考虑参数扰动的条件下，研究了二阶变分不定号时流体的稳定性，本文在二阶变分不定号条件下得到的判据，适用于参数的扰动，基本气流既可为定常，也可以是非定常的。3、本文的稳定性判据中，不仅有关于速度场扰动在平方可积函数空间中的估计，也有流函数或自由表面高度的扰动的最大模估计，而通常文献中仅有前者。在研究非线性计算不稳定性以及用数值模拟方法研究非线性不稳定性时，用Arnold方法得到的判据具指导意义，因而本文的判据便于应用（参见：曾庆存等，大气与海洋中运动的非线性稳定性理论与数值模拟，待发表）。4、本文利用质量守恒律得到了较通常文献更好的稳定性判据，其它文献中似乎还未注意到质量守恒律的这一重要性。5、用Arnold方法得到的稳定性判据，仅适用于问题的整体古典解（参见[4]，p.10）。为了使本文的结果建立在严格的数学物理基础之上，作者最后证明了所考察问题整体古典的存在唯一性。

二、模式及边界条件

描述两维准地转运动的涡度方程的一般形式为：

$$\frac{\partial q}{\partial t} + J(\psi, q) = 0, \quad q = \nabla^2 \psi - F\psi + f(x, y), \quad (PV)$$

这里 ψ 代表流函数或自由表面高度与特征高度的偏差， $q(x, y, t)$ 为位势涡度。 $f(x, y)$ 为已知函数，表示柯氏参数与地形函数的综合效应 $(x, y) \in \Omega$ ， t 是时间。 Ω 是两维区域。

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \quad J(\psi, q) = \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial q}{\partial y} \right) - \left(\frac{\partial \psi}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial q}{\partial x} \right). \quad F \text{ 是由平均柯氏参数、特征长度、自由}$$

表面的特征高度与重力加速度确定的正常数，在大气动力学中，也常取 $F=0$ ，这相当于作整层无辐

*国家自然科学基金资助项目

散近似假定[9]。

在考察大气的运动时，通常考察的区域为：(1)、 Ω 是 $\mathbb{R}_2$ 中的有界单连通区域，边界 $\partial\Omega$ 充分光滑。(2)、 Ω_2 是两个平行纬圈之间的区域，通常记 $\Omega_2 = \{(x, y) | -L \leq x \leq L, 0 \leq y \leq Y\}$ ，约定定义在 Ω_2 上的函数关于 x 以 $2L$ 为周期。

在研究海洋的运动时，除了考察 Ω_1, Ω_2 外，还在如图所示的多连通区域 Ω 中考察问题，假定其边界 $2\Omega_1 = \Gamma = \bigcup_{j=1}^J \Gamma_j$ 充分光滑。

当 ψ 为流函数时，由因壁边界条件与 Kelvin 速度环流定理，边界条件为

$$\psi|_{2\Omega_1} = 0, \text{ 当 } \Omega = \Omega_1 \text{ 时} \quad (B_1)$$

$$\psi|_{y=0} = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial x}|_{y=Y} = 0, \quad \frac{d}{dt} \left(\int_{-L}^L \frac{\partial \psi}{\partial y} dx \Big|_{y=Y} \right) = 0, \quad \text{当 } \Omega = \Omega_2 \text{ 时, } (B_2)$$

$$\psi|_{\Gamma_j} = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial \tau}|_{\Gamma_j} = 0, \quad \frac{d}{dt} \int_{\Gamma_j} \nabla \psi \cdot \bar{n} ds = 0, \quad j = 1, \dots, J, \quad \text{当 } \Omega = \Omega_3 \text{ 时, } (B_3)$$

这里 $\frac{\partial}{\partial \tau}$ 是沿 $\partial\Omega$ 的切向求导算子， $\bar{n}$ 是 $\partial\Omega$ 的单位外法向量。

若 ψ 代表自由表面高度与特征高度的偏差，同样由因壁边界条件与 Kelvin 速度环流定理，边界条件为：

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau}|_{2\Omega_1} = 0, \quad \frac{d}{dt} \int_{2\Omega_1} \nabla \psi \cdot \bar{n} ds = 0, \quad \text{当 } \Omega = \Omega_1 \text{ 时, } (B_2)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial x}|_{y=0, Y} = 0, \quad \frac{d}{dt} \left(\int_{-L}^L \frac{\partial \psi}{\partial y} dx \Big|_{y=Y} \right) = 0, \quad \text{当 } \Omega = \Omega_2 \text{ 时, } (B_2)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau}|_{\Gamma_j} = 0, \quad \frac{d}{dt} \int_{\Gamma_j} \nabla \psi \cdot \bar{n} ds = 0, \quad j = 1, \dots, J, \quad \text{当 } \Omega = \Omega_3 \text{ 时, } (B_3)$$

本文研究方程组 (PV) 在初始条件 $\psi|_{t=0} = \psi_0$ 及边界条件 B_i 之下所描述运动的稳定性。下文将相应的问题记为 $P_i, i=1, \dots, 6$ 在 P_1, P_2 中，取 $P \geq 0$ ；在 $P_3, \dots, P_6$ 中，取 $P > 0$ 。本文证明了，当初始数据 ψ_0 满足一定的可微性条件时，问题 P 存在唯一的整体（关于时间 t 而言）古典解。

三、定常态的非线性稳定性判据

若 $(\bar{\psi}, \bar{q})$ 是问题 P 对应于参数 $\bar{F}, \bar{f}(x, y)$ 的常定解（这里及下文中均用上标 “—” 表示基本态及未扰动参数），则成立

$$J(\bar{\psi}, \bar{q}) = 0, \quad \bar{q} = \nabla^2 \bar{\psi} - \bar{F} \bar{\psi} + \bar{f}(x, y) \quad \text{在 } \Omega_K \text{ 中} \quad (3.1)$$

且 $\bar{\psi}$ 满足边界条件 B_i 。使 (3.1) 式成立的一个充分条件是，存在定义在 $[a, \beta]$ 上的一阶连续可导函数 $Q(\xi)$ ，使得

$$\bar{\psi}(x, y) = Q(\bar{q}(x, y)), \quad \forall (x, y) \in \Omega_K \quad (3.2)$$

这里 $\alpha = \min_{\Omega_K} \bar{q}(x, y), \beta = \max_{\Omega_K} \bar{q}(x, y)$

例：当 $Q(\xi) = a\xi + b$ 时 ($a \neq 0, b$ 皆为常数)，(3.2) 式成为：

$$\bar{\psi}(x, y) = \varepsilon (\nabla^2 \bar{\psi} - \bar{F} \bar{\psi} + \bar{f}(x, y)) + b \quad (3.3)$$

方程 (3.3) 在适当的边界条件之下的解即为问题 P 的常定解。下面的判据说明, 当 $a > 0$ 时, 这些常定解是非线性稳定的。

设 (ψ, q) 是问题 P_i 对应于参数 $F, f(x, y)$ 及初值 ψ_0 的整体光滑解。记,

$$\bar{V} = (-\psi_y, \psi_x), \quad \bar{V} = (-\bar{\psi}_y, \bar{\psi}_x), \quad q_0 = q(x, y, 0), \quad \bar{V}_c = \bar{V}(x, y, 0)$$

设存在正常数 c_1, c_2 , 使下述条件之一成立,

$$0 < c_1 \leq \frac{dQ}{d\xi} \leq c_2 < \infty, \quad \xi \in [\alpha, \beta] \quad (3.4)$$

$$0 < c_1 \leq -\frac{dQ}{d\xi} \leq c_2 < \infty, \quad \xi \in [\alpha, \beta] \quad (3.5)$$

本文得到了下述非线性稳定性判据。

判据 1、设问题 $P_i (i=1, \dots, 6)$ 的定常解 $(\bar{\psi}, \bar{q})$ 满足 (3.2), (3.4)。这时, 它关于初值及参数的小扰动是稳定的。即, 对任何 $\varepsilon > 0$, 存在 $\delta > 0$, 使得若初始状态及参数满足

$$\int_{\Omega_1} [|\psi_c - \bar{\psi}|^2 + |\bar{v}_c - \bar{v}|^2 + |q_c - \bar{q}|^2 + |f - \bar{f}|^2] dx dy + |F - \bar{F}| + \sum_{j=0}^J \left| \int_{\Gamma_j} \nabla(\psi_c - \bar{\psi}) \cdot \bar{n} ds \right|^2 < \delta$$

则恒有

$$\max_{\Omega_1} |\psi - \bar{\psi}| + \int_{\Omega_1} [|\bar{v} - \bar{v}|^2 + \bar{F}|\psi - \bar{\psi}|^2 + |q - \bar{q}|^2] dx dy < \varepsilon, \quad \forall t \geq 0$$

$$\text{记问题 } \begin{cases} \nabla^2 u - \bar{F}u + \lambda u = 0, & \text{在 } \Omega_1 \text{ 中} \\ u|_{\Gamma_0} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial \tau}|_{\Gamma_j} = 0, \quad \int_{\Gamma_j} \nabla u \cdot \bar{n} ds = 0, \quad j = 1, \dots, J \end{cases}$$

对应于 $k=1, 2, 3$ 的最小特征值为 $\lambda_1^1, \lambda_1^2, \lambda_1^3$ (这里及下文均约定 $k=1$ 时, $\Gamma_1 = \emptyset$, $k=2$ 时, $\Gamma_0 = \{(x, y) | (x, y) \in \Omega_2, y=0\}$, 且 $J=1$)。问题 $\begin{cases} \nabla^2 u - \bar{F}u + \lambda u = 0, & \text{在 } \Omega_1 \text{ 中} \\ \frac{\partial u}{\partial \tau}|_{\Gamma_j} = 0, \quad \int_{\Gamma_j} \nabla u \cdot \bar{n} ds = 0, \quad j = 1, \dots, J \end{cases}$ 的对应于 $k=1, 2, 3$ 的最小特征值分别为 $\lambda_1^4, \lambda_1^5, \lambda_1^6$ 次最小特征值分别为 $\lambda_2^4, \lambda_2^5, \lambda_2^6$ 。我们有:

判据 2 设 $P_i (i=1, \dots, 6)$ 的常定解 $(\bar{\psi}, \bar{q})$ 满足 (3.2), (3.5) 且 $c_1 \lambda_1^i > 1, i=1, \dots, 6$, 则它在判据 1 所述意义下稳定。

判据 3 设 $P_i (i=4, 5, 6)$ 的常定解 $(\bar{\psi}, \bar{q})$ 满足 (3.2), (3.5) 且 $c_1 \lambda_1^i > 1, i=4, 5, 6$, 则它在判据 1 所述意义下稳定。

判据 4 设 $\bar{F} > 0$, $P_i (i=1, \dots, 6)$ 的常定解 $(\bar{\psi}, \bar{q})$ 满足 (3.2), (3.5) 且 $c_1 \bar{F} \geq 1$, 则它在判据 1 所述意义下稳定。

四、行波解的稳定性判据

本节考察问题 P_i 与 P_i 直区域 Ω_2 中行波解的稳定性。假定 $\kappa(x, y)$ 与 x 无关 (这相当于地形函数 κ 与 y 有关)。

设函数 $\bar{\psi}(x, y), \bar{q}(x, y)$, 常数 λ 及定义在 $[\alpha, \beta]$ 上的一阶连续可导函数 $Q(\xi)$ 使成立

$$\bar{\psi}(x, y) + \lambda y = Q(\bar{q}(x, y)), \quad \forall (x, y) \in \Omega_2 \quad (4.1)$$

这里 α, β 定义同前。若 $\psi|_{\dots, \frac{\partial \psi}{\partial x}|_{\dots, \tau} = \bar{\psi}_\lambda = \bar{\psi}(x - \lambda t, y), \bar{q}_\lambda = \bar{q}(x - \lambda t, y)$ 是问题 P_i 的一组行波解。若 $\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x}|_{\dots, \tau} = 0$ 成立, 则 $(\bar{\psi}_\lambda, \bar{q}_\lambda)$ 是 P_i 的一组行波解。

假定存在正常数 c_1, c_2 , 使 Q' 满足下述条件之一,

$$0 < c_1 \leq \frac{dQ^\lambda}{d\xi} \leq c_2 < \infty, \xi \in [\alpha, \beta] \quad (4.2)$$

$$0 < c_1 \leq -\frac{dQ^\lambda}{d\xi} \leq c_2 < \infty, \xi \in [\alpha, \beta] \quad (4.3)$$

判据5.问题 P_2 的行波解 $(\bar{\Psi}_\lambda, \bar{q}_\lambda)$ 在判据1所述意义下稳定, 若下述条件之一成立: (i)、(4.1), (4.2), 成立; (ii)、(4.1), (4.3)成立且 $c_1\left(\bar{F} + \frac{\pi^2}{4Y^2}\right) > 1$ 。

判据6.问题 P_2 的行波解 $(\bar{\Psi}_\lambda, \bar{q}_\lambda)$ 在判据1所述意义下稳定, 若下述条件之一成立: (i)、(4.1), (4.2)成立; (ii)、(4.1), (4.2)成立且 $c_1\left(\bar{F} + \frac{\pi^2}{4Y^2}\right) > 1$ 。

作者衷心感谢本文写作过程中与曾庆存、张学洪研究员所作的有益讨论。

正压大气研究的一些新进展

任舒展

LASG, 中国科学院大气物理研究所, 北京100080

关键词: 离散谱, 连续谱, 波包演化

本文是一篇综述性工作, 作者综合自己的一些研究结果, 对正压大气研究工作的进展作一简要而又系统的介绍。

自从Charny, Eady的开创性工作以来, 出现了一大批关于大气基流稳定性的研究工作。由于正压大气的研究在数学方面相对比较简单, 因此众多的理论研究限于正压大气。系统的研究成果见kuo的文章。但kuo的研究注重于自激解和Normal Mode方面。近年来的研究进展从理论和实际天气分析方面都指出了Normal Mode的缺陷曾庆远从理论方面首先指出, Normal Mode对正压大气所有扰动形式而言并不完备, 并对此作了初步数学分析。对该问题的完整的数学表述由张明华在其博士论文中给出。他们的研究表明, 柯氏正压大气运动的所有扰动形式是由Normal Mode和连续谱组成。直到最近几年, 连续谱的研究日益受到重视。鉴于连续谱部分随时间趋于无穷大时趋于零以及实际大气环流的主要部分由连续谱构成, 张明华提出了所谓的“扰动滋养西风”的概念, 对大气环流的维持和形成提出了一种新的解释。

我们知道, Normal Mode理论中, 不稳定扰动呈指数增长。然而最近国外的理论研究表明, 虽然连续谱在 $t \rightarrow \infty$ 时趋于零, 然而在扰动发展的初期, 连续谱的增长率可以大到和Normal Mode的增长率相比拟的和度。由于实际的大气过程中, 扰动的时间总是有限的。因此, 到底是连续谱还是Normal Mode在实际天气中起主要作用呢? 实际的天气分析肯定了前者的作用。连续谱增长的概念对传统的不稳定理论提出了新的挑战。因此如果要了解正压大气扰动的发展状况, 就必须求解完整的初、边值问题。

然而求解完整的初、边值问题不可避免地需要使用复杂的数学表述方式, 因此在缓变介质中我们可以改用波包动力学的概念研究正压大气扰动发展的初期阶段。又由于复杂的数学表述往往会掩盖真正的物理实质, 使人不太容易区分开连续谱和Normal Mode。因此, 需要一个直观的物理上的阐明。

本文的主要任务在于从物理的角度阐明正压大气中Normal Mode的不完备性困难; 介绍关于连续

谱增长的理论；用最近由作者本人发展的平均变分法 (AVP) 对缓变介质中波包的演化作一介绍。

一、正压大气中 Normal Mode 的研究

支配正压大气运动的方程为：

$$\begin{cases} (\partial_t + \bar{u}\partial_x) \nabla^2 \psi + \bar{\beta}_x \partial_x \psi = 0 \\ \psi(0) = \psi(L) = 0 \end{cases} \quad (1.1)$$

将 $\psi = \phi(y) \exp[ik(x - ct)]$ 代入(1.1)各得到所谓半圆图理

$$c_i^2 + \left(c_r + \frac{\bar{u}_m}{2}\right)^2 \leq \left(\frac{\Delta \bar{u}}{2}\right)^2 + \beta \Delta \bar{u} \left(k^2 + \frac{\pi^2}{4}\right)$$

因此： $c_i^2 \leq \left(\frac{\Delta \bar{u}}{2}\right)^2 + \beta \Delta \bar{u} \left(k^2 + \frac{\pi^2}{4}\right)$, $\bar{u}_{mh} - \beta \left(k^2 + \frac{\pi^2}{4}\right) \leq c_r \leq \bar{u}_{mh}$

其中 $\bar{u}_m = \bar{u}_{mh} + \bar{u}_{nh}$, $\Delta \bar{u} = \bar{u}_{mh} - \bar{u}_{nh}$

由此可以将 c 轴分成 σ 区域和 Σ 区域。其中通常所指的 Rossby-Haurwitz 波即位于 σ 域内，对于 Σ 域内谱点，我们有如下定理：

定理(1)如果 $\bar{\beta}$ 在某剖面内有拐点，那么一个中性的 Normal Mode 是可能的。

定理(2)如果 $\bar{\beta}$ 在某剖面内无拐点，对于单调或可分成两个单调的 $\bar{\beta}$ 的分布， $\bar{u}$ 在流场中无论何处不能等于 c 。（注：其中 $\bar{\beta} = \int k dy - \bar{u}$ ） $c \in \sigma + \Sigma$

因此对于无拐点的 $\bar{\beta}$ ， c 只能位于 σ 域内。然而如果一些条件得不到满足或当 $|\sigma| \rightarrow 0$ 时， c 将不能位于 σ 域内，在此情况下 $c \in \sigma + \Sigma$ ，这和郭氏定理相矛盾。矛盾的根源在于 Normal Mode 对所有可能的扰动形成而言并不完备。对稳定性问题的完整提法是将问题提成一个初、边值问题。

二、平面库特问题一增长的连续谱

在这节中，我们想通过简单然而又是典型的平面库特问题展示求解初、边值问题的方法，并说明连续谱的增长问题。

在(1.1)中取 $\beta = 0$ ， $\bar{u} = y$ ，则得到方程。

$$\begin{cases} (\partial_t + \bar{u}\partial_x) \nabla^2 \psi = 0 \\ \psi(0) = \psi(L) = 0 \end{cases} \quad (2.1)$$

从第一节的结论如， ψ 不可能具有 Normal Mode 的形式， ψ 仅由连续谱组成。将 $\psi = \phi(y) e^{k(x-ct)}$ 代入(2.1)各有 $(y-c)(\partial_y^2 - k^2)\phi = 0$ ，显然不存在本征解，然而(2.1)的广义解为：

$$\psi(x, y, t) = \int_0^1 G(y, y_0, t) e^{k(x-ct)} \left(\frac{\partial^2}{\partial y_0^2} - k^2 \right) \psi_{0,k}(y_0) dy_0$$

其中 $G(x, y, t)$ 为 Green function

$$G(y, y_0, t) = - \frac{\sinh ky_0 \sinh k(1-y_0)}{R \sinh k}$$

$$y_0 = \begin{cases} y & \text{如果 } y < y_0 \\ y_0 & \text{如果 } y \geq y_0 \end{cases}, \quad y_1 = \begin{cases} y & \text{如果 } y > y_0 \\ y_0 & \text{如果 } y \leq y_0 \end{cases}$$

取 $\psi_{0,k}(y_0) = c \sin m\pi y \cos kx$ 各有

$$\Psi(x, y, t) = \frac{c(k^2 + m^2 \pi^2)}{2k \sinh k} \left[\frac{\sinh k \cos[kx + (m\pi - kt)y] - \sinh k(1-y) \cos kx - \sinh ky \cos[kx + (m\pi - kt)y]}{[k^2 + (m\pi - kt)^2]} - \frac{\sinh k \cos[kx - (m\pi + kt)y] - \sinh k(1-y) \cos kx - \sinh ky \cos[kx - (m\pi + kt)y]}{[k^2 + (m\pi + kt)^2]} \right]$$

注意上式中有形如 $k^2 + (m\pi - kt)^2$ 的分母，显见，当 $t \ll m\pi/k$ 时， $\Psi(x, y, t)$ 处于增长状态。更具体的数值计算表明， Ψ 的增长又以随 m/k 的增大而达到任意的程度。

三、缓变介质中波列的演化

由第二节的内容知道，求解完整的位涡方程的初、边值问题，数学上的困难相当大。鉴于此种情况，曾庆存首先提出了用WKBJ方法研究缓变介质中的波列变化。最近作者本人利用并发展了一套平均变分法的概念用于研究Rossby波包的演变特性。首先介绍平均变分法的基本概念。

在缓变介质中，我们可以找到一个Lagrange

$$L = L(-\theta, \theta, \theta, a^2)$$

取 $\theta = a \cos(mx + ny - \omega t)$ ，然后对 L 在一个周期内求平均后得到如下变分原理，

$$\delta \bar{J} = \delta \iint \mathcal{L}(\theta, \theta, \theta, \varepsilon^2) d\Omega dt$$

其中 $\Omega \times T = R^2 \times R$

$$\delta_a \iint \mathcal{L} d\Omega dt = 0 \rightarrow \mathcal{L}_a = 0$$

$$\delta_\theta \iint \mathcal{L} d\Omega dt = 0 \rightarrow \partial_t \mathcal{L}_a + \partial_i \mathcal{L}_{a_i} = 0$$

由于 $\theta_i = -\omega$, $\theta_a = k_i$ ，所以有 $\partial_t \mathcal{L}_a - \partial_i \mathcal{L}_{a_i} = 0$ 。由于 $\mathcal{L}_a = 0$ ，因此 $\mathcal{L}$ 可以写成为 $\mathcal{L} = G(\omega, \vec{k}) q^2$ ， $G(\omega, \vec{k}) = 0$ 即为色散关系。最后得到

$$\partial_t [g(\vec{k}) a^2] + \nabla \cdot [\vec{c}_g g(\vec{k}) a^2] = 0$$

其中 $g(\vec{k}) = G_\omega$, $\vec{c}_g = -\vec{\nabla}_k G / G_\omega$ 对于正压大气，我们有

$$G(\omega, m, n) = v^4 \omega - \bar{u} v^4 m + m \bar{\beta}, v^2 = 0$$

因此有，

$$\frac{\partial}{\partial t} (v^4 \varepsilon^2) + \nabla \cdot (\vec{c}_g v^4 \varepsilon^2) = 0$$

经过一系列的计算后得到如下结论，

$$\frac{\partial}{\partial t} \iint v^4 \varepsilon^2 dx dy = 0 \quad (\text{尺度守恒})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \iint \frac{v^4}{4\bar{\beta}} \varepsilon^2 dx dy = 0 \quad (\text{波作用量守恒})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \iint v^2 a^2 dx dy = \iint |\psi_0|^2 \left(m^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + nm \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) dx dy \quad (\text{能量结传播方程})$$

另外，作者的工作还表明，对于时间尺度而言，波包概念在实际大气中是一个很有用的而且很正确的概念。

关于大气中的包络Rossby孤立波理论及其应用—在偶极子阻塞中的进一步应用

罗德海

成都气象学院气象研究所

本文进一步研究了旋转正压大气中包络Rossby孤立波的偶极子结构,指出在经向方向为一个波的情况下,并且当纬向波数满足 $1 < m < 3$ 时,大气中的包络Rossby孤立波才能形成南低北高的偶极子结构。同时我们还指出不同纬向波数的包络Rossby孤立波的偶极子结构在中高纬度大气中持续的时间是不一样的,而且这种偶极子结构持续的时间还随纬度变化,这就导致了大气中存在不同持续时间的偶极子阻塞,而且纬度越高,包络Rossby孤立波的偶极子结构越容易维持。这些结果与实际观测到的偶极子阻塞是一致的。另外作者还认为大气中的偶极子阻塞是一种几率波,具有波粒二象性的性质。

一、模式方程

利用平面极坐标 (r, Q) , r 指向低纬正压, Q 逆时针为正,这时正压涡度方程为:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial}{\partial \theta} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \frac{\partial}{\partial r} \right] \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial t} \left(r \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} \right] + \frac{\beta}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} = 0 \quad (1)$$

其中 ψ 为流函数, $\beta = -\frac{\partial f}{\partial r} = \frac{2\omega}{a} \cos \phi$, ω 为地球的自转角速度, a 为地球的半径, ϕ_0 为参考纬度。

令 $\psi = \frac{1}{2} \Omega t^2 + \psi'$, 这时方程(1)式可改写为

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \Omega \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi'}{\partial r} \frac{\partial}{\partial \theta} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi'}{\partial \theta} \frac{\partial}{\partial r} \right] \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial t} \left(r \frac{\partial \psi'}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi'}{\partial \theta^2} \right] + \frac{\beta}{r} \frac{\partial \psi'}{\partial t} = 0 \quad (2)$$

其中 Ω 为基本气流的角速度, ψ' 为扰动流函数。

设方程(2)式的谐波解为

$$\psi' = A(r, T, X, \xi) \phi_1(r) e^{m(\theta - c_1 t)} + \text{cc} \quad (3)$$

其中 c, c_1 表示它前项的共轭, A 为复振幅, 并且 A 满足

$$i \left(\frac{\partial A}{\partial t} + C_0 \frac{\partial A}{\partial \xi} \right) + \lambda \frac{\partial^2 A}{\partial X^2} + \delta |A|^2 A = 0 \quad (4)$$

其 $T = \delta^2 t$, $X = \varepsilon x$, $\xi = \varepsilon^2 x$

$$C_0 = \frac{2m^2(\Omega - C_0)^2}{\beta(1_2 - 1_1)} \ln \frac{1_2}{1_1} + C_0, \lambda = \frac{m(\Omega - C_0)^2}{\beta} \left[\frac{3 \ln \frac{1_2}{1_1}}{1_2 - 1_1} - \frac{4(\Omega - C_0)m^2}{\beta r_2 r_1} \right]$$

$$\delta = \frac{m}{r_2 - 1_1} \int_{r_1}^{r_2} \left[\frac{2\phi_1}{r^2(\Omega - C_0)} \frac{d\phi}{dr} - \frac{\phi_2}{r^2} - \frac{3\phi_1^2}{2r^4(\Omega - C_0)} \right] dr$$

(4)式就是旋转正压大气中的非线性Rossby波的波包所满足的非线性Shrodinger方程,从方程

(4) 式的系数, 我们可以看出在 $m \neq 0$ 的情况下, 对于均匀的旋转基本气流 ($n = \text{常数}$), 旋转正压大气中的非线性 Rossby 波的扰动均可以由非线性 Schrödinger 方程来描述。

二、计算结果

对于方程 (4) 式, 我们可以得到旋转正压大气中的 包络 Rossby 孤立波解为:

$$\Psi = M_0 \operatorname{sech} \left\{ \sqrt{\frac{\delta}{2\lambda}} M_0 (Q - C_0 t) \phi_1(r) \exp[i n(Q - \alpha)] + \alpha \right\} \quad (5)$$

$$\text{其中 } C = C_0 - \frac{M_0^2 \delta}{2m}, M = \varepsilon A, \phi_1(1) = \sqrt{\frac{\rho^*}{\rho}} \sin(\rho_2 - \rho)$$

取 $r_1 = 1.2 \times 10^6 \text{ m}$, $r_2 = 4 \times 10^6 \text{ m}$, $\Omega = 2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $\phi_0 = 60^\circ \text{ N}$, 这时 $m = 1, 2, 3$ 的包络 Rossby 孤立波的流场如图 (1) 所示, 而 $m = 1, 2, 3$ 的包络 Rossby 孤立波在 $\phi_0 = 50^\circ \text{ N}$, 70° N 处的流场图省略。从我们的计算可以发现在给定的旋转基本气流 $\Omega = 2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ 的情况下, 在考虑非线性作用下在旋转大气中可以形成偶极子结构, 这种偶极子结构的强度在 50° N , 60° N 附近基本是一样的, 但在 70° N 附近有所减弱, $m = 1$ 的偶极子结构无论 50° N , 60° N 附近, 还是在 70° N 附近都能维持 60 天以上, 但 $m = 2$ 的偶极子结构在 50° N , 60° N 和 70° N 地区维持的时间分别是 20 天, 25 天和 30 天左右, 而 $m = 3$ 的偶极子结构在 50° N , 60° N 和 70° N 地区维持的时间大约为 10 天, 但高纬度地区, 偶极子结构维持的时间越长, 这与实际情况是一致的。对于 $m > 4$ 的包络 Rossby 孤立波在大气中形成不了持续 5 天以上的偶极子结构, 可见在大气中只有当纬向波数 m 满足 $1 < m < 3$ 时, 包络 Rossby 孤立波才有可能出现持续 10 天以上的偶极子结构, 这说明用 $1 < m < 3$ 的包络 Rossby 孤立波来描述大气中的偶极子阻塞是可行的。

三、结论

通过以上分析, 我们可以得到如下结论:

1. 在旋转基本气流 $\Omega = 2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ (相当于基本气流为 9 米/秒) 的情况下, 当经向方向上为一个波, 并且纬向波数 m 满足 $1 < m < 3$ 时, 大气中的包络 Rossby 孤立波才能形成南低北高的偶极子结构。

2. $m = 1$ 的包络 Rossby 孤立波的偶极子结构在 50° N , 60° N , 70° N 地区都能维持 60 天以上, $m = 2$ 的偶极子结构在 50° N , 60° N 和 70° N 地区能够维持 20 天至 30 天左右, 而 $m = 3$ 的偶极子结构在 50° N , 60° N 和 70° N 地区大约能够维持 10 天左右, 因此波数 $1 < m < 3$ 内的包络 Rossby 孤立波在大气中的产生能够导致大气中具有不同持续时间的偶极子阻塞的形成。

3. 在大气中对于相同的 m , 纬度越高, 包络 Rossby 孤立波的偶极子结构能量频散越慢。

4. $1 < m < 3$ 的包络 Rossby 孤立波在 50° N , 60° N , 地区的强度基本上是一样的, 但在 70° N 附近地区的强却减弱了, 这可部分地解释大气中的偶极子阻塞在某一纬度内形成。

5. 在大气中由于偶极子阻塞可由非线性 Schrödinger 方程来描述, 因此我们可以认为大气中的偶极子阻塞是一种几率波, 具有波粒二象性的性质。

在Rossby参数 β 作用下非线性基本 西风气流中大气大尺度水平运动的稳定性

杨芳林

中国科学院大气物理研究所

本文运用非线性常微分方程定性分析的理论探讨了大气大尺度水平运动的稳定性问题,模式考虑了基本西风气流的非线性分布和地转参数随纬度的变化,从而较真实地模拟了在自转地球大气中大尺度水平运动的背景场,得到了许多有意义的结论,推广了文献〔1〕和文献〔2〕的结果。

一、数学模型

不考虑粘性的影响,大气大尺度水平运动方程可表述为:

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} = fv - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \\ \frac{dv}{dt} = -fu - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \end{cases} \quad (1)$$

设基本气流满足地转关系,并且只有纬向西风气流。空气微团运动不改变环境气压场的分布。

$$\text{即 } f\bar{v} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = 0, -f\bar{u} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} = 0.$$

对于大气大尺度水平运动,地转参数 f 随纬度的变化的影响是很重要的,设 $f = f_0 + \beta(y - y_0)$,其中 $\beta = \left. \frac{df}{dy} \right|_{y=y_0}$,为Rossby参数, β 取为常数。

从 y_0 到 y 积分(1)式并注意到上述假设有

$$\int_{y_0}^y \dot{u} dy = \int_{y_0}^y [f_0 + \beta(y - y_0)] dy$$

设 $\eta = y - y_0$,从上式积分得

$$u = u_0 + f_0 \eta + \frac{\beta}{2} \eta^2 \quad (3)$$

再假设基本西风气流为抛物型分布

$$\bar{u} = \bar{u}(y_0) + \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \eta + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \eta^2 \quad (4)$$

这种分布较为逼真地模拟了高空西风气流。

将(3)、(4)代入(2)并整理得到大气大尺度水平运动的控制方程

$$\frac{d\eta}{dt} = v \quad (5)$$

$$\frac{dv}{dt} = f_0 \alpha + (\beta \alpha - f_0 \xi_0) \eta - \left[\frac{1}{2} f_0 \left(\beta - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \right) + \beta \xi_0 \right] \eta^2 - \frac{\beta}{2} \left(\beta - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \right) \eta^3 \quad (6)$$

其中 $\alpha = \bar{u}(y_0) - u(y_0)$,为初始位置处的地转偏差。 $\xi_0 = f_0 - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$,为初始位置处西风气流的绝对涡度。下面的讨论仅限于北半球($f_0 > 0$)。