

热带风暴中波动特征的研究进展和问题

陆汉城¹ 钟玮^{1, 3} 张大林^{2, 3}

¹ 解放军理工大学气象学院, 南京 211101

² 马里兰大学大气和海洋科学系, 美国马里兰州 20742

³ 南京信息工程大学大气科学学院, 南京 210044

摘 要 在分析热带风暴眼壁和螺旋雨带中尺度波动特征最新研究的基础上, 指出这些研究所忽略的问题, 其中包括重力惯性波和涡旋 Rossby 波波解存在的前提条件和约束、理论分析与观测研究存在的差异等。提出一种基于准平衡动力条件下, 热带风暴内中尺度扰动涡散运动共存时, 区别于标准模混合的不可分的混合涡旋 Rossby-重力惯性波, 并讨论了位涡守恒条件下这一类不可分混合波的可能成波机制。利用高分辨率的模式大气资料, 采用非对称波分量的分解方法分析了 Bonnie 飓风中的中尺度波动特征, 结果表明, 热带风暴中 1 波型扰动既具有涡旋波性质, 但也存在散度扰动的变化, 而 2 波型扰动则体现了明显的不可分混合波的特性。

关键词 热带风暴 混合涡旋 Rossby 重力惯性波

文章编号 1006-9895 (2007) 06-1140-11

中图分类号 P433

文献标识码 A

Current Understanding of Wave Characteristics in Tropical Storms

LU Han-Cheng¹, ZHONG Wei^{1, 3}, and Da-Lin ZHANG^{2, 3}

¹ Institute of Meteorology, PLA University of Science and Technology, Nanjing 211101

² Department of Atmospheric and Oceanic Science, University of Maryland, College Park, Maryland 20742, U. S. A.

³ Institute of Atmospheric Science, Nanjing University of Information Science and Technology, Nanjing 210044

Abstract In this study, recent advances in studying wave characteristics in tropical storms are reviewed and some key issues that have been neglected in previous studies are discussed, including the limitations in wave solutions of inertial-gravity waves and vortex Rossby waves as well as departures of theoretic analyses from observational research. Furthermore, mixed vortex Rossby inertial-gravity waves in tropical storms are explored in the context of quasi-balanced dynamics, showing the co-existence of rotational and divergent flows associated with these waves. The mixed-wave dynamics are investigated using the potential vorticity conservation principle, and then the high resolution simulation of Hurricane Bonnie (1998) is used to diagnose these wave characteristics with the method of asymmetric wave decomposition. It is shown that vortex Rossby waves are more prominent with the wavenumber-one component which still have strong divergent flow, while the mixed wave features are more significant with wavenumber-two component.

Key words tropical storms, mixed vortex Rossby inertial-gravity waves

1 引言

观测研究表明, 热带风暴不仅是一个具有轴对

称特性的涡旋型次天气尺度系统, 风暴内部的降水回波也不是均匀的, 具有清晰的螺旋雨带结构^[1, 2]。由于热带风暴对人类所带来的危害主要是

强风及热带风暴过境时所带来的强降水, 而热带风暴中眼壁和螺旋雨带中的深厚湿对流单体不仅是强降水的源地, 通常也是最大风速所在区。因此, 近年来热带风暴眼壁和螺旋雨带的结构和传播特征问题一直是热带风暴动力学理论研究的重点, 取得了许多进展, 尤其在眼壁和螺旋雨带中尺度波动特征问题上, 除了发展经典重力惯性波理论, 还提出了涡旋 Rossby 波理论, 但两种理论都存在局限性。

自 Montgomery 和 Kallenbach^[3] 提出了较为完整的涡旋 Rossby 波理论后, 许多工作利用涡旋 Rossby 波理论解释热带风暴眼壁和螺旋雨带的结构和传播机制, 但是, 在引用涡旋 Rossby 波理论时也存在一些问题, 主要表现在: (1) 涡旋 Rossby 波是将热带风暴涡旋系统中径向方向的切向基流涡度梯度类比于行星涡旋波中的 β 效应, 作为涡旋 Rossby 波的成波机制, 因此涡旋 Rossby 波的形成、维持和传播具有特定的背景场条件和约束, 但是目前的研究工作所引用的大都不是原始文献, 忽略了涡旋 Rossby 波的理论分析中加入的近似简化和限制。(2) 近年来, 随着大气探测手段和数值模式的发展, 丰富的观测研究和高分辨率的模式输出资料能够更为细致地刻画热带风暴的三维结构和演变特征, 发现热带风暴不仅清晰地呈现出多边形眼壁和螺旋雨带的结构, 同时在眼壁和螺旋雨带内部, 降水回波的分布也是不均匀的, 镶嵌有许多带状的深厚湿对流单体, 这些深厚湿对流单体在随着轴对称基本场运动的同时, 自身也存在生成、发展、消亡的生命史过程^[4, 33]。这说明即使在热带风暴的非轴对称部分, 仍然存在更小尺度上的动量、热量和水汽分布的不均匀。因此, 观测和模拟结果都表明: 在热带风暴这样一个具有强非地转分量和超梯度流的次天气尺度系统中, 其中尺度运动存在着既非纯粹涡旋又非纯粹波动的特征^[5, 35]。(3) 理想模型中分析得到的波动分析结果与观测、模拟结果得到的眼壁和雨带特征仍然存在差异, 最为明显的是, 观测结果中雨带及其中的深厚湿对流单体在切向和径向方向上的传播不能很好地与某一类特定谐波的波动性质相匹配。

本文旨在综述热带风暴眼壁和螺旋雨带的观测研究的基础上, 指出最新研究的中尺度波动理论(包括重力惯性波理论和涡旋 Rossby 波理论)的意义和问题, 并讨论观测分析与理论结果的差异, 从

而根据热带风暴中尺度结构的动力特征, 讨论位涡守恒条件下热带风暴中尺度扰动涡散共存的特性和不可分混合波的可能成波机制。利用非对称波分量的分解方法, 对飓风 Bonnie (1998) 的模拟资料进行初步诊断, 分析热带风暴模式大气中的中尺度波动特征。

2 眼壁和螺旋雨带的观测研究

热带风暴螺旋雨带的观测始于 20 世纪 40 年代, 在第二次世界大战以后, 人们用地面观测、雷达回波、卫星云图和飞机探测等观测手段, 均观测和分析到热带风暴中存在着螺旋云雨带。

观测事实表明, 热带风暴内部的降水回波并不是均匀分布的, 而是有几条很清楚的螺旋雨带, 许多雨带的几何形状类似于几何螺旋线形式^[6]。一个典型的热带风暴螺旋雨带结构包括外围区雨带和内区雨带。外围区雨带常见于大尺度对流区内, 即位于赤道区并延伸到热带气旋东侧附近。这个对流区就是我们通常所说的“供水带 (feeder band)”, 它为热带湿空气卷入内核区提供了一条管道。迄今为止, 对这些供水带或者含有供水带的雨带结构的观测还很少。早期的雷达气象学家在热带气旋的最外缘(距中心 750 km) 观测到有“先兆雨带”, 这些雨带具有细胞状结构, 随气旋一起移动, 而不是气旋式的围绕在气旋周围, 可以产生诸如强风、暴雨等恶劣的天气状况^[7, 8, 34]。内区雨带通常由以下几部分组成: (1) 靠近热带风暴眼的内区雨带。它是由发展异常旺盛的对流云组成, 具有某种组织化的环流结构, 眼壁随高度略向外倾斜, 同时对存在着与对流相伴的垂直运动和径向运动及切向风速的最大值。眼壁对流环的许多方面类似于热带飏线, 但是眼壁云区中没有任何有组织的对流层中层下沉气流, 眼壁中几乎全是持续的上升气流, 一般 5~6 m/s 的中尺度上升气流中含有好几个 7~9 m/s 的对流核。需要指出的是, 热带风暴眼壁并不是大家通常所认为的环形, 而是具有某种多边形结构, 有的研究认为是某种波动的叠加结果^[9]。(2) 贴近眼壁的区域主要是层状云降水组成。这种层状云降水区被认为是由于对流活跃带中碎云片的水平平流的结果^[10]。(3) 再外侧就是我们熟悉的静止和移动的螺旋雨带系统^[11]。

实测资料和理论分析都显示, 热带风暴内部雨

带和眼壁中存在着更小尺度的对流特征,包括多边形眼壁^[9]、眼壁内部由于对流或强切变引起的小尺度类波动特征^[12],以及存在于内区螺旋雨带中径向波长约为 10 km 左右的类似于边界层滚轴状环流的小尺度螺旋特征^[13]等。Gall 和 Tuttle^[14]利用雷达回波资料分析了三个热带风暴眼壁和螺旋雨带中的小尺度螺旋结构的特征,认为在热带风暴眼壁及外侧的区域还存在一些尺度更小的螺旋带,这种小尺度雨带一般从眼壁顺时针方向向外伸展,角度在 10°左右,雨带宽度在 10 km 左右,垂直尺度 5~7 km,雨带长度 100 km,可以维持至少 1 小时,雨带以接近切向风速的速度绕风暴中心旋转,同时,雨带的径向方向以 10 m/s 的速度向外传播。

观测事实与模式大气资料研究还指出,热带风暴内中尺度运动的基本特征是涡散运动共存,即辐合辐散和涡旋运动具有同量级^[5],这就为螺旋云雨带内中尺度扰动的动力学机理研究提供了区别于准地转动力学的新问题。在得到外区雨带、内区雨带、眼壁、眼心等细微结构时,人们对热带风暴螺旋云雨带及与热带风暴内区域性致洪暴雨和强风暴天气密切相关的云雨带内中尺度深厚湿对流系统发生发展的动力学机理和传播特征也越加重视。目前,对热带风暴内中尺度扰动结构特征与传播机制的研究存在着认识上的差异。

3 热带风暴中尺度特征波动理论研究

3.1 重力惯性波理论的研究及缺陷

最早用于解释热带风暴中螺旋雨带形成和传播机制的是重力惯性波理论。Tepper^[15]首先提出在眼壁附近产生重力波并向外传播成为螺旋雨带。Kurihara^[16]以一个斜压圆涡旋为基本状态,在其上叠加了一个螺旋状扰动,然后研究扰动的发展。这个方案在热带风暴内区有三种扰动可以发展,一种是向外传播的扰动,它从基本气流的水平切变中取得能量得到发展,在没有基本气流的情况下,这种扰动退化为重力惯性波,这种不稳定的重力惯性波在北半球顺时针从风暴中心向外传播;另外两种可以发展的扰动,均是向内传播的。在风暴外区,几乎不存在任何一种波动不稳定的区域,上面提到的第一类向外传播的重力惯性波传到外区可能是外区螺旋雨带形成的原因。黄瑞新等^[17]的工作在得到与 Kurihara^[16]相似的结论的基础上,进一步指出

基本气流的水平切变和垂直切变都是曳式重力波发展的源。许秦^[18]认为在基本场垂直方向缓变条件下,内外区螺旋雨带的形成具有不同的机制。内区热带气旋基本场的非均匀性(强的惯性稳定性和弱的层结条件)使波长较短的重力惯性波只能集中在某一区域发展,暖心结构、负的垂直风切变是波动发展的源,基本气流的强旋转作用产生强的惯性力,约束波的径向运动,暖湿的弱层结作用有利于垂直运动的发展,这必然导致紧卷螺旋雨带的发展。外螺旋雨带所在的环境有暖湿弱层结、惯性稳定性较小、斜压性较强(风随高度增大),具有层结-斜压-惯性联合不稳定的条件,当从内区透射出来的衰减了的重力惯性波传到外区的不稳定区域会因斜压-惯性不稳定的作用重新增强,从而形成外螺旋雨带。

重力惯性波理论存在两个问题,其一是与观测事实比较,发现重力惯性波理论传播的波速要比由雷达实测的螺旋带移速快得多。Wang^[19]估算了离热带风暴中心 30 km 的沿切向基流传播的 1 波型扰动的传播速度,得到 1 波型扰动绕热带风暴一圈的周期约为 110 分钟,相对于基本气流的传播速度约为 36 m/s。其二,在频散关系的推导中,有失去一个波动解的情况,即为了研究重力惯性波的特性,侧重于较小尺度扰动发生发展的分析,因而涡旋波解被略去了。因此,现在许多学者倾向于用涡旋 Rossby 波的理论来解释热带风暴中螺旋云带的结构和传播。

3.2 涡旋 Rossby 波理论的研究和缺陷

Macdonald^[20]最早用涡旋 Rossby 波假设来解释热带风暴中的螺旋雨带,指出螺旋雨带从风暴中心向外伸展的走向与大气环流和转盘实验中气压槽的正常倾斜相似。飓风中低层风场的水平非对称性,产生一个指向风暴内部的角动量涡度通量,正如 Rossby 波产生一个指向地球旋转轴的角动量通量一样。Montgomery 等^[3]提出了较为完整的涡旋 Rossby 波理论,用 WKB 法通过解线性化的柱坐标系下的正压无辐散涡度方程,得出了涡旋 Rossby 波的频散关系。这个频散关系具有一般意义上 Rossby 波的形式,行星尺度的 β 效应被涡旋基本场的径向涡度梯度所取代,同时涡旋 Rossby 理论也被应用于飓风强度加强和飓风多边形眼壁等问题的研究^[21~22]。

随着近年来研究工作的进展, 涡旋 Rossby 波理论得到进一步的完善, 不仅克服了重力惯性波学说的缺陷, 同时为解释螺旋雨带的生成和传播机制提供了新思路。但是, 目前在对涡旋 Rossby 理论进行研究和应用时, 忽略了几个很重要的问题: 一是理论上的涡旋 Rossby 波受特定的背景场条件限制, 涡旋 Rossby 波的成波机制是热带风暴涡旋场中存在非零的涡度梯度造成的, 其出发方程是正压水平无辐散条件下的涡度守恒方程, 由于位涡守恒方程在水平无辐散条件下退化为涡度守恒方程, 因而, 不少研究工作将正压无辐散方程中的涡度梯度误解为位涡 (potential vorticity) 梯度, 并将 PV 梯度做为涡旋 Rossby 波的成波机制。事实上, PV 梯度是后文要讨论的另一种波型的成波机制。二是涡旋 Rossby 波是在波数为 1 的涡度平衡方程中推导得出的, 但是在高波数情况下并没有这种波动的产生, 同时由于出发方程为平衡模式, 滤去了重力波动的影响^[3]。三是从观测资料分析可知, 涡度梯度作为涡旋 Rossby 波的成波机制, 在热带风暴眼壁附近达到最大, 在眼壁区外迅速衰减, 因而在眼壁稍远处的扰动很难用此机理解释。

4 混合波理论

混合波是动力学理论的基本概念, 在连续可压缩大气中, 在重力、气压梯度力和科里奥利力作用下, 结合大气内部 (如层结) 和外部 (如地形) 条件, 行成了大气中的波动。郭晓岚^[23]早在 20 世纪 80 年代就提出大气中的实际波动是基本谐波组成的混合波动; 杨大升^[24]也认为大气中实际的波型应当是由基本波型组成的混合波型。但是, 郭晓岚^[23]又提出了另一个问题, 即混合波动是同时具备基本波动的性质, 还是在某种条件下具有一种基本波动的特征而在不同条件下具有另一种基本波动的特征? 实际上, 前者是不可分的混合波型, 后者为具有线性叠加性质的混合波型。我们将具有线性叠加性质的混合波动定义为 I 型混合波, 将具有不可分特征的混合波称为 II 型混合波。

4.1 经典的 I 型混合波——重力惯性波

取 f 平面近似, 不考虑大气可压缩性的影响, 重力惯性波的频散关系为

$$\omega^2 = \frac{[N^2(k^2 + l^2) + n^2 f_0^2]}{k^2 + l^2 + n^2}. \quad (1)$$

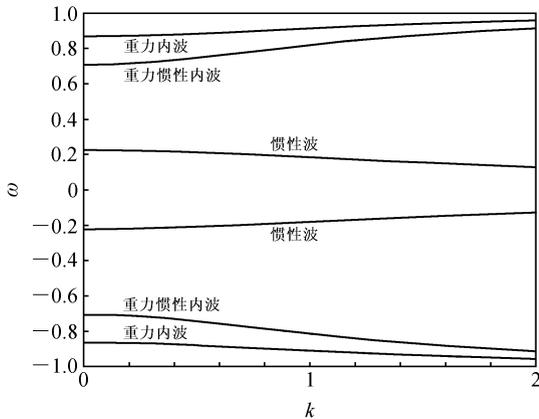


图 1 三维重力惯性波频率随 x 方向波数 k 的变化

Fig. 1 Frequency ω of inertial-gravity waves vs. wave number k in direction x

当 $N^2 \rightarrow 0$ 时, $\omega^2 = n^2 f_0^2 / (k^2 + l^2 + n^2)$ 为纯惯性波表达式; 当 $f_0^2 \rightarrow 0$ 时, $\omega^2 = N^2 (k^2 + l^2) / (k^2 + l^2 + n^2)$ 表征重力波的性质。同时, 从无量纲化的 $\omega-k$ 图 (图 1) 可以看出, 由于一般大气系统中, 层结参数的影响远大于惯性参数的影响, 因此, 除了对 k 较小 (即尺度较大波动) 时, 惯性参数对重力惯性波的频率有降低作用外, 重力惯性波的频率变化与重力波一致, 基本表现为重力波的性质。

因此, 重力惯性波的混合性质, 是一种波动在不同简化条件下分别表现为惯性波和重力波的特性, 具有可分性, 即根据环境场条件的不同, 波动表现的性质不同。

4.2 经典的 II 型混合波——赤道混合 Rossby 重力波

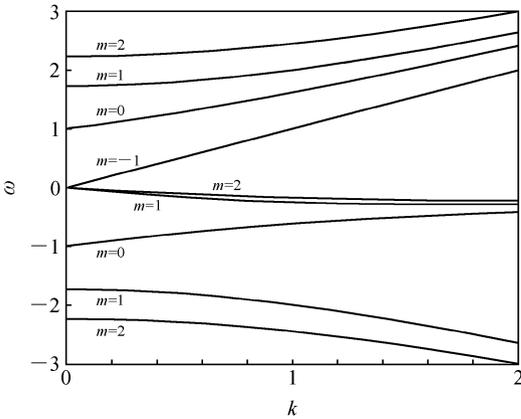
Matsuno^[25]利用一个有自由面的线性正压模式方程组在推导低纬大气的一般线性波动时, 定义了赤道混合 Rossby 重力波。

由出发方程推导出齐次边界条件下的特征方程, 取波沿经圈方向的节点数 m 为 0 时, 可得到以下频散关系的解:

$$\begin{cases} \omega^{(1)} = \frac{1}{2}kc_0 + \sqrt{\left(\frac{1}{2}kc_0\right)^2 + \beta_0 c_0}, \\ \omega^{(2)} = \frac{1}{2}kc_0 - \sqrt{\left(\frac{1}{2}kc_0\right)^2 + \beta_0 c_0}. \end{cases} \quad (2)$$

(1) 对 $\omega^{(1)}$ 分析, 当 $\beta_0 \rightarrow 0$ 时, $\omega^{(1)} \approx kc_0$; 当 $c_0 \rightarrow 0$ 时, $\omega^{(1)} \approx 0$, 即 c_0 是 $\omega^{(1)}$ 成波的充分必要条件, 因此, $\omega^{(1)}$ 表征的是向东传播的惯性重力外波。

(2) 对 $\omega^{(2)}$ 分析, 当尺度很小 (即 k 很大) 时,

图2 低纬大气波动的 $\omega-k$ 图Fig. 2 Frequency ω of low latitude waves vs. wave number k

$$\omega^{(2)} = \frac{kc_0}{2} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{4\beta_0}{k^2 c_0}} \right) \approx \frac{kc_0}{2} \left(-\frac{2\beta_0}{k^2 c_0} \right) = -\frac{\beta_0}{k},$$

频散关系表现为 Rossby 波特征；但当尺度很大（即 k 很小）时， $\omega^{(2)} \approx -\sqrt{\beta_0 c_0}$ ，频散关系表现为重力波特征。因此， β_0 和 c_0 均为 $\omega^{(2)}$ 成波的充要条件，缺一不可，故它是一支具有不可分混合特性的波动，Matsuno^[25] 命名为混合 Rossby 重力波。

根据 Matsuno^[25] 推导得到的频散关系，可以给出无量纲 $\omega-k$ 图（图 2），图中表明， $m=-1$ 时，为 Kelvin 波情况；在 $m \geq 1$ 时，出现三支波动，即一支 Rossby 波和一对重力惯性波；当 $m=0$ 时，向西传播的波动频率在 $k \rightarrow 0$ 时，与重力惯性波的频率特征相近，在 $k \rightarrow \infty$ 时，则快速逼近 Rossby 的频率特征。

同样根据 Matsuno^[25] 得出的风场解析表达式，将风矢量场与扰动高度场叠加如图 3 所示，在较高纬度地区风场和气压场的配置呈现准地转特性，而靠近赤道的地区则有很强的穿越等压线的运动，即存在较强的非地转特性。从而造成明显的涡散共存。

因此，在低纬地区满足 (1) $f \approx 0$ ， β 起主要作用；(2) 波动沿经圈方向的节点数为 0，即经向波动受到抑制。此时向西传播的一支重力惯性波与 Rossby 波具有不可分离的混合的特性，即形成一支同时具备的重力惯性波和 Rossby 波性质的混合波动，我们将这类混合波定义为 II 型混合波。

4.3 热带风暴内准平衡条件下的不可分混合波

由于次天气尺度和中尺度系统的生命史过程和演变特征明显区别于大尺度系统。尤其是对流运动

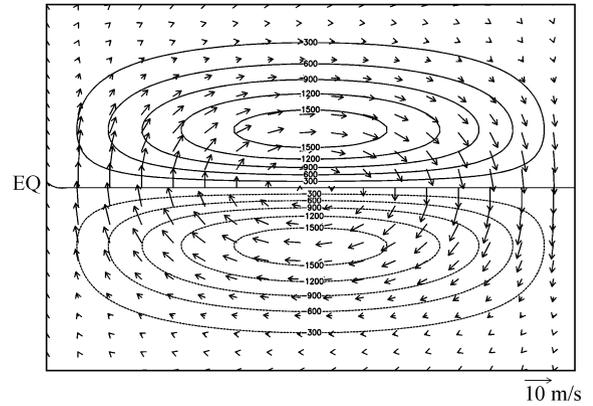


图3 混合波风场(箭头)和高度场(等值线,单位:m)的物理配置示意图

Fig. 3 Sketch map of wind (vector) and height (contour, units: m) fields of mixed waves

旺盛的热带风暴系统，其动力学过程具有强烈的非线性特征，这就为热带风暴中尺度动力学研究提出了新命题。仅仅使用平衡模式并不足以描述这些系统的结构和演变特征。Zhang 等^[26~28] 已开始应用准平衡条件下的 PV- ω 反演算法来诊断热带风暴中强垂直运动。

事实上，热带风暴内中尺度系统中涡散运动是共存的，扰动的传播性质和变化特征应具有混合特征。Ford^[29] 研究旋转浅水模式下的自由波动时证明了在具有类兰金环状涡旋中，基流的 PV 在最大风速半径处存在的径向不连续，可能会导致混合 Rossby 重力惯性波的不稳定。而 Schecter 和 Montgomery^[30] 的研究也表明，在类台风涡旋中，眼壁区的积云对流会削弱固定位相逆基本气流传播的涡旋 Rossby 波的增长率，甚至会造成涡旋 Rossby 的衰减，从而在单极涡旋的高 Rossby 数区域导致螺旋重力惯性波的产生和传播。陆汉城等^[5] 明确提出，在热带风暴的大 Rossby 数和超梯度流区域，存在中尺度混合波。同时，中尺度系统在不同发展阶段具有不同特性，因此热带风暴内中尺度运动涉及一个在生命史发展过程中的平衡-准平衡-非平衡动力学新概念，即对称和非对称型热带风暴涡旋在平衡运动（梯度风平衡条件下）过程中，以中尺度涡旋运动为主要特征，涡度比散度至少大一个量级，扰动以中尺度涡旋波性质为主；热带风暴涡旋在准平衡运动（基于散度方程的非线性平衡模式）过程中，以中尺度涡散运动共存为主要特征，散度

达到与涡度同量级, 扰动以 II 型混合重力惯性-涡旋波性质为主; 而非平衡运动过程中, 以中尺度散度运动为主要特征, 散度的量值达到甚至超过涡度值, 扰动以重力惯性波性质为主。

4.3.1 热带风暴内中尺度波动的动力学讨论

柱坐标下 f 平面小振幅扰动线性化方程是:

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\Omega} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right)u' - \left(\bar{\eta} - r \frac{d\bar{\Omega}}{dr}\right)v' + g \frac{\partial}{\partial r}h' = 0, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\Omega} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right)v' + \bar{\eta}u' + g \frac{\partial}{r\partial \lambda}h' = 0, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\Omega} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right)h' - HD' + u' \frac{dH}{dr} = 0, \end{cases} \quad (3)$$

其中, 基流绝对涡度 $\bar{\eta} = f + 2\bar{\Omega} + r d\bar{\Omega}/dr$, 扰动散度 $D' = (1/r)(\partial ru'/\partial r) + (1/r)(\partial v'/\partial \lambda)$, 扰动相对涡度 $\zeta' = (1/r)(\partial rv'/\partial \lambda) - (1/r)(\partial u'/\partial r)$ 。由涡度方程和连续方程联立可得:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\Omega} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right)\zeta' - \frac{\bar{\eta}}{H} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\Omega} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right)h' - \\ u' \frac{\bar{\eta}}{H} \frac{dH}{dr} + u' \frac{d\bar{\eta}}{dr} = 0, \end{aligned} \quad (4)$$

这是柱坐标系下 f 平面浅水位涡方程的完整表达式。

讨论:

(1) 当连续性方程取水平无辐散假设时, (4) 式退化为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\Omega} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right)\zeta' + \frac{d\bar{\eta}}{dr}u' = 0, \quad (5)$$

即为线性化的无辐散正压涡度方程, 也就是 Montgomery 和 Kallenbach^[3] 的涡旋 Rossby 理论推导的出发方程。

(2) 如果直接从浅水模式下位涡守恒方程出发, 即

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\bar{\zeta} + \zeta' + f}{H + h'} \right) = 0, \quad (6)$$

令 $\bar{\eta} = f + \bar{\zeta}$, 即为热带风暴系统中的环境绝对涡度; $\bar{P} = \bar{\eta}/H$, 即为环境位涡, 从 (6) 式可推导 (见附录), 得

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\Omega} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right)\zeta' - \bar{P} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\Omega} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right)h' - u' \bar{P} \frac{dH}{dr} + \\ u' \frac{d\bar{\eta}}{dr} - \frac{d}{dt} \left(\frac{\zeta' h'}{H} \right) = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

即可得柱坐标系下正压浅水位涡守恒方程:

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{\zeta'}{H} - \frac{h'}{H^2} (\bar{\zeta} + f) - \frac{\zeta' h'}{H} + \bar{P} \right] = 0. \quad (8)$$

对于线性化的位涡方程(4)式, 引入 $\bar{P} = \bar{\eta}/H$ 后可表达为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\Omega} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right) \left(\frac{\zeta'}{H} - \bar{P} \frac{h'}{H} \right) - u' \frac{d\bar{P}}{dr} = 0. \quad (9)$$

将 (9) 式与 (8) 式比较可知, (9) 式为柱坐标系下正压位涡守恒方程略去高阶扰动量后所得表达式。

由此可知, 位涡守恒方程不仅保留了涡度扰动项, 还出现高度扰动项即散度变化项。在位涡守恒的约束下, 环境位涡的变化同时会引起涡旋运动和辐合辐散运动的变化。由于涡度的变化会导致 Rossby 波的形成和传播, 而散度运动的变化会引起重力惯性内波的激发与演变, 因此, 环境位涡梯度不仅是涡旋 Rossby 波的成波机制, 也是重力惯性外波的成波机制。尤其是对于 (8) 式而言, 还存在 $\zeta' h'/H$ 的时间变化项, 表明涡旋波和重力惯性波具有非线性相互作用的特征。我们将在以后的工作中对 (8) 和 (9) 式中的频散关系进行讨论, 并结合波动的非线性相互作用, 以期得到混合波特征。

4.3.2 热带风暴个例的平衡流、准平衡流和非平衡流中的中尺度波动特征分析

飓风 Bonnie (1998 年) 是一个非对称结构明显的个例, Zhu 等^[31] 对其进行了数值模拟, 结果表明, 准确地模拟出 Bonnie 的移动路径和强度变化。模式采用 PSU/NCAR 研制的 MM5 V3.4 模式, 采用互反馈移动三层嵌套网格, 最小格距为 4 km。利用模式输出的资料, 在柱坐标系下分别计算了任一物理量 P 的轴对称量 P_0 和各波数下的非对称分量 P_i , 即

$$P = P_0 + \sum P_i.$$

计算时取径向格距为 4 km, 切向格距为 3°, 分析模式输出结果每 15 分钟一次的 1 波、2 波和剩余扰动量的分布情况。1 波型扰动的物理量场可近似考虑为平衡流状态下物理量场的分布, 2 波型扰动则为准平衡流状态下物理量场的分布而剩余扰动场为非平衡流状态下物理量场的分布。

分析从热带风暴中心沿径向各波数下水平风场随时间 (图 4) 的变化可知, 在眼壁区附近存在大风速中心的切向传播, 其中 1 波型扰动风场 (图 4b) 表现得最为明显, 但同时也发现, 大风速中心也存在向热带风暴外围的传播的趋势, 2 波型扰动

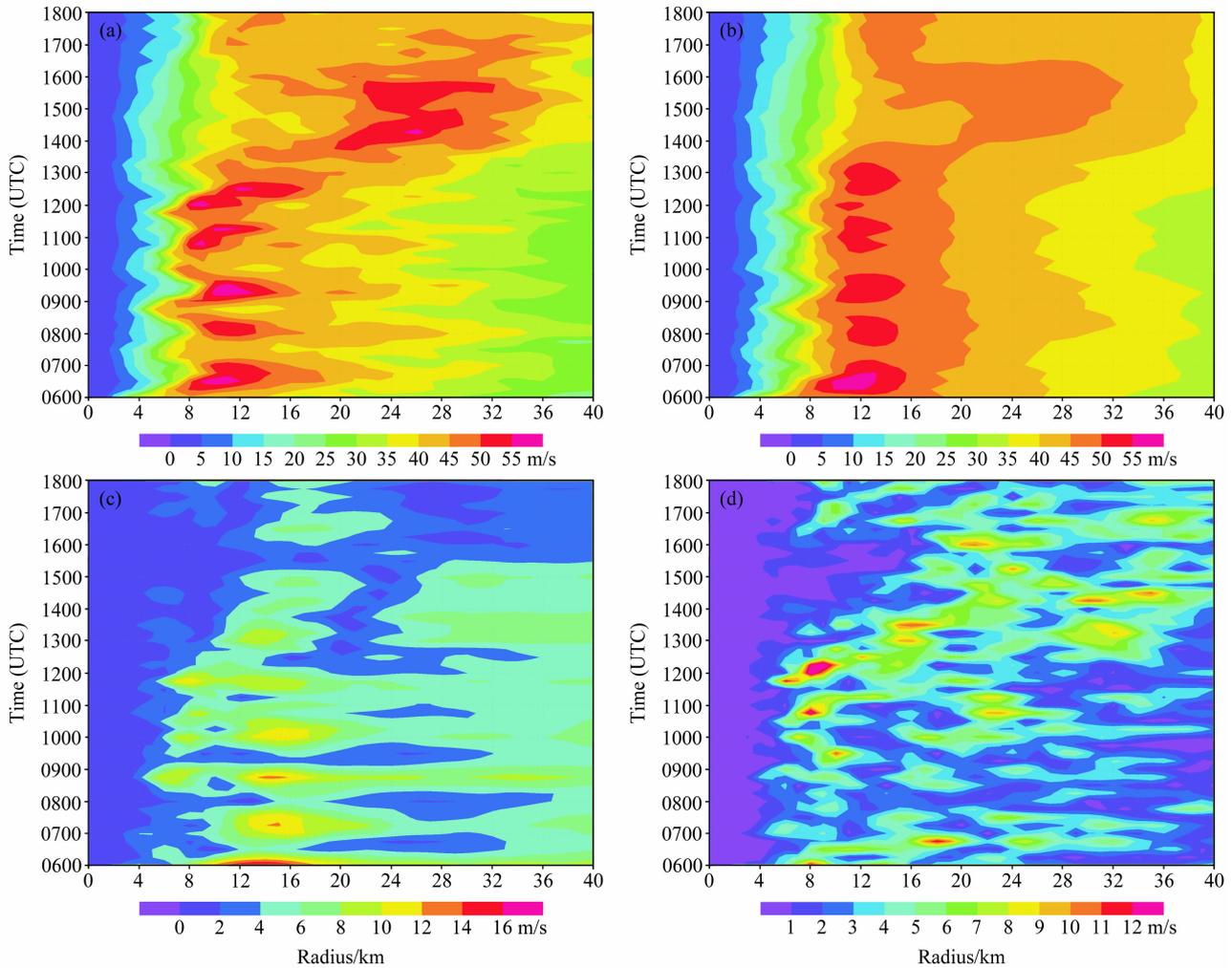


图4 1998年8月24日(国际协调时间,下同)850 hPa 径向方向各波数下水平风场随时间变化:(a)模式资料总的水平风场;(b)波数为1的水平风场;(c)波数为2的水平风场;(d)扰动水平风场

Fig. 4 Time evolutions of total asymmetric wind field (a) and its wavenumber-one (b) and wavenumber-two (c) components, together with the residual (d) from the tropical center at 850 hPa on 24 Aug 1998

风场分布则更为明显地反映了风速中心切向和径向传播的共存,表明对重力惯性波起重要作用的超梯度流具有明显的切向和径向传播特征。由实际风场减去1波和2波分量得到的剩余扰动水平风场(图4d)则以风速中心的径向传播为主,切向传播反而不明显了。

将850 hPa上的1波和2波下的风场和高度场叠加(如图5a、b),1波型高度场相对热带风暴中心呈对称分布,风压场满足较好的梯度风平衡关系,涡旋性质比较明显,但正负高度扰动之间,还是存在一定的穿越等高线的运动,即存在较弱的辐合辐散运动。2波型高度场同时存在切向和径向的高低间隔分布,风场特征在热带风暴中心的西北和

东南象限中具有较好的平衡关系,表现了一些涡旋波的特点;但是东北和西南象限对于变高中心则存在明显的入流和出流,非地转运动较强,又表现了一些重力波的特点。分析1波和2波型涡散度与扰动高度的配置关系(图5c~f)可知,反气旋的辐散扰动场与正变高相联系,具有辐合特征的气旋扰动与负变高相联系,1波型扰动的正、负变高基本呈对称分布,眼壁区涡散度的配置也符合涡旋波的分布特征,但外围区域非对称性较强,辐合区不仅覆盖气旋区,也延伸到反气旋区。而从2波型扰动的涡散配置来看,眼壁区涡散度和扰动高度场的配置也基本表现了涡旋波的特性,但也存在辐合中心向高压区、辐散中心向低压区的延伸;而在眼壁外围

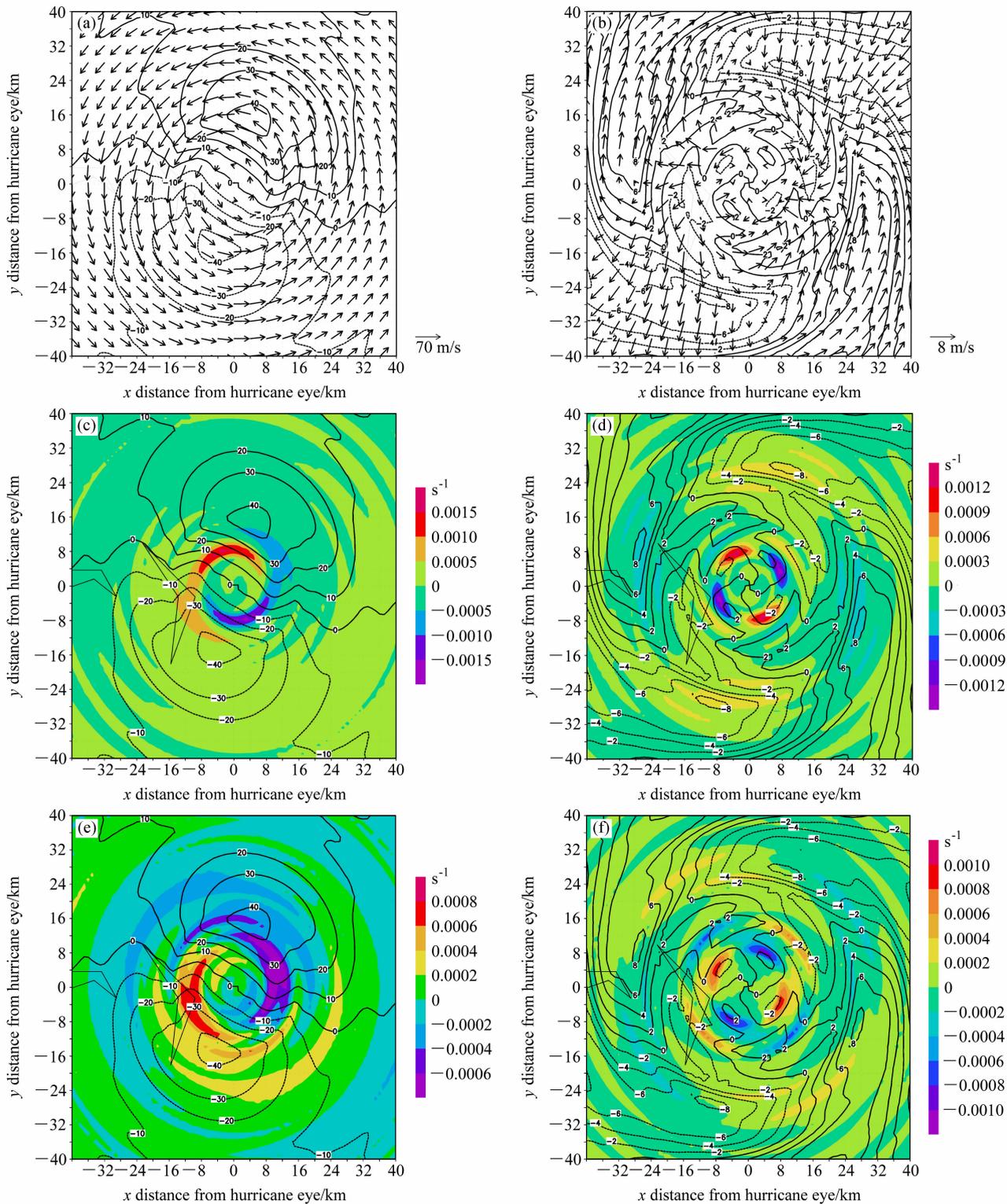


图 5 850 hPa 非对称 1 波和 2 波的物理量分布图：1 波 (a) 和 2 波 (b) 高度 (等值线, 单位: m) 和水平风场 (箭头)；1 波 (c) 和 2 波 (d) 涡度 (填充区) 和高度扰动 (等值线, 单位: m)；1 波 (e) 和 2 波 (f) 散度 (填充区) 和高度扰动 (等值线, 单位: m)

Fig. 5 Wavenumber-one and wavenumber-two components of asymmetric physical variables at 850 hPa: Wavenumber-one (a) and wavenumber-two (b) components of height (contour, units: m) and wind (vector); wavenumber-one (c) and wavenumber-two (d) components of vorticity (shaded area) and height (contour, units: m); wavenumber-one (e) and wavenumber-two (f) components of divergence (shaded area) and height (contour, units: m)

区域, 辐合区与反气旋区的重叠更加显著, 即高压内侧也出现了辐合运动, 低压内侧也出现了辐散运动, 因此 2 波型扰动的特征中包含了较为明显的重力波的性质, 具有混合波的性质, 同时 2 波型扰动的涡度场和散度场具有相同的量级, 且量值也非常接近, 涡散共存特征明显。Montgomery 和 Lu^[32] 也认为, 在单极涡旋系统近中心区域, 当局地 Rossby 数大于 1 时, 涡旋切变波的特征模态会出现类似重力惯性波的性质, 这种结构的变化与 Matsuno^[25] 的混合 Rossby-重力波性质具有相似性质。这就是我们要分析的热带风暴中具有不可分性质的混合波型。

综上分析, 根据飓风 Bonnie (1998 年) 的模式输出资料诊断可见, 利用非对称波动分解方法得到平衡流条件下 1 波型扰动具有中尺度涡旋波特征, 而准平衡流条件下 2 波型扰动的中尺度波动特征则具有明显的混合波性质, 非平衡流条件下剩余扰动量则以重力波性质为主。虽然这种分离方法比较简单, 但得到的平衡-准平衡-非平衡条件下的波动特征具有重要的物理价值, 我们将进一步分析各状态下中尺度波动结构特和演变, 这对于研究热带风暴内深厚湿对流单体与涡旋场之间的相互作用以及螺旋雨带的形成和传播机制都具有重要的意义。

5 结论和展望

本文概述了热带风暴眼壁和螺旋雨带观测研究和中尺度波动特征理论研究的进展, 指出了目前在热带风暴眼壁和螺旋雨带中尺度波动特征分析中容易忽略的问题, 包括重力惯性波和涡旋 Rossby 波理论解存在的前提条件和约束, 理想模型中分析得到的波动分析结果与观测、模拟结果得到的眼壁和雨带特征仍然存在差异, 以及观测结果中雨带及其中的深厚湿对流单体在切向和径向方向上的传播不能很好地与某一类特定谐波性质相匹配。说明对于热带风暴这一类垂直运动比较旺盛, 且具有明显的辐合辐散运动的系统, 不能仅仅使用平衡模式来描述系统的结构和演变特征。

在波动特征分析中, 认为大气波动本身就是各种基本波型组成的混合波型, 混合波型包括 I 型混合波和 II 型混合波。其中 I 型混合波是大气参数线性叠加的结果, 且在不同背景场条件下表现为相应基本波动的性质; 而 II 型混合波是在特定背景场条

件下同时兼具几种基本波动性质的特殊波动, 且 II 型混合波的物理量场的分布具有明显的涡散共存的现象。从位涡守恒方程出发, 探讨位涡守恒约束下热带风暴内中尺度特征波动的成波机制, 得出了热带风暴中环境位涡的变化与涡度扰动及高度扰动变化之间的关系, 认为环境 PV 梯度不仅会激发涡旋 Rossby 波, 也是重力惯性外波产生和传播的机制。

利用飓风 Bonnie (1998 年) 高分辨率模拟资料, 采用非对称波分量分离的方法, 建立简单的平衡-准平衡-非平衡模型, 得到平衡流条件下 1 波型扰动的中尺度波动特征以涡旋波性质为主, 高度扰动的影响较小, 准平衡流条件下 2 波型中尺度波动特征则具有明显的混合波性质, 非平衡流剩余扰动量则以重力波性质为主。根据热带风暴中具有生命史较长的涡散运动共存的特点, 在准平衡动力条件下, 提出了不可分混合波的概念, 以此作为热带风暴中尺度动力学研究的新命题。以后的工作将用高分辨率的模式资料和观测资料分析、验证不可分混合波的结构和演变特征。

附录 公式 (7) 的推导

出发方程为浅水模式下的位涡守恒方程:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\zeta + f}{h} \right) = 0, \quad (\text{A1})$$

其中, 位涡 $P = (\zeta + f)/h$, 取 $h = H + h'$, $\zeta = \bar{\zeta} + \zeta'$, 则有

$$\frac{\zeta + f}{h} = \frac{\bar{\zeta} + f + \zeta'}{H + h'} = \frac{1}{H} \frac{(\bar{\zeta} + f + \zeta')}{1 + \frac{h'}{H}}. \quad (\text{A2})$$

利用 $1/(x+1) = 1-x$ ($x < 1$), 有

$$\begin{cases} P = \frac{\bar{\zeta} + f}{H}, \\ P' = \frac{\zeta'}{H} - \frac{\bar{\zeta} + f}{H} \frac{h'}{H} - \frac{\zeta' h'}{H^2}. \end{cases} \quad (\text{A3})$$

将 (A1) 式应用于讨论热带风暴系统, 对于基本气流有: $\bar{\eta} = f + \bar{\zeta}$, 即为热带风暴系统中的环境绝对涡度。将 (A1) 式在柱坐标系下展开, 且代入柱坐标方程基态量: $u = u'$, $v = V + v' = \bar{\Omega}r + v'$ 有

$$\frac{d}{dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\Omega} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right) + u' \frac{\partial}{\partial r} + v' \frac{\partial}{\partial \lambda}. \quad (\text{A4})$$

考虑热带风暴基态量有: $V = V(r)$, 满足梯度风平衡方程, 即

$$fV + \frac{V^2}{r} = g \frac{dH}{dr},$$

且 $\bar{P} = \bar{\eta}/H$, 因此方程中的基态量 $\bar{\Omega}$ 、 H 和 \bar{P} 均仅为 r 的函数。

对上述任一物理量设为 Γ , 有

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\Omega} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right) \bar{\Gamma} = 0,$$

将 (A3) 代入 (A4) 且略去高阶小量, 有

$$\frac{d\Gamma}{dt} = \frac{d}{dt}(\bar{\Gamma} + \Gamma') = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\Omega} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right) \Gamma' + u' \frac{d\bar{\Gamma}}{dr}, \quad (\text{A5})$$

由 (A5) 式可知:

$$\begin{cases} \frac{d\bar{\Gamma}}{dt} = u' \frac{d\bar{\Gamma}}{dr}, \\ \frac{d\Gamma'}{dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\Omega} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right) \Gamma'. \end{cases} \quad (\text{A6})$$

将位涡量 P 代入 (A5) 式, 有

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dt} &= \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\Omega} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right) P' + u' \frac{d\bar{P}}{dr} = \\ &\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\Omega} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right) \left(\frac{\zeta'}{H} - \frac{\bar{\zeta} + fh'}{H} - \frac{\zeta'h'}{H^2}\right) + \\ &u' \frac{d\bar{P}}{dr} = 0. \end{aligned} \quad (\text{A7})$$

展开有

$$\begin{aligned} \frac{1}{H} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\Omega} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right) \zeta' - \frac{\bar{P}}{H} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\Omega} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right) h' - \\ \frac{1}{H} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\Omega} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right) \frac{\zeta'h'}{H} + u' \frac{1}{H} \frac{d\bar{\eta}}{dr} - u' \frac{\bar{\eta}}{H^2} \frac{dH}{dr} = 0. \end{aligned} \quad (\text{A8})$$

将 (A6) 式代入 (A8) 式乘以 H , 有

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\Omega} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right) \zeta' - \bar{P} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\Omega} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right) h' - u' \bar{P} \frac{dH}{dr} + \\ u' \frac{d\bar{\eta}}{dr} - \frac{d}{dt} \left(\frac{\zeta'h'}{H}\right) = 0, \end{aligned} \quad (\text{A9})$$

即为文中的 (7) 式。

参考文献 (References)

[1] Maynard R H. Radar and weather. *J. Meteor.*, 1945, **2**: 214~226
 [2] Wexler H. Structure of hurricane as determined by radar. *Ann. N. Y. Acad. Sci.*, 1947, **48**: 821~844
 [3] Montgomery M T, Kallenbach R J. A theory for vortex Rossby-waves and its application to spiral bands and intensity changes in hurricanes. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1997 **123**: 435~465

[4] Gall R, Tuttle J, Hildebrand P. Small-scale spiral bands observed in Hurricanes Andrew, Hugo, and Erin. *Mon. Wea. Rev.*, 1998, **126**: 1749~1766
 [5] 陆汉城, 康健伟, 寇正, 等. 台风内中尺度混合波的动力学特征. *自然科学进展*, 2004, **14** (5): 514~546
 Lu Hancheng, Kang Jianwei, Kou Zheng, et al. The dynamic characteristic of meso-scale mixed waves in typhoon. *Progress in Natural Science* (in Chinese), 2004, **14** (5): 514~546
 [6] Senn H V, Hiser H W, Bourret R C. Studies of hurricane spiral bands as observed on radar. *Nat. Hurricane Research Project Reports*, 1957, 12~13
 [7] Gray W M, Shea D S. The hurricane's inner core region II: Thermal stability and dynamic characteristics. *J. Atmos. Sci.*, 1973, **30**: 1565~1576
 [8] Gray W M. Recent advances in tropical cyclone research from rawinsonde composite analysis. WMO Programme on Research in Tropical Meteorology, World Meteor. Organ. 1981, 1~407
 [9] Lewis B M, H F Hawkins. Polygonal eye-walls and rainbands in hurricanes. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 1982, **63**: 1294~1300
 [10] Jorgensen D P. Mesoscale and convective-scale characteristics of mature hurricanes. Part I: General observations by research aircraft. *J. Atmos. Sci.*, 1984, **41**: 1268~1285
 [11] Willoughby H E, Marks F D Jr., Feinberg R J. Stationary and moving convective bands in hurricanes. *J. Atmos. Sci.*, 1984, **41**: 3189~3211
 [12] Bluestein H W, Marks F D Jr. On the structure of the eye-wall of Hurricane Diana (1984): Comparison of radar and visual characteristics. *Mon. Wea. Rev.*, 1987, **115**: 2542~2552
 [13] Tuttle J D, Gall R L. Radar analysis of Hurricanes Andrew and Hugo. Preprints, 21st Conf. on Hurricanes and Tropical Meteorology, Miami, FL, Amer. Meteor. Soc., 1995, 608~610
 [14] R L Gall, Tuttle J D, Hildebrand P. Small-scale spiral bands observed in Hurricanes Andrew, Hugo, and Erin. *Mon. Wea. Rev.*, 1998, **126**: 1749~1766
 [15] Tepper M A. A theoretical model for hurricane radar bands. Preprints of 7th Weather Radar Conference. Miami. Amer. Meteor. Soc., 1958, 56~65
 [16] Kurihara Y. On the development of spiral hands in a tropical cyclone. *J. Atmos. Sci.*, 1976, **33**: 940~958
 [17] 黄瑞新, 巢纪平. 台风螺旋云带的线性理论. *大气科学*, 1980, **4** (2): 148~158
 Huang Ruixin, Chao Jiping. The linear theory of spiral cloud bands of typhoon. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences (Scientia Atmospherica Sinica)* (in Chinese), 1980, **4** (2): 148~158

- [18] 许秦. 台风中不稳定螺旋惯性重力波. 中国科学 (B), 1982, 665~673
Xu Qin. The unstable spiral inertia-gravity waves in typhoon. *Chinese Science (B)* (in Chinese), 1982, 665~673
- [19] Wang Y Q. An explicit simulation of tropical cyclones with a triply nested movable mesh primitive equation model, TCM3, Part I: Model description and control experiment. *Mon. Wea. Rev.*, 2001, **129**: 1370~1394
- [20] Macdonald N J. The evidence for the existence of Rossby-like waves in the hurricane vortex. *Tellus*, 1968, **20**: 138~150
- [21] Montgomery M T, Enagonio J. Tropical cyclogenesis via forced vortex Rossby waves in a 3-D quasigeostrophic model. *J. Atmos. Sci.*, 1998, **55** (10): 3176~3207
- [22] Montgomery M T, Bell M, Aberson S D, et al. Hurricane Isabel (2003): New insights into the physics of intense storms. Part I: Mean vortex structure and maximum intensity estimates. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 2006, **87**: 1335~1347
- [23] 郭晓岚 (讲授), 朱伯承 (整理). 大气动力学. 南京: 江苏科学技术出版社, 1981
Kou H L (Lecture), Zhu Bocheng (Composition). *Atmospheric Dynamics* (in Chinese). Nanjing: Jiangsu Science and Technology Publishing House, 1981
- [24] 杨大升, 刘玉滨, 刘式适. 动力气象学. 北京: 气象出版社, 1980
Yang Dasheng, Liu Yubin, Liu Shikuo. *Dynamic Meteorology* (in Chinese). Beijing: China Meteorological Press, 1980
- [25] Matsuno T. Quasi-geostrophic motions in the equatorial area. *J. Meteor. Soc. Japan*, 1966, **44**: 25~43
- [26] Zhang D-L, Liu Y, Yau M K. A multiscale numerical study of Hurricane Andrew (1992). Part III: Dynamically induced vertical motion. *Mon. Wea. Rev.*, 2000, **128**: 3772~3788
- [27] Zhang D-L, Liu Y, Yau M K. A multiscale numerical study of Hurricane Andrew (1992). Part IV: Unbalanced flows. *Mon. Wea. Rev.*, 2001, **129**: 92~107
- [28] Zhang D-L, Liu Y, Yau M K. A multiscale numerical study of Hurricane Andrew (1992). Part V: Inner-core thermodynamics. *Mon. Wea. Rev.*, 2002, **130**: 2745~2763
- [29] Ford R. The instability of an axisymmetric vortex with monotonic potential vorticity in rotating shallow water. *J. Fluid Mech.*, 1994, **280**: 303~334
- [30] Schechter D A, Montgomery M T. Waves in a cloudy vortex. *J. Atmos. Sci.*, 2007, **64**: 314~337
- [31] Zhu T, Zhang D-L, Weng F. Numerical simulation of Hurricane Bonnie (1998). Part I: Eyewall evolution and intensity changes. *Mon. Wea. Rev.*, 2004, **132**: 225~241
- [32] Montgomery M T, Lu C. Free waves on barotropic vortices. Part I: Eigenmode structure. *J. Atmos. Sci.*, 1997, **54**: 1868~1885
- [33] 徐亚梅, 伍荣生. 热带气旋碧利斯 (2000) 发生的数值模拟: 非对称流的发展及转换. 大气科学, 2005, **29** (1): 79~90
Xu Yamei, Wu Rongsheng. The numerical simulation of the genesis of tropical cyclone Bilis (2000): The evolution and transformation of asymmetric momentum. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* (in Chinese), 2005, **29** (1): 79~90
- [34] 李英, 陈联寿, 王继志. 热带气旋登陆维持和迅速消亡的诊断研究. 大气科学, 2005, **29** (3): 482~490
Li Ying, Chen Lianshou, Wang Jizhi. Diagnostic study of the sustaining and decaying of tropical cyclones after landfall. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* (in Chinese), 2005, **29** (3): 482~490
- [35] 陆汉城, 钟科, 张大林. 1992 年 Andrew 飓风眼壁区倾斜上升运动发展的可能机制——非线性对流不对称不稳定. 大气科学, 2002, **26** (1): 83~90
Lu Hancheng, Zhong Ke, Daling Zhang. A possible developing mechanism of the slantwise updraft in the eyewall of the 1992 hurricane Andrew—Nonlinear convective and symmetrical instability. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* (in Chinese), 2002, **26** (1): 83~90