

热带和副热带湿大气的大尺度运动*

李 麦 村 姚 棣 荣

(中国科学院大气物理研究所) (杭州大学地理系)

提 要

本文对热带和副热带湿大气的大尺度运动的热力学性质和动力学性质进行了分析。结果表明,热带湿大气运动的性质与干大气有着巨大的差异,也与中、高纬度地区的大气运动有着很大的不同。指出热带是位势运动、辐合辐散和上升运动广泛盛行的地区。我们所得的结果与 Charney 对于大气的分析不一致,也与 Murakami 对湿大气的分析不一致。我们的结果与实际比较符合,从而证实了谢义炳教授最近提出的空气湿度对大气运动有重要影响的观点。同时,我们提出了一种反映热带大气具有强位势运动特点的风压场的关系,这种关系在任何中、高纬度地区风压场关系的研究中所不曾出现过的。

一、引 言

众所周知,热带地区大多为广阔海洋,盛行潮湿空气的对流活动。因此,低纬大气的运动不能再看成干空气的运动,而应当把它看成潮湿空气的运动。

在季风理论研究、热带地区的数值预报、全球大气数值试验等方面都需要对热带大气运动作进一步研究。因此,近年来许多国家的学者对热带大气运动进行了多方面的工作,季风试验和各式各样的热带大气试验工作取得了很大成绩,人们对热带大气活动规律有了许多新的认识。但是,关于热带大气运动的基本性质,现今还未深入了解。Charney^[1]提出在无凝结大气中,热带运动可以看成正压无辐散的。后来 Matsuno^[2], Lindzon^[3]的研究结果认为,热带干大气运动中,在经向扰动尺度很大时, Rossby 波和惯性-重力波是不可分的,是混合在一起的。而 Murakami^[4]指出,这点与热带观测事实不符,这一理论与实际的差别在于热带里存在积云的湿对流,并且讨论了热带湿大气运动。但正如其后不久 Hayashi^[5]所指出的,这一研究的结果存在不协调之处。最近,谢义炳教授^[12]指出,地球大气是一种湿空气,这种湿空气运动与干空气在动力学上有着巨大的差别。我们认为,这一点对于热带大气具有原则意义。本文采用尺度分析方法^[10],试图对湿热带大气运动的热力学和动力学性质作一探讨。

二、湿空气热力学方程

假定凝结的发生是饱和、绝热膨胀的结果,按热力学第一定律,

$$-L \frac{dq_s}{dt} = c_p \frac{dT}{dt} - \frac{RT}{p} \frac{dp}{dt} \quad (1)$$

* 本文于1979年1月4日收到。

或者写成：

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + \omega \frac{\partial T}{\partial p} = -\frac{L}{c_p} \frac{dq_s}{dt} + \frac{RT}{c_p p} \omega \quad (2)$$

式中 q_s 为饱和比湿， L 为相变潜热， $\omega = -\frac{dp}{dt}$ 为 p 坐标系中的垂直速度。而

$$\frac{dq_s}{dt} \approx \omega \frac{\partial q_s}{\partial p}$$

则(2)式变成：

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + S_1 \omega = 0 \quad (3)$$

式中

$$S_1 = \left(\frac{\partial T}{\partial p} + \frac{L}{c_p} \frac{\partial q_s}{\partial p} - \frac{RT}{c_p p} \right) = \frac{T}{\theta_{se}} \frac{\partial \theta_{se}}{\partial p} \quad (4)$$

式中假相当位温

$$\theta_{se} = \theta_e^{Lq_s/c_p T} = T \left(\frac{1000}{p} \right)^{R/c_p} e^{Lq_s/c_p T} \quad (5)$$

若利用

$$T = -\frac{p}{R} \frac{\partial \phi}{\partial p} \quad (6)$$

(这里 ϕ 是重力位势)，则(3)式变成：

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \frac{\partial \phi}{\partial p} + S \omega = 0 \quad (7)$$

式中

$$S = -\frac{R}{p} S_1 = -\frac{RT}{p \theta_{se}} \frac{\partial \theta_{se}}{\partial p} \quad (8)$$

为热带湿大气静力稳定度。

三、无因次运动方程

若 \mathbf{k} 代表垂直方向的单位向量，则初始方程组可写成：

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} + \omega \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial p} = -f \mathbf{k} \times \mathbf{v} - \nabla \phi \quad (9)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (10)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \frac{\partial \phi}{\partial p} + S \omega = 0 \quad (11)$$

式中 \mathbf{v} 为水平风速向量， ∇ 为二维的算子， ω 为垂直速度， t, p 为时间和气压， ϕ 为位势高度。令

$$\phi = \phi_s(p) + \phi'(x, y, p, t) \quad (12)$$

$\phi_s(p)$ 是标准大气的位势高度，仅为 p 的函数； ϕ' 是位势的起伏部分。所以，(11)式中第

一项只要计算 ϕ' 即可。

引入如下特征量:

长度尺度 L_0 , 速度尺度 V_0 , 垂直速度尺度 ω_0 , 特征气压 P_0 , 时间尺度 $\left(\frac{V_0}{L_0}\right)^{-1}$,

$\delta\phi_0$ 为位势变化特征量, S_0 为与静力稳定度有关的特征量, f_0 为科氏参数的特征量。

把这些特征量代入(9), (10)和(11)式, 经过整理后得到如下无因次运动方程:

$$R\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla\right) \mathbf{v} + \frac{\omega_0}{f_0 P_0} \omega \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial p} = -f \mathbf{k} \times \mathbf{v} - \frac{\delta\phi_0}{f_0 L_0 V_0} \nabla \phi \quad (13)$$

$$D_0(\nabla \cdot \mathbf{v}) + \frac{\omega_0}{P_0} \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (14)$$

$$R_i^{-1} R \frac{\delta\phi_0}{V_0^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla\right) \frac{\partial \phi}{\partial p} + \frac{\omega_0}{f_0 P_0} S \omega = 0 \quad (15)$$

式中除了由各特征量所组成的系数外, 其余的量都是无因次量。这里和以后, 我们都一律略去各无因次量右角上的撇号。其中:

$$R_i = \frac{S_0}{(V_0/P_0)^2} \quad (16)$$

是 Richardson 数。而

$$R = \frac{V_0}{f_0 L_0} \quad (17)$$

是 Rossby 数。我们令

$$M = \frac{\omega_0}{f_0 P_0} \quad (18)$$

由(14)式有:

$$D_0 \sim \frac{\omega_0}{P_0} \quad (19)$$

可见

$$M \sim \frac{D_0}{f_0} \quad (20)$$

即 M 是表征旋转流体中散度 D_0 与行星涡度 f_0 之比, 代表大气中位势运动的程度, 它与 R 一样, 是判断大气非地转运动程度的一个重要参数。

同时, 我们令

$$N = \frac{\delta\phi_0}{f_0 L_0 V_0} \quad (21)$$

于是

$$\frac{\delta\phi_0}{V_0^2} \sim N R^{-1} \quad (22)$$

则由(15)式得:

$$M \sim R_i^{-1} N \quad (23)$$

把(18), (21), (22)和(23)式代入(13), (14)和(15)式后, 得到如下形式的方程组:

$$R \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} + R_i^{-1} N \omega \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial p} = -f \mathbf{k} \times \mathbf{v} - N \nabla \phi \quad (24)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (25)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \frac{\partial \phi}{\partial p} + S \omega = 0 \quad (26)$$

在方程(24)–(26)中，只有三个由无因次量所组成的常数，它们是 R , R_i 和 N 。同时，这三个常数彼此存在着联系，它们之间的关系由初始方程(24)所制约着。

四、热带湿大气的热力学性质

对于热带地区¹⁾

$$R \geq 10^\circ \quad (27)$$

则由(24)式

$$N = \frac{\delta \phi_0}{f_0 L_0 V_0} \sim R \quad (28)$$

亦即

$$\delta \phi_0 \sim V_0^2 \quad (29)$$

若取热带的 V_0 与中、高纬的在量级上一样，并以下标 l 代表热带， m 代表中、高纬度地区。则有：

$$\frac{(\delta \phi_0)_l}{(\delta \phi_0)_m} \sim \left(\frac{V_0}{f_0 L_0} \right)_m \sim R_m \sim 10^{-1} \quad (30)$$

同时，由静力学方程、状态方程，立刻可以得到：

$$\frac{(\delta \theta_0)_l}{(\delta \theta_0)_m} \sim \frac{(\delta T_0)_l}{(\delta T_0)_m} \sim \frac{(\delta \rho_0)_l}{(\delta \rho_0)_m} \sim R_m \sim 10^{-1} \quad (31)$$

式中 $\delta \theta_0$, δT_0 和 $\delta \rho_0$ 分别为等压面上的位温、气温和密度变化的特征值。由(30)式和(31)式可以看到，在热带等压面上的热力状况比较均匀，它们的变化比中、高纬度地区小了一个量级，这是符合观测事实的。

另外，湿大气中的静力稳定度 S_0 比干大气小一个量级^[6]。由于热带湿大气中静力稳定度变小，使重力内波波速大为变慢，驻重力内波波速有如下形式：

$$c_0^2 = P_0^2 S_0 \quad (32)$$

P_0 为标准大气气压的特征尺度，取 1000 毫巴。当凝结发生时， $S_0 < 0$ ，则 c_0 为虚数，即重力内波在原地发展。在大范围情况下， S_0 一般比干绝热情况下小了几十倍，则对于湿空气有：

$$c_0 \sim 10^1 \text{ 米/秒}$$

即 c_0 大约为 10~20 米/秒，这与热带观测到的事实是一致的。于是，在湿大气中的 Richardson 数为：

$$R_i = \frac{P_0^2 S_0}{V_0^2} = \frac{c_0^2}{V_0^2} \sim 10^\circ \quad (33)$$

1) $L \sim 10^6$ 米， $u \sim 20$ 米/秒，则 20°N 以南地区，均可有 $R \geq 10^\circ$ 。

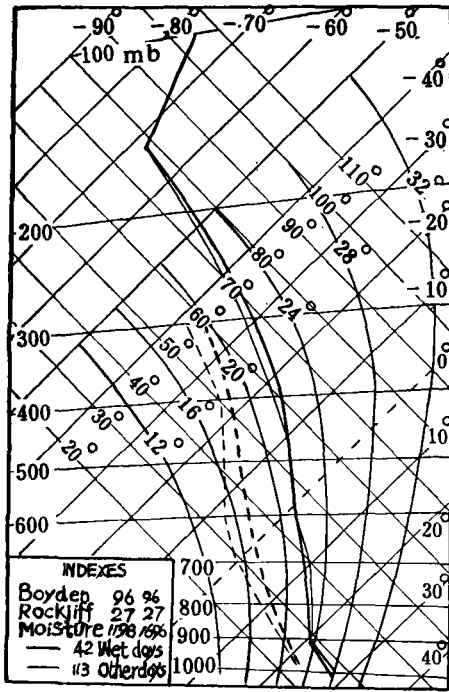


图 1 Gan Island (00°41'S, 73°09'E) 探空曲线 (1960—1964年7月平均值) 实线是干球温度, 断线是露点(引自文献[6])。

即 R_i 大约为 2—4 左右。这就是说, 湿大气中的 R_i 数比干大气小了几十倍。这样, 在动力学中就出现了一系列的现象, 其中最明显的是大气的大尺度运动不再是准地转性质, 重力内波与 Rossby 波的快慢一致, 因而不能把重力内波作为噪声而过滤掉。同时, 由于重力波的触发和组织, 使积云凝结加强。这种凝结作用又促使重力波发展, 因而对大尺度动力过程带来十分复杂的相互作用^[9]。

近年来, 在热带大气中观测到一个大气层结, 干日与雨日相近的重要事实^[6]。图 1, 就是热带地区的一个观测结果。

可见, 雨日的与干日的多次平均的上升曲线几乎重合。图中左角是测量不稳定度的指标, 这在中、高纬度地区是判别不稳定和雷暴活动的很好指标, 而在热带则变得差别无几而失灵了。同样的结果, 在其它地区也曾观测到。

所以, 热带大气中稳定度小的层结, 给热量垂直对流和湍流输送提供了便利条件, 看来

这对热塔假设是一个支持。

五、热带湿大气运动的动力学性质

下面我们将根据前节讨论的结果, 进一步研究热带湿大气运动的动力学性质。

由(18)、(21)和(23)式可得:

$$M = \frac{\omega_0}{f_0 P_0} \sim R_i^{-1} N \sim R_i^{-1} \frac{\delta\phi_0}{f_0 L_0 V_0} \quad (34)$$

所以(19)式有:

$$D_0 \sim \frac{\omega_0}{P_0} \sim R_i^{-1} \frac{\delta\phi_0}{L_0 V_0} \quad (35)$$

因为在热带地区

$$\delta\phi_0 \sim V_0^2$$

则

$$D_0 \sim \frac{\omega_0}{P_0} \sim R_i^{-1} \frac{V_0}{L_0} \quad (36)$$

可见

$$(D_0)_l / (D_0)_m \sim R_m \frac{(R_i)_m}{(R_i)_l} \sim 10^1 \quad (37)$$

显然

$$(\omega_0)_l/(\omega_0)_m \sim 10^1 \quad (38)$$

这说明，在热带地区湿空气的位势运动、辐合辐散和垂直气流，均比中、高纬度地区的量值要大，这点与 Charney^[1]等人的结果是不同的。

再看涡度方程，由(9)式可得：

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla\right)\zeta + \mathbf{v} \cdot \nabla f + (\zeta + f) \nabla \cdot \mathbf{v} + \omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} + \mathbf{k} \cdot \left(\nabla \omega \times \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial p}\right) = 0 \quad (39)$$

式中

$$\zeta = \mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathbf{v}$$

是相对涡度。对涡度方程(39)引入特征量 $\zeta_0 \sim \frac{V_0}{L_0}$ ，其它各特征量均如前，便得到无因次涡度方程为：

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla\right)\zeta + \frac{2 \Omega \cos \varphi}{a} \frac{L_0^2}{V_0} \mathbf{v} \cdot \nabla f + \\ & + \left[(\zeta + R^{-1}f) D + \omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} + \mathbf{k} \cdot \left(\nabla \omega \times \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial p}\right)\right] \frac{\omega_0 L_0}{P_0 V_0} = 0 \end{aligned} \quad (40)$$

式中 a 是地球半径， φ 是纬度。

在热带，由(36)式得：

$$\frac{\omega_0 L_0}{P_0 V_0} \sim R_i^{-1} \sim 10^\circ \quad (41)$$

同时，由(27)式知 $R \geq 10^\circ$ ，所以涡度方程(40)的各项量级为 10° ，则涡度方程可写成：

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla\right)\zeta + \mathbf{v} \cdot \nabla f + (\zeta + f) D + \omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} + \mathbf{k} \cdot \left(\nabla \omega \times \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial p}\right) = 0 \quad (42)$$

在赤道地区，因为 $R \gg 10^\circ$ ，则涡度方程变为：

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla\right)\zeta + \mathbf{v} \cdot \nabla f + \zeta D + \omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} + \mathbf{k} \cdot \left(\nabla \omega \times \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial p}\right) = 0 \quad (43)$$

这个结果与 Charney^[1]对干空气的分析不一致，也与 Murakami^[4]对湿空气的分析不一致。

很有意思的是涡度方程(40)可以写成：

$$\begin{aligned} & \zeta_0 \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla\right)\zeta + \frac{2 \Omega \cos \varphi}{a} L_0 \mathbf{v} \cdot \nabla f + \left[(\zeta + R^{-1}f) D + \omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} + \right. \\ & \left. + \mathbf{k} \cdot \left(\nabla \omega \times \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial p}\right)\right] D_0 = 0 \end{aligned} \quad (44)$$

由(42)式可知，涡度方程的各项是同量级的。因此

$$\zeta_0 \sim R^{-1} D_0 \quad (45)$$

对于副热带和热带地区

$$R \geq 10^\circ$$

即有：

$$\zeta_0 \sim D_0 \quad (46)$$

但在赤道地区

$$R \gg 10^\circ$$

而由(44)式, 我们仍有:

$$\zeta_0 \sim D_0 \quad (47)$$

可见, 在低纬度地区运动的位势部分相当重要, 这与涡旋部分占优势的中、高纬度地区运动的性质是很不一样的; 同时, 这意味着风场与气压场的关系, 也不存在反映中、高纬度地区涡旋部分盛行的地转关系, 或更精确的平衡方程关系。在热带应当阐明这种新的关系, 由于在热带存在强的非地转风, 所以, 风压场关系中应当反映这种强位势运动的特点。这里, 我们提出一种关系。由(24)式我们得到:

$$(\zeta + f)\mathbf{k} \times \mathbf{v} + R_i^{-1}R(R+1)^{-1}\omega \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial p} = R(R+1)^{-1}\nabla \left(\phi + \frac{V^2}{2} \right) \quad (48)$$

在热带地区

$$R \geq 10^\circ, R_i \sim 10^\circ$$

则有:

$$(\zeta + f)\mathbf{k} \times \mathbf{v} + \omega \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial p} = \nabla \left(\phi + \frac{V^2}{2} \right) \quad (49)$$

在风场与气压场关系(49)式中出现垂直输送项, 这是任何中、高纬度地区风压场关系中所不曾有过的。这一项的出现, 反映了热带大气运动的特点, 应当进行这方面的数值试验。

六、关于湿热带大气环流的几点讨论

通过以上分析, 我们对湿热带大气环流有如下几点看法:

首先, 我们认为, 热带是位势运动、辐合辐散和上升运动广泛盛行的地区。在动力学上, 热带是一个运动十分激烈的地区。因此, 哈得来(Hadley)子午环流不仅存在, 而且还相当强。同时, 热带大气扰动的垂直联系是十分强的, 但这种联系与侧向联系又并不矛盾。

其次, 由于在热带 R_i 小, 大气层结较小, 所以, 热带大气中十分有利于热量和水分的垂直对流和湍流的输送。热带大气中热量输送的热塔假设, 看来有一定的道理。

第三, 在热带中, 由于重力内波波速较中、高纬度要小一个量级, 因而可以认定, 在热带罗斯贝(Rossby)波和惯性-重力波有时是不可分的, 这点从前面运动性质的讨论中也可以推论出来。这种 β 平面上的混合 Rossby-重力波, 可能是低纬长波和超长波的一个重要特性, 最近我们作了研究。

第四, 由于热带大气层结小, 有可能热带大气本身就接近条件不稳定, 再加上热带有充足的水汽供应, 热带地区又盛行上升气流和辐合辐散, 所以, 热带云团的盛行也并非偶然。

第五, 在湿热带和副热带中, 重力内波波速

$$c_0^2 \sim V_0^2$$

则得 Fraude 数

$$F = \frac{V_0^2}{c_0^2} \approx 1$$

所以，在热带和副热带又应当盛行气压跳跃、电线等中小尺度天气系统。对此，Tepper^[7]，叶笃正^[8]、李麦村^[8,9,11]均有过研究。

参 考 文 献

- [1] Charney, J. G., *J. Atmos. Sci.*, **20**(1963), 607—609.
- [2] Matsuno, T., *J. Meteor. Soc. Japan*, **44**(1966), 25—43.
- [3] Lindzon, R. S., *Mon. Wea. Rev.*, **95**(1967), 441—451.
- [4] Murakami, T., *J. Atmos. Sci.*, **29**(1972), 463—487.
- [5] Hayashi, Y., *J. Atmos. Sci.*, **31**(1974), 179—192.
- [6] Johnson, D. H., Edited by Corly, G. A.: *The global circulation of atmosphere* (1969), 113—136.
- [7] Tepper, M., *J. Met.*, **12**(1955), 287—297.
- [8] 叶笃正、李麦村，*中国科学*，**13**(1964)，1123—1130.
- [9] 李麦村，*大气科学*，**2**(1978)，201—208.
- [10] 李麦村，*大气科学*，**1**(1977)，114—122.
- [11] 李麦村，*中国科学*，**6**(1976)，592—601.
- [12] 谢义炳，*气象科技资料*，**2**(1978)，5—9.

ON THE LARGE SCALE MOTION OF MOIST TROPICAL AND SUBTROPICAL ATMOSPHERE

Li Mai-cun

Yao Di-rong

(*Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica*) (*Hangchow University*)

Abstract

A scale analysis is made of large scale tropical disturbance in a moist atmosphere. Considering a disturbance of characteristic scale of 1000 km, we obtain a dynamic system in which the vorticity equation has the term of horizontal divergence. This system is not only different from that obtained by Charney in a dry tropical atmosphere but also different from that obtained by Murakami in a conditionally unstable tropical atmosphere. This results is in accordance with observations in tropical atmosphere and confirms professor Xie Yi-bing idea that the atmospheric moisture often gives some very important influence on the atmospheric motion of almost all scales.