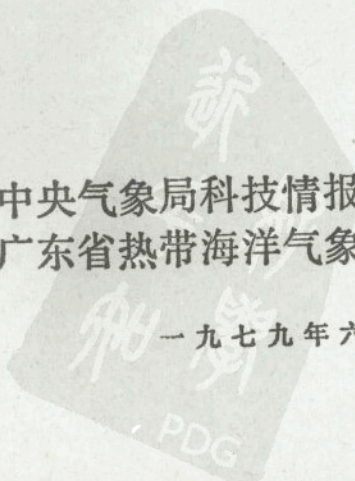


# 热带天气系统及其预报

热带气象译文第三集

中央气象局科技情报研究所 编印  
广东省热带海洋气象研究所

一九七九年六月



## 前 言

本期译文共收集热带气象论文廿三篇，其中前十九篇译自美国气象学会1978年出版的《第十一届飓风和热带气象学术会议论文集》，文章顺序仍按原文集的先后次序排列，鉴于篇幅所限，原文所列参考文献已全部删去。本译文集可供从事热带气象工作的科研、教学和实际业务人员参考。

编 者

1979年6月

# 目 录

|                                          |         |
|------------------------------------------|---------|
| 由东风波发展为热带风暴的判据.....                      | ( 1 )   |
| 飓风中螺旋雨带的结构.....                          | ( 8 )   |
| 山脉对台风涡旋的效应: 实验室研究.....                   | ( 13 )  |
| 在 GATE 船舶站网区天气尺度和中尺度系统相互作用<br>的综合研究..... | ( 18 )  |
| 关于 GATE 区域沿热带辐合带上扰动的结构和发生.....           | ( 27 )  |
| 非洲东风波的起源和动力学.....                        | ( 36 )  |
| GATE* 云团中的三维结构 .....                     | ( 43 )  |
| 利用卫星图象以预报两类对流系统的雨量.....                  | ( 50 )  |
| 卫星图象与雷达的雨量率之比较.....                      | ( 62 )  |
| 近地面层内的能量输送.....                          | ( 66 )  |
| 国家飓风中心 (NHC) 关于热带气旋的诊断计算 .....           | ( 71 )  |
| 热带气旋生成的一次观测研究.....                       | ( 81 )  |
| 云顶的等效黑体温度与热带气旋强度.....                    | ( 89 )  |
| 关于 GATE B 尺度区域内的云结构 .....                | ( 96 )  |
| 全球热带气旋预报模式的概况.....                       | ( 107 ) |
| 西印度洋群岛飓风与太平洋台风的比较.....                   | ( 114 ) |
| 1974年卡门 (Carmen) 飓风增强期间的大尺度运动学和水汽分析 ...  | ( 122 ) |
| 1970年热带风暴“斐丽丝 (Felice)*”的降水和热力结构 .....   | ( 129 ) |
| 一个异常的近赤道台风.....                          | ( 135 ) |
| 热带东风急流.....                              | ( 141 ) |
| 论 K. Y. 指数的有效性.....                      | ( 155 ) |
| 1975 飓风卡若莱 (Caroline) 的湍流微观结构 .....      | ( 167 ) |
| 200毫巴夏季环流的区域能量 .....                     | ( 181 ) |

# 由东风波发展为热带风暴的判据

L. J. 夏 皮 洛

## 1. 引 言

夏季的月份中,在由非洲向西传播的天气尺度扰动中,大约只有10%发展为热带风暴或飓风环流。一个未解决的中心问题是早期预报其发展的时间和位置。在最近发表的一篇文章中(夏皮洛,1977),作者提出了一种由东风波转变为一个加强的热带低压的机制并为提前数天预报其发展提出了一个判据。在去年飓风季节,为检验预报在风暴形成中发展判据的可用性,与国家飓风中心(NHC)合作使用了一种半业务的系统。本文简述了所提出的发展判据的物理依据(在1977年夏皮洛的文章中可以找到更完整的解释),讨论了在1975,1976,1977年飓风季节中已得到的预报各类扰动发展判据的实际检验效果。一些专门的例子取自1976和1977年。

## 2. 发展判据的假说

构成发展判据所用的主要物理假说为:热带波与风暴两者之间的本质差别在于风暴的非线性动力结构。在动力平衡中,特别是与离心效应相联系的问题中,对于一个成熟风暴的结构和维持,非线性是基本的。非线性平流效应的发展允许涡度的集中和系统的“分离”(isolation),因此,能导致凝结热的有效利用。在发展早期阶段,热力影响特别是一个暖心的形成被看成是次要的。对于非洲东风波,非线性的平流效应也可能是重要的,因为它们移离非洲西海岸时,经向风扰动的振幅大约平均5米/秒,这个量级与其纬向相速是同量级的。但是,这种平均波动对于发展的组织作用是不充分的。

事实上,在700毫巴附近有最大振幅的非洲波,在边界层以上的对流层低层是准无辐散的。散度与涡度之比小于1/3。一个波型为  $\psi = A \sin(kx + ly + \omega t)$  的无辐散的单个移动波,其中  $\underline{U} = (u, v) = (-\psi_y, \psi_x)$ , 水平风(纬向,经向)其特性就是非线性水平涡度( $\zeta$ )平流项  $u\zeta_x + v\zeta_y$ , 结果完全抵消掉了。这里振幅(A),及经向的波数(k和l)和频率( $\omega$ )都假定为常数。如果波状扰动迭加在一个平均(时间平均)风  $\underline{U} = (u, v)$  上,则可以通过一个频散公式把波数,频率与平均风联系起来,对一个无辐散的罗斯贝波的频散公式为:

$$\omega + kU + lV = \frac{(\beta + \bar{\zeta}_y)k - \bar{\zeta}_x l}{k^2 + l^2}$$

式中  $\bar{\zeta} = V_x - U_y$ , 是平流涡度,而  $\beta$  是柯氏参数的经向梯度。这就是线性正压罗斯贝波的通常的频散公式。用对流层低层平均层(垂直平均)的风作为引导气流对迭加上扰动的正压风来说是适当的。如果平均风不是水平均匀的,那么频散公式相一致则要求  $k$  和  $l$  非均匀( $k = k(x, y)$ )。在这种情况下,上面所看到的非线性水平平流项之间的对消不会

发生。

$$\text{参数} \quad \varepsilon' = \max \left| \frac{k_x}{k^2}, \frac{l_y}{l^2}, \frac{k_y}{kl}, \frac{l_x}{kl} \right|$$

代表波数在其本身尺度上变率的一个无因次量，以度量单一传播的正压波分量的非线性涡度平流的强度。如果  $\varepsilon' = 0$ ，则波数为常数，并且非线性平流项可以对消而不加入波的动力平衡。如果  $\varepsilon'$  为 1 级，则一个有限振幅准线性波分量是与波动迭加在上的平均气流相矛盾的，发现在平均风中的波分量，其非线性项之间的对消就不会发生。

如果一个波移入如下这样一个平均风是水平非均匀的地理区域中，以致  $\varepsilon'$  量很大，那么非线性水平平流项必然变得重要起来。然而，在正被转变为一个更像风暴的动力平衡的条件下，可以料想到在原先的波动中会有一个定性的变化。因此，就可以设想是一个强低压的发展。

### 3. 发展判据的使用工具

用于决定  $\varepsilon'$  的平均风，是把取自 ATOLL（热带海洋低层分析）的对流层低层平均层（1000—600 毫巴）的风和 NHC（国家飓风中心）所存的一天两次的 200 毫巴风作 10 天平均。用平均风和 1977 年夏皮洛所绘的频散关系式来决定  $\varepsilon'$  的精确方法不在这里讲了。作为日常依据的有价值的测风要求计算  $\varepsilon'$  的方法稍加特制。必须指出，历年来确定  $\varepsilon'$  的方法却未修订过，因此这里列出的结果至少本质上是—样的。

实际上，对于  $10^\circ\text{W}—120^\circ\text{E}$ ， $0^\circ\text{N}—45^\circ\text{N}$  的区域，根据当天以前的 10 天平均风得到每一天一次的  $\varepsilon' > 2/3$  的区域图。如果一个“强的”扰动被设想在当天大约五天内移过  $\varepsilon' > 2/3$  的区域，在所设想的系统当移过该地区的时间和地点其扰动预报变成一个加强的低气压（并且不久以后变为一个热带风暴）。强扰动有一个与低层波动的环流相联系的可辨认的云团，它可以按照一系列卫星云图追踪出来。因此，就可明显地排除弱的低层风扰动的系统以及环境中具有低湿的有利于对流的系统。

这里只讨论与非洲东风有直接联系的低空系统，而不考虑由斜压起源的付热带系统或在 ITCZ 上发展的系统。在发展假设中考虑的也是与低层涡度集中有关的“经典”的东风波到热带风暴的发展。

$\varepsilon'$  值大的区域可以由于天气尺度扰动通过而扩大，因为十天平均不完全过滤掉这样的系统。强系统的经过可以使局地的  $\varepsilon'$  值超过  $2/3$ （有点任意）的界限，导致历时相当短的  $\varepsilon' > 2/3$  的区域。如果  $\varepsilon' > 2/3$  的一个区域至少在二天以上维持着并且区域有相当范围，则它的存在被考虑为指示大尺度的平均气流的特征，这就要考虑发展的预报。

如果假定扰动移入 ATOLL（热带海洋低层分析）与 200 毫巴之间的风切度大于 13 米/秒的区域，则不预报发展。众所周知，这样大的切变阻止发展。

### 4. 发展判据技能的检验

1975 年飓风季节只考虑了发展的扰动，在 8 月、9 月的事后分析中，发现这两个月里，用发展判据在事先几天准确地预测了四个由非洲波动发展成热带风暴，在 1977 年夏皮洛的文章中给出详细情况。

在1976年整个热带风暴的事后分析中，非发展的强波动也全部考虑了。表1列出了全部强扰动，包括它们经过达卡的日期，形成的热带低气压的号码和日期，形成的热带风暴的名字和日期。在1976年飓风季节，详细登记了热带低压的数目，没有列入表中的低气压和风暴不是属于由非洲波动发展而来的。富兰克和克莱克(1977年)指出的几个低气压在该飓风季节里没有标号，因而也没有列进表中。如果与波动的低空环流相联系的云团，当系统的任何部份通过大西洋、加勒比海或墨西哥湾时，而移经 $\epsilon' > 2/3$ 的区域，就在标明 $\epsilon' > 2/3$ 栏中标明一个“×”。假若垂直切变大到足以排除发展时，就对这些移入 $\epsilon' > 2/3$ 区中的系统在标明 $U_z > 13$ 米/秒栏中标以一个“×”。如果用发展判据正确地预测一个系统发展成为一个热带风暴或如果一个非发展（比风暴强度小）系统不预报发展，则在“得分”栏中标一个“×”。在飓风季节，所有由非洲波动发展成为热带风暴(5)都被正确地预测到。11个非发展系统中的8个被正确地排除，给出13/16或大约80%的净技巧分数。

表1 1976年飓风季节的扰动发展

| Dakar wave | T.D 编号 | 日期     | 热带风暴       | 日期     | $\epsilon' > 2/3$ | $U_z > 13\text{ms}^{-1}$ | 得分 |
|------------|--------|--------|------------|--------|-------------------|--------------------------|----|
| 7月29日      | 3      | 8月6日   | B(Belle)   | 8月6日   | ×                 |                          | ×  |
| 8月9日       |        |        |            |        |                   |                          |    |
| 15日        | 6      | 8月20日  | E(Emmy)    | 8月22日  | ×                 |                          | ×  |
| 24日        | 7      | 8月27日  | F(Frances) | 8月28日  | ×                 |                          | ×  |
| 9月1日       |        |        |            |        | ×                 |                          | No |
| 8日         |        |        |            |        |                   |                          | ×  |
| 13日        |        |        |            |        |                   |                          | ×  |
| 18日        | 9      | 9月26日  | G(Gloria)  | 9月27日  | ×                 |                          | ×  |
| 19日        |        |        |            |        |                   |                          | ×  |
| 22日        |        |        |            |        | ×                 |                          | No |
| 26日        |        |        |            |        |                   |                          | ×  |
| 29日        | 10     | 10月10日 |            |        | ×                 |                          | No |
| 10月8日      |        |        |            |        | ×                 | ×                        | ×  |
| 13日        | 11     | 10月22日 | H(Holly)   | 10月23日 | ×                 |                          | ×  |
| 21日        | 12     | 11月2日  |            |        | ×                 | ×                        | ×  |
| 26日        |        |        |            |        | ×                 | ×                        | ×  |

图1表示1976年飓风季节变为热带风暴的所有非洲扰动的路径，数字是热带低气压的号数而字母表示开始成为热带风暴。黑点和×点近似代表系统的每天位置。热带低气压阶段(T.D)之前，路径是与波动的低层环流相联系的积雨云团的中心路径，在飓风季节里这些是由国家飓风中心的Gil Clark所决定的。

图2.—2.说明对于1976年飓风季节发展的每一个热带风暴用 $\epsilon'$ 预报发展的情况。这些扰动的路径取自图1，在每日位置附近的数字指出对应画出的 $\epsilon' > 2/3$ 区域的日期。例如，在8月1日变成热带风暴Belle的扰动的位置大约在 $17^\circ\text{N}$ ， $45^\circ\text{W}$ 。根据8

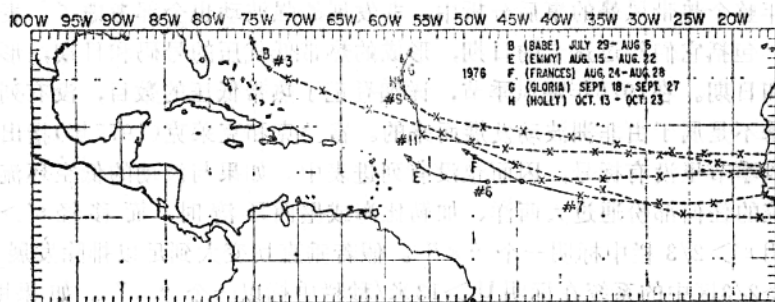
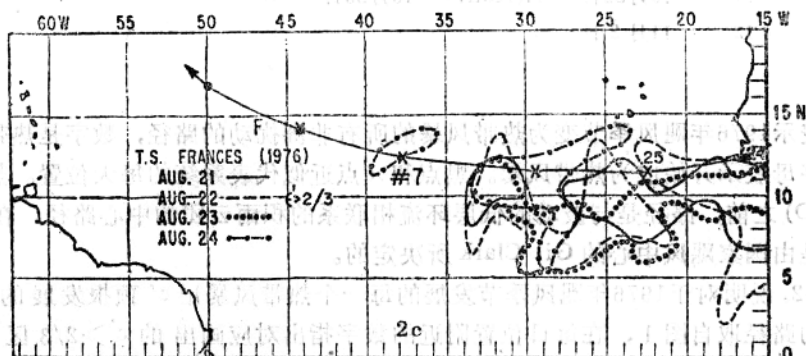
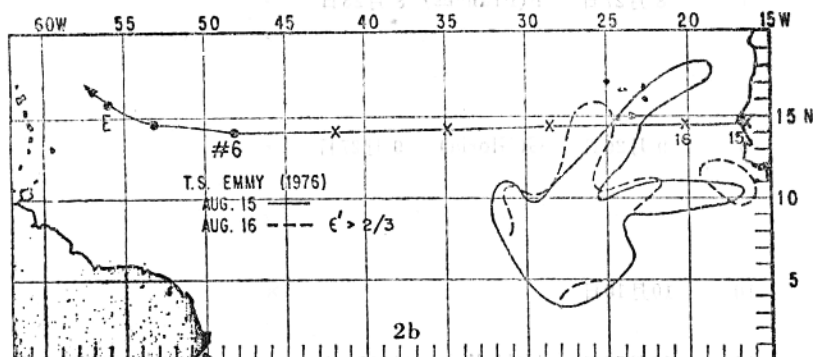
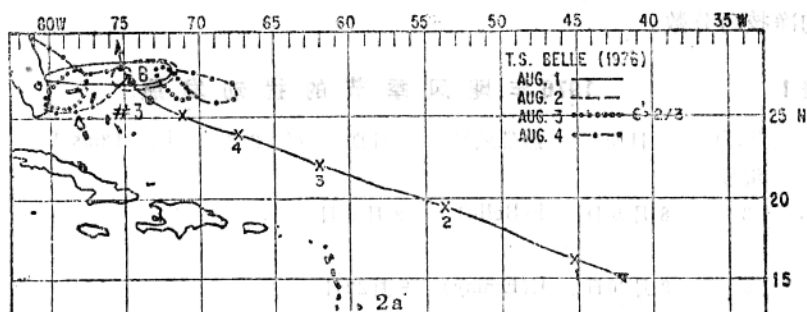


图1 1976年飓风季节里变成热带风暴的几个非洲扰动的每天位置，数字是热带低气压的号数。而字母表示热带风暴的开始



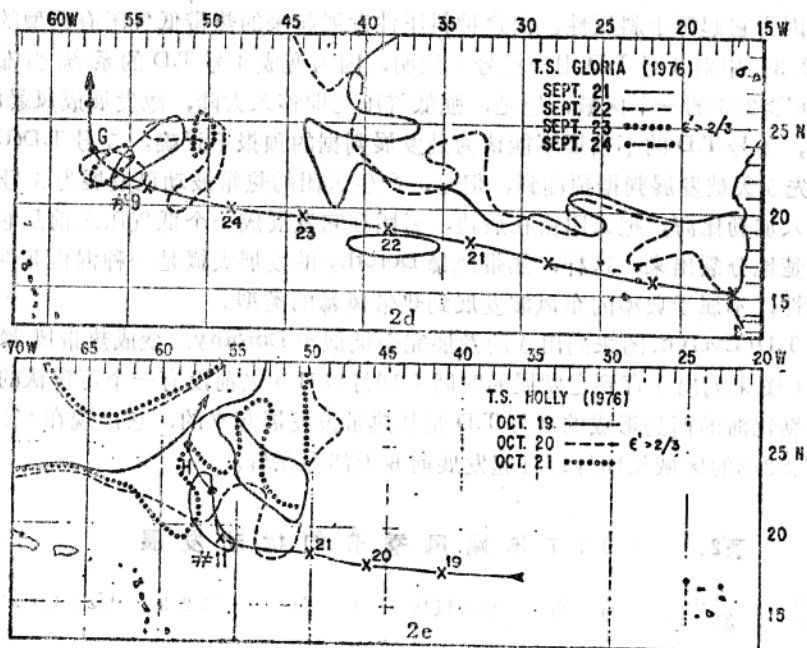


图2a-e 1976年热带风暴 Belle(2a), Emmy(2b), Frances(2c), Gloria(2d)和 Holly (2e)用发展判据预报发展。把数天的  $\epsilon' = 2/3$  的轮廓线标示在扰动的路径上

月1日前十天平均风所得  $\epsilon' > 2/3$  的区域用实线昼出轮廓线(图2.)。为避免混乱,只把直接在扰动路径上的  $\epsilon' > 2/3$  的区域指示出,由图看出,扰动直接通过  $\epsilon' > 2/3$  的一个区域,这个区域在3号热带低气压(T.D)的形成日期前4、5天的8月1日、2日就已存在,这样加强着的3号热带低气压的形成用发展判据在事先4、5天就已预测到了,因为3号T.D是在系统移过  $\epsilon' > 2/3$  的区域前一天形成的,所以,预报发展的时间大约相差一天。注意,在系统实际到达发展区域之前,大  $\epsilon'$  值的区域消失了,这意味着强烈发展的扰动改变了时间平均风,因此也改变了  $\epsilon'$ 。然而在8月1日出现的  $\epsilon'$  大的区域不是由于发展的扰动引起的。6号T.D(Emmy,图2.)在事先4、5天预测到(指系统移过  $\epsilon' > 2/3$  区的时间、位置相比热带低压发展的时间、位置——译注,下同),提前了3天大约20个经度,7号T.D(Frances,图2.)事先3—6天预测到,大约早了一天,9号T.D(Gloria,图2a)事先2—5天预测到,与实际形成同时间和同地点,11号T.D(Holly,图2.)事先1—3天预测到,也是与实际形成同时间、同地点的。

在去年(1977)飓风季节,与国家飓风中心合作使用了一个半业务系统,对发展判据在预报热带风暴形成中的可能性进行了更完全和客观的检验。去年飓风季节发展的非洲系统异常的少,这在发展判据上的反映是在热带大西洋中部或东部缺少大的  $\epsilon' > 2/3$  的区域。表2列出了1977年飓风季节(直到11月1日)的全部能追踪到的强扰动。没有非发展的强系统被发展判据预报为发展,并且,该飓风季节的第一个热带风暴 Anita 在事先四天(或更长)被预报在墨西哥湾发展。这在图3,中可见1号T.D在演变为热带风暴

Anita 的热带低气压预报中, 在时间和位置上被正确地预测到。热带风暴 Babe 没有考虑在内, 因为它起源于斜压性。由这种斜压性发展起来的热带低气压有典型的付热带特征。 $\epsilon' > 2/3$  栏中对 4 号 T.D 用一星号 \* 注明, 因为变成 4 号 T.D 的系统当低气压形成时通过  $\epsilon' > 2/3$  的一个区域, 但是, 强低气压立即移入大陆, 故发展成风暴的时间不足, 这样, 4 号 T.D 的不发展不能认为是发展判据的预报不正确。5 号 T.D (Dorothy), 图 3.) 事先 5 天被发展判据预测到, 但是, 产生云团的热带波动已发展为 5 号 T.D 明显地向西移入加勒比海, 把云团留在后边, 云团在它发展成一个低气压之前从它的热带波源中很清楚地分裂出来, 这样, 热带风暴 Dorothy 的发展大概是一种混血儿性质, 具有某些斜压性, 不属于典型的东风波发展到热带风暴的类型。

7 号 T.D (Evelyn, 图未列出) 的发展完全类似于 Dorothy。变成热带风暴 Frieda 的 8 号 T.D (图未列出) 直到它发展的时间 (10 月 17 日) 之前没有一个可辨认的云团。然而, 在加勒比的西边形成的 8 号 T.D 是从热带波发展起来的, 它出现在  $\epsilon' > 2/3$  的地区。该  $\epsilon' > 2/3$  的区域从 10 月 11 日起发展前 6 天都存在着。

表 2. 1977 年飓风季节的扰动发展

| Dakar Wave | T.D 编号 | 日期        | 热带风暴        | 日期        | $\epsilon' > 2/3$ | $U_z > 13 \text{ms}^{-1}$ | 得分 |
|------------|--------|-----------|-------------|-----------|-------------------|---------------------------|----|
| 6 月 19 日   |        |           |             |           |                   |                           | ×  |
| 6 月 22 日   |        |           |             |           |                   |                           | ×  |
| 6 月 26 日   |        |           |             |           |                   |                           | ×  |
| 6 月 29 日   |        |           |             |           |                   |                           | ×  |
| 7 月 2 日    |        |           |             |           |                   |                           | ×  |
| 7 月 15 日   |        |           |             |           |                   |                           | ×  |
| 7 月 29 日   |        |           |             |           |                   |                           | ×  |
| 8 月 1 日    |        |           |             |           |                   |                           | ×  |
| 8 月 9 日    |        |           |             |           |                   |                           | ×  |
| 8 月 14 日   |        |           |             |           |                   |                           | ×  |
| 8 月 17 日   | 1      | 8 月 29 日  | A (Anita)   | 8 月 30 日  | ×                 |                           | ×  |
| 9 月 11 日   | 4      | 9 月 22 日  |             |           | *                 |                           | ×  |
| 9 月 16 日   | 5      | 9 月 26 日  | D (Dorothy) | 9 月 27 日  | ×                 |                           | ×  |
| 9 月 19 日   |        |           |             |           |                   |                           | ×  |
| 9 月 26 日   |        |           |             |           | ×                 | ×                         | ×  |
| 10 月 4 日   | 7      | 10 月 14 日 | E (Evelyn)  | 10 月 14 日 | ×                 |                           | ×  |
| 10 月 4 日   | 8      | 10 月 17 日 | F (Frieda)  | 10 月 17 日 | ×                 |                           | ×  |

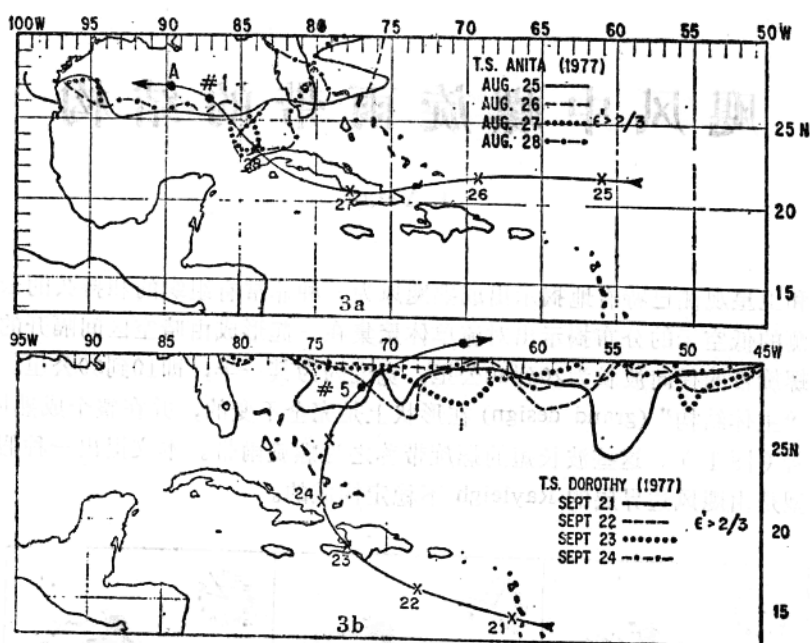


图3a—3b. 1977年热带风暴 Anita(3a)和 Dorothy(3b)用发展判据预报发展的情况

## 5. 结 论

对于1975, 1976, 1977年飓风季节的发展判据的预报能力综合在表3中。在给定季节对于可追踪的热带风暴(或强度小于风暴)的强系统其发展(或不发展)的预报正确与否的数字被列于表中。由于在理论上本来就是近似的, 缺少可用的资料并且估价 $\epsilon'$ 的特有方法。因此, 计算 $\epsilon'$ 的特有性质, 预报的技巧有待改进。作为一个业务预报工具, 发展判据可能有一定的实用性。

表 3 1975, 1976, 1977年飓风季节发展判据的技巧摘要

|       | 1975年8月—9月<br>(Post—分析) |     | 1976年<br>(Post—分析) |     | 1977年至11月1日<br>(半运算) |     |
|-------|-------------------------|-----|--------------------|-----|----------------------|-----|
|       | 正确                      | 不正确 | 正确                 | 不正确 | 正确                   | 不正确 |
|       | —                       | —   | —                  | —   | —                    | —   |
| 非 发 展 | —                       | —   | 7                  | 2   | 12                   | 0   |
| 低 气 压 | 1                       | 0   | 1                  | 1   | 1                    | 0   |
| 风 暴   | 4                       | 0   | 5/13               | 0/3 | 4/17                 | 0/0 |

(朱云桂译, 王两铭校)

# 飓风中螺旋雨带的结构

I. Y. 冯

雷达和卫星观测已特有地揭示出成熟飓风为一种非常有组织的和持久的云型。陆地雷达所观测的低空云的分布揭示出对流单体聚集在一起形成由晴空区间隔开的螺旋状云带，这些螺旋带的径向波长为20到60公里，宽度约为其一半，即10到30公里。这些云的类型，其“主体结构”(grand design)在形状上是完全不变的，并在整个成熟风暴的生命期维持着(图1)。这些波长短的螺旋带称之为螺旋雨带。本文提出一种假设，认为这种雨带型是由飓风边界层的 Rayleigh 不稳定构成的。

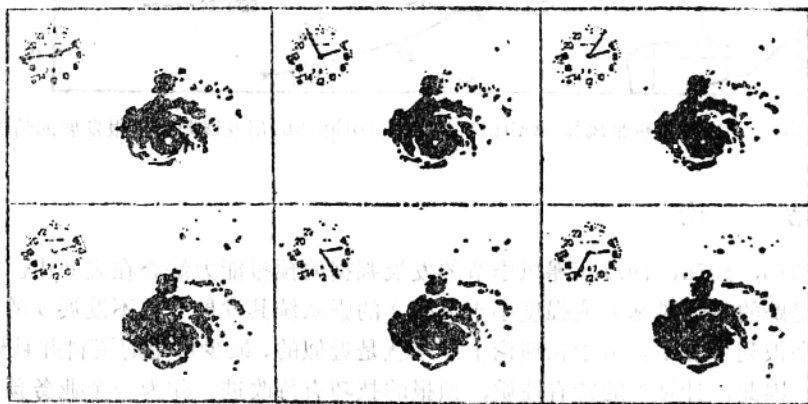


图 1. 1975年8月31日飓风 Caroline 的推移照片

在笛卡尔坐标系中，任一形式为  $e^{i(kx + ly - \omega t)}$  的波动，它有与 X 轴成角度为  $\tan^{-1}(-\frac{1}{R})$  的平行直线的波峰。这些波动以  $C = \frac{\omega}{R}$  的位相速度传播。类似地在圆柱坐标中，任一形式为  $e^{i(\Phi(r) + m\theta - \omega t)}$  的波动有下面曲线给出的等位相线

$$\Phi(r) + m\theta = \text{常数}$$

其中  $\Phi(r)$  是  $r$  的约束 (Well-behaved) 函数， $m$  是正整数， $\omega$  是一常数。这等位相线描述为一种螺旋形。这种螺旋形有  $m$  条螺旋带。螺旋与同心圆所成的“交角”(“crossing angle”)  $\alpha$  由所下公式给出

$$\alpha = \tan^{-1} \left[ \frac{m/r}{k(r)} \right]$$

\*原文中  $e^{i(\Phi(r) + m\theta - \omega t)}$  中的  $\omega$  误写成  $e$ ——译者

这里  $k(r) = \frac{d\Phi}{dr}$  是径向波数。螺旋以  $C = \frac{\omega}{R}$  的位相速度在径向 ( $r$ ) 方向上传播。

因此,为了解释螺旋雨带型的结构,我们必须解释:1)为什么在一种不均匀旋转的飓风中看到的螺旋会出现观测到的波长和位相速度;2)为什么螺旋形在对流环流生存的日期都能维持着,而组成对流环流的单体其生命都不超过二小时以上的。

本文考察飓风边界层的 Rayleigh 不稳定作为这种螺旋形结构和维持所应有的机制。Rayleigh 不稳定的飓风边界层表明,它本身就是上升和下沉速度交替的螺旋区。在飓风 1 公里以下流入的湿空气,就遇到了这种螺旋状波形,在上升(下沉)运动区中上升(下沉)而形成云(晴空区)。因此螺旋雨带型在它存在的整个日子里,并不是维持着同一的云,而它仅仅是提供一个云形成的位置。

作为一个对该问题的初步尝试,使用一种简单的模式,其几何形如图 2 所示。

眼和眼壁区包括在研究区域内。

假定飓风内部是处于稳定的、轴对称的平衡状态中,则:

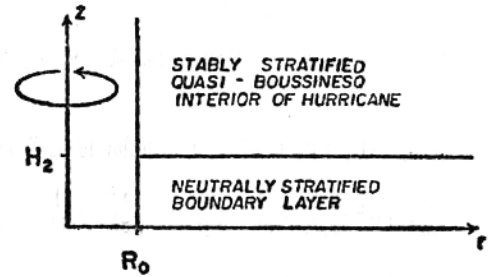


图2. 模式的几何图形

$$1) \bar{V}_\infty \sim \frac{1}{r}, \quad \frac{\partial \bar{V}_\infty}{\partial z} = 0$$

$$2) \bar{u} = 0, \quad \bar{W} = 0$$

3)  $\bar{\rho} = \rho e^{-(z-H_2)/H}$ ;  $H$  是密度尺度的高度, 稳定、轴对称平衡的边界层方程

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} + \bar{W} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\bar{V}_\infty^2 - \bar{V}^2}{r} + f(\bar{V}_\infty - \bar{V}) = \gamma \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \quad (1)$$

$$\bar{u} \left( \frac{\partial \bar{V}}{\partial r} + \frac{\bar{V}}{r} + f \right) + \bar{W} \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} = \gamma \frac{\partial^2 \bar{V}}{\partial z^2} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial r} + \frac{\partial \bar{W}}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

给出边界层条件

$$z = 0 \quad \bar{u} = \bar{V} = \bar{W} = 0$$

$$z = \infty \quad \bar{u} = 0 \quad \bar{V} = \bar{V}_\infty \quad (4)$$

对上述方程用 Kalnaa-Rivas 格式进行数值解(见 Fung, 1977)。其解如图 3 所示。

这个边界层解连同假设的内部气流一起构成了随后的扰动计算的基本状态。

为了得到该扰动方程的分析解,要用几个近似:

1) 多种尺度近似: 我们展开

$$\frac{\partial}{\partial r} = k(r_1) \frac{\partial}{\partial r_0} + \epsilon \frac{\partial}{\partial r_1} \quad \text{这里 } |k(r_1)| \sim 0(1), \text{ 要求给以确定, } \epsilon \text{ 是小参数。}$$

2) 对每个  $r_1$  的三层近似: 在  $Z$  坐标上的每条连续廓线是用三个切变为常数的层次来近似表示, 在通过每个交接面时速度是连续的。

3) 大雷诺数近似。

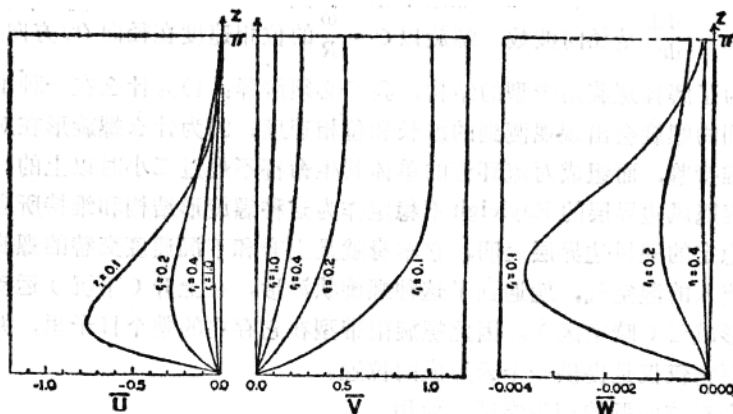


图3. 对飓风内部风  $\bar{V} \sim \frac{1}{r}$  用 Rivas 格式得到的边界层风廓线。

在每一层  $j$  内 (对  $\epsilon$ ) 最低阶的扰动方程为

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( K^2 \frac{\partial^2}{\partial r_0^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{H_j} \frac{\alpha}{\partial z} \right) \omega_j + k_j^2 \left( K^2 \frac{\partial^2}{\partial r_0^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right) \omega_j = 0$$

$$j = 1, 2, 3 \quad (5)$$

方程(5)在下面给出的边界条件下求解

$$1) \quad z = 0 \quad \omega = 0 \quad (6a)$$

$$2) \quad z \rightarrow \infty \quad \text{能量密度有界。} \quad (6b)$$

$$3) \quad \text{通过交接面时 } P, \omega \text{ 连续。} \quad (6c)$$

$$4) \quad r \rightarrow \infty \text{ 能量密度有界。}$$

5) 在眼壁  $r_1 = R_0$  处发生总能量的反射。这可能不是真实情况, 但在数学上得到简化和受益。

应用(6a-c)到方程(5)中, 我们得到局地的频散关系

$$D(\omega, k) = 0 = \det \begin{vmatrix} (S_2 - S_1) \sin h k H_1 & -\sigma_1 k \\ (\sigma_{11} \tilde{r} - S_2) \sin h k H^2 & (\sigma_{11} \tilde{r} - S_2) \sin h k D_2 \\ + \sigma_{11} r \cos h k H_2 & + \sigma_1 k \cosh k D_2 \end{vmatrix} \quad (7)$$

$$\text{这里 } S_j = k \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial z} + \frac{m}{r} \frac{\partial \bar{V}_j}{\partial z} \quad j = 1, 2$$

$$\sigma_j = k \bar{u}_j + \frac{m}{r} \bar{V}_j - \omega \quad \text{在 } z = H_1, H_2 \quad j = 1, 2$$

$$\tilde{r} = \left( k^2 \frac{\sigma_1^2 - N^2}{\sigma_1^2} + \frac{1}{4H^2} \right)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{2H}$$

$$D_2 = H_2 - H_1$$

这种频散关系是局部的，因为它只包含在  $r_1$  上的力的局地平衡。为了说明在 (7) 中包含有波动的性质，令  $\omega = 0.001$ ,  $m = 2$ , 解出  $k(r_1)$ 。其结果如图 4 所示。

为了求得全部有效解，我们必须应用径向边界条件 (6d) 和 (6e)。因为应用径向边界条件到同时有径向变量和垂直变量的 (5) 式中是困难的，也因为总的频散关系是频率及水平波数的一种约束条件，而与  $z$  变量无关，故我们建立起一个常微分方程，该方程的类似于波形的解是如 (7) 式给出的。这样，径向边界条件就应变换成以适应于新的方程。对于详细的数学推导读者参看 Fung(1977) 的文章。

新的方程是

$$\frac{d^2 x}{dr^2} - \alpha \lambda a i \frac{dx}{dr_2} - \lambda^2 (a^2 + b^2) x = 0 \quad (8)$$

这里  $\lambda = \frac{1}{\varepsilon}$ ,  $a = R_*(k)$ ,  $b = I_*(k)$ 。径向边界条件为

$$r_1 = R_0 \quad \frac{dx}{dr_1} = 0 \quad (9a)$$

$$r \rightarrow \infty \quad x \text{ 保持有界} \quad (9b)$$

要求 (8) 式的解满足 (9a) 和 (9b) 的条件下，我们得到总频率关系

$$\lambda \int_{R_0}^{\tau_0} b dr - P - \frac{P}{2} \ln(2\lambda f_0^{1/2}) - \frac{1}{2} \ln\left(\frac{\sqrt{2\pi}}{\tau(P + \frac{1}{2})}\right) - i \left[ -\frac{(P + \frac{1}{2})\pi}{\alpha} + \beta_0 \right] \quad (10)$$

这里  $\tau_0 = r_1$ ,  $\frac{\partial b}{\partial r_1} = 0$

$$b(r_1) = f_0(r_1 - \tau_0)_2 + q$$

$$P = \frac{\lambda q}{2f_0^{1/2}}$$

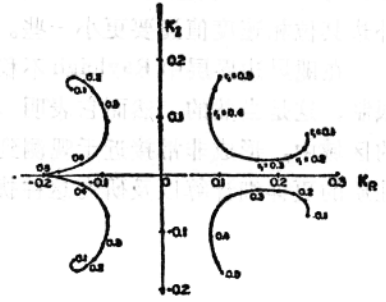
$$\beta = \tan^{-1} [ \beta(R_0)/a(R_0) ]$$

最不稳定的解是  $m = 4$ ,  $\omega = 0.003 + 0.003i$  时得到的。这给出 1.3 天的  $e$  的指数倍增长时间。波长  $\bar{\lambda}$  范围在  $r = 50$  公里时  $\bar{\lambda} = 19$  公里;  $r = 300$  公里时  $\bar{\lambda} = 52$  公里。由公式

$$\Phi(r) + m\theta = \text{常数}$$

给出的等位相线如图 5 所示。

断定波动的交角范围，在  $r = 50$  公里时  $\alpha =$



13.6°,  $r=300$  公里时  $\alpha=6^\circ$ 。在眼壁附近的位相速度为0.25米/秒左右,并从眼壁再向外边其位相速度值还要更小一些。

在飓风边界层中 Rayleigh 不稳定的线性近似理论是受到其近似性以及所作的假定的限制,这是当然的。然而它表明 Rayleigh 不稳定是一种把湿空气组织到上升的和螺旋的区域中,形成非常接近于观测到的螺旋雨带型的机制。下一步将同时进行最不稳定性质的更详细计算以及研究这种扰动问题的初值方法。

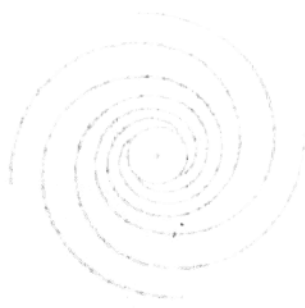
(斯公望译,王两铭校)

$$(3) \quad \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{d}{dr} \right) \right) + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{d}{dr} \right) = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{d}{dr} \right) + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{d}{dr} \right)$$

$$(4) \quad \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{d}{dr} \right) \right) + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{d}{dr} \right) = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{d}{dr} \right) + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{d}{dr} \right)$$

$$(5) \quad \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{d}{dr} \right) \right) + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{d}{dr} \right) = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{d}{dr} \right) + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{d}{dr} \right)$$

$$(6) \quad \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{d}{dr} \right) \right) + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{d}{dr} \right) = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{d}{dr} \right) + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{d}{dr} \right)$$



# 山脉对台风涡旋的效应： 实验室研究

H. P. 包 R. R. 黄

## 1. 引言

山脉对台风和飓风有很强的牵制和影响已为人们所认识。在某些情况下由山体引起的阻塞及转向效应变得非常显著。在太平洋中，台湾山脉耸立，许多山峰接近于海拔4000米的高度。每年夏季与初秋，许多强烈的台风路经台湾岛，这在近二十多年中已作过大量的观测。当台风遇到台湾岛时，采用加密的地面测站资料进行地面风场以及移动路径的研究已在另文中报告了（朱、王和包1977）。看来同山脉与台风相制约而联系在一起的现象确实是十分复杂的。这种三维空间气流场的详细数值模拟目前还不易办到。因此就设计了实验室模拟研究，其目的是(a)模拟与这种牵制有关的动力学结果，(b)获得对这种现象的更好了解，(c)更重要的是提供一种当台风与台湾岛相遇时予报其路径的方法。

最近 H. P. 包(1976)进行了一系列的实验室试验，研究一个涡旋与二维椭圆形山体机械地相遇的情况。他已证明：当台风遇到台湾岛时与坡度效应有关的气流特征能在实验室中合理地模拟出来。尤其是对在台湾岛周围路径发生偏折的台风，它的几类移动路径能在实验室中很真实的模拟出来。本研究是以前工作的继续，采用真实的三维山体来模拟实际台湾形状。因为我们的实验室研究的主要目的之一是提供这种相遇事件中予报台风移动路径的一种方法，因而在水流通道中产生的涡旋是一个自由涡旋，就是说它不受外源的控制或维持。近来，张、陈（1969）和张等（1975）已在实验室的一个旋转器中进行了一些台风结构的试验模拟。在一个固定的位置上提供外界热源，因此这种涡旋就停留在热源维持的地区上，因而涡旋的移动受到很大的限制。

在我们的研究中，水被用作运转的物质 (working substance)，因此在水流通道中产生的涡旋有着有限的厚度，自由面就是它的顶界。

## 2. 试验装置和方法

### 2.1 试验装置

初期的试验是在9.5米长，0.3米深，0.59米宽的树脂玻璃水槽中进行的。在本文研究中试验的主要部分是在3.75米长，0.3米深，1.24米宽的另一树脂玻璃水槽中实现的。在水槽的顶上，装置了轨道和拖带系统，使障碍物沿着水槽能被拖动。能控制拖带系统以1厘米/秒到10厘米/秒的稳定速度移动。在试验的剖面上装置有照明用的两个光盒；

每个光盒上开 4 个间隔 1 吋的水平小孔，这些小孔能观测到在这些高度上的水平流型。为了记录流场的演变，在拖带系统顶的平台上安装一架 Nikon F<sub>2</sub> 照相机以及一个 MD-2 型马达操纵器。为了最近的试验实验或模型缩小了台湾、中国大陆沿海地区以及菲律宾岛屿的地形，其垂直尺度给以放大。水平尺度：1 厘米 = 20 公里，垂直尺度：1 厘米 = 1 公里。

### 2.2 试验方法

水槽中放入自来水。用一个机翼以一定的击水角度突然移动引起一个二维涡旋。在机翼的后边立即脱出一个二维涡旋，并很快把机翼也卷入运动中去。当已经造成的涡旋固定在一个稳定的位置时，拖带系统带着山体模型以一定常的速度沿水槽向涡旋运动。根据过去的经验，台湾模型是放在水槽水的中间深度。用悬浮在水中的 Plislite S—5 多孔小球通过从两个光盒出来的水平光束的照明，而使气流成为可见。安装在顶上的照相机以一定时间间隔相继摄下流型。

### 3. 试验结果

对遇到山体模型的两维涡旋已作了一系列的实验。图 1 a 为早先对两维椭圆形山体试验的见于顶面的水纹线照片。图上可见主要涡旋是东南方移近山体。这照片的流线型与图 1 b 上所示的台风 Judy (1953) 的地面流线型极为相似。图 2 所示的是一个移近山

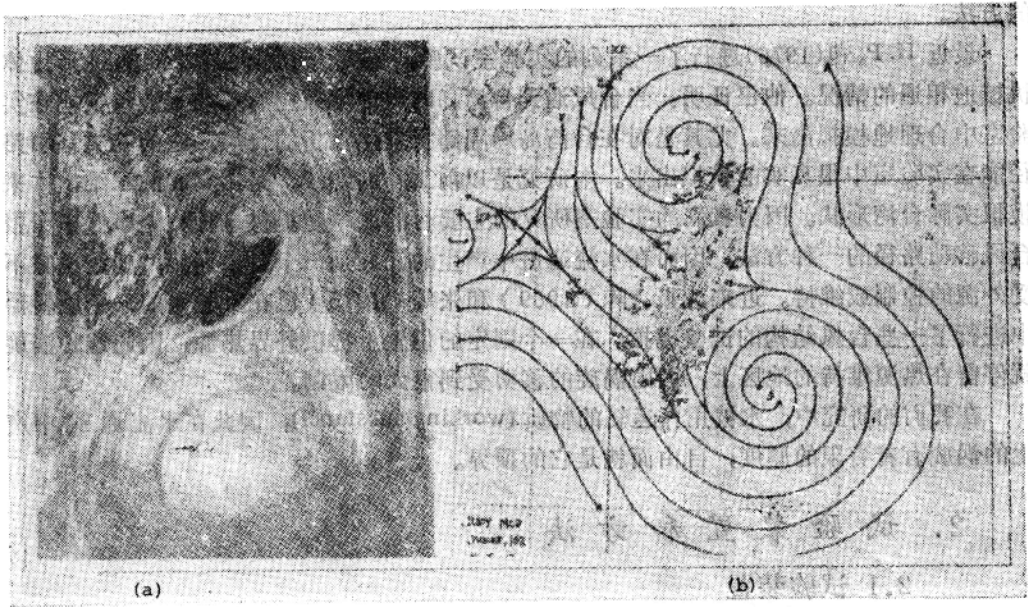


图 1 试验结果与 1953 年台风 Judy 的地面流线之间的比较

体并越过山体的自由涡旋的连续顶面照片。在图 2 a 上，自由涡旋是从垂直于该模型主轴方向的右侧移近岛体模型的。一个涡旋在这个岛右侧的南端上正在开始形成。当主要涡旋正向山体移动时，这个涡旋随时间而增长。当主要涡旋通过岛上时，这个诱导出来