

国外晴空湍流研究评述

赵 颂 华

(空军气象学院)

晴空湍流(Clear Air Turbulence,以下简称CAT)是指出现在9千米以上高空、且与对流云无关的湍流。它排除了与对流性不稳定边界层及深厚对流有关的湍流,却并未排除非对流性云(多指卷云)中存在的湍流。因此,有人认为采用“急流湍流”或“高空湍流”的术语似更合适。

近年国外有关CAT的探测资料表明,CAT区的水平宽度约为100千米,在顺风方向上可延伸至200千米,其垂直厚度多介于200—1500千米;CAT区中约有60%的湍流碎片可持续6小时。很清楚,这种呈零星斑点状分布且历时短暂的CAT是中小尺度天气现象。CAT是影响对流层上部飞行的主要危险天气。业经证实,CAT影响着较大尺度的大气运动;由CAT引起的强烈输送效应和混合效应可改变大气的中尺度结构。因此,CAT的研究已超出了航空气象学的范围。

本文评述了美英等国关于CAT研究的主要成果。

一、CAT与静力稳定度及垂直风切变

自由大气中,可能形成湍流的原因通常有两个,即气层的静力不稳定性及静力稳定切变气流中的雷诺应力。对于CAT,主要是后者。

理论研究和经验事实都表明,在气流垂直切变大的稳定气层的内界面上,经常发生Kelvin-Helmholtz波(K-H波),且当切变超过临界值时,波动变得不稳定,并自发地增长,“破碎”而形成湍流。

R_i 数 $[=g(\Gamma_d-r)/\bar{T}\eta^2]$, g 为重力加速度; $\bar{T}$ 为气层的平均温度; Γ_d 为干绝热温度直减率; r 为气层的实际温度直减率; $\eta=\partial u/\partial z$ 为气层的垂直风切变]是判断有垂直风切变且热力不均匀的气层中湍流发展与否的特征量。 R_i 数越小,越有利于湍流发展;反之,则越不利于湍流的发展。

通常,当 R_i 数 $<R_{ic}$ 数(临界 R_i 数)时,湍流必将发展。1972年Arya^[1]认为,能触发湍

流的临界条件与切变应力关系密切,借助于雷诺应力方程和湍流能量方程,可得到用相关系数表示的 R_{ic} 数的关系式,由此求得的 R_{ic} 数的值在0.15—0.25之间变化,这与由实测数据求得的 R_{ic} 数值相符。Arya还认为, R_{ic} 数的值由地面往上是有所增加的。

R_i 数的计算要求用垂直分辨率高的风和温度的探测资料。目前用常规探空测风资料求得的 R_i 数值均偏大(参见第三节)。1978年,Keller^[2]根据飞机测量数据求得 $\frac{g}{T}(\Gamma_d - r)$

随 η^2 变化的相关图(图略),发现二者的相关系数为0.412。这表明,在静力稳定气层中,产生强垂直风切变区的天气尺度流型与CAT的形成及其强度有一定的相关性。

1965年Wilson^[3]曾指出,在水平面上, $\beta \left(= -\frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right)$, θ 为位温)为正值 的弯曲气流中,如果

$$f \left(\frac{\partial u}{\partial y} - f \right) > g\beta \frac{l^2}{m^2} \quad (1)$$

则将出现垂直波数为 m 和水平波数为 l 的环胞状横向流动的不稳定现象。(1)式要求横向风速梯度 $(\partial u / \partial y)$ 为反气旋性的,且其值大于科氏参数(f)。

1969年,Scorer^[4]介绍Shabbar, M. (1968, 未发表)将上述判据推广到包括垂直风切变的情况,得到

$$f \left(\frac{\partial u}{\partial y} - f - 2 \frac{1}{m} \eta \right) > g\beta \frac{l^2}{m^2} \quad (2)$$

只要 $\frac{\partial u}{\partial y} > f$,则在 $\eta^2 > \frac{g\beta}{f} \left(f - \frac{\partial u}{\partial y} \right)$ 成立的情况下,必定有实际的 l/m 值满足(2)

式。然而,即使 $\partial u / \partial y > f$, η 也足以削弱气流的稳定性。例如,以 $\partial u / \partial y = f/2$ 的特例而言,要求 $\eta > (g\beta/2)^{1/2} = 5 \times 10^{-3} \text{秒}^{-1}$,这种每千米垂直风切变达5米/秒的情况并不少见。显然,典型的急流很容易以这种方式变得不稳定;急流的大值 $\partial u / \partial z$ 处和大的正值 $\partial u / \partial y$ 处,正是CAT出现频繁之处。

二、CAT的形成

CAT的形成机制通常有两种,即静力稳定气层中强的垂直风切变和背风坡上空 的驻波及转子流。后者可由背风波的准定常特性来说明,在这里只讨论前者。由于CAT不具有产生涡度的固体边界和热泡那样的条件,所以应该探讨CAT所特有的涡度的形成及其变化机制。

1. 涡度的形成及变化

1963年,Scorer和Wilson^[5]认为,在除重力以外没有其它体积力作用的条件下,

密度可变的非粘性流体的运动加速度为

$$\begin{aligned}\vec{a} &= \frac{D\vec{V}}{Dt} = \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \text{grad} \left(\frac{1}{2} \vec{V}^2 \right) - \vec{V} \times \vec{W} \\ &= \vec{g} - \frac{1}{\rho} \text{grad} P = \vec{g} - \frac{1}{\tau} \text{grad} \tilde{W}\end{aligned}\quad (3)$$

式中 $\vec{a}$ 、 $\vec{V}$ 及 $\vec{W}$ 分别为流体的加速度、速度及涡度; ρ 和 P 分别为流体的密度和压力;

τ 和 $\tilde{W}$ 分别为绝热过程中 ρ 和 P 的置换量, $\tau = 1/\theta$, 位温 $\theta = T \left(\frac{P_1}{P} \right)^{(k-1)/k}$, T 为

温度, P_1 为标准气压, 故 $\tilde{W} = \frac{kR}{k-1} \tau T \left(k = \frac{c_p}{c_v} \right)$ 。

消去了 P 或 $\tilde{W}$, 则此种分析对于不可压缩流体和可压缩流体是等同的。对于这两种情况, 静力稳定度可用相同的符号来表示, 即 $\vec{N} = \text{grad} P / \rho$ 或 $\vec{N} = \text{grad} \tau / \tau$ 将 τ 乘以 (3) 再求旋度, 稍加整理可得

$$\tau \text{curl} \left(\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} - \vec{V} \times \vec{W} \right) + \text{grad} \tau \times \vec{a} = \text{grad} \tau \times \vec{g}$$

然后将 $\text{curl}(\vec{V} \times \vec{W})$ 展开, 并注意到 $\text{div} \vec{W} = 0$, 有

$$\frac{\partial \vec{W}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \text{grad}) \vec{W} + \vec{W} \text{div} \vec{V} - (\vec{W} \cdot \text{grad}) \vec{V} = \frac{1}{\tau} \text{grad} \tau \times (\vec{g} - \vec{a})$$

$$\text{即} \quad \frac{D\vec{W}}{Dt} = -\vec{W} \text{div} \vec{V} + (\vec{W} \cdot \text{grad}) \vec{V} + \vec{N} \times (\vec{g} - \vec{a}) \quad (4)$$

上式右侧第一项表示由辐散引起的涡度变化; 第二项表示由于风场不均匀引起的涡线倾斜而有的涡度变化; 第三项表示由密度梯度引起的涡度变化, 或为重力的产物, 或为加速运动中惯性的产物。

就中小尺度运动而言, 当 $\vec{a} \ll \vec{g}$ 时可略去 $\vec{a}$; 由辐散项引起的涡度变化部分亦暂略去。见图 1。为简单起见, 这里只讨论定常情况下 YOZ 面内的二维运动, 故涡度方程的横向分量方程可用下式来表示

$$q \frac{\partial \eta}{\partial s} = g \beta \sin \alpha \quad (5)$$

式中 q 为速率, α 为流线 s 的水平倾角。

$$\text{故} \quad \delta \eta = \frac{g \beta}{q} \sin \alpha \delta s = g \frac{\beta}{q} \delta z$$

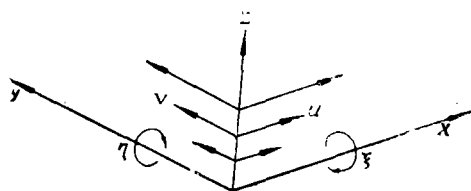


图1 水平二维流动中的涡度分量

$$= \frac{g\beta_0}{q_0} \delta z \quad (\because q_0\beta = q\beta_0) \quad (6)$$

式中下足标为“0”的量均为沿流线的值； δz 为由测量 β_0 和 q_0 的初始高度以上的垂直位移，见图2。

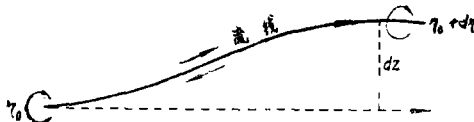


图2 据(5)式，当流线倾斜时产生的涡度

(5)式表示由斜升运动产生的前向切变(指沿气流方向速度向上递增的切变)的一种度量。我们注意到，如果流动开始时没有涡度，那么在这种情况下 R_i 数将由(6)式可得

$$R_i = \frac{g\beta}{(\delta\eta)^2} = \frac{q^2}{g\beta(\delta z)^2}$$

对于流线中某给定波型(即给定的 δz)而言，最小的 R_i 数出现在 β 值为最大之处。这个结论十分重要，它为在稳定气层中观测到很多CAT提供了一种解释(相同的结论也可用于沿锋区的斜升气流，只是这时 q 为上滑气流的速率)。

层结稳定性对湍流发展的影响，在扰动出现之前和出现之后是有所不同的。当未出现扰动时，层结越稳定， R_i 数亦越大，致使湍流不易发展；这时，只有层结不稳定才促使湍流易于发展。然而一旦出现扰动，则层结稳定有助于初始涡度的产生，进而使 R_i 数减小并使湍流也能发展。其实，层结不稳定仍将使湍流得到发展。

由此可见，层结稳定在初始涡度产生中的重要作用，只是在气流受到扰动且有波动形成的情况下才能表现出来。因为如果这时没有扰动，则无涡度产生，更谈不上触发湍流了！还可以进一步推论，与CAT关系密切的急流，必须在流动倾斜且出现扰动的时候，才能将其动能转换为供CAT发展所需的能量。

2. 次级涡度的形成及其变化

我们仍用(4)式

$$\frac{D\vec{W}}{Dt} = -\vec{W}\text{div}\vec{V} + (\vec{W}\cdot\text{grad})\vec{V} + \vec{N} \times (\vec{g} - \vec{a})$$

进行讨论。为方便起见，下面用沿流线的切向($\vec{t}$)、主法向($\vec{n}$)及次法向($\vec{b}$)所确定的正交单位坐标系，见图3。将上式进行适当处理，可得定常情况下的涡度方程

$$\vec{V}\cdot\text{grad}\frac{\vec{W}\cdot\vec{t}}{q} = 2K\vec{W}\cdot\vec{n} + K_q\vec{N}\cdot\vec{b} + \frac{1}{q}(\vec{N}\times\vec{g})\cdot\vec{t} - \frac{\vec{W}\cdot\vec{t}}{q}\text{div}\vec{V} \quad (7)$$

式中 K 为曲率，流线上凸时为正值；反之，为负。

(7)式右侧第一项表示, 如果主法向无涡度, 那么气流必须倾斜或弯曲才能产生次级涡度; 第二项表示除非密度梯度与次法向垂直, 否则密度梯度要转向, 直至 $\vec{N}$ 与主法向相反; 第三项表示重力效应, 但限于重力在流线法向的分量所起的作用。以上两项合起来表明, 当流体的等密度面与局部水平面斜交时, 前者必将发生旋转直至与后者相重合。最后一项表示由于流场辐散辐合而引起的次级涡度变化, 因为它并不反映角动量绕流线的变化, 故不重要。

离心力的影响包括在第一、二项之中。因

$$\vec{W} \cdot \vec{n} = \vec{W} \cdot \vec{b} \times \vec{t} = \vec{t} \times \vec{W} \cdot \vec{b} = \frac{1}{q} \text{grad} \frac{1}{2} q^2 \cdot \vec{b}$$

且 $\vec{b} \cdot \vec{a} = 0$; 再令 $\lambda = \log(\tau q^2/2)$ 为单位体积流体的动能的函数。故此两项可组合为

$$2K \cdot \vec{W} \cdot \vec{n} + Kq \vec{N} \cdot \vec{b} = 2K \left(\frac{1}{q} \text{grad} \frac{1}{2} q^2 + \frac{1}{2} \frac{q}{\tau} \text{grad} \tau \right) \cdot \vec{b} = Kq \text{grad} \lambda \cdot \vec{b} \quad (8)$$

由此可见: 一、只要 $\text{grad} \lambda$ 的方向与主法向不重合, 则必将有次级涡度产生, 如果它足以克服重力的稳定性效应, 那么沿流线方向上, 小扰动将以等 τ 面波纹状振幅加大的方式而增长。二、因 $Kq \text{grad} \lambda = 2Kq \cdot \text{grad}(\tau q^2/2)/\tau \cdot q^2$, 故次级涡度除了与 K 和 $\text{grad}(\tau q^2/2)$ 成正比外, 还与气流的动能 $(\tau q^2/2)$ 成反比, 亦即动能越大时, 次级涡度越难形成。这可以解释急流中不易形成次级涡度, 只是在急流周围(或其它风小之处)才易形成次级涡度的事实。

3. 离心不稳定^[5]和波纹状扰动

在静力稳定度很弱和/或风切变很强的气层中, 由曲率产生的流体运动加速度显著地影响气流的不稳定性。下面将讨论: 在什么情况下, 曲率的这种不稳定效应会超过静力稳定性(与重力有关)的问题。

1963年, Scorer 和 Wilson^[5]用小扰动法讨论了流线凹凸时, 流动的不稳定性问题。他们假设波动是二维的, 扰动以在浅薄气层内绕流线的次级涡度的形式出现。在小扰动的情况下, q 保持原来的未扰动值。这时可将(4)式改写(略去辐散效应)如下

$$2q \frac{\partial^2 \phi}{\partial s^2} = \left(Kq \frac{\partial \lambda}{\partial n} - \frac{\vec{g} \cdot \vec{N}}{q} \cos \alpha \right) \sin \phi \quad (9)$$

式中 ϕ 为等 τ 面绕流线旋转的角速度; s 为沿流线的弧长; 其余符号均同前。令未扰气

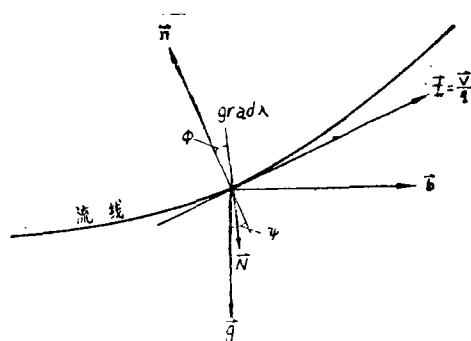


图3 正交单位坐标系说明图

流的 $\vec{N}$ 指向下(为静力稳定情况)。然后再根据

$$Kq \frac{\partial \lambda}{\partial n} \leq \frac{\vec{g} \cdot \vec{N}}{q} \cos \alpha$$

即可判断扰动是否稳定。 K 的正负号同(7)式。当 λ 向上增大时 $\partial \lambda / \partial n$ 为正值;反之, $\partial \lambda / \partial n$ 为负值。由此可见,气流中凡属曲率大、相对于水平面的倾角大以及风切变大之处,最容易发生不稳定。但这种不稳定性受到密度梯度的制约。图4表示由离心不稳定引起的流面波纹状扰动情况。

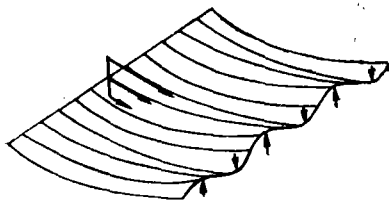


图4 由离心不稳定引起的流面波纹状扰动

前面曾述及,存在于未扰气流中的浅薄切变层将促使波动变得不稳定。现在可进一步看出,如果切变气流的速度是向上递增的,则此种不稳定现象发生在波谷处;反之,如向下递增,则发生在波峰处。在前一种情况下,波峰处的气流将趋向稳定,并使扰动的能量转换为稳定波动的能量;反之亦然。可是在三维运动的情况下,这种稳定波动会由于频散而消失。还应注意,在稳定气层中三维湍流的能量,主要以稳定波动的形式传输给环境空气,故促使这种衰减进行得

比分裂成小涡旋的衰退更为迅速。另一方面,由于二维波动陷进了存在初始转子流的气层中,而并非衰退为较小尺度的涡旋,故其持续时间较长。因此,二维湍流一旦形成,则将有更多的机会被人们观测到。

4. CAT形成的概念模式

近十多年来,不少人根据各种湍流探测器获得的资料,分析研究CAT的结构(破碎K-H波的结构)。有些探测结果的分析表明,CAT的能量耗散率接近于天气尺度变形场(与急流/锋面有关)作用下某气层中垂直风切变的增强率(如Kennedy和Shapiro, 1975, 1980^[6]),并且K-H不稳定性与相应的湍流沿着具有天气尺度风场的等熵面往远处传输(Gary, 1981)。这除了为日后CAT预报选定数值处理方案提供基础外,对CAT的形成也作了清晰阐述。

图5表示了CAT的形成过程。从左到右,图中的方块表明天气尺度的静力切变气层(其中可存在较小尺度的不连续)的产生,此浅薄气层可以吸收由下面往上传输的重力波的能量(Hines, 1968; Bretherton, 1969; Jordan, 1972),因而在此高度上,不稳定的K-H波得以自发增长、“破碎”而形成湍流。Reiter(1969)指出,此种破碎的K-H

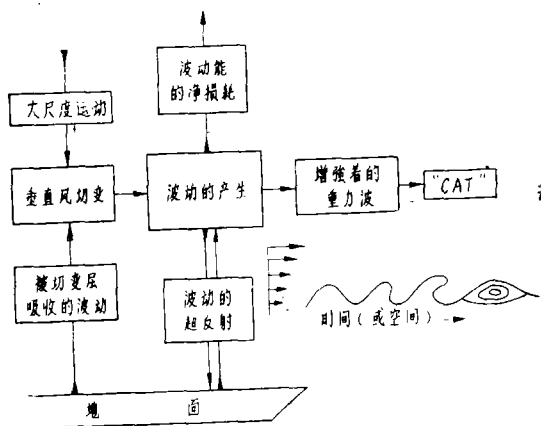


图5 CAT形成的概念模式

不稳定气流的速度谱与实测的湍流谱一致。换言之，CAT是天气尺度的动能通过K-H波不稳定产生的内耗散的表现。对于形成CAT的天气尺度风场和温度场的缓慢变化而言，如果调整到平衡状态的时间短暂，就可以达到定常状态。只要天气尺度的运动场持续地“扰乱”风切变与静力稳定度之间的平衡，CAT就将保持下去。

三、判断 CAT 的三种指数

长期以来， R_i 数一直是分析自由大气湍流情况的唯一判据。人们曾提出几种根据常规探空和测风资料计算 R_i 数的大小以及确定低值 R_i 数区的方法(如Kronebach, G.W. 1964, 等)，但不少研究都指出，真正包含湍流的气层的时空尺度很小，而用这种常规资料求得的 R_i 数是在较长的时间和好几个浅薄气层中 R_i 数的平均值，无疑是大都偏大。究其原因，除了分辨率未能满足要求外，还有时空差异和垂直格点间距不合适等因素。常规探空(及测风)施放的时间和地点是固定的，飞机报告(湍流区)的时间和地点与之有偏离，以致求得的 R_i 数与飞机报告情况不符。这种时空差异的影响，对于天气尺度系统(或运动)可能并不重要，但对于中小尺度系统(或运动)却很重要。随着所研究对象的尺度的减小，这种影响将更为突出。为此，必须寻求某些与 R_i 数有关的新参数来判断CAT。

1. I 指数

1965年，Colson和Panofsky^[7]提出一个与湍流能成正比的I指数

$$I = (\Delta \vec{u})^2 (1 - R_i/R_{ic}) \quad (10)$$

式中 $\Delta \vec{u}$ 为穿过高空浅薄斜压区的风矢差。 R_{ic} 数的值理应取0.25，但由常规探空资料求得的 R_i 数均偏大，故不得不取较大些的 R_{ic} 数值(如0.75)，以期获得更好些的结果。

通过对CAT试验资料的分析，他们发现CAT强度与I的平均值和变化范围有密切关系，分别见表1和表2。

表 1 CAT 强度与 I 的平均值

CAT 强度	强	中度	轻	无
I (平均)	27.5	10.5	-1.7	-9.7

表1表明，强湍流与中度湍流的平均I值之比为27.5/10.5=2.6。又强湍流的实测阵风风速的变化范围为10.7—15.3米/秒，平均为13米/秒；而中度湍流的阵风变化范围为6.0—10.6米/秒，平均为8.3米/秒。两者的平均速度平方之比为2.4。由此可见，平均I值与阵风风速的平方(或湍流能)大致成正比，这正是I指数可作为CAT能量度量的依据。

表 2 CAT 强度与 I 的变化范围

出现次数 CAT 强度 \ I	< -25	-25—0	0—25	25—50	>50
轻—中 度	0	15	10	8	9
中 度	0	7	17	15	16
中 度—强	0	4	7	11	20
强	0	0	3	1	8
总 计	0	26	37	35	53
中度—强 以上 所占百分数(%)	0	15.4	27.0	34.3	52.8

但由表 2 可见, 当 $I > 50$ 时, 发生中度—强以上的湍流的次数约占总次数的 52.8%; 当 $25 < I < 50$ 时, 则约占 34%。特别是当 $R_i > R_{ic}$ 时, 按理应无 CAT 出现, 可是在 151 次探测中仍有 26 次出现 CAT, 且中度以上者占 42%。这又是 I 指数的不足之处。

2. t_{cr} 指数

1974 年, Oard^[8] 根据拉格朗日观点, 利用 R_i 数的时间变率, 提出一个判断 CAT 潜势的 t_{cr} 指数

$$t_{cr} = \ln R_i / \Phi \quad (11)$$

式中 t_{cr} 为气层达到 R_{ic} 数值*所需要的时间; $\Phi \equiv -\frac{D}{Dt} \ln R_i$, 是随空气运动过程中 R_i 数的时间变率, 即所谓的诊断 R_i 数倾向 (Diagnostic Richardson Number Tendency, DRT)。

由 (11) 式可见, 小值 t_{cr} (即 CAT 潜势高) 出现在 $\Phi \ll 0$ 之处和 R_i 数的相对低值区。因此, t_{cr} 数的大小及其等值线分布, 可用来判断 CAT 的潜势或发展。此论点得到 Oard (1974) 和 Dutton (1979) 所分析研究 CAT 个例的结论的支持。

由于飞机报告的中度以上 CAT 多出现在 250—300hPa 高度附近, 故选择 250 或 300hPa 等压面来表示 t_{cr} 场与 CAT 的相对极大区的交截之处。由此得到的大部分中度以上 CAT 区的水平尺度均不超过 100 千米, 且它们与等 t_{cr} 线的低值区的位置接近一致。

就短时预报而言, t_{cr} 场的预报可根据风场的平流来拟制, 它与早期用于天气预报的涡

* 已知对于无限薄的气层, R_{ic} 数理应取 0.25, 但就常规探空测站网提供的天气尺度数据的本性而言, Oard 断然取 R_{ic} 数为 1。尽管如此, 作为 CAT 潜势相对度量的 t_{cr} 场的特性仍保持不变

度守恒正压模式相类似。

3. SCATR指数 (Specific CAT Risk Index)

1983年, Keller^[9] 根据“天气尺度过程的动能, 通过K—H波不稳定性供给 CAT 能量耗散之需”和“K—H不稳定性与相应的湍流由源地沿平均气流向下游传输”的原理, 提出了 SCATR 指数

$$SCATR = (E)_{\Delta P} + \sum_i a \frac{\vec{n}_i \cdot \vec{u}_i}{|\vec{u}_i|} (E_i)_{\Delta P} \quad (12)$$

式中右侧第一项 $(E)_{\Delta P} \left[= -\frac{1}{24} \left| \frac{\partial \vec{u}_i}{\partial P} \right| \Phi (\Delta P)^2 \right]$, 其中 $\Phi = -\frac{D}{Dt} \ln Ri$ 是 ΔP 气层中湍流形成所需动能的供给率或湍流能的耗散率; 第二项为某较远点 i 处的 E_i 的平流贡献, $\vec{n}$ 为单位方向矢量, $\vec{u}_i$ 为风矢量, 由于此种贡献具有衰减效应, 故在该项中增添衰减因子 a 。

由(12)式可见, 任何强度 CAT 出现的可能性是与该处 SCATR 数值成正比增加的。图 6 是 1978 年 4 月 12 日 00 时 250hPa 等压面上 SCATR 等值线的分布情况, 同时注明 12 小时以后的飞机报告。由图 6 可见, CAT 区与 SCATR 等值线的分布有良好相关。这证实了中小尺度的 CAT 现象是由天气尺度的动力过程造成的。因此, SCATR 指数可用客观分析的格点数据进行计算。

由以上讨论可清楚看出: 以诊断 R_i 数倾向为基础的 t_{cr} 指数和 SCATR 指数, 是以天气尺度进行讨论的, 因而对 R_{ic} 的解释也就不再限于与无限薄气层相联系的经典意义了; 诊断 R_i 数倾向法不是把无线电探空数据作为直接确定 CAT 的依据, 相反地, 而是通过这种探测数据反映以中尺度能量供给 CAT 的天气尺度活动中心。它们都可以根据国家气象中心客观分析的格点数据计算得到。SCATR 指数比 t_{cr} 指数又有进一步改进, 最突出之处是对 K—H 波进行次网格过程的参数化, 并且它是按照与湍流报告时间最接近的相应的格点数据来计算

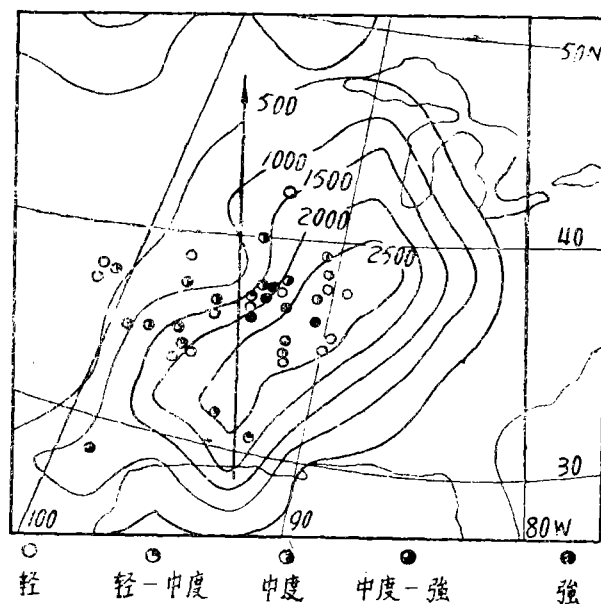


图6 1978年4月12日00时250hPa等压面上SCATR场与CAT报告

的。就目前试验阶段的结果而言, 应用 SCATR 指数预报 CAT 的准确率已超过经验预报结果。通过外场研究和改进, SCATR 指数的预报能力(包括拟制 CAT 的短期预报和中

期预报)必将会进一步提高。

参 考 文 献

- [1] Arya, S. P. S., The critical condition for the maintenance of turbulence in Stratified flows, *Quart. J. R., Met. Soc.*, 98, 264—273, 1972.
- [2] Keller, J. L., Prediction and monitoring of clear air turbulence: An evaluation of the application of the rawinsonde system, NASA CR—3072, 1978.
- [3] Wilson, S. D. R., Instability in a geostrophic wind with a transverse wind-speed gradient, *Quart. J. R., Met. Soc.*, 91, 132—139, 1965.
- [4] Scorer, R. S., Mechanism of clear air turbulence, *Proc. Symposium on clear air turbulence and its detection*, Y—H Pao and Goldburg Editors, 34—50, 1969.
- [5] Scorer R. S. and Wilson, S. D. R., Secondary instability in steady gravity waves, *Quart. J. R., Met. Soc.*, 89, 532—539, 1963.
- [6] Kennedy, P. I. and Shapiro, M. A., Further encounters with clear air turbulence in research aircraft, *J. Atmos. Sci.*, 37, 896—893, 1980.
- [7] Colson, D. and Panofsky, H. A., An index of clear air turbulence, *Quart. J. R., Met. Soc.*, 91, 507—513, 1965.
- [8] Oard, M. J., Application of a diagnostic Richardson number tendency to a case study of CAT, *J. Appl. Meteor.*, 13(7), 771—777, 1974.
- [9] Keller, J. L., CAT detection and forecasting using operational NMC analysis data, 9th Conf. of Aerospace and Aeronautical Meteor., AMS, 320—324, 1983.
- [10] Keller, J. L., Performance of a quantitative jet stream turbulence forecasting technique: The specific CAT risk (SCATR) index, *AIAA*, 84—0271, 1984.