

山脉对大尺度大气运动系统影响 的实验室模拟

D. L. Boyer 陈瑞荣

摘要 通过线性分层旋转流体的实验室试验,分析了翻越山脉的大气大尺度运动的模拟问题。分析表明,在 f -平面模型条件下其相似标准须包括匹配 Rossby 数、Burger 数和 Ekman 数以及用流体深度标准化了的山地高度函数。流体深度与地形宽度之比不具有零阶重要性,这使实验室的模型能够使用夸大了的垂直尺度对于水平尺度之比。

模型在大气参数变化范围内,让 f -平面西风气流翻越落矶山。对不同深度的平面流型和不同的系统参数值作了定量分析。实验对于山地上空的脊、山地东部的下游槽以及脊和槽的一般走向,都给出了相当合理的结果。试验还指出,当流体以平均风速相对于一个观测者移动时,在山地中部的东南方可以找到一个闭合的气旋性涡旋。当 Rossby 数增大时,该气旋扰动将越来越移向东北。此外,在山地中心的正北方,沿着山脊有一个静止的反气旋涡旋。该反气旋的位置随着 Rossby 数的变化并不十分敏感。

还展示了落矶山模型南部、中部和北部垂直剖面上流体的运动状况。这些运动呈现尾流流的特征,尤其垂直运动场是如此。最后,试验给出了一个位于模型中部上空,具有切断低压的槽向东平流的情况。在山脉上游切断低压略微移向东北,而在穿过山峰时明显折向南方;切断低压的中心在翻越山脉时加速,然后在山脉的背风坡减速。实验室中的这些结果定性地类似于大气中切断低压翻越落矶山脉时的观测结果。

1. 引言

对于气象学家来说,地形对天气气候的影响长期以来被认为是非常重要的因素。山地的影响主要包括:象强滑坡风(Lilly, 1978)这类的局地现象以及象阿尔卑斯山背风坡气旋(Buzzi 和 Tibaldi, 1978)和西藏高原背风坡中的西南低涡(成都中心气象台, 1976)这一类大尺度天气系统。

已经发现某些途径可以改善我们对地形影响的认识,其中比较重要的是一些现场试验计划。在这些计划的实施中,使用飞机探测,卫星遥感和地面观测来获得实时资料。这方面新近的努力还有西藏高原气象试验

TIPMEX 和阿尔卑斯山试验 ALPEX。

地球大气某些主要的强迫函数,其中包括旋转和层流,都可以在实验室里模拟出来。这样一类实验模拟对于现场试验研究、解析研究和数值模式来说又是一个有效的补充,并且也有助于改善我们对山脉影响的了解。通过试验室来模拟大气的大尺度运动是本文的主要目的。特别是,我们将着重考虑实验室流体近似模拟大气运动的条件。

2. 试验的假定*

* 原文第2部分给出了在实验室和大气中的运动方程,并且导出了运动的相似条件,原文第3部分讨论了试验仪器和实验室技术,均略译。译文的第2节原在引言内,为突出对假定的讨论和介绍一些参数,加了第2节第3节两个标题。——编注

本文的目标首先是, 在一个 f 平面上得到大气和实验室系统之间的相似标准, 然后研究穿过落矶山模型的一致西风气流的流动。试验是在 Rossby 数和 Burger 数接近大气的条件下进行的。试验中使 Burger 数和 Ekman 数的变化范围增大, 以便更好地了解它们对气流特征的影响。

在本研究中我们将忽略 β 效应, 并且假定一种与高度和纬度都无关的一致西风气流。当然, 这些近似是过于严格的限制, 它们可能引起试验结果和大气观测的不一致。在目前的研究中我们有理由着重保持旋转、分层和有地形这三大特征。在以后的研究中我们再考虑 β 效应和垂直、水平切变问题, 并且

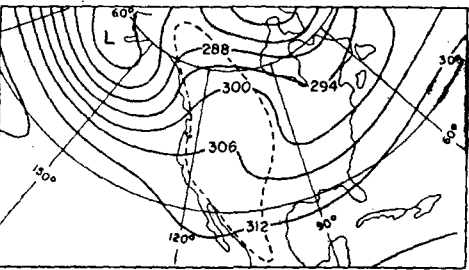
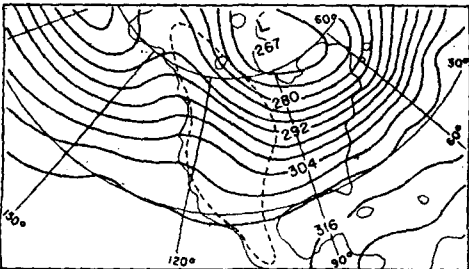
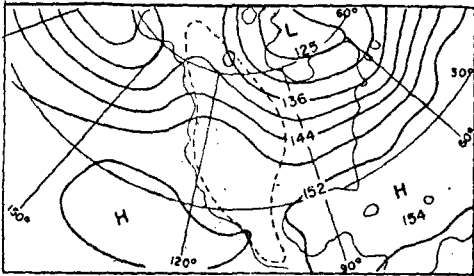


图 1 实测的月平均位势高度图。(a)850 hPa, (b)和(c)700 hPa。单位为位势 什米。(a)和(b)取自[Manabe 和 Terpstra(1974), 为1959—1963 五年中一月的平均值。(c)取自“每月天气评论” 108 卷 7 期。虚线代表模式地形的最高区。见图 2

最终要考虑非均匀加热和冷却的问题。对于象落矶山这样辽阔的山地, 其准地转位涡方程的尺度分析表明(见 Pedlosky, 1979), β 项略微偏小, 但仍具有与平均背景旋转项大致相当的量级。这说明, 在确定最低阶运动时 β 效应的确是个十分重要的因素。

在寻求固定深度流体的实验室模拟与不定高度大气之间的关系时, 产生了一个新的困难, 即如何处理上边界条件的问题。在本研究中, 我们使试验流体的高度与对流层顶

表 1 有量纲参数

大 气 中	实 验 室 中
$D' = 1.2(10)^6 \text{m}$	$D = 3.2(10)^{-2} \text{m}$
$H' = 1.2(10)^4 \text{m}$	$H = 8.0(10)^{-2} \text{m}$
$h' = 3(10)^3 \text{m}$	$h = 1.5 \cdot 10^{-2} \text{m}$
$a = 6.4(10)^6 \text{m}$	$0.1(10)^{-2} \leq U \leq 0.7(10)^{-2} \text{ms}^{-1}$
$5 \leq U' < 30 \text{ms}^{-1}$	$0.5 \leq f \leq 1.3 \text{s}^{-1}$
$f' = 10^{-4} \text{s}^{-1}$	$\gamma = 10^{-6} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$
$\nu'_H = \kappa'_H = 10^4 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$	$\kappa = 1.6(10)^{-9} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$
$\nu'_V = \kappa'_V = 2.5 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$	$g = 9.8 \text{ms}^{-2}$
$\bar{\theta}_s = 300^\circ$	$0.3 \leq N \leq 0.6 \text{s}^{-1}$
$3(10)^{-3} \leq d\theta/dz' \leq 5(10)^{-3} \text{m}^{-1}$	$x_a \leq 1.0 \text{m}$
$g = 9.8 \text{ms}^{-2}$	
$c_s = 330 \text{ms}^{-1}$	
$10^{-2} \leq N' \leq 1.3(10)^{-2} \text{s}^{-1}$	

表 1 符号说明:

实际大气中坐标的取法为

$$\begin{cases} x' = a(\lambda - \lambda_0) \cos \phi_0 \\ y' = a(\phi - \phi_0) \\ z' = r - a \end{cases}$$

其中, a 为地球半径; λ 为流体元的经度, ϕ 为纬度, (λ_0, ϕ_0) 为山地中心所在的经、纬度; r 为流体元距球心的距离。这就是说, (x', y', z') 的坐标原点取在球心。而在实验室中, 坐标系 (x, y, z) 的原点则取在盛放流体容器的底面上。

h', D' 分别为山地的垂直或水平方向特征大小; H' 为对流层顶的特征高度; U' 为流体的特征速度; f' 为大气科氏参数; ν'_H, ν'_V ——分别为大气的水平和垂直涡动粘滞系数; κ'_H, κ'_V ——分别为大气的涡动扩散系数; 大气的 Brunt-Väisälä 频率 $N' = \left(\frac{g}{\bar{\theta}_s} \frac{d\theta_s}{dz'} \right)^{1/2}$ 。以上各参数不带撇(如 D, H 等等)时,

代表实验室条件下相应参数。

$\bar{\theta}_s$ ——相对于 (x', y', z) 静止的大气位温 $\theta_s(z')$ 的平均值; c_s ——声速; x_a ——试验流体绕 (x, y, z) 原点旋转的旋转轴的坐标。

的高度相等。这样一来，平流层的强稳定性很可能要抑制对流层顶附近的垂直运动。

3. 有关参数

一组有量纲和无量纲的参数分别给在表 1 和表 2 中。图 2 给出落矾山地形特征。

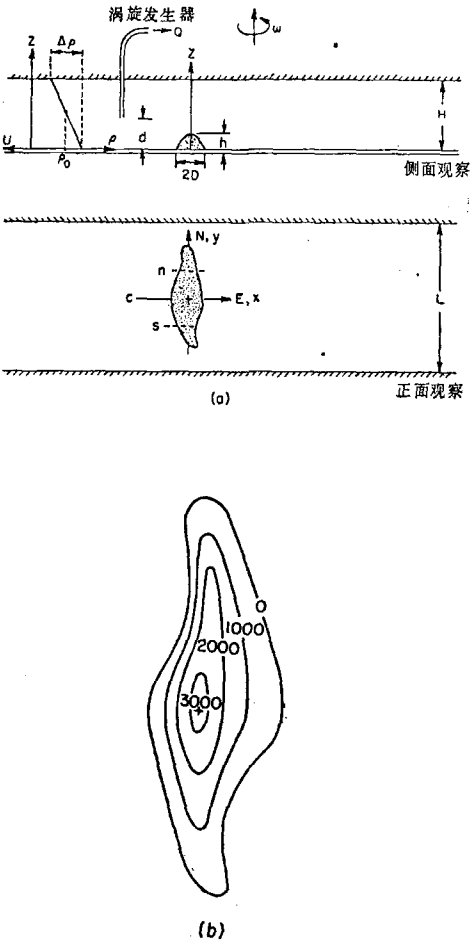


图 2 (a)实验室中的物理系统;n(北部的), c(中央的)和 s(南部的)截面; (b) 落矾山的实验室地形等高线图

表 3 中(i)–(iv)项条件 给出 五个 相似性方程, 从中求出六个量纲模拟参数 U, f, N, H, h 和 D 。这些参数之一(比如 D)可以任意取值, 其余五个则可通过方程求出。这样, 模拟者就可自由选取 δ , 只须保证实验室内的流体静力条件, 即 $\delta^2 R_0^2/S \ll 1$ 。

表 2 无量纲参数

大 气 中	实验室中
$4.2 \times 10^{-2} \leq Ro' \leq 2.5 \times 10^{-1}$	$2.4 \times 10^{-2} \leq Ro \leq 4.4 \times 10^{-1}$
$1.0 \leq S' \leq 1.7$	$3.3 \times 10^{-1} \leq S \leq 9.0$
$1.4 \times 10^{-2} \leq Fr' \leq 8.7 \times 10^{-2}$	$1.1 \times 10^{-3} \leq Fr \leq 7.9 \times 10^{-3}$
$E'_H = 6.9 \times 10^{-5}$	$1.2 \times 10^{-4} \leq E \leq 3.1 \times 10^{-4}$
$E'_V = 1.7 \times 10^{-4}$	$\delta = H/D = 2.5$
$F'_t = 2.9 \times 10^{-1}$	$h/H = 0.19$
$\delta' = H'/D' = 10^{-2}$	$Sc = 6.2 \times 10^2$
$h'/H' = 0.25$	$R_a \leq 31$
$3.1 \times 10^{-2} < B' \leq 3.0 \times 10^{-1}$	
$Pr'_H = 1.0$	
$Pr'_V = 1.0$	
$D'/a = 1.9 \times 10^{-1}$	

表 2 符号说明(带撇的为大气, 不带撇为实验室的), Ro 为 Rossby 数; S 为 Burger 数; Fr 为外 Froude 数; E'_H, E'_V 分别为水平和垂直 Ekman 数; δ' 为高度与地形半宽度之比; $B' = \frac{Fr'^2}{Ro'} \left(1 + \frac{g^2}{c_s^2 N'^2} \right)$; pr'_H, pr'_V 分别为大气的水平和垂直 Prandtl 数; Sc 为试验流体的 Schmidt 数, $Sc = \frac{\nu}{\kappa}$; R_a 为从 (x, y, z) 的原点到旋转轴的无量纲距离

表 3 模拟标准

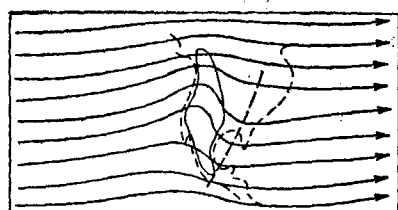
$Ro = Ro' \ll 1$
$S = S' \sim O(1)$
$E\delta^2 = E'_H \ll Ro, E = E'_V \ll Ro$
$f(x, y) = f'(x', y'), h/H = h'/H'$
$S'Fr'^2/Ro'^2, SFr^2/Ro^2 \ll 1$
$B', Fr^2/Ro \ll 1$
$m'_x \sim 1, D'/a \ll 1$
$R_a \ll Ro^3/Fr^2$

4. 试验结果

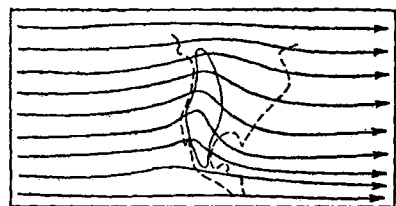
(1) 水平流场

给定观测层为 $z^*/h = 0.8 - 1.3$ (相当于 750–650 百帕层), 固定的 Brunt–Väisälä 频率 $N = 0.53 \text{ 秒}^{-1}$, 科氏参数 $f = 1.0 \text{ 秒}^{-1}$, 而自由流速的变化范围为 U 。这样, 无量纲参数 S, E 和 h/H 是固定的, Ro 是变化的。图 3 给出了实验模拟中质点(小球)的流线图。在图 3 的每一幅图中, 流动是从左到右的, 角速度向量是向上的。

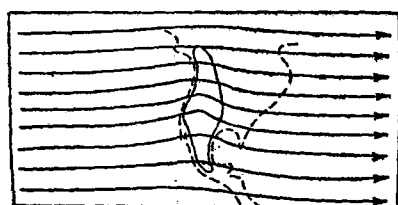
图 3 中 a–c 表示了自由流速不断增加



(a)



(b)



(c)

图 3 西风气流中质点(小球)水平轨迹的观测结果,其中 $S=1.8(d\theta_s/dz'=4.2 \times 10^{-3}$ 度/米), $E=1.5 \times 10^{-4}$, $z^*/h=0.8-1.3$ (750-650 百帕),并且 Ro, U' (米/秒)对于(a),分别为 0.06, 7.0; (b) 为 0.09, 10.5; (c) 为 0.15, 17.5

的情况。注意山地对上游的影响,几乎使所有的流线产生了北折的趋势。还要注意山地上空有高压脊形成,而且脊的位置对 Ro 的大小似乎并不敏感(越向后越不敏感)。下游槽的位置在图 3 a 中用虚线表示。可以看出,在 Rossby 数较小时下游槽是十分明显的,但在 Rossby 数增大时下游槽变得难于辨认了。与此同时要注意到图 3 说明文字中指出的相应的大气自由流速 U' 。在山地下游气流又恢复为近似的平行流动。

翻越长脊剖面的气流,在摩擦力不大的情况下,其流动在方向上应具有近似的对称性(例如 Boyer 和 Biolley, 1986)。然而,图 3 中表示的流动在流向上却是不对称的。这种非对称性的主要原因是由于所用地形的三维特征。在 $Ro \sim E^{1/2}$ 的参数范围内,由于 Ekman 抽吸的作用使流型经受着某种程度

的修改。

总之,当 $Ro=0.06-0.09$ 和 $S=1.8$ 时,也就是相当于 $U'=7-10$ 米/秒和 $d\theta_s/dz'=4.2 \times 10^{-3}$ 度/米时(这是大气条件下的典型参数值),低层(即 $z^*/h=0.8-1.3$)的实验室流型能够定性模拟大气运动的特征。正如前面已经注意到的,图 1 a、b 中的脊线位置略微偏于山峰的上游。实验室模拟与大气之间的这种偏差,可能是由于忽略了 β 效应、非均匀加热和冷却。

为了对图 3 那样的流场进行定量分析,我们定义了一些无量纲的(关于 D 标准化了的)可观测量,其示意图绘在图 4 中。

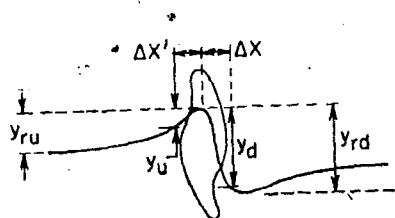


图 4 用于分析质点水平轨迹照片的无量纲(关于 D 标准化了的)可观测量示意图(见文章有关部分)。其中量纲项 $\Delta x = \Delta x' = 4 \times 10^{-2}$ 米 -1.5×10^6 米(对大气而言)

i) y_{ru} (流线向北总偏折量)。每一个流线的上游位置 y 被认为是相同的, y_{ru} 则是该流线得到的最大 y 值与原始 y 值之差。

ii) y_u (地形侧面处的向北偏折量)由于流线的主要曲率能够发生在离地形上游很远的地方,所以这个量是很难确定的。因此定义了这个量。为计算 y_u 还定义了一个上游位移量 $\Delta x'$ 和下游的位移量 Δx , 它们在实验室条件下等于 4×10^{-2} 米,而在大气中差不多是 1.5×10^6 米。从某一流线与直线 $x = -\Delta x'$ 的交点位置的 y 值到该流线的最大 y 值之间的侧向距离便是该流线的 y_u 值。量 y_{ru} 和 y_u 被考虑为山峰附近流线脊上游强度的某种度量。

iii) y_d 为从流线的最大北折点到它与 $x = \Delta x$ 的交点之间的侧向距离。

iv) y_{rd} 为流线的最大北折点与其最大南折点之间的侧向距离。量 y_d 和 y_{rd} 是流

线槽上游强度的某种度量。

对于 $z^*/h=0.8-1.3$ 的观测层次, 令 S , E 和 h/H 固定而让 Ro 可变, 这时 y_{ru} , y_u , y_d 和 y_{rd} 随着 y (用 $D=3.2 \times 10^{-2}$ 米进行了标准化) 发生变化的图象表示在图 5 中。我们首先注意到, 强度和由 y_u 表征的上游脊强度的南—北分布相对于 Rossby 数是不敏

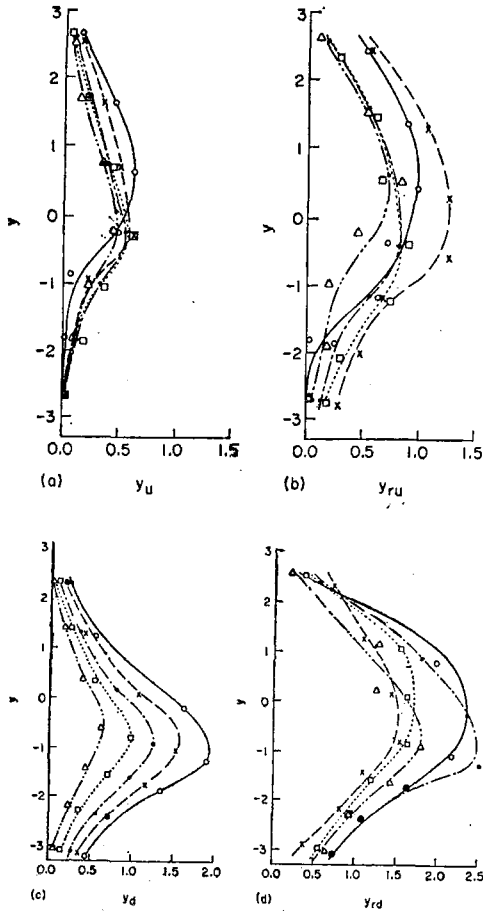


图 5 “脊强度可观测量” y_u (a), y_{ru} (b); “槽强度可观测量” y_d (c), y_{rd} (d) 的纬向分布图。其中 $S=1.8(d\theta_e/dz'=4.2 \times 10^{-3}$ 度/米)。 $E=1.5 \times 10^{-4}$, 而 Ro, U' (米/秒) 值分别为: 对于(—○—)是 0.03, 3.4; 对于(—×—)是 0.06, 6.9; 对于(—+—)是 0.09, 10.5; 对于(—□—)是 0.12, 13.9; 对于(—△—)是 0.15, 17.5

感的 (见图 5)。精确的试验指出, 对于较小的 Rossby 数, 在北部生成强脊的趋势不明显, 在南部生成弱脊的趋势也不明显。注意, 由于流线中相对较大的曲率远离地形的上游, 图 5 b 中的 y_{ru} 资料分布相当分散。因

此, 可观测量 y_{ru} 将不能再予以考虑。另一方面, 在其它参数不变的情况下, 由 y_d 和 y_{rd} 表征的槽, 其上游强度对于 Ro 的值却十分敏感。而且, y_d 的分散程度要比 y_{rd} 小得多 (见图 5 c, d)。从图 5 c 中可以看到, 随着 Ro 的减小, y_d 的大小在所有纬度上都是增加的。而且, 相应于某一 Rossby 数的最大槽强位置 y 将随着 Ro 的减小向南部移动。测量 y_u 和 y_d 的估计误差大约是 10%—15% 的量级。

图 1 给出的位势高度图可以用来确定脊的强度和槽的强度, 并将其看作实验室确定的脊强和槽强。图 6 是对于 1980 年 4 月 (图 1 c) 和 1959—1963 年 1 月的平均情况 (图 1 b) 700 百帕上槽强函数的分布图。其中还画了 $Ro=0.09(U'=10.3$ 米/秒) 的试验结果。这些图形的定性特点是相似的, 但明显存在着定量的差别。比如说, 槽强的极大值在大气条件下向北伸得很远, 特别是对于一月的测量结果更是如此。实验室中的最大偏折量类似于自由流速 $U' \approx 10$ 米/秒的大气情况。

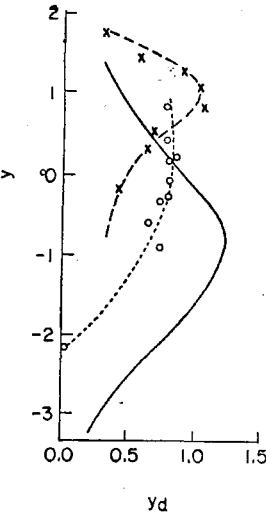
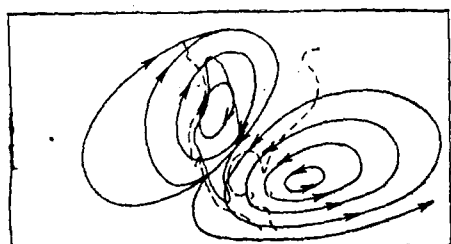


图 6 槽强可观测量 y_d 的纬向分布图。该图是根据 700 百帕月平均位势高度图绘制的。其中 (·····) 表示 1 月的情况 (根据图 1 b), (—×—) 表示 4 月的情况 (根据图 1 c)。实验室模拟的结果也画在图中, 由 (—) 表示。模拟条件是 $R=0.09$ ($U'=10.5$ 米/秒), $S=1.8(d\theta_e/dz'=4.2 \times 10^{-3}$ 度/米, $E=1.5 \times 10^{-4}$, $z^*/h=0.8-1.3$ (750—650 百帕)

对于这些差别可以提出一些理由。其一,当然是大气上游气流的非均匀性,其中包括副热带高压的非均匀性(也就是说,副热带高压在低纬地区实际上是东风气流)。另外一些原因是忽略了 β 效应、非均匀加热和冷却。

还做了这样的试验,让模型以常速 U 通过照相机,而照相机则相对于拖箱静止。试验表明,在地形下游的某个固定位置上存在着一个闭合的气旋性低涡,而在山地上空存在着反气旋性涡旋(如图7),在其它参数不变的情况下,气旋涡的位置(如图7)随着Rossby数的改变而变化。涡旋的中心指示高的相对气旋涡度区(因此亦可期望这里是一个高风暴活动区)。图8指出了相应于不同Rossby数的气旋中心位置。注意,随着 Ro 的增加,气旋中心的位置越来越向东北方向移动。



(b)

图7 相对于随平均气流一起运动的观测器的西风气流动示意图。系统参数值是: $Ro=0.08$ ($U'=7.0$ 米/秒, $S=1.8$ ($d\theta_s/dz'=4.2 \times 10^{-3}$ 度/米), $E=1.5 \times 10^{-4}$, $z^*/h=0.8-1.3$ (750—650 百帕)

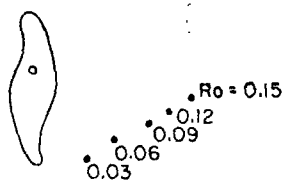


图8 扰动气流气旋中心的位置, 它们是由一个相对于平均流动静止的观测器所决定的(见图7)。其中 $S=1.8$ ($d\theta_s/dz'=4.2 \times 10^{-3}$ 度/米); $E=1.5 \times 10^{-4}$, $z^*/h=0.8-1.3$ (750—650 百帕)。中心旁边所标数字是相应的Rossby数。相应于这些Rossby数的反气旋中心却几乎在同一位置上, 即图中圆圈所示的位置

槽强 y_s 是观测层的强函数。原文图9

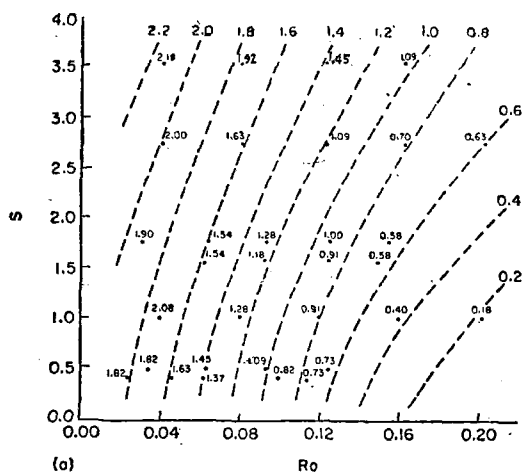
(略*)描述了在固定 Ro 、 S 、 E 和 h/H 的条件下,对于三种不同层次,槽强 y_s 随 y 的分布情况。这三种层次是 $z^*/h=0.8-1.3, 2.0-2.5$ 和 $3.5-4.0$,它们分别相当于750—650, 500—400和300—200百帕的高度。对于这样一种层流,正如所期望的那样,可以看到偏折量随着观测层次而强烈地减小。

除了分层参量 $\Delta\rho/\rho_0$ 以外,使所有的量都不变,人们可以研究当 Ro 、 E 和 h/H 不变时流动随Burger数 S 的变化。原文图10(略)给出了在低层(即 $z^*/h=0.8-1.3$)条件下不同的 S 值所对应的观测照片,而原文图11(略)则给出了在这些情况下槽强 y_s 与 y 的关系。我们发现,在所有的纬度上较高的Burger数对应于较强的槽,或者对应于较强的分层情况。较强的分层又导致增强的涡旋在低层伸向背风坡,这是由于垂直运动受到抑制的缘故。因此,在低层对于较大的 S ,人们可以得到流体较强的水平偏折,包括较强的低槽。

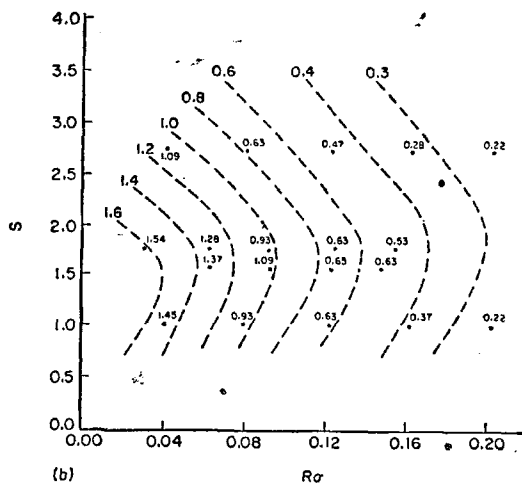
如果现在我们把最大槽强 y_{dmax} 作为可观测测量(也就是独立于纬度),我们可以画出该量对于固定观测层的分布图,在图中使该量作为 S 和 Ro 的函数,而让 E 近似保持不变。图9a和b分别是对于低层($z^*/h=0.8-1.3$)和中层($z^*/h=2.0-2.5$)的分布图。在低层,对于所有的 S ,只要其值不变, y_{dmax} 将随着 Ro 的减小而增加。类似地,对于所有的 Ro ,只要其值不变, y_{dmax} 将随着 S 的增加而增加。在中层($z^*/h=2.0-2.5$)情况就有些不同,可看图9b,这时,对于所有的 S , y_{dmax} 也将随着 Ro 的减小而增加。但是当 Ro 不变而 S 增加时, y_{dmax} 将先增大到最大值,然后又不断减小。

特征流动偏折量在垂直方向的衰减(正如 y_{dmax} 所表现的),并将其看作 S 和 Ro 的

* 原文有图24幅,译文未能全部采用。从图9起,原文与译文图号不一致。正文中提到的“原文图×”在译文中已略去,有兴趣读者可直接看原文。图1—8虽图号一致,但其中照片图因制版困难,在译文中略。



(a)



(b)

图 9 在量 E 近似不变的情况下(即 $1.5 \times 10^{-4} \leq E \leq 2.0 \times 10^{-4}$)最大槽强可观测量 y_{dmax} 随 Ro 和 S 的变化。(a) $z^*/h=0.8-1.3$ (750—650 百帕); (b) $z^*/h=2.0-2.5$ (500—400 百帕)

函数,可用一个垂直衰减函数 η 来表示,其定义为:

$$\eta(\%) = \frac{(y_{dmax})_{低层} - (y_{dmax})_{中层}}{(y_{dmax})_{低层}} \times 100 \quad (4.1)$$

其中 y_{dmax} 的值可从图 9a、b 中得到。让 E 近似固定, η 随 S 和 Ro 的分布表示在图 10 中。于是我们注意到,对于较大的 S 值(即 $S > 1.5$)衰减量主要依赖于 S ;而对于较小的 S 值,衰减量则依赖于 S 和 Ro 两者。流动偏折量在大 S 值区减小得很快。衰减量的最小值出现在 $1.0 < S < 2.0$ 之间,它是大气 Burger 数的变化范围。在 $S \rightarrow 0$ 的条件下,人们当然期望 η 随着 Ro 趋于零而趋于零,这才和

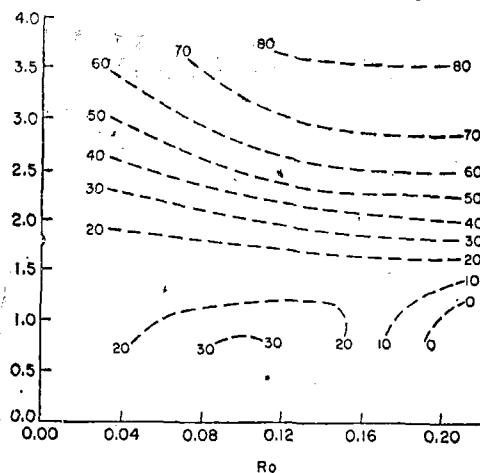


图 10 从低层 $z^*/h=0.8-1.3$ (750—650 百帕)到中层 $z^*/h=2.0-2.5$ (500—400 百帕),最大槽强可观测量 y_{dmax} 的垂直递减量 $\eta(\%)$ 。其中的 y_{dmax} 来自图 9,见正文

Taylor-Proudman 定理一致。

我们已经做了一系列试验来研究流动特征的变化情况,即当 Ro 、 S 和 h/H 不变时,将流动特征看作 E 的函数。原文图 14(略)中的 a 和 c 分别是中层($z^*/h=2.0-2.5$)和低层($z^*/h=0.8-1.3$)的质点轨迹照片。其中 $Ro=0.12$, $E=3.0 \times 10^{-4}$, $S=2.3$ 以及 $h/H=0.19$ 。

在低层和中层的两个试验中 y_d 随 y 的分布分别表示在原文图 15 a、b(略)中,其中 S 、 Ro 和 h/H 近似保持不变。我们可以看到,在 E 取较大值时,低层出现较强的偏折(原文图 15 a),中层则和低层的特点略有不同(原文图 15 b)。Ekman 抽吸在低层更明显,而且在 E 值较小时达到最强。正如我们的实验所指出的,这说明在 E 值较小的低层,其流线的偏折也较小。

水平流型的最后一个定性观测是关于流动方向问题。原文图 16a—c(略)分别描述了对低层($z^*/h=0.8-1.3$)西南气流,西风气流和西北气流的观测结果,其中 Ro 、 S 和 E 都保持不变。用流线曲率半径度量的脊和槽的强度(即曲率半径小表示强度大)在西南气流中最大,在西北气流中最小,在西风气流中中等。这说明了地形形状在决定局地流型特

征中的重要性。

(2) 垂直(剖面)流场

我们用 8 毫米厚的平面光束沿着东西向截面分别在地形的北部、中部和南部三个位置上(见图 2)观测垂直运动,重点观测地形背风坡上的流动。原文图 17(略)是地形中部的质点轨迹照片,其中 $S=1.8$, $E=1.5 \times 10^{-4}$,而 Ro 是可变的。这些结果是在 N 和 ω 固定,让 U 变化的情况下得到的。我们首先注意到,对于最小的 Rossby 数(即原文图 17a),如果说还存在背风波的话,它们的振幅也是很小的,对于较大的 Rossby 数,背风波在空间范围以及振幅和波长方面都随着 Ro 的增大而增大。注意,特别是原文图 17c 中,背风波的波峰随着高度的增加向下游倾斜。还要注意,在原文图 17b、c 中,流体上层的背风波是最明显的。

原文图 17 b、c 中背风波的振幅,其参数值对于大气而言被认为是相当典型的,在 $0.1 \sim 0.4$ h 之间变化,这相当于大气中的 $300 \sim 1200$ 米。

为了定量观测原文图 17(略)中的那些量,我们定义一个流线的标准化垂直偏移量 $A=a/2h$,其中 a 是某流线翻越地形时的最大高度与其第一个下游槽高度(无背风波时则用流线在下游的最低高度)之间的差,而 h 是地形的最大高度,我们进一步用流线的标准化上游高度 $Z=z/h$ 作为流线的一种度量。图 11 描述了在原文图 17(略)表示的三个不同 Rossby 数的试验中, A 对于 Z 的依赖

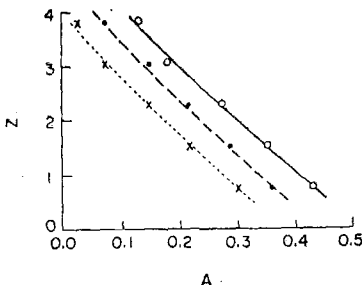


图 11 流线高度偏移函数 A 随着标准化高度 Z 的变化(见正文)。其中 $S=1.8$, $E=1.5 \times 10^{-4}$, Ro 分别于(—○—)为 0.06, (---x---)为 0.09, (---x---)为 0.12

性。我们可以看到, A 随 Z 的增加近似线性递减,而且对于某个给定的 Z , A 将随着 Ro 的减小而增加。

原文图 19(略)描述了在中部剖面的一系列试验,其中 $Ro=1.2$, E 近似保持不变, S 是变化的。我们注意到,在 Ro 和 E 不变时, S 的增加导致背风波运动的减弱。事实上,在 $S=3.0$ 的原文图 19c(略)中的试验并不存在明显的背风波。在这些试验中 A 对于 Z 的依赖情况表示在图 12 中。从该图我们再次可以看到,当 Ro 、 E 和 S 固定时, A 随 Z

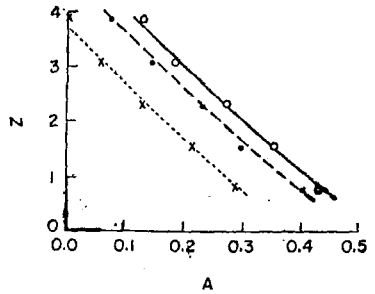


图 12 流线高度偏移函数 A 随标准化高度 Z 的变化。其中, $Ro=1.2$, S 和 E 的值,对于(—○—)为 1.0, 2.0×10^{-4} ;对于(---x---)为 1.8, 1.5×10^{-4} ;对于(---x---)为 3.0, 2.0×10^{-4}

的增加近似地线性递减;当 Ro 、 E 和 Z 不变时, A 随 S 的增加而减小。这同我们前面观测到的事实是一致的,这就是,在其它参数保持不变的条件下, S 的增加导致更多的流体绕过地形而不是翻越地形。这样,当 S 值较大时,那些不翻越地形的流体就不会在背风坡有较大的下沉(因而 A 值较小)。

对于 $Ro=0.12$, $S=1.8$ 和 $E=1.5 \times 10^{-4}$ 的情况,分别在北部、中部和南部剖面作了一些试验。其结果一部分表示在原文图 21(略)中。 A 对于 Z 的依赖情况表示在原文图 22(略)中。可以看到,在某一给定高度上,流线垂直偏移量在中部剖面为最大,在南部和北部较小,而且似乎相等。

(3) 翻越地形时伴有切断低压的槽的平流

在最近关于实验室模拟阿尔卑斯和比利

牛斯山脉的研究中, Boyer 等人(1986)讨论了这样一种气旋的特征, 该气旋是在一旋转分层的容器内产生的。为此需要从水槽中的高度 d 处以速率 Q 抽出流体, 见图 2。图 13 给出了该气旋方位角运动的一个例子。注意, 涡旋的强度随着高度的增大而迅速减小。

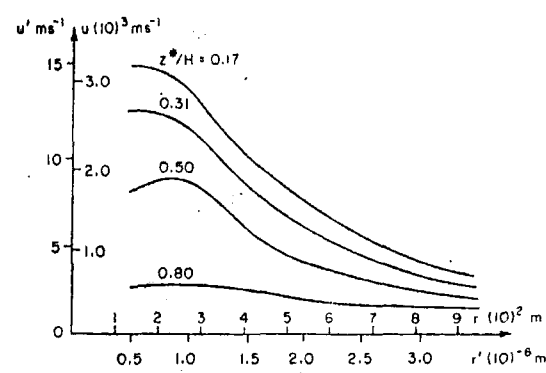


图 13 一个实验室气旋的方位角速度分布 u , 它是半径和无量纲高度 z^*/H 的函数。其中 $d/H = 1.1$, $S = 1.9$, $E = 2.3 \times 10^{-4}$, $Q/fH^3 = 5.3 \times 10^{-3}$ 。相当的大气速度为 u' , 长度为 r' , 其标度也已画在图中

为了研究槽和切断低压的相互作用, 我们进行了一系列的试验。试验中需要从 $d/H = 1.1$ 的高度, 以 $Q/fH^3 = 3.8 \times 10^{-3}$ 的速率连续地抽出流体, 从而可以沿着水槽的轴(亦即 $y = 0$)在指定的位置建立起一个气旋性涡

旋。然后让模型以均匀的速度移过气旋, 其系统参数 $Ro = 0.03$, $E = 1.5 \times 10^{-4}$ 以及 $S = 1.8$ 保持不变。不过这里的参数 Ro 是根据牵引带的速率取值的(也就是接近模型而远离气旋的均匀运动)。

在观测层次为 $z^*/h = 0.8 - 1.3$ (近似为 750—650 百帕)的典型试验中, 得到了一组按时间顺序排列的照片, 正如原文图 24(略)中表示的那样。值得强调的是, 开始对序列拍照的时候, 我们从水槽中一个固定位置连续地抽出流体, 因此气旋与模型相互作用时并不是完全自由地运动的。

正如从时间序列 $T^* = 0 - 120$ 中能够注意到的, 当切断低压靠近模型时, 其中心位置相对于平均流动(即无切断低压时的运动)稍有北翘。然后切断低压很快加速, 穿过山地, 并在下滑坡一边移向南去。接着低压减速并移向山地下游的东北方。在分析落矶山背风坡的气旋生成时, 对于一个自西向东穿过山地的气旋, 关于它的轨迹和加速流型方面的情况, Newton(1956)曾经得到过类似的结果。

季良达译自 *Journal of the atmospheric Sciences*, Vol. 44 No.1, 1987.

王跃山校