

偶极子移动的三种类型*

罗哲贤

(南京气象学院, 南京, 210044)

摘 要

用 β 平面准地转正压模式, 实施了 18 组积分时间为 4 至 6 个模式日的试验。从偏离偶极子解析解的流型启动, 得到了偶极子移动的 3 种类型, 即东进型、西进型和经向型。在一定的参数集合, 在涡旋对总体上向外频散能量的同时, 偶极子气旋涡旋的强度不但不随时间衰减, 而且可以增强。

关键词: 偶极子, 能量频散, 非线性作用。

1 引 言

偶极子流型的移动规律, 是 KdV 动力学的一个研究方向, 李崇银等^[1] 对此曾有评述。作为移动坐标中正压涡度方程的解析解, 偶极子具有两个清晰的动力学性质。一是严格沿纬圈方向移动; 一是能量并不向外频散, 强度维持定常。

实际大气中的偶极子, 往往与解析解形式的偶极子存在偏离, 包括涡旋对中正、负涡度中心强度的不对称及位置的不对称。这些偏离解析解形式的涡旋对, 是否仍具有上述两个动力学性质? 如果不再具有, 它们的移动路径及能量频散过程又有什么特性? 文中将给出这些问题的初步数值结果。

2 模式概述和试验设计

取 β 平面准地转正压涡度方程:

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi + J(\psi, \nabla^2 \psi) + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

以特征水平尺度 \mathcal{L} 和特征时间尺度 T 将式(1)无量纲化。这里, $T = (\beta \mathcal{L}^{-1})^{-1}$, $\beta = df/dy$, f 为科氏参数。令 $\mathcal{L} = 500 \text{ km}$, β 平面中线处 $\mathcal{Q} = 35 \text{ N}$ 。

对式(1)的无量纲形式求出差分格式。计算区域取 $4000 \text{ km} \times 4000 \text{ km}$, 水平格距为 26.667 km , 计 151×151 个格点。南北边界限定 $\psi = 0$, 东西边界用循环边界条件。时间步长为 10 min 。

* 初稿时间: 1996 年 10 月 18 日; 修改稿时间: 1997 年 7 月 21 日。

资助课题: 国家自然科学基金(49575259)。

关于初条件, 在式(1)中, 令 $s = x - ct$, c 为常数。将式(1)从 (x, y, t) 坐标转换到 (s, y, t) 坐标, 得到以 (s, y, t) 为自变元的准地转正压涡度方程。这个方程具有以下形式的定常解²¹

$$\Psi_s(r, \theta) = \text{csin } \theta \begin{cases} \frac{1}{k^2 c} \frac{J_1(kr)}{J_1(k)} - (1 + \frac{1}{k^2 c})r & r < 1 \\ \frac{K_1(r/\frac{c}{k})}{K_1(1/\frac{c}{k})} & r > 1 \end{cases} \quad (2)$$

式中, $r = \frac{s}{\sqrt{s^2 + y^2}}$, $\theta = \text{tg}^{-1}(y/s)$, k 为 $r < 1$ 区域内的波数。 J_1 为第一类 Bessel 函数, K_1 为第二类变型 Bessel 函数。

再令 $t = 0$ 则 $s = x$ 。在此条件下, 式(2)描述了 (x, y, t) 坐标中流函数的初始场。参数: $c = 1.0$, $k = 3.9226$ 。由此流函数场求出的相对涡度场如图 1a 所示。

图 1a 所示的偶极子流型, 北面为气旋涡旋, 南边为反气旋涡旋。它们的位置、形状和强度(不计涡度正、负号)以 x 轴严格对称。根据 (s, y, t) 坐标中定常解的性质, 在 (x, y, t) 坐标中, 该偶极子流型将沿纬圈以速度 c 向正东方向移动。移动过程中, 能量并不向外扩散, 强度维持定常。这个解析解理想化地描述了实际大气中偶极子流型的运动形态。

实际大气中偶极子的活动要复杂得多。第一, 图 1a 描述的严格对称流型仅为特例。更一般的情况是偶极子正、负涡度中心的连线并不与经圈方向平行; 正、负涡度中心的强度也不以 x 轴为对称。第二, 据统计, 偶极子可以东进, 也可以西进, 有时还会向南或向北移动*。

这里以解析解偶极子运动的动力学性质作为认识问题的出发点, 以偏离解析解的涡旋对为初始场, 分析这些涡旋对的运动特征, 并与解析解偶极子的特征加以对比。偏离解析解主要包括两类, 即涡旋位置的偏离和涡旋强度的偏离。

涡旋位置偏离偶极子解析解的试验。设初始时刻偶极子正、负涡度中心的连线与正北方向的交角为 α 。 $\alpha = 0$ 时, 正、负涡度中心以 x 轴严格对称。实施不同 α 取值的试验。 α 分别等于 $0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ, 180^\circ, 210^\circ, 240^\circ, 270^\circ, 300^\circ, 330^\circ$; 计 12 组试验。其中, $\alpha = 0^\circ$ (图 1a) 为偶极子解析解的试验。 $\alpha = 120^\circ, 240^\circ$ 的流型分别列于图 1b、图 1c。

涡旋强度偏离偶极子解析解的试验, 即涡旋强度非对称性的试验。这里, 涡旋强度的非对称性用 K 值描述。令 $K = \xi_{G, \max} / \xi_{D, \max}$ 。 $\xi_{G, \max}$, $\xi_{D, \max}$ 分别为反气旋涡度中心和气旋涡度中心的相对涡度值。 $\xi_{D, \max}$ 取值不变。令 $K = 0.0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$, 计 5 组试验。 $K = 0.0$ 时, 偶极子退化为单个气旋涡旋。 $K = 0.4$ 的流型列于图 1d。

此外, 还实施了涡旋位置与强度均偏离偶极子解析解的试验, 即令 $\alpha = 120^\circ$; $K = 0.0$ 。

所有试验的积分时间为 4 或 6 个模式日。

3 偶极子移动的东进型、西进型和经向型

在不同 α 取值的 12 组试验中, 偶极子移动清楚地显示出 3 种类型, 即东进、西进及经

* 魏蒙。偶极子移动的统计研究。南京气象学院 96 年本科论文。

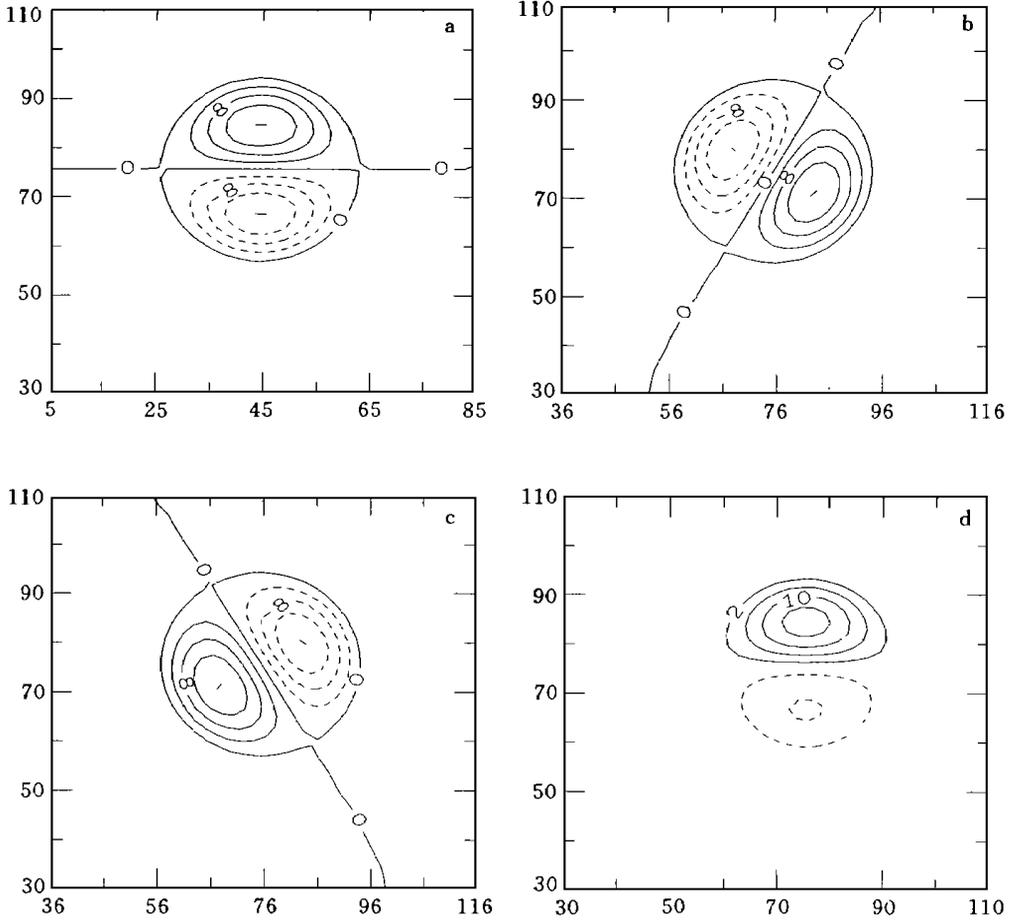


图1 4个试验初始相对湿度分布

(a. $\alpha = 0^\circ; K = 1.0$; b. $\alpha = 120^\circ; K = 1.0$; c. $\alpha = 240^\circ; K = 1.0$; d. $\alpha = 0^\circ; K = 0.4$). 图框数字为计算区域格点号, 图框区域 $2133 \text{ km} \times 2133 \text{ km}$. 实线正值, 虚线负值, 等值线间隔为 $\Delta\xi = 4.0$ (无量纲量)

向型(图2)。

以图1a为初始场的严格对称的偶极子流型, 在积分过程中, 确实向正东方向移动, 移速维持准定常, 移速与理论值十分接近(图2a)。同时, 偶极子的流型和强度在移动过程中几乎完全相同(图略)。意味着数值结果的可用性。

图2b的路径也属于东进型, 但移向为东偏北而不是正东方向。反气旋涡旋的移速明显减慢。

西进型的路径如图2c, 2d所示。图2c中, 偶极子几乎沿纬圈移动, 但移速比图2a所示的东西型要快。图2d中, 偶极子向西南方向移动。

图2e, 2f中, 路径沿纬圈方向位移小, 沿经圈方向位移极大。它们分别向偏南和偏北方向移动。

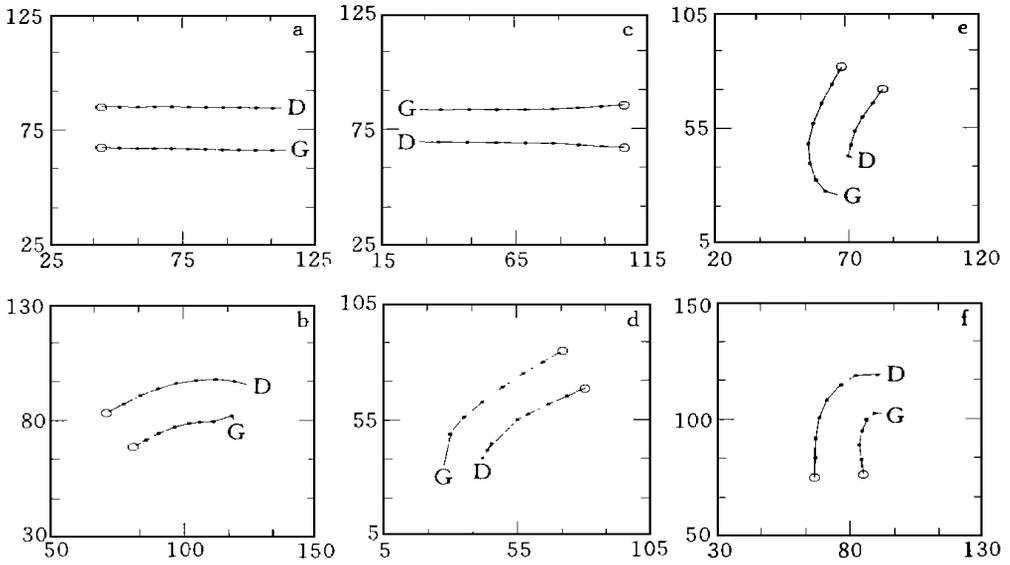


图2 偶极子移动的三种类型

(a. $\alpha = 0^\circ$; b. $\alpha = 330^\circ$; c. $\alpha = 180^\circ$; d. $\alpha = 150^\circ$; e. $\alpha = 120^\circ$; f. $\alpha = 270^\circ$; 图框区域为 $2667 \text{ km} \times 2667 \text{ km}$ 。点 O 为涡旋中心的初始位置, D, G 分别代表正、负涡旋中心路径, 每隔 12 h 标注一次“·”。图 2a 为 6 个模式日的路径, b- f 为 4 个模式日的路径, 其余同图 1)

其余 α 取值的试验结果可以分别归入上述 3 种类型之中。

4 强度非对称性对涡旋路径的影响

如上所述, 偶极子涡旋强度的非对称性由 K 值描述。 $K = 0.0$ 时, 偶极子退化为单个气旋涡旋。在 6 个模式日的积分过程中, 这个涡旋均向西北偏北方向移动(图 3, 曲线 A)。

$K = 0.2$ 时, 在气旋涡旋的南面出现了一个微弱的反气旋涡旋。与单个涡旋的路径相比, 气旋涡旋中心移动路径右偏(图 3, 曲线 B)。

$K = 0.4$ 时, 初始相对涡度场如图 1d 所示, 气旋涡度几乎向正北方向移动(图 3, 曲线 C)。

$K = 0.6, 0.8$ 时, 气旋涡旋分别向东北和东北方向移动(图 3, 曲线 D, E)。

上述结果表明: 在无环境流的科氏力场中, 单个气旋性涡旋(如台风), 一般向偏西北方向移动^[3]。若在其南侧出现反气旋涡旋, 其移动路径将右偏。若反气旋涡旋的强度较强, 甚至可以使气旋向东北方向移动。

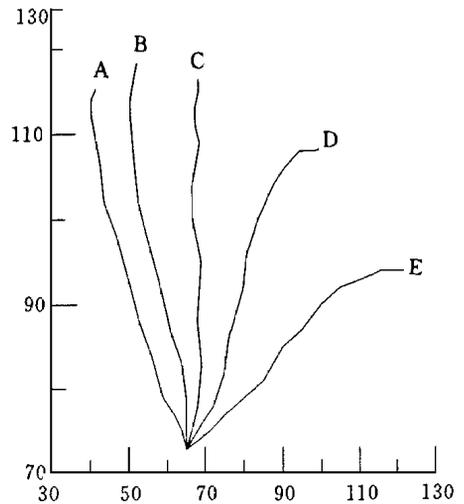


图3 涡旋强度非对称条件下, 偶极子气旋涡旋的移动路径

(坐标数字为计算区域格点号。曲线 A. $K = 0.0$, B. $K = 0.2$, C. $K = 0.4$, D. $K = 0.6$, E. $K = 0.8$; A, B, C, D, E 的位置为第 144 小时的位置)

5 位置非对称对涡旋强度演变的影响

当涡旋对中正、负涡度中心连线与正北方向的交角 α 取不同值时, 气旋涡旋和反气旋涡旋的相对位置关于 x 轴非对称。下面讨论相对位置非对称对涡旋强度随时间变化的影响。为了对比, 首先叙述解析解偶极子和单个涡旋强度演变的数值结果。

5.1 解析解偶极子中涡旋强度的准定常现象

由 $\alpha = 0^\circ$ 初始场(图 1a) 启动, 由于线性频散与非线性平流相均衡, 偶极子能量不向外散失, 强度维持定常。令初始时刻气旋涡旋的 ξ_{\max} 为 100.0%, 则第 24, 48, 72, 96 小时的 ξ_{\max} 分别为 100.0%, 99.2%, 97.9%, 97.1%; 误差分别为 0.0%, 0.8%, 2.1% 和 2.9%。可见数值解与理论解相当一致。

5.2 单个涡旋强度不断衰减的现象

$K = 0.0, \alpha = 120^\circ$ 的初始流型, 偶极子退化为单个气旋涡旋(图 4a)。图 4a 上气旋涡旋最里一圈等值为 $\xi = 15.0$ (无量纲量)。积分 6 个模式日, 气旋涡度强度(以 ξ_{\max} 描述)随时间单调下降。 $t = 0, 24, 48, 72, 96, 108, 120, 132, 144$ 小时, ξ_{\max} 与 $t = 0$ 时 ξ_{\max} 的比值为: 100.0%, 98.0%, 95.3%, 88.7%, 84.8%, 83.4%, 80.8%, 79.5%, 79.5%。 $t = 144$ 小时相对涡度分布如图 4b 所示, 图上最里一圈等值为 $\xi = 12.0$ (无量纲量)。经 6 个模式日, 气旋涡旋向西北方向移动约 1700 km。

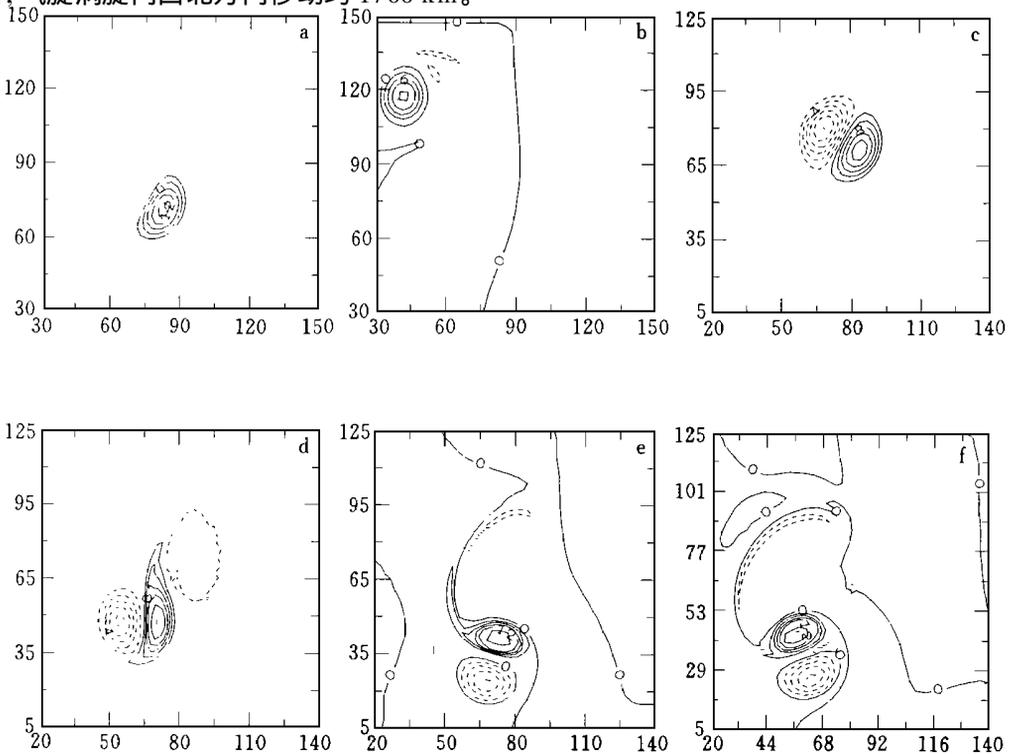


图 4 相对涡度分布图

(a-b. $K = 0.0, \alpha = 120^\circ$ a. $t = 0$; b. $t = 144$ h. c-f. $K = 1.0, \alpha = 120^\circ$ c. $t = 0$; d. $t = 48$ h; e. $t = 96$ h, f. $t = 120$ h. 图框范围 $3200 \text{ km} \times 3200 \text{ km}$, 等值线间隔 $\Delta\xi = 3.0$ 。其余同图 1)

5.3 位置非对称偶极子涡旋强度的演变

图 4c 为 $K = 1.0, \alpha = 120^\circ$ 的初始流型, 这是既不同于解析解偶极子, 也不同于单个涡旋的初始场。图 4c 上气旋涡旋最里一圈等值线为 $\xi = 14.0$ (无量纲量)。 $t = 48 \text{ h}$, 相对涡度场上低—高一低波列清楚显示 (图 4d)。说明: 作为一个整体, 涡旋对也向外频散能量。在 $t = 96 \text{ h}, 120 \text{ h}$, 频散的能量扩展到更广的空间范围 (图 4e, f)。这与单个涡旋的情况相似 (图 4b)。徐祥德等^[4] 分析过频散波列的特征。

如上所述, 在单个涡旋的试验中, 最里一圈等值线从 $t = 0$ 的 $\xi = 15.0$ 变为 $t = 144$ 小时的 $\xi = 12.0$ (图 4a, b)。偏离解析解涡旋对的试验中, 最里一圈等值线从 $t = 0$ 的 $\xi = 14.0$ 变为 $t = 96 \text{ h}, 120 \text{ h}$ 的 $\xi = 15.0$ (图 4c, e, f)。说明: 在涡旋对整体上向外频散能量的过程中, 气旋涡旋的强度不象单个涡旋那样衰减, 也不象解析解偶极子那样维持准定常, 而是随时间增强了。

位置非对称条件下, 偶极子中气旋涡度强度 (以 ξ_{\max} 代表) 随时间的演变列于图 5。 $K = 1.0, \alpha = 60^\circ; 90^\circ; 120^\circ; 150^\circ$ 时, 4 根曲线均表明气旋涡旋强度随时间增强。与之相反, K

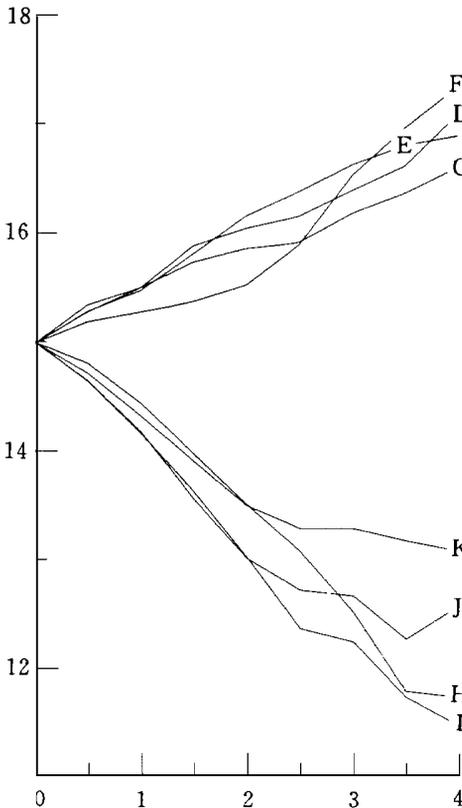


图 5 气旋涡度相对涡度极大值 ξ_{\max} 随时间的变化

($K = 1.0, C, D, E, F$ 分别相应于 $\alpha = 60^\circ; 90^\circ; 120^\circ; 150^\circ$; H, I, J, K 分别相应于 $\alpha = 210^\circ; 240^\circ; 270^\circ; 300^\circ$;
横坐标单位为模式日, 纵坐标单位为 10^{-5} s^{-1})

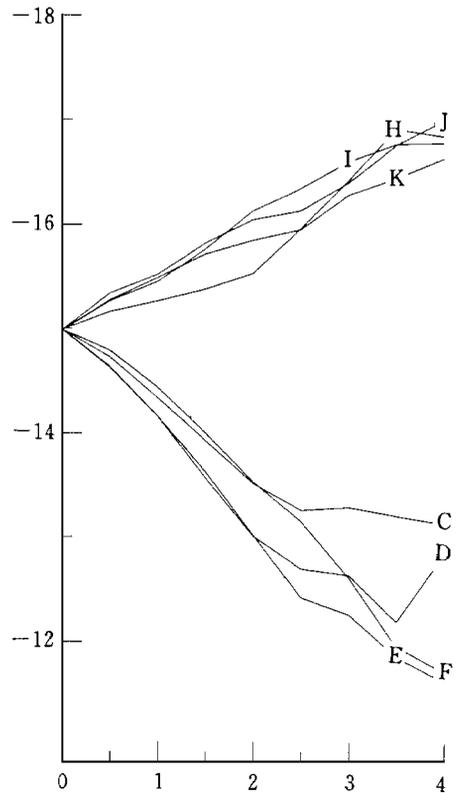


图 6 反气旋涡旋相对涡度 (绝对值) 的最大值 ξ_{\max} 随时间的变化

($K = 1.0, C, D, E, F$ 分别相应于 $\alpha = 60^\circ; 90^\circ; 120^\circ; 150^\circ$; H, I, J, K 分别相应于 $\alpha = 210^\circ; 240^\circ; 270^\circ; 300^\circ$; 其余同图 5)

$= 1.0, \alpha = 210^\circ; 240^\circ; 270^\circ; 300^\circ$ 的试验中, 气旋涡旋的强度均随时间衰减(图 5, 曲线 H, I, J, K)。

如果气旋涡旋的强度随时间增强, 同时偶极子总体上又向外频散能量, 为了总能量守恒, 涡旋对中的反气旋涡旋必然要随时间衰减。图 6 曲线 C, D, E, F 描述了 $K = 1.0, \alpha = 60^\circ; 90^\circ; 120^\circ; 150^\circ$ 的试验中反气旋涡旋强度随时间衰减的情况。与之类似, $K = 1.0, \alpha = 210^\circ; 240^\circ; 270^\circ; 300^\circ$ 的演变情况由图 6 曲线 H, I, J, K 表示。

6 结束语

偶极子流型是移动坐标中正压涡度方程的一个解析解。作为解析解, 它比一般的数值解更深刻、更普遍、更完美。理应成为认识实际大气中相应观测现象的一个基础。另一方面, 它又是高度简化、高度理想化的, 不能完全描述实际大气中偶极子流型的复杂行为。

本文用 18 组不同的参数值, 描述偏离该解析解的 18 种初始流型, 然后用数值计算来追踪这些初始状态随时间的演变, 得到了一些与实际大气观测现象相似的结果, 如得到了偶极子移动的 3 种类型等。这些结果在考虑某些台风异常路径的形成时有应用潜力, 与此有关的问题今后将继续分析。

参考文献

- 1 李崇银, 黄荣辉, 杨大升, 倪允琪. 近几年中国大气动力学的主要进展. 气象学报, 1995, 53(3): 260 ~ 270
- 2 McWilliams J C, et al. Numerical studies of barotropic modons. Dynamics of Atmospheres and Oceans, 1981, 5: 219 ~ 238
- 3 罗哲贤. 能量频散对台风结构和移动的作用. 气象学报, 1994, 52(2): 149 ~ 156
- 4 徐祥德等. 强迫二维 Rossby 波传播特征的数值试验. 气象学报, 1993, 51(1): 111 ~ 117

THREE MOVEMENT KINDS OF DIPOLE FLOW PATTERNS

Luo Zhexian

(Nanjing Institute of Meteorology, Nanjing, 210044)

Abstract

Using a beta-plane quasigeostrophic barotropic vorticity model, eighteen experiments with the initial fields that are deviated from that corresponding to the dipole pattern described by the analytical solution of the vorticity equation whose integration times are from 4 to 6 model days are performed. Three movement kinds of the vortices have been exhibited, that is, westwards, eastwards, and north or southwards. In certain ranges of the parameters in the model, while the total dipole energy is dispersed away, the cyclonic vortex can intensify, which is different with that the vortex intensity decreases with time because of the energy dispersion.

Key words: Dipole, Energy dispersion, Nonlinear interaction.