

线性定常响应有效强迫与遥相关型动力学*

李志锦 纪立人

(中国科学院大气物理研究所, 北京, 100080)

摘 要

对线性定常强迫问题, 本文发展了具有能量意义的内积空间中建立一组完备正交强迫模的动力学方法, 其中这组正交强迫模是正定对称阵的特征矢量, 相应的特征值则决定了强迫模产生的大气响应强度。以冬季 300hPa 气候平均流为基本状态进行具体计算。结果表明, 有实际意义的遥相关型只是由很少几个使大气产生大响应的最有效强迫模产生。这些最有效的强迫模产生的大气响应同实际观测到的遥相关型有很好的对应关系。能量分析表明, 有利强迫模建立遥相关型, 基本流向大气响应提供的动能比强迫产生的动能更大。所以, 强迫建立遥相关型不只依赖于外源产生的动能的传播, 更主要依赖于大气响应能否从基本流吸取动能。

关键词: 定常响应, 有效强迫, 遥相关型。

1 引 言

目前大气距平遥相关型的动力学解释仍处于争论之中。许多研究把距平遥相关型的建立归因于大气对局地异常外源强迫的响应^[1,2], 但是在外源强迫作用下建立遥相关型的动力学过程还不清楚。一种观点认为遥相关型是通过 Rossby 波的能量频散过程建立的^[1,2]。然而频散理论难以解释遥相关型振幅的空间分布。另一种观点认为是外强迫激发了大气内部的不稳定模态, 是不稳定模态发展的结果^[3], 可是强迫产生的大气响应同大气内在的正压和斜压不稳定模态^[4,5]之间的关系不清楚。曾庆存的波包理论^[6,7,8]表明, 大气扰动在演变过程中可以从基本流获取能量而发展, 也可以释放动能给基本流而为基本流所吸收。这就不难知道大气响应可以发展也可以减弱, 这依赖于外源强迫同基本流的相互配置关系。显然, 只有那些强烈发展的大气响应才能成为有实际意义的遥相关型。本文对线性定常强迫问题, 发展了在能量意义的内积空间中建立一组完备正交强迫模的动力学方法, 以区分出使大气产生大的响应的有效强迫模, 并研究这些有效强迫模产生的大气响应同实际遥相关型之间的关系, 旨在揭示大气遥相关型建立的动力学实质。

2 基本模式

* 初稿时间: 1994 年 5 月 9 日, 修改稿时间: 1994 年 10 月 12 日。

模式采用球面上定常无辐散正压涡度方程,即

$$J(\psi, \zeta + 2\Omega \sin\varphi) + K \nabla^4 \zeta + \gamma \zeta = F \quad (1)$$

其中相对涡度 $\zeta = \nabla^2 \psi$, ψ 是流函数。 J 是 Jacobi 算子, F 表示外强迫。 K 是扩散系数, γ 是 Rayleigh 摩擦系数, Ω 地球自转角速度, φ 是纬度。各变量已无量纲化:长度由地球半径 a 无量纲化, ψ 是 $a^2 \Omega$ 无量纲化。文献^[3,9]曾采用方程(1)。对某一气候平均状态进行线性化,则得到距平线性化方程:

$$J(\bar{\psi}, \bar{\zeta}') + J(\psi', \bar{\zeta} + 2\Omega \sin\varphi) + K \nabla^4 \zeta' + \gamma \zeta' = F' \quad (2)$$

其中“ $\bar{\quad}$ ”表示气候平均量,“ $'$ ”表示气候距平。

用球谐函数谱展开求解方程(2),采用三角形方式截断,那么有展开式

$$\zeta' = \sum_{m=0}^M \sum_{n=m}^M [(\zeta_n^m)^R \cos(m\lambda) + (\zeta_n^m)^I \sin(m\lambda)] P_n^m(\sin\varphi) \quad (3)$$

对其它变量作同样的展开。记 $\mathbf{x} = [\zeta_0^0, \zeta_1^0, \dots, (\zeta_n^m)^R, \dots, (\zeta_n^m)^I]$, 其中取 $m = 1, 2, \dots, M$ 。利用 Hoskins 等^[1]的技术,可以将谱截断方程写成

$$A\mathbf{x} = \mathbf{f} \quad (4)$$

这里 \mathbf{f} 是相应于 \mathbf{x} 的距平强迫函数谱系数组成的矢量。取最大截断波数 $M = 21$, 那么非零的谱系数 $N = (21 + 1)(21 + 2) - 22 = 484$ 。故式(4)是 484 阶的线性代数方程组。系数阵 A 完全由气候平均状态决定,且一般为密的非对称阵。

3 基本方法

为了定义响应强度和讨论完备正交展开定义内积。对任给的矢量 \mathbf{y} 和 \mathbf{z} , 内积

$$(\mathbf{y}, \mathbf{z}) = \mathbf{y}^T D \mathbf{z} = \mathbf{z}^T D \mathbf{y} \quad (5)$$

上标 T 表示矩阵转置, D 为正定对称阵。内积引导的范数 $\|\mathbf{y}\| = \sqrt{(\mathbf{y}, \mathbf{y})}$ 。考虑到方程(4)中 \mathbf{x} 是相对涡度的球谐函数谱系数,为此取 D : 当 $i \neq j$ 时, $D_{ij} = 0$; 当 $i = j$ 时且 $m = 0$ 时, $D_{ij} = 1/2C_j^{2(2-s)}$; 当 $i = j$ 且 $m \neq 0$ 时, $D_{ij} = 1/C_j^{2(2-s)}$, 这里 $C_j^2 = j(j+1)$, 那么就有: $s = 0$ 时 $\|\mathbf{x}\|^2$ 表示全球平均流函数平方; $s = 1$ 时, 表示 2 倍动能; $s = 2$ 时, 表示涡度拟能。故 $\|\mathbf{x}\|^2$ 可以统一地称为广义能量。

定义大气定常响应强度指数 σ

$$\sigma = \|\mathbf{x}\| / \|\mathbf{f}\| \quad (6)$$

σ 表示了单位强度的异常外源强迫的大气响应的大小。 σ 越大, 大气响应越强, 反之越弱。

对式(4)取内积

$$(A\mathbf{x}, A\mathbf{x}) = (\mathbf{f}, \mathbf{f}) \quad (7)$$

从而有

$$(A^* A \mathbf{x}, \mathbf{x}) = (\mathbf{f}, \mathbf{f}) \quad (8)$$

其中 A^* 是 A 的共轭, 且有

$$A^* = D^{-1}A^T D \quad (9)$$

易知 A^*A 是正定对称的矩阵算子。引进特征值问题,

$$A^*Av = \lambda^2v \quad (10)$$

由泛函知识知,所有特征矢量组成内积空间中一组完备正交基。设这组特征矢量为 v_j ($j = 1, 2, \dots, N$), 相应特征值为 λ_j ($j = 1, 2, \dots, N$) 且按由大到小顺序排列, 并有

$$(v_i, v_j) \begin{cases} = 0 & i \neq j \\ = 1 & i = j \end{cases} \quad (10)$$

设

$$u_j = Av_j \quad (11)$$

那么 v_j 就是以 u_j 为强迫的定常响应。式(9)两边同乘 A 得

$$(AA^*)(Av) = \lambda^2(Av) \quad (12)$$

由于 AA^* 也是正定对称阵, 故 u_j ($j = 1, 2, \dots, N$) 也是内积空间中的一组完备正交基, 且有

$$\begin{aligned} (u_i, u_j) &= (Av_i, Av_j) \\ &= (A^*Av_i, v_j) \begin{cases} = 0 & i \neq j \\ = \lambda_j^2 & i = j \end{cases} \end{aligned} \quad (13)$$

令 $w_j = u_j/\lambda_j$, 则 w_j ($j = 1, 2, \dots, N$) 是内积空间中的标准化完备正交基。以下称 w_j 为强迫模。

对 f 进行完备正交展开

$$f = \sum_{j=1}^N f_j w_j \quad (14)$$

其中 $f_j = (f, w_j)$ 是 f 在 w_j 上的投影。又根据(10)可得

$$A^{-1*}A^{-1}w_j = \lambda_j^2w_j \quad (15)$$

这里 A^{-1*} 表示 A 的逆的共轭。那么

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= (x, x)/(f, f) = (A^{-1}f, A^{-1}f)/(f, f) \\ &= (A^{-1*}A^{-1}f, f)/(f, f) = \sum_{j=1}^N f_j^2 \lambda_j^2 / (f, f) \end{aligned} \quad (16)$$

另外, 对式(14)取内积可得

$$\sum_{j=1}^N f_j^2 / (f, f) = 1 \quad (17)$$

由(16)和(17)可知: 当 f 在相应于大的 λ_j^{-2} 的 w_j 上的投影越大, 大气响应就越大, 而在相应于小的 λ_j^{-2} 的 w_j 上投影越大, 则大气响应越小。这表明大气响应强度取决于两个因素, 即 λ_j^2 和 f_j , 前者反映了气候平均场的作用, 后者反映了强迫本身结构的作用。

由(16)还可知, 当 f 平行 w_j 时, 则

$$\sigma_j^2 = \lambda_j^{-2} \quad (18)$$

这就表明当外强迫取为相应于大的 λ_j^{-2} 的 w_j 时, 大气响应就强。下面把相应于大的 λ_j^{-2} 的 w_j 称为有效强迫模, 相应的响应则称为优势响应。

为了更清楚 λ_j^2 以及相应的有利强迫模和优势响应的含义。考虑 K 个随机强迫 $g_k (k = 1, 2, \dots, K)$, 有展开式

$$g_k = \sum_{j=1}^N g_{kj} w_j \quad (19)$$

这里 g_{kj} 是 g_k 在 w_j 上的投影。对随机强迫, 只要 K 足够大, 那么由统计学大数定律知

$$\frac{1}{K} \sum_{k=1}^K g_{kj}^2 = g^{-2} = \text{常数} \quad (20)$$

考虑到 $\sum_{j=1}^N x_j^2 = (x, x)$, 则 K 次随机强迫的大气响应在 v_j 分量上的广义平均能量 V_j 为

$$\begin{aligned} V_j &= \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K (x_k, v_j)^2 \\ &= \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K (A^{-1} g_k, v_j)^2 \\ &= \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K (A^{-1} \cdot A^{-1} g_k, A v_j)^2 \\ &= \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K (A^{-1} \cdot A^{-1} g_k, \lambda_j w_j)^2 \end{aligned} \quad (21)$$

将式(19)代入式(21), 并考虑到式(15)

$$\begin{aligned} V_j &= \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \left(\sum_{i=1}^N \lambda_i^{-2} f_{ki} w_i, \lambda_j w_j \right)^2 \\ &= \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K g_{kj}^2 \lambda_j^{-2} = g^{-2} \lambda_j^{-2} \end{aligned} \quad (22)$$

由式(22)可知, λ_j^{-2} 决定了对 K 次强迫的大气响应在 v_j 上的分量的广义能量的大小。而且有

$$r_j = \lambda_j^{-2} / \sum_{j=1}^N \lambda_j^{-2} \quad (23)$$

r_j 表示了 V_j 占总广义能量的比率。由式(23), 相应 λ_j^{-2} 大值的 v_j 是优势响应和相应的 w_j 是有效强迫模的意义就更清楚了。

一些研究中曾讨论过寻找大气优势响应的问题。Branstator^[10]是通过大量的随机强迫, 然后对大气响应进行 EOF 分解, EOF 主分量即为优势响应。最近 Navara^[9]引进了 Smidth 分解法来讨论。可以证明, Navara 采用的 Smidth 分解是本文的方法取涡度拟能范数时的特例。

4 不同强迫模响应强度分析

这里取冬季北半球 300hPa 气候平均流为基本状态。资料来自 ECMWF 的 1980—1989 年的 10 年平均风场。取流函数北半球与南半球反对称。在以下计算中取动能范数。

取 γ 使 e-折衰减时间为 7a, 而 $K = 4.676 \times 10^{16} m^4 s^{-1}$, 这一取值同文献^[11]相当。表 1 给出了前 15 个响应强度指数 σ_j 和相应的各分量占总动能的比率 r_j 。从表上可以看到 σ_j 的下降很快, 第 6 个已不到第 1 个的 1/2, 而第 15 个则只有第 1 个的 1/4。从 r_j 可以看到, 第

1 个占总动能的 18.8%，到第 6 个中只有 4.2%，而到第 15 个只有 1.1%了。对各分量累加，前 6 个占总动能的 67.1%，而前 15 个占 84.5%。这些数据表明，对不同的强迫，大气响应的强度有极大的不同，大气响应只是由很少几个优势响应所决定。也就是说，尽管外强迫可以各不相同，而大气响应表现为很少几个优势响应中的一个或几个，具体决定于强迫在这些优势响应相应的有效强迫模上投影大小。

表 1 响应强度指数和分量动能百分率

序号 j	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
σ_j	144.9	141.6	104.5	98.2	94.6	68.7	64.9	56.1	50.7	46.1	42.5	38.6	38.1	37.7	34.5
γ_j	18.8	17.9	9.7	8.6	8.0	4.2	3.8	2.8	2.3	1.9	1.6	1.3	1.3	1.2	1.1

5 有利强迫模和优势响应模特征

由上一节知大气响应只决定于少数几个优势响应模。下面将分析它们的特征，尤其分析响应模同实际大气观测到的距平遥相关型的关系。

从图 1a 可以看到，第 1 有利强迫模的主要强迫分别位于太平洋中部，大西洋中部到南美以及极地。图 1b 上给出的大气响应较复杂，实际包含多个遥相关型。但比较明显的有两个遥相关型，一个是比较典型的欧亚型(EU)，另一个则是不太典型的 PNA 型。另

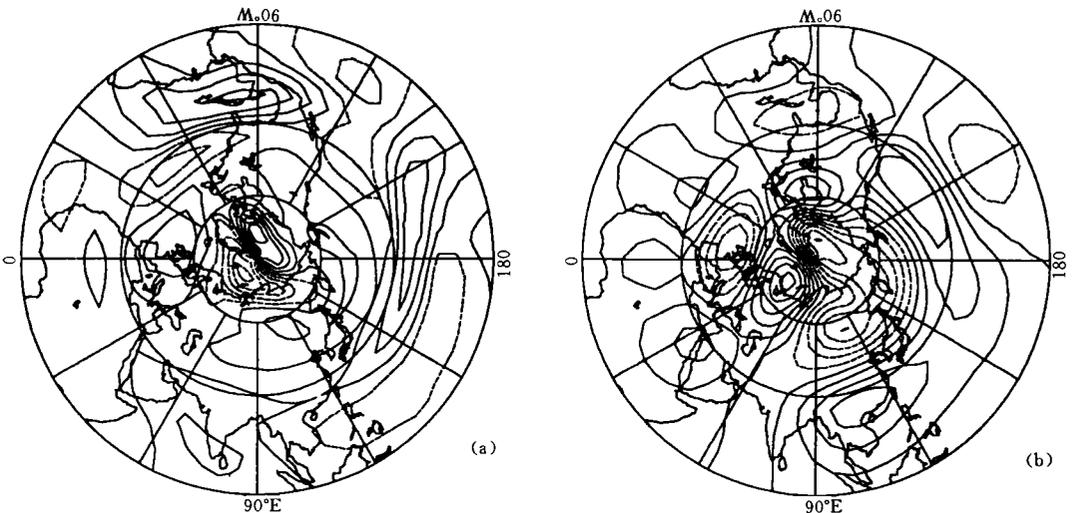


图 1 第 1 有利强迫模(a)及其它的定常响应(b)的流函数场
(基本状态是冬季 300hPa 气候平均流;实线为正值,虚线为负值)

外,大气响应在极地比较强。

由曾庆存的波包理论^[6,7]知,扰动的传播决定于扰动的结构及其扰动同基本气流的配置关系。根据强迫的结构特征和气候平均流的结构特征,就可以确定遥相关型同强迫的对

应关系。比较图 1a 和 1b,明显可以看出 PNA 型是由位于中太平洋的强迫所激发,EU 型由位于大西洋中部到南美的强迫所激发。响应在极地较强则可能同极地的强迫有关。

由图 2a 可以看到,第 2 有利强迫模的主要强迫分别位于太平洋中部和大西洋中部到南美和极地。从图 2b 的响应图上可以看到,存在比较典型的 PNA 型和大西洋东部型(EA),另外极地存在一个强距平中心。比较图 2a 和图 2b 不难看出这三个响应型分别对应于大太平洋中部的强迫,大西洋中部到南美的强迫和极地强迫。

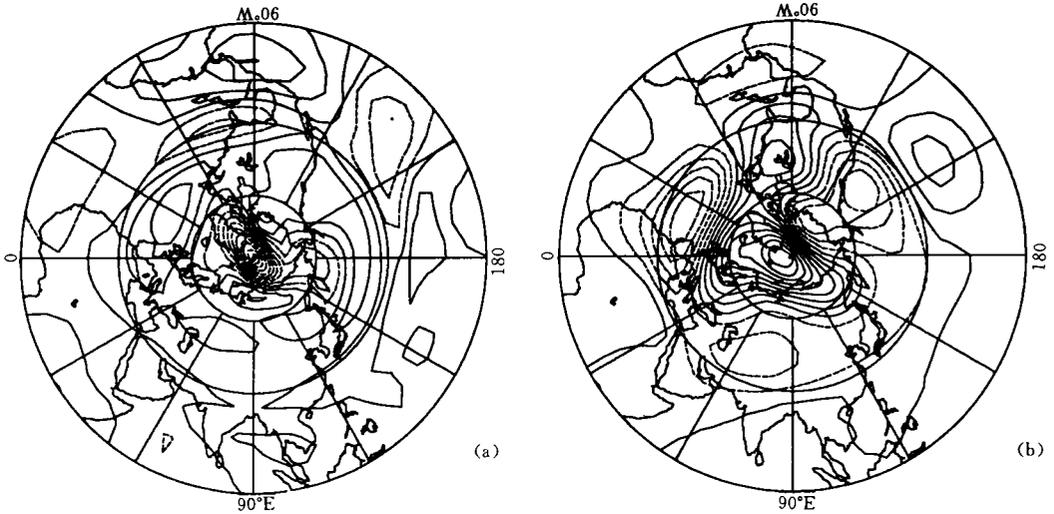


图 2 第 2 有利强迫模(a)及其响应的流函数场(b)(其它同图 1)

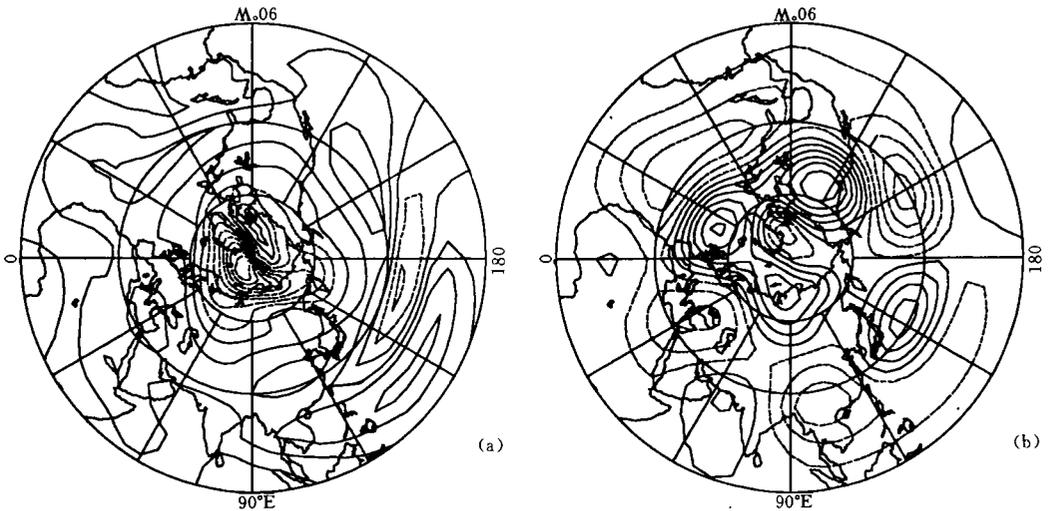


图 3 第 3 有利强迫模(a)及其响应的流函数场(b)(其它同图 1)

由图 3a 给出的第 3 有利强迫模可以看到,主要强迫位于中太平洋到西太平洋和极地。另外在大西洋中部到南美以及北部非洲有两个相对弱的强迫区。图 3b 是相应的响应,

可看到主要表现为存在典型的 PNA 型,另外有一个相对弱的 EA 型。值得注意的是东亚和西太平洋的波列,它可能同中国学者所重视的东亚太平洋型有关。

图 4a 给出的是第 4 有利强迫模,可看到有三个主要强迫区:中太平洋到西太平洋,大西洋西部到南美及北部非洲。图 4b 的响应最突出特征是存在典型的太平洋西部型,这正是对应位于太平洋西部的强迫。另外还可以看到三个遥相关型:PNA 型,大西洋西部型(WA)和北非到南亚的南欧亚大陆型(SEA)^[12],它们分别对应于中太平洋,大西洋西部到

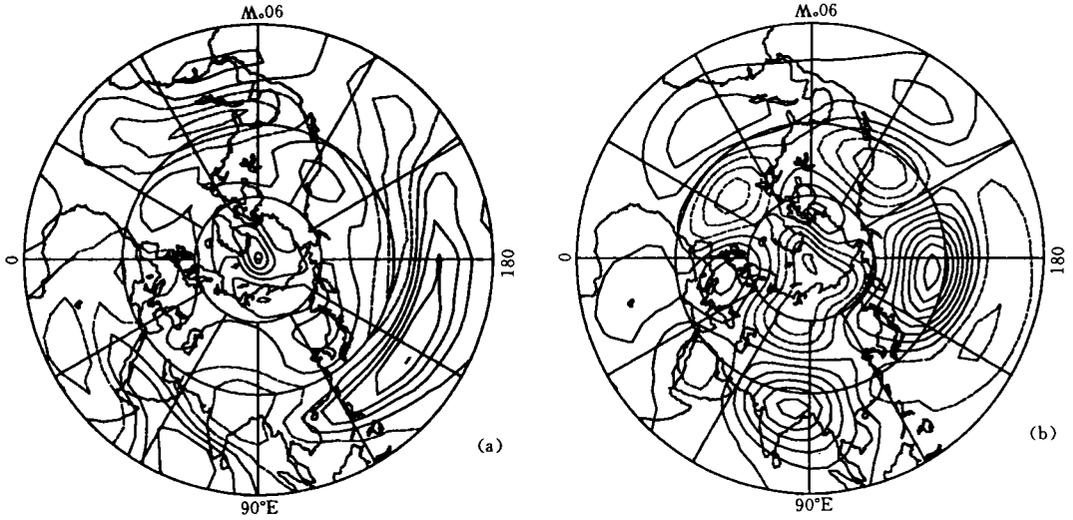


图 4 第 4 有利强迫模(a)及其响应流函数场(b)(其它同图 1)

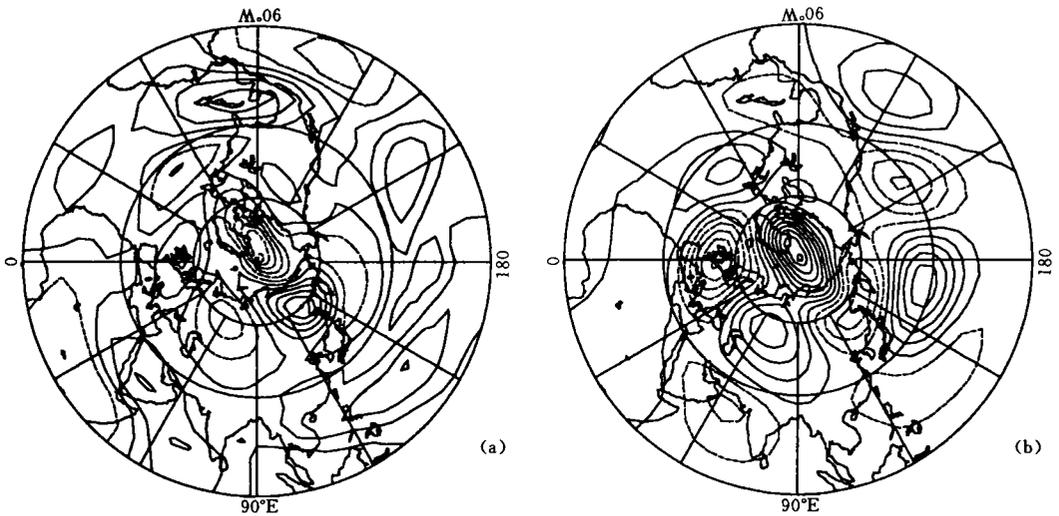


图 5 第 5 有利强迫模(a)及其响应流函数场(b)(其它同图 1)

南美和北部非洲的强迫。

图 5a 是第 5 个有利强迫模,主要强迫位于大西洋中部到南美和极地。图 5b 上的响应

的特征主要是存在很典型的 EU 型。另外还有从极地向东南传播到副热带西太平洋的遥相关型,它同实际观测到的北部亚洲型一致^[12]。这 2 个遥相关型显然同上述 2 个主要强迫相对应。

图 6a 是第 6 个有利强迫模,主要强迫结构同第 4 有利强迫模相近,位于中太平洋、大西洋西部到南美和北非。不过位于不同区域的强迫的相对强度同第 4 有利强迫模相差很大,其中最强的强迫位于北非。由图 6b 上的响应可以看到位于北非的强迫激发了相对较强的 SEA 型,而位于中太平洋的强迫和大西洋西部的强迫分别激发了偏纬向的 PNA 型和西大西洋型(WA)。

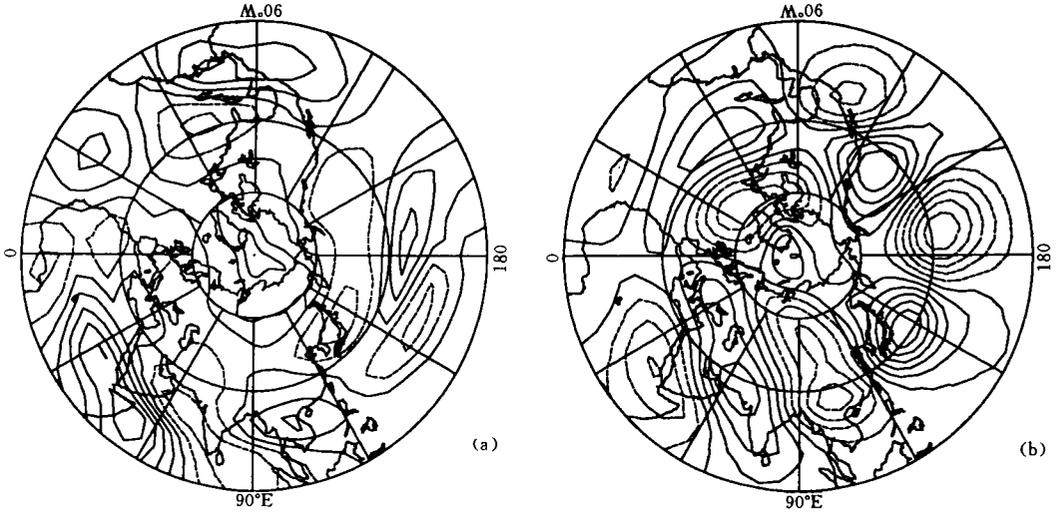


图 6 第 6 有利强迫模(a)及其响应流函数场(b)(其它同图 1)

6 能量学分析

由第 4 节知,对不同的强迫大气的响应强度有极大不同,虽然这同基本流对强迫响应的的作用有关。为了定量说明基本流对强迫响应作用,下面进行能量平衡收支分析。

对于定常响应,由式(2)经过一定的推导,可以得到如下动能平衡方程, KE 表示全球平均动能,

$$\begin{aligned}
 0 &= \frac{\partial KE}{\partial t} \\
 &= \left\langle -\frac{1}{\cos\varphi} \psi' \frac{\partial}{\partial \lambda} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} + \frac{1}{\cos\varphi} \psi' \frac{\partial}{\partial \varphi} \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} \right\rangle + \left\langle \gamma \psi' \zeta' + K \psi' \nabla^2 \zeta' \right\rangle - \left\langle F' \psi' \right\rangle
 \end{aligned} \quad (24)$$

其中 $\langle \cdot \rangle$ 表示对全球积分平均。(24) 中的右边第 1 个括弧里的项是基本流对强迫响应的的作用而产生的动能贡献项,记为 KC ; 第 2 括弧里的项是动能的摩擦耗散项,记为 KD ; 最后一个括弧里的项是外源强迫所做的功,记为 KF 。由(24),我们逐一分析计算了不同大气响应模的动能收支关系。

表 2 给出了前 15 个响应模各自的动能平衡收支。比较基本流作用的动能贡献项 KC 和强迫做功项 KF 的相对大小, 可以看到, 对前 8 个大气响应 KC 项均大于 KF 项。尤其对

表 2 前 15 个响应模的动能收支 (10^{-2} 单位)

序号	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
KC	4.56	4.58	4.34	4.23	4.31	4.01	3.80	3.31	2.52	1.96	2.29	3.29	2.17	2.11	2.08
KD	-5.18	-5.26	-5.06	-5.08	-5.26	-5.10	-5.21	-5.16	-5.22	-5.16	-5.17	-5.43	-5.62	-5.22	-5.50
KF	0.62	0.68	0.72	0.85	0.95	1.10	1.42	1.85	2.71	3.20	2.88	2.14	3.44	3.10	3.42

前 6 个 KC 达到 KF 的 4 倍以上, 强迫做功项在动能平衡过程中所起的作用很小, 主要是基本流作用的动能贡献项 KC 和动能耗散项之间达到平衡。对第 9 到第 15 个, KC 和 KF 大致相当。进一步分析 15 个以后的强迫响应, 总体上说 KC 项逐渐减小, 并且将变成负值即基本流的作用反而吸收了强迫响应的动能。 KF 项呈略有增加趋势, KD 项也略有增加趋势。因此, 对有效强迫, 基本流对大气响应作用产生的动能贡献比强迫做功更重要, 不同的强迫模大气响应强度不一样, 主要是由于基本流对大气响应作用产生的动能贡献的不同。

7 结论与讨论

对线性定常强迫问题, 本文发展了建立一组完备正交强迫模的动力学方法, 这组强迫模是正定对称阵的特征矢量, 而相应的特征值则决定了这一强迫产生的大气响应的强度。根据线性正压涡度方程球谐函数谱模式, 以冬季 300hPa 气候平均流为基本状态进行了具体计算, 结合能量学分析, 得到如下结论:

1) 对不同的强迫模大气响应大小有极大的不同, 大气响应主要决定于很少几个有效强迫模产生的优势响应。

2) 优势响应很好地对应实际观测到的主要低频遥相关型。有效强迫可以产生实际的遥相关型。

3) 有效强迫具有很强的局地性, 主要位于急流核南侧和中太平洋, 极地也是比较有利的强迫区。

4) 局地的有效强迫对应各自的遥相关型: 太平洋中部的有效强迫激发 PNA 型; 西太平洋到东亚的有效强迫激发中国学者关心的东亚太平洋型和西太平洋型 WP; 大西洋中部到南美的有效强迫激发西大西洋(WA)、东大西洋型(EA)和欧亚型(EU); 北部非洲的有效强迫激发南欧亚大陆型(SEA)。

5) 对有效强迫, 基本流向大气响应提供的动能比强迫产生的动能更重要。

需要指出, 我们对不同的扩散系数 K 和 Rayleigh 摩擦系数 γ 进行了计算, 结论都是一致的。上述结论同我们进行有限时间强迫的研究结果也是一致的。

虽然对有利强迫, 基本流向大气响应提供的动能比强迫产生的动能更重要, 但我们的结果同强迫激发了不稳定模态的观点有本质区别。我们的结果表明了不同的强迫激发各自不同的遥相关型, 而且即使所取的摩擦耗散参数使基本流是正压稳定的情形下, 同样可以产生同实际一致的遥相关型。另外我们的结论还意味着, 强迫建立遥相关型, 不只是决定于 Rossby 波的能量频散, 更主要决定于大气响应能否从基本流获取动能而发展。从而

可以较好地解释大气响应的振幅分布。所以我们认为,强迫建立遥相关型,是基本流向强迫响应提供动能和强迫产生动能的耦合作用的结果,而这种耦合依赖于基本流的经向和纬向变化以及强迫本身的结构。应该指出,本文只讨论外强迫在建立遥相关型中的作用,这并不是说实际大气中的遥相关型主要是由于外强迫的作用而建立,我们的主要目的在于认识强迫建立遥相关型的动力学过程。

致谢:丑纪范教授对本文提出过许多宝贵意见,特此致谢。

参考文献

- [1] Hoskins B J and Karoly D J. The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographic forcing. *J Atmos Sci*, 1981, 38: 1179-1196.
- [2] Hoskins B J and Ambrizzi T. Rossby wave propagation on a realistic longitudinally varying flow. *J Atmos Sci*, 1993, 50: 1661-1676.
- [3] Lau K M. Dynamics of atmospheric teleconnections during the northern summer. *J Climate*, 1992, 5: 142-158.
- [4] Simmons A J, Wallace J M and Branstator G W. Barotropic wave propagation, instability and atmospheric teleconnection patterns. *J Atmos Sci*, 1983, 40: 1263-1392.
- [5] Frederiksen J S. Alternative theories of atmospheric teleconnections and low frequency fluctuations. *Rev Geophys*, 1988, 26: 459-494.
- [6] 卢佩生, 曾庆存. 正压大气扰动的演变. *大气科学*, 1981, 5: 1-8.
- [7] Zeng Qingcun. On the evolution and interaction of disturbances and zonal flow in a rotation barotropic atmosphere. *J Meteor Soc, Japan*, 1982, 60: 24-31.
- [8] Zeng Qingcun. Evolution of large scale disturbances and their interaction with mean flow in a rotation barotropic atmosphere—part I. *Adv Atmos Sci*, 1986, 3: 172-188.
- [9] Navarra A. A new set of orthonormal modes for linear meteorological problem. *J Atmos Sci*, 1993, 50: 2569-2583.
- [10] Branstator G W. Low-frequency patterns induced by stationary waves. *J Atmos Sci*, 1990, 47: 629-648.
- [11] Blackmon M L, Lee Y H and Wallace J M. Horizontal structure of 500 mb height fluctuations with long, intermediate and short time scales. *J Atmos Sci*, 1984, 41: 961-979.
- [12] Hsu H H, Lin S H. Global teleconnections in the 250-mb streamfunction field during the northern hemispheric winter. *Mon Wea Rev*, 1992, 120: 1169-1190.
- [13] 李志锦, 纪立人. 正压大气有利强迫模及其响应与遥相关型. *中国科学(B辑)*, 1995, 25: 532-539.

EFFICIENT FORCINGS FOR LINEAR STEADY RESPONSES AND DYNAMICS OF ATMOSPHERIC TELECONNECTIONS

Li Zhijin Ji Liren

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica, Beijing, 100080)

Abstract

For linear steady forcing problems, a method is developed to provide a set of forcing modes which form a set of complete orthonormal basis in the energetics inner product space. The forcing modes are found by calculating eigenvectors of a positive symmetric matrix determined from given equations of motion. The amplitude of responses to forcing modes is given in term of the associated eigenvalues. This method is used in a nondivergent barotropic model linearized about the 300 hPa zonally-varying climatological flow for northern wintertime. The results show that only a few of forcing modes associated with the leading eigenvalues can excite sufficiently large response comparable with realistic teleconnection patterns, and those preferred responses to these efficient forcing modes are in good agreement with realistic teleconnection patterns. Energetics analyses are performed. The primary source of energy of responses to the most efficient forcing modes is the conversion of basic state kinetic energy to the response kinetic energy, rather than directly from the forcing itself. It is suggested that teleconnection patterns produced by external source are not determined only by Rossby wave dispersion from external sources, but mainly depend on the efficient extraction of energy of the forced perturbation from the basic state.

Key words: Steady response; Efficient forcing; Teleconnection pattern.