

大气经圈环流对波动和能量传输的影响

季 劲 钧

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文用斜压准地转模式讨论了经圈环流作为基流的一部分对不同风系中波动和能量传输的影响。特别指出在东风带中因经圈环流的存在,就可能形成定常和非定常的经向行星波,使夏季低纬度东风气流中的波动及其能量向中、高纬度传播。

文中还分析和计算了定常经向波和瞬变波的群速度和一些动力学性质。

关键词: 经圈环流; 东风带波动; 能量传输。

一、引 言

大气中波动的经向传播和能量的经向频散是不同纬度带之间运动的相互作用以及遥相关的重要机理之一。在西风气流中,低纬的扰源(如热源)激发出的行星波将向中、高纬度传播,形成准定常的波列,同时有能量的频散。在有纬向切变的基流中,当行星波的相速度与某一纬度的纬向流相等时,经向波长趋于无穷,由理论分析可知,群速度的经向分量为零,南北向能量输送中断,波动能量将被基流吸收或反射回来^[1-4],这个纬度就是所谓临界纬度。对于定常波,临界纬度就是东西风界面。西风带中的波动当其南传至东风带时将被折回^[5],而低纬东风波中的波动将被限制在扰源附近。

这一理论比较成功地说明了 El Nino 事件中冬季赤道暖海面增温时产生的遥相关流型^[6]。因为冬季低纬度高空盛行西风,赤道太平洋异常暖海面加热在西风带中形成了定常波列(如 PNA)。但是在夏季低纬度地区是盛行东风,由上述理论,暖海面产生的大气扰动将只局限于低纬东风带中,但事实上,即使在夏季低纬度与中高纬度带仍然出现遥相关流型^[7,8],同时大气中中纬度扰动可以穿过东风带进入另一个半球,而东风带中的扰动也可以进入西风带(如台风),这是什么缘故呢?

我们知道,上述理论都是在只考虑纬向基流的条件下得出的,但实际大气中总是存在着经向基流——经圈环流。尤其在低纬地区,经圈环流是比较强的,图1是北半球低纬度冬季和夏季200与850hPa面上经向风的分布^[9]。一个显著的特点是对流层上,下层经向风反向,而且沿纬圈分为若干个区,各部分“自成体系”,构成了区域性经圈环流。经向流可达 $3-4\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 冬季200hPa 可达 $6\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 以上,这个经圈环流

在波动的传播和能量的频散中起什么作用呢? Opsteegh (1982)^[10] 指出哈德莱环流对于定常罗斯贝波越过赤道的传播是很重要的. Schneider 等 (1985)^[11,12] 的计算表明, 在有经向基流存在时, 扰动可以穿过低纬度东风带进入另一个半球. 这些工作说明, 东、西风带迭加上经向流改变了波动传播的特性. Watterson 等^[12] 从理论和数值试验中得出, 在有经圈环流时, 东西风界面临界纬度的概念失去意义. 曾庆存^[13] 在经向和纬向基流是空间缓变函数的假定下, 导出了行星波传播的一般关系式. 本文是采用一个有经圈环流的二层斜压模式 (其中经圈环流可以不是沿整个纬圈平均), 分析了定常和非定常经向波的存在以及对波动和能量频散的影响.

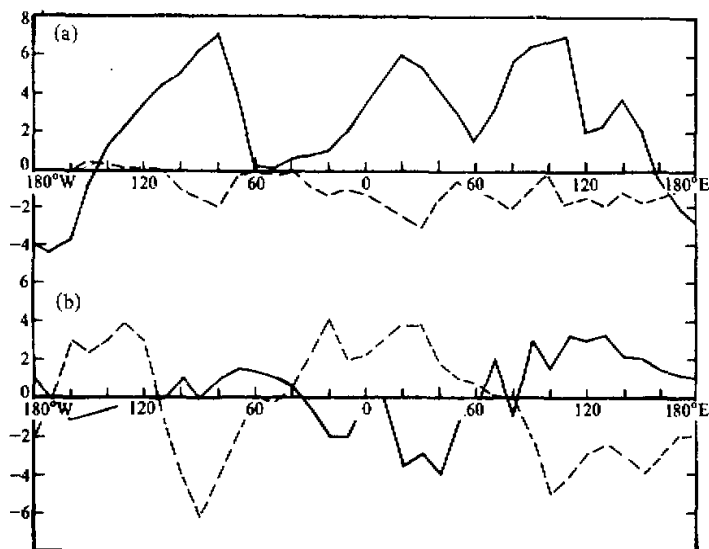


图 1 北半球沿 20°N 纬圈的经向流分布图

(a) 冬季 (1 月), (b) 夏季 (7 月), 实线为 200hPa, 虚线为 850hPa, 单位: $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$

二、基本方程

本文主要分析经圈环流和不同纬向风系的一些动力学性质, 特别是低纬度经圈环流的作用. 采用与文献 [14] 相同的模式, 现简述如下:

在 β 平面上, 准地转、无粘性、无量纲的线性化扰动位势涡度方程是

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial}{\partial y} \right) q' + \bar{\eta}_y \frac{\partial \psi'}{\partial x} - \bar{\eta}_x \frac{\partial \psi'}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

式中 $\bar{\eta}_x$, $\bar{\eta}_y$ 是平均位势 $\bar{q}$ 的导数, 而

$$\bar{q} = \nabla^2 \bar{\psi} + \frac{\partial}{\partial p} \left(m_0^2 \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial p} \right) + f, \quad \bar{q}' = \nabla^2 \psi' + \frac{\partial}{\partial p} \left(m_0^2 \frac{\partial \psi'}{\partial p} \right).$$

U 、 L 、 P_0 分别为水平风速、水平距离和地面气压的尺度, ψ 是地转流函数, $m_0 = f_0 L / N \cdot D$ 是旋转内 Froude 数, N 是 Brunt-Väisälä 频率, $D = \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right)^{-1}$ 是垂直尺度, 模式垂直方向取上、下两层, 分别在 $p=0.25$ 和 0.75 面上, 又设平均量是整层无辐散的, 地表面和大气上界垂直速度为零, 这样可以简单地认为上、下层平均经向流方向相反、大小相等, 于是上、下层涡度方程为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}_1 \frac{\partial}{\partial x} + \bar{v}_1 \frac{\partial}{\partial y} \right) (\nabla^2 \psi_1 - m^2 (\psi_1 - \psi_3)) + \bar{\eta}_{11} \frac{\partial \psi_1}{\partial x} - \bar{\eta}_{13} \frac{\partial \psi_1}{\partial y} = 0, \quad (2.1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}_3 \frac{\partial}{\partial x} - \bar{v}_3 \frac{\partial}{\partial y} \right) (\nabla^2 \psi_3 + m^2 (\psi_1 - \psi_3)) + \bar{\eta}_{13} \frac{\partial \psi_3}{\partial x} - \bar{\eta}_{11} \frac{\partial \psi_3}{\partial y} = 0, \quad (2.2)$$

式中 $m = (p_0 / \Delta p) m_0 = 2m_0$, 下标“1, 3”分别表示上、下层上的变量, 一般来说, 大气中平均纬向流和经向流沿纬圈变化比沿子午向的变化小得多, 且也比扰动的空间变化小, 所以假定基本流是 y 方向的缓变函数, 即

$$\bar{u} = \bar{u}(Y, P), \quad -\bar{v}_1 = \bar{v}_3(Y), \quad (3)$$

(2) 式就是缓变介质中的波动方程, 假设有简谐波动解

$$\psi_{1,3} = R_e \Psi_{1,3}(Y, T) e^{i(kx + ly - \sigma t)}, \quad (4)$$

R_e 指实部, $\Psi_{1,3}$ 分别是上、下层扰动振幅, Y, T 是缓变空间和时间变量, k, l 为沿 x, y 方向上的波数, σ 为频率, 我们着重分析经圈环流对波动的影响, 故先不考虑纬向流的垂直切变, 即有 $\bar{u}_1 = \bar{u}_3 = \bar{u}$, 将 (4) 式代入 (2.1)(2.2) 式得频率方程 (其中已略去了较小的基流 $(\bar{u}, \bar{v})$ 的二阶导数

$$F(\sigma) = K^2(K^2 + 2m^2)\sigma^2 - 2k\sigma[\bar{u}(K^2 + 2m^2) - \beta(K^2 + m^2)] + k^2[\bar{u}(K^2 + 2m^2) - \beta](\bar{u}K^2 - \beta) - l^2\bar{v}^2K^2(K^2 - 2m^2) = 0, \quad (5)$$

由上式就有频散关系式^[13]

$$\sigma = \bar{u}k - \frac{k\beta(K^2 + m^2)}{K^2(K^2 + 2m^2)} \pm \frac{1}{K^2(K^2 + 2m^2)} [k^2\beta^2m^4 + K^4l^2\bar{v}^2(K^4 - 4m^4)]^{1/2}. \quad (6)$$

三、经向定常行星波

若基流中包含了经圈环流, 我们从频率方程 (5) 出发分析经向行星波。

先讨论定常波, 这对研究各种准定常流型是很有意义的, 令 $\sigma = 0$, (5) 式可写成对 l^2 ($l^2 \equiv q$) 的代数方程

$$a_0 q^3 + a_1 q^2 + a_2 q + a_3 = 0, \quad (7)$$

其中系数是

$$a_0 = \bar{v}^2,$$

$$a_1 = -\bar{u}^2 k^2 + 2\bar{v}^2 (k^2 - m^2),$$

$$a_2 = k^2 [2\bar{u}\bar{v} - 2\bar{u}^2 (k^2 + m^2) + \bar{v}^2 (k^2 - m^2)],$$

$$a_3 = -k^2 [\bar{v}^2 - 2\bar{u}\bar{v} (k^2 + m^2) + \bar{u}^2 k^2 (k^2 + 2m^2)],$$

a_i 都是 y 的实函数。

无经向流时, (7) 式退化为二阶方程, q 的二根分别为 q_1, q_2 . 如果 q_1, q_2 中有一个根为正, l 为实数, 经向波存在. 因此在西风带中 $\bar{u} > 0$, 总存在一个纬向波长范围, 使 q_1, q_2 中有一个或二个为正, 因此经向波动存在. 而东风带 $\bar{u} < 0$, q_1, q_2 总小于 0, 无经向波. 当 $\bar{u} \rightarrow 0$ 时, q_1, q_2 趋于无限, 所以东西风界面处为临界纬度.

但是考虑了经圈环流后, 经向波与基本流场的关系发生了变化, 令 (7) 式的三个根分别为 q_1, q_2 和 q_3 , 由三次方程根与系数的关系, 则有

$$A \equiv q_1 q_2 q_3 = -\frac{a_3}{a_0} = \frac{k^2}{\bar{v}^2} (\bar{u} k^2 - \beta) [\bar{u} (k^2 + 2m^2) - \beta]. \quad (8)$$

如 $A > 0$, 则有三个实根或一个实根和一对共轭复根, 其中至少有一个正实根, 这时必有经向定常波. 对不同纬向风带, 情况如下:

a) 西风带, 要使 $A > 0$, 就必须使 (8) 式右端括号中的量同号. 弱西风纬向长波或强西风纬向短波都可以满足这一要求, 而出现经向波.

b) 东西风界面, $\bar{u} = 0$, $A > 0$, 仍有经向波存在, 因而这里不再是临界纬度.

c) 东风带 $\bar{u} < 0$, 总有 $A > 0$, 经向波必然存在.

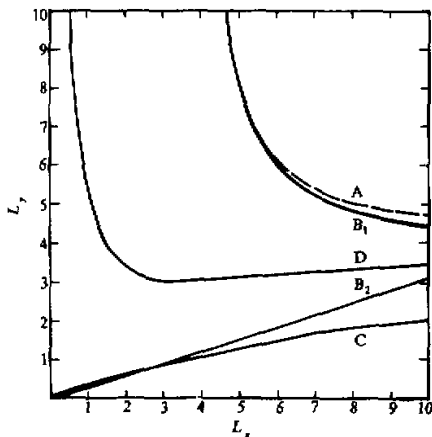


图2 不同基流中的经向波长(无量纲)
A: $\bar{u}=1, \bar{v}=0$; B_{1,2}: $\bar{u}=1, \bar{v}=0.3$;
C: $\bar{u}=-1, \bar{v}=0.3$; D: $\bar{u}=0, \bar{v}=0.3$.
 $\beta=2.16, m_0=1$

这一结果与只考虑纬向基流时的情况完全不同. 在经圈环流存在时, 无论是西风带或东风带都有经向定常波, 以及与波动相伴随的经向能量输送. 因此由纬向基流的理论分析中得出的东风带波导和临界纬度等概念也应加以修正, 这与 Watterson 等^[12]数值计算的结果是一致的.

作为例子, 我们计算了不同基流中定常经向波的波长. 取纬度为 20° , $m=2$ ($m_0=1$), 分三种情况: 1) 西风带无经圈环流, $\bar{u}=1, \bar{v}=0$; 2) 西风带有经圈环流 $\bar{u}=1, \bar{v}=0.3$; 3) 东风带有经圈环流 $\bar{u}=-1, \bar{v}=0.3$. 图2 是实正波动解(负波解与之对称, 未绘出), L_x, L_y 分别是纬向和经向波长. 对第一种情况, 在所取参数范围内是一个单波解(图2中曲线A). 在纬向长波段, 经向波长5—6(若

取 $U = 10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $L = 10^6 \text{ m}$, 则相当于 $5 \sim 6 \times 10^3 \text{ km}$). 在 $L_x \sim 4.3$ 处, $L_x \rightarrow \infty$, 经向波不存在了. 对于第二种情况, 有二个经向波 (曲线 B_1 和 B_2), 波动 B_1 与 A 很相近, 经向波长比波 A 稍短一些. 与波 A 相似, 当 L_x 约为 4.3 时, B_1 波消失. 另一个经向波 B_2 波长要短得多, 在纬向长波段, 波长约为 2 ~ 3, 并随 L_x 的减小而减小. 可见, 因经圈环流的存在, B_1 波是由 A 波“修正”而来的, 但 B_2 波是新生的. 第三种情况东风带中, 在所取的系数下也只有一个单波 C , 该经向波与波 B_2 相近, 也是因经圈环流而诱生出来的. 经向波动 B_2 , C 的存在说明了经圈环流改变了纯纬向基流, 特别是东风气流的动力学性质.

四、定常行星波的能量输送

定常行星波的群速度可由方程 (8) 直接得到

$$c_{gx} = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial k} \right)_{\sigma=0} = \bar{u} + \frac{(2K\bar{u} - \beta)[\bar{u}(K^2 + m^2) - \beta] - 2\bar{v}^2 l^2 (K^2 - m^2)}{\bar{u}K^2(K^2 + 2m^2) - \beta(K^2 + m^2)}, \quad (9.1)$$

$$c_{gy} = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial l} \right)_{\sigma=0} = \frac{l}{k} \frac{2\bar{u}k^2[\bar{u}(K^2 + m^2) - \beta] - \bar{v}^2[K^2(K^2 - 2m^2) + 2l^2(K^2 - m^2)]}{\bar{u}K^2(K^2 + 2m^2) - \beta(K^2 + m^2)}, \quad (9.2)$$

其中 k, l 还应满足方程 (7), 即定常经向波解. 对应每一个经向波有相应的群速度.

(9) 式中右端分子上第二项是因经圈环流产生的附加项, 该项大小与环流的平方成正比, 而与环流的正、反无关. 当 $\bar{v}$ 较小时, 局地能量流的方向可近似地表示为

$$\text{tg} \alpha \left(\frac{dy}{dx} \right)_{\sigma=0} \approx \frac{l}{k} \left(1 - \frac{\bar{v}^2 K^4 (K^2 - 2m^2)}{2\bar{u}^2 k^4 (K^2 - m^2)} \right). \quad (10)$$

若 $\bar{v} = 0$, 则 $\text{tg} \alpha = l/k$, 这是不考虑经圈环流时波列的走向, 也是能量流方向, 由波的结构决定. 当有经圈环流存在时, 定常行星波能量方向发生了偏离, 偏离的程度与 $(\bar{v}/\bar{u})^2$ 成正比. 经圈环流越强, 纬向流越弱, 偏离越大. 大气层结将影响偏离的方向, 当 $2m^2 > K^2 > m^2$ 时, $\text{tg} \alpha > l/k$, 能流偏向子午线方向; 当 $K^2 > 2m^2$ 或 $K^2 < m^2$ 时, $\text{tg} \alpha < l/k$, 能流偏向纬圈方向. 因此对一已知 Froude 数 m_0 , 经圈环流的存在, 使波长不同的波向不同方向传播能量.

因为 $\bar{u}, \bar{v}$ 是 Y 的缓变函数, 所以沿着波的路径有

$$\begin{aligned} \frac{d_g k}{dt} &= \frac{\partial \sigma}{\partial x} = 0 \\ \frac{d_g l}{dt} &= \frac{\partial \sigma}{\partial Y} \approx k \frac{\partial \bar{u}}{\partial Y} \pm 2\bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial Y} \frac{l^2 K^2 (K^2 - 2m^2)}{k m^2 \beta} \end{aligned} \quad (11)$$

d_g/dt 是沿路径的全微分. 经向波数因 $\bar{u}, \bar{v}$ 在空间的缓慢变化而变化, α 也作缓慢的变化.

当 $\text{tg} \alpha = 0$ 时, 能量流沿纬圈方向, 这就是波列的转向点. 由 (11) 式, 该点 $\bar{v}$ 应满

足下列关系：

$$\bar{v}^2 = \frac{2\bar{u}^2 k^4 (K^2 - m^2)}{K^4 (K^2 - 2m^2)} \quad (12)$$

对已知的 m , $\bar{v}$ 随 $\bar{u}$ 增大而增大. 当 $2m^2 > K^2 > m^2$ 时, (12) 式右端小于零, 不可能出现转向点; 而当 $K^2 > 2m^2$ 或 $K^2 < m^2$ 时, 才可能出现转向.

我们对图 2 中不同基流的波动计算相应的群速度, 如图 3. 图 3a 是纬向分量 c_{gx} , 3b 是经向分量 c_{gy} . 横坐标是纬向波长. 虚线是无经圈环流时波 A 的群速度, 其余分别对应着波 B_1 , B_2 和波 C. 无经向流的西风气流中, 波 A 的群速度两分量为正, 能流流向东北. 有了经圈环流, 波长较短的一端 B_1 与 A 相比群速度变化很小, 但长波段 B_1 波 c_{gx} 显著增大, 且随波长增加, c_{gx} 由正变负, 能量输送由东北转向西北. 另一波 B_2 群速度随波长变化不大, 方向始终朝着东南 ($c_{gx} > 0$, $c_{gy} < 0$). 而东风带有经圈环流产生波 C, 它将能量向西北输送. 可见, 东西风带中经向波长较短的波向副热带输送能量, 而西风带中经向波长较长的波把能量输送往中高纬度. 所以经圈环流的存在, 突破了东风带中的动力学约束, 使得不仅在西风带而且在东风带中都有能量的经向输送, 这就为夏季东风带中波动外传和遥相关流型提供了一种理论依据.

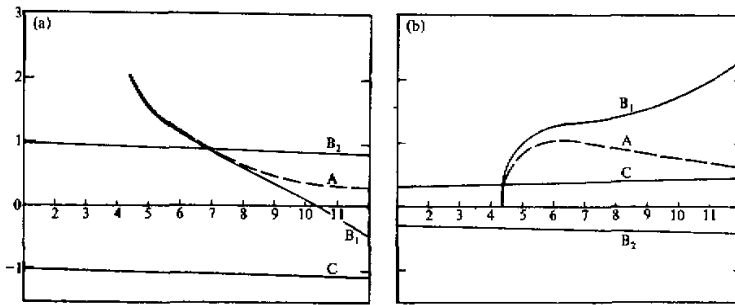


图 3 有经圈环流时定常行星波的群速度

虚线是无经圈环流波的群速度. 图中符号与图 2 中相对应,

(a) c_{gx} , (b) c_{gy} . ($m_0=1$, $\bar{v}=0.3$, $\beta=2.16$) 横坐标为纬向波长

五、非定常行星波在不同风带中的传播

上面几节分析了不同风带中存在着经圈环流时定常波的性质. 现在讨论一下瞬变波的性能.

由 (5) 式得到对 $l^2 (\equiv q)$ 的代数方程

$$\tilde{a}_0 q^3 + \tilde{a}_1 q^2 + \tilde{a}_2 q + \tilde{a}_3 = 0. \quad (13)$$

此方程与 (7) 式相似. 其中系数 $\tilde{a}_i$ 与 a_i 的区别仅是 $(\bar{u}k - \sigma)$ 代替了 a_i 中的 $\bar{u}k$ ($\tilde{a}_i$ 表达式略). 可以用分析方程 (7) 中根与系数的关系讨论根 q_i 的性质. 概括地说, 由于有经圈环流, 瞬变波的存在范围比单纯纬向基流时大大扩大了. 无论是西风带或东风带都有经向波的传播以及相应的能量经向输送, 波的相速度与纬向流相等的纬度不再

是一堵“墙”，波动可以自由地穿越。

非定常行星波的相速度可以由频率方程(6)直接得到

$$c_{px} = \bar{u} - \frac{\beta(K^2 + m^2)}{K^2(K^2 + 2m^2)} \pm \frac{1}{kK^2(K^2 + 2m^2)} [k^2\beta^2 m^4 + \bar{v}^2 l^2 K^4 (K^4 - 4m^4)]^{1/2}, \quad (14.1)$$

$$c_{py} = \frac{k}{l} c_{px}, \quad (14.2)$$

式中的正、负号对应二个不同频率的波，未考虑切变的纬向流只有平流的作用，而经圈环流可以使波动发生不稳定现象^[13]

图4给出了瞬变波相速度随波长的变化。取图2中所用参数， $\varphi = 20^\circ$ ， $m=2$ ，且在计算中取 $k=l$ ，故 c_{py} 与 c_{px} 重合。虚线是 $\bar{v}=0$ 的波动群速度；实线是 $\bar{v}=0.3$ 的值。 $\bar{u}$ 分别为 ± 1 ，图中各波以 W 表示，上标指不同模态的波，下标指基流值(如 $W_{1,0.3}^{(1)}$ 表示第一波， $\bar{u}=1.0$ ， $\bar{v}=0.3$ ，其余相类似)。从图上看到，在长波部分，有无经圈环流波的相速度相差很少；在短波部分，有明显差异，经圈环流存在，使两个波相速分离。在 $L_x \approx 3.6 - 4.3$ 区间，出现了波的不稳定，两个波趋向一个不稳定模态。在西风带中， $L_x < 6$ ，两个波都向东北方向移行； $L_x > 6$ 时，一个波向东北，另一个波向西南传播。而在东风带中两波都向西南传播。

瞬变波的群速度亦可由(6)式求得：

$$c_{gx} = \bar{u} - \frac{\beta}{K^4(K^2 + 2m^2)^2} [K^2(K^2 + m^2 + 2k^2)(K^2 + 2m^2) - 4k^2(K^2 + m^2)^2] \\ \pm \frac{km}{K^4(K^2 + 2m^2)^2 \cdot s} \{ \beta^2 m^2 [K^2(K^2 + 2m^2) - 4k^2(K^2 + m^2)] + 4\bar{v}^2 l^2 K^6 (K^2 + 2m^2) \}^{1/2}, \quad (15.1)$$

$$c_{gy} = \frac{2kl\beta}{K^4(K^2 + 2m^2)^2} [K^4 + 2m^2 K^2 + 2m^4] \pm \frac{l}{K^4(K^2 + 2m^2)^2 s} \\ \{ \bar{v}^2 K^4 (K^4 - 4m^4) [(K^2 + 2m^2)(k^2 - l^2) - 4l^2(K^2 + m^2)] - 4(K^2 + m^2)k^2\beta^2 m^4 \}^{1/2}, \quad (15.2)$$

其中

$$s = [k^2\beta^2 m^4 + \bar{v}^2 l^2 K^4 (K^4 - 4m^4)]^{1/2}.$$

经圈环流的影响在右端第二项，群速度的经向分量与纬向流无关。

群速度随波长的变化见图5。图5a是纬向分量 c_{gx} ，图中 $\bar{u}=0$ ， $\bar{v}=0.3$ ， $k=l$ 。

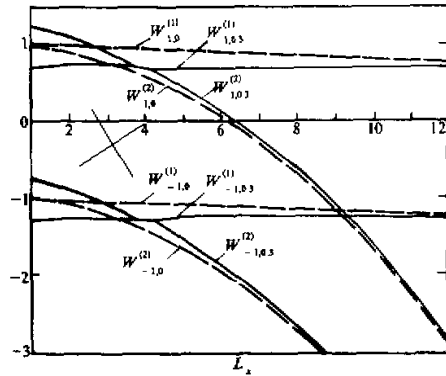


图4 有经圈环流时不同风系中非定常波的相速度虚线是 $\bar{v}=0$ 时波的相速度

在 $L_x \sim 4$ 周围, 出现波的不稳定, 改变了能量的纬向传播, 产生了不连续. 在长波段 ($L_x > 6$), 纬向群速度与 $\bar{v}=0$ 时的值几乎重合, 随波长的变化很小, 经圈环流影响也很小, 不连续发生于 $L_x \sim 3.6$ 和 4.3 处. c_{gx} 的绝对值变得很大. 在不稳定波段, c_{gx} 与无经圈环流时相近 (这不是本文所讨论的). 图 5b 是群速度经向分量, 在 $L_x \sim 4$ 附近同样是因不稳定波出现而发生了变化, 不同的是稳定波群速的经向分量与不稳定波是衔接的, 二个稳态模与一个不稳态模群态连续. 在长波部分, 波长越长, 越趋向无经圈环流的群速; 在短波部分, 经圈环流影响甚大, 波长越短分离越大. 综合看来, 对波长较长的行星波, 经圈环流的存在对能量流的影响较小, 而对短波的能量流影响较大.

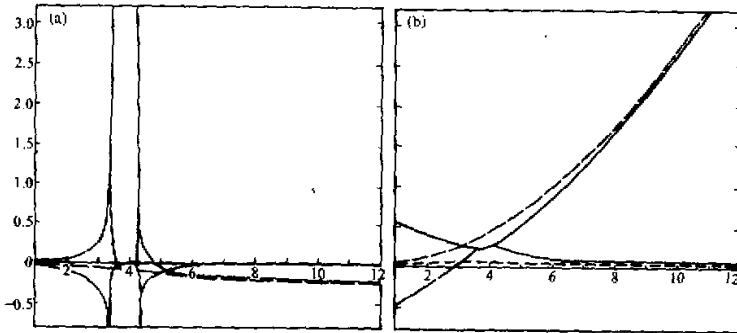


图 5 不同风带中非正常行星波的群速度
(a) c_{gx} , (b) c_{gy} , 其余说明同图 4

六、讨论和结论

在本文的开头就已经谈到在纬向基流的波动理论中, 东风带中的波动只限制在源区附近, 不能远传, 因而也就不存在经向定常行星波. 但是在第四节里我们看到在考虑了经圈环流后, 即使在东风带中仍然存在经向定常行星波. 这在物理上可以作如下说明: 以定常正压涡度方程为例

$$-\bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi + \frac{\partial \psi}{\partial x} \beta + \bar{v} \frac{\partial}{\partial y} \nabla^2 \psi = 0,$$

$\bar{v}=0$ 时, 地转涡度平流与涡度的纬向输送相平衡. 若为简谐波, 即有 $-\bar{u}(k^2 + l^2) + \beta = 0$, 但是当 $\bar{u} < 0$ 时, 也就是在东风带中, 永远不能平衡. 如 $\bar{v} \neq 0$, 则有 $-(\bar{u}k + \bar{v}l)(k^2 + l^2) + k\beta = 0$, 这时 $\bar{u} < 0$, 经向的涡度平流也可以与地转涡度和纬向涡度平流相抵而平衡. 对于层结大气中存在经圈环流的情况, 增加了热成风涡度项, 但也可以同样去理解.

东风带中经向定常波的存在, 说明了即使在北半球夏季, 低纬度加热场激发的行星波同样可以与冬季相似, 形成某种行星尺度的流型. 例如在文献 [7, 8] 中指出, 夏季菲律宾海域中的强对流区处在东风气流中, 仍然存在不同纬带之间的相关流型. 从图 1 中我们看到, 在此经度带夏季有很强的经圈环流, 根据上述分析不难理解, 在此

种背景流型下, 可以形成经向的定常波, 同时将能量传送到中高纬地区.

当西风气流中有经圈环流时, 一方面使原纯西风内经向长波稍稍变长, 又新生了一个波长与东风带经向波相似的短波, 后者的群速度比长经向波大很多, 所以在短波能量频散后, 将持续存在着长波的能量输送.

经圈环流的存在改变能量流的方向, 定常波列偏离了无经圈环流时的方向, 偏离的大小随经向流而增大, 偏离的方向与波长和层结有关, 同时当经圈环流足够大时, 波列的方向可能折向, 出现转向点.

对非定常经向波的分析表明, 与定常波性质相似, 在东风带中亦存在经向波动, 由计算可知对非定常波动经圈环流的影响主要在短波段, 因此无论对于低纬东风带或季风气流中天气尺度扰动的传播和能量频散必须考虑经圈环流的作用.

附记: 本文脱稿后, 读到 Watterson 和 Schneider 的文章^[12], 他们用不同的方法讨论了经圈环流对波动传播的影响.

参 考 文 献

- [1] Dickinson, R.E., 1968, *J. Atmos. Sci.*, **25**, 984 — 1002.
- [2] Benney, D.J. et al., 1969, *Studies in Appl. Math.*, **48**, 181 — 204.
- [3] Geisler, J.E. et al., 1974, *J. Atmos. Sci.*, **31**, 946 — 955.
- [4] Tung, K.K., 1979, *Mon. Wea. Rev.*, **107**, 751 — 774.
- [5] Held, I.M., 1983, *Stationary and Quasi-Stationary Eddies in the Extratropical Troposphere: Theory. Large-Scale Dynamical Processes in the Atmosphere*, Academic Press.
- [6] Hoskins, B.J. et al., 1981, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1179 — 1196.
- [7] Nitta, T., et al., 1986, *J. Meteor. Soc. Japan*, **64**, 895 — 911.
- [8] Nitta, T., 1987, *Proceeding of International Conference on the General Circulation of East Asia*, April 10 — 15, 1987, Chengdu, 121 — 126.
- [9] Oort, A.H., 1980, *Global Atmospheric Circulation Statistics, 1958 — 1973*, NOAA, Professional Paper.
- [10] Opsteegh, J.D., 1982, On the importance of the Hadley Circulation, for cross equatorial propagation of stationary Rossby Wave. Collected papers presented, at the KNMI, Workshop.
- [11] Schneider, E.K. et al., 1984, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 2069 — 2083.
- [12] Watterson, I.G. and E.K. Schneider, 1987, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **113**, 779 — 814.
- [13] 曾庆存, 1985, 强迫基流上 Rossby 波包的结构和演变, 中国科学, B 辑, 第 4 期, 377 — 385.
- [14] 季劲钧, 大气低纬度经圈环流对波动稳定性的影响 (待发表).