

李艳杰, 李建平. 水平非均匀基流中行星波的传播. 地球物理学报, 2012, 55(2): 361-371, doi:10. 6038/j. issn. 0001-5733. 2012. 02. 001.

Li Y J, Li J P. Propagation of planetary waves in the horizontal non-uniform basic flow. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2012, 55(2): 361-371, doi:10. 6038/j. issn. 0001-5733. 2012. 02. 001.

水平非均匀基流中行星波的传播

李艳杰^{1,2}, 李建平^{1*}

1 中国科学院大气物理研究所大气科学和地球流体力学数值模拟国家重点实验室, 北京 100029

2 中国科学院研究生院, 北京 100049

摘 要 行星波传播理论虽然已有很多研究, 但是大多以纬向对称基流为主, 无法解释东西风带之间相互作用的事实. 鉴于此, 本文从理论上系统讨论了纬向对称和水平非均匀基流中定常和非定常波动的传播特征. 首先, 对纬向对称基流中波动传播的周期特征进行分析后发现, 西风中心位相东传超长波周期大于 30 d, 而东风中心位相西传超长波的周期则小于 30 d. 之后, 从传播的空间以及周期特征等方面系统研究了水平非均匀基流中球面波动传播理论, 得到以下结论: 经向基流使得定常波可以穿越东风带, 在南北两半球间传播, 为东西风带之间的相互作用提供了理论解释; 强的经向流使得波动传播具有单向性; 亚澳季风区低层纬向 1 波呈低频特征.

关键词 行星波, 非均匀基流, 传播, 周期, 射线

doi:10. 6038/j. issn. 0001-5733. 2012. 02. 001

中图分类号 P433

收稿日期 2010-11-11, 2011-11-13 收修定稿

Propagation of planetary waves in the horizontal non-uniform basic flow

LI Yan-Jie^{1,2}, LI Jian-Ping^{1*}

1 State Key Laboratory of Numerical Modeling for Atmospheric Sciences and Geophysical Fluid Dynamics, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029, China

2 Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract Although the planetary wave propagation has been studied a lot, most of them were based on the zonal symmetric basic flow which can't explain the interactions between westerlies and easterlies. For this reason, the characteristics of stationary and non-stationary wave propagation in the zonal symmetric and horizontal non-uniform basic flow are researched systematically in theory. After analyses of the periodic characteristics of wave propagation in zonal symmetric flow, it is concluded that the period of the ultra-long waves with eastward phase propagation in westerlies and that with westward phase propagation in easterlies is respectively more and less than 30 days. And then the spherical wave propagation in horizontal non-uniform basic flow is theorized from the aspects of the spatial and periodic characteristics of propagation. Some interesting results are as follows. Stationary waves can propagate through the easterlies with a weak meridional wind, so the interactions between the Northern and Southern Hemisphere can be turned out in the view of planetary waves. The direction of propagation is one-way with strong meridional flow. Zonal wavenumber one wave displays low-frequency feature in low levels over the Asian-Australian monsoon region.

基金项目 国家自然科学基金重点项目(41030961)和国家 973 计划项目(2010CB950400)共同资助.

作者简介 李艳杰, 女, 1983 年生, 山东济宁人, 博士研究生, 研究方向: 气候动力学. E-mail: lyj@mail. iap. ac. cn

* **通讯作者** 李建平, E-mail: ljping@lasg. iap. ac. cn

Keywords Planetary wave, Non-uniform basic flow, Propagation, Period, Ray

1 引言

亚澳季风系统主要分为澳洲季风系统和亚洲季风系统,分处南、北两个半球.由于南北半球间的相互作用,两系统既有一定的独立性又相互影响,因此须从相互作用的角度来进行研究.曾庆存和李建平^[1](2002)指出决定大气环流变化的两大推动力(行星热对流环流和地表面特性差异导致的准定常行星波)共同使得热带季风在亚澳区内最为明显.而南、北半球间的季风是两个半球间大气各物理量交换最重要的角色,也是两个半球大气间相互作用、相互调整和相互平衡的一个重要机制.所以南北两半球大气之间的相互作用在亚澳季风区最显著,而这种不同纬度之间的相互作用又涉及行星尺度大气的内部动力过程.因此,通过行星波的南北半球传播来探讨亚澳季风相互作用的动力机制或许可以为亚澳季风系统的研究提供新的思路 and 依据.

行星波理论自 1939 年被 Rossby^[2]提出后已成为动力气象学的理论基石^[3]. Yeh^[4](1949)引入群速度,首次提出能量频散的概念,解释了大气环流中的“上下游效应”. Charney 和 Drazin^[5](1961)、Elissen 和 Plam^[6](1961)研究了行星波的垂直传播.在他们的工作基础上, Matsuno^[7](1970)提出了平流层爆发性增温的理论机制. Hoskins 和 Karoly^[8](简称 HK, 1981)将 Yeh 的理论推广到球面坐标,提出了能量的经向频散,认为热带扰源激发的波动可以沿着大圆路径传播到中高纬,从而解释了 Wallace 和 Gutzler^[9](1981)提出的遥相关模态.但 HK 理论是基于纬向平均基本气流展开的,定常波只能在西风气流中传播,不能穿越纬向风速零线. Karoly^[10](1983)首先将 HK 理论推广到了考虑水平非均匀的纬向和经向基本气流的情况,但是并没有对这种情况进行进一步分析,只是利用射线方法研究了非均匀的纬向基本气流中定常波的传播,发现当波源位于低纬东风带中西风通道同一经度时,波动可以在两半球间传播.这一结论与 Webster 和 Holton^[11](1982)数值试验结果一致. Hsu 和 Lin^[12](1992)对 250 hPa 流函数场以及 Tomas 和 Webster^[13](1994)对等熵面上的位涡分析发现,冬季太平洋东部和大西洋东部上方的对流层高层东风带中的西风通道中存在越赤道传播的波列.

Hoskins 和 Ambrizzi^[14](1993)从定常波数的角度研究了随经度变化的纬向基本气流中的 Rossby 波动的传播,指出太平洋东部和大西洋东部是定常波在南北两半球之间传播的通道. Yang 和 Hoskins^[15](1996)又研究了非零频波动的传播特征.国内学者对行星波的传播也进行了很多理论研究. Zeng^[16-17](1980, 1985)和卢佩生等^[18](1981)讨论了非均匀基流中扰动的传播和波包的演变.巢纪平等^[19](1977)和 Chen 等^[20](1983)研究了正压大气中的螺旋行星波及其波作用守恒和稳定性.吴国雄等^[21](1990)研究了纬向平均状况时的大气定常波运动学特征,分析了对流层和平流层低层可传播波动临界波数的空间分布和年变化.陆维松、徐祥德、侯志明、吕克利等^[22-27]针对 HK 理论中的射线追踪法也展开了很多细致的研究,在此不赘述.

上述诸多工作对行星波传播进行了一系列的研究,但是传统理论仍存在局限性——忽略了经向基本气流,定常波只能在西风气流中传播,所以无法解释观测到的很多南北半球相互作用的事实. Schneider 和 Watterson^[28-29](1984, 1987)从理论和数值模拟的角度证明了平均经圈环流(Hadley 环流)的存在使得波动可以穿过东风临界层,从一个半球传播到另一个半球.季劲钧^[30](1990)以及宋燕和缪锦海^[31](1994)也分别讨论了经圈环流对定常波传播的影响.这些研究都说明经向流的存在对行星波穿越东风带起到了关键的作用.但是上述研究都只是验证了经向流可以使波动在东西风带之间进行传播,没有进行更深入的理论分析.因此考虑经向基本气流的行星波传播理论需要进一步研究.这将有助于揭示亚澳季风相互作用的动力机制.

另外,通常研究波动传播时,多是给定频率或周期,分析其他波动参数^[8,14,15].徐祥德和苗秋菊^[32]的研究中强调了在非零频波条件下波频参数对波能量传播及波射线特征的影响,指出大尺度或行星尺度系统可能以大于 30 d 低频振荡向北作经向传播.因此研究非定常波的周期(频率)特征也是有实际意义的.

鉴于以上分析,本文在已有球面波动水平传播理论基础上,考虑纬向对称和水平非均匀的流函数基本场,从理论上分别分析了这两种情况中定常和非定常波的传播特征以及非定常波的周期(频率)特征.

2 球面波动水平传播理论出发方程

一般采用涡度方程研究 Rossby 波的水平传播,由于我们研究的问题涉及不同纬度,故需采用球面坐标方程.如文献[8,10],从球面正压无辐散涡度方程

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi}\right)(\xi + f) = 0 \quad (1)$$

出发,其中, a 为地球半径, u 和 v 分别为纬向和经向风, λ, φ, f 分别为经度、纬度、地转参数, ξ 为球坐标下的相对涡度,其表达式为

$$\xi = \frac{1}{a \cos \varphi} \left(\frac{\partial v}{\partial \lambda} - \frac{\partial u \cos \varphi}{\partial \varphi} \right).$$

引入流函数,

$$u = -\frac{\partial \psi}{a \partial \varphi}, \quad v = \frac{\partial \psi}{a \cos \varphi \partial \lambda},$$

则 ξ 可写为

$$\xi = \frac{1}{a^2 \cos \varphi} \left(\frac{\partial}{\partial \varphi} \cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{\partial^2}{\cos \varphi \partial \lambda^2} \right) \psi = \tilde{\nabla}^2 \psi.$$

为方便数学处理,引入麦卡托投影,即

$$x = a \lambda, \quad y = a \ln[(1 + \sin \varphi) / \cos \varphi],$$

则有

$$\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} = \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial x},$$

$$\frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi} = \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial y},$$

$$\tilde{\nabla}^2 = \frac{1}{\cos^2 \varphi} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) = \frac{\nabla_M^2}{\cos^2 \varphi}.$$

经过以上处理,(1)式可写为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{v}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial y}\right) \left(\frac{\nabla_M^2 \psi}{\cos^2 \varphi}\right) + \frac{2\Omega}{a} \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0. \quad (2)$$

(2)式为非线性方程,可采用小扰动法将其线性化.在流函数场上,我们主要讨论纬向对称基流($\bar{\psi}(\varphi)$)和水平非均匀基流($\bar{\psi}(\lambda, \varphi)$)两种情况.

3 纬向对称基流中波动传播理论

令

$$\psi(\lambda, \varphi, t) = \bar{\psi}(\varphi) + \psi'(\lambda, \varphi, t), \quad (3)$$

则有

$$\bar{u} = \bar{u}(\varphi), \quad \bar{v} = 0, \quad (4)$$

即此时只考虑纬向基流随纬度变化,而不考虑经向基流.将(3)和(4)两式代入(2)式,略去小项后得

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}_M \frac{\partial}{\partial x}\right) \nabla_M^2 \psi' + \beta_M \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0, \quad (5)$$

其中,带“-”的量为基本量,带“'”的量为扰动量, $\bar{u}_M = \frac{\bar{u}}{\cos \varphi}$ 为投影下的纬向基流,

$$\beta_M = \frac{2\Omega \cos^2 \varphi}{a} - \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial}{\partial y} (\cos^2 \varphi \bar{u}_M) \right]$$

为绝对涡度的经向梯度,实际资料计算(图略)发现 β_M 可近似为恒正,故在本节讨论中只考虑它大于零的情况.

假设大气为缓变介质,扰动的形式解可写为

$$\psi' = A(X, Y, T) e^{ik(x+\gamma y-ct)},$$

其中 A 为振幅, $X = \epsilon x, Y = \epsilon y, T = \epsilon t, \epsilon$ 为小参数, k 为纬向波数, γ 为经向波数与纬向波数之比, c 为相速度.代入(5)式,利用 WKB 近似,取 ϵ 的零级近似,得到波动的频散关系为

$$(\bar{u}_M - c)\gamma^2 - \left[\frac{\beta_M}{k^2} - (\bar{u}_M - c) \right] = 0. \quad (6)$$

对于定常情况($c = 0$),则有

$$\gamma^2 = \beta_M / (\bar{u}_M k^2) - 1,$$

所以,定常波只能在 $0 < \bar{u}_M < \beta_M / k^2$ 的纬度传播,否则被截陷.在东西风临界线即 $\bar{u}_M = 0$ 的纬度,波动不能传播,称为临界纬度.当 $\bar{u}_M = \beta_M / k^2$ 时, $\gamma = 0$,称其所在纬度为波动经向传播的转向纬度.

对于非定常情况($c \neq 0$),由(6)式知,波动传播需满足

$$0 < \bar{u}_M - c < \frac{\beta_M}{k^2}. \quad (7)$$

当给定波频特征(角频率、频率、相速度或周期)时,波的传播空间满足 $c < \bar{u}_M < \beta_M / k^2 + c$,所以越是长波,可传播的空间范围越大,反之越小.另一方面,若已知基本场,波频特征又如何呢?根据(7)式可知,波动传播,其相速度须满足 $\bar{u}_M - \beta_M / k^2 < c < \bar{u}_M$,长波相速度取值范围较广,短波则较窄.当 $c = \bar{u}_M$ 时,波动被截陷,当 $c = \bar{u}_M - \beta_M / k^2$ 时,波动经向传播转向.

取 $\beta_M = 2 \times 10^{-11} \text{ m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$,则允许定常波、周期为 30 d 位相向东和向西波动传播的基本场范围如图 1 阴影所示.定常波传播要求纬向基流大于 0,即只能在西风中传播,东西风零线为临界纬度.位相东传的周期 30 d 的波动也只能在西风中传播,且波数越小,要求纬向基流越大,尤其纬向 1 波要求纬向基流至少大于 $15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.与定常波和位相东传的波不同,位相西传的波动不仅可以在西风中传播,也可以在东风中传播.上述三种波都是波数越大,波长

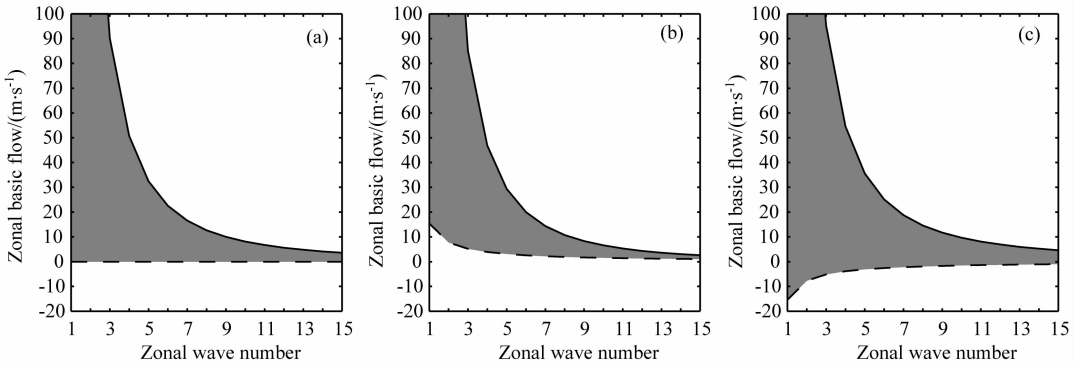


图 1 不同纬向波数波动传播的纬向基流范围(阴影)

(a) 定常波; (b) 周期 30d 位相东传; (c) 周期 30d 位相西传. 边界实线表示反射, 虚线表示波动被截陷.

Fig. 1 The range of zonal basic flow of wave propagation of different zonal wave numbers is shaded

(a) Stationary wave; (b) Wave with a period of 30 days and eastward phase propagation; (c) Wave with a period of 30 days and westward phase propagation. The boundary continuous curves denote reflection, and the dashed lines denote that waves are trapped.

越短, 传播范围越小, 反之范围越大. 所以热带扰源激发的波动, 只有较长波才可以向北传播到较高的纬度, 短波则很快转向. 对于位相东传和西传周期为 30 d 的纬向 1 波, $\bar{u}_M = 15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 与 $\bar{u}_M = -15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 所在的纬度分别为它们的临界纬度.

取 $\bar{u}_M = 0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 、 $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 以及 $-10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 分别代表基本场为东西风临界线、西风带和东风带, 则对应的波动传播的相速度范围如图 2 阴影所示. 可见在定常波被截陷的临界纬度上 ($\bar{u}_M = 0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$), 非常常波可以传播, 但要求位相必须是向西传播的. 在 $\bar{u}_M = 10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 的纬度上, 相速可能与基流同向但不能大于它, 可能反向, 也可能等于 $0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 即位相可以小于西风基流的速度向东传播, 也可以向西传播, 也可以是定常的. 所以中高纬西风带中可以形成准静止的阻塞高压, 影响大范围地区的中期天气过程. 在 $\bar{u}_M = -10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 的纬度上, 相速必须与基流同向, 且数值上要大于它, 即东风气流中只能相速大于基流的位相西传的波动可以传播. 所以西风波动移动一般较慢, 但东风波移速则较快.

根据相速度与周期的关系, 可以将波传播的相

速度的条件转化为波的周期需要满足的条件, 这样可以更直观地讨论非定常波的波频特征.

令

$$k_c = \sqrt{\frac{\beta_M}{\bar{u}_M}}, \bar{u}_M > 0,$$

它表示西风带中定常波全波数. 西风气流中, 若纬向波数较大即波长较小 ($k > k_c$), 则 $c > 0$, 即位相向东传播, 其周期满足 $\frac{2\pi}{\bar{u}_M k} < T(k) < \frac{2\pi}{\bar{u}_M k - \beta_M/k}$, 而若纬向波数较小即波长较大 ($k < k_c$), $c > 0$ 和 $c < 0$ 都可能成立, 即位相可能向东传播也可能向西传播, 位相东传的波周期 $T(k) > \frac{2\pi}{\bar{u}_M k}$, 西传波周期 $T(k) > -\frac{2\pi}{\bar{u}_M k - \beta_M/k}$. 东风气流中, $c < 0$ 总是成立, 即位相总是向西传播, 其周期满足 $-\frac{2\pi}{\bar{u}_M k - \beta_M/k} < T(k) < -\frac{2\pi}{\bar{u}_M k}$. 而东西风临界线上, 有 $-\beta_M/k^2 < c < 0$, 所以位相西传周期大于 $\frac{2\pi}{\beta_M/k}$ 的非零频波可以穿越它, 实现东西风带之间的相互作用.

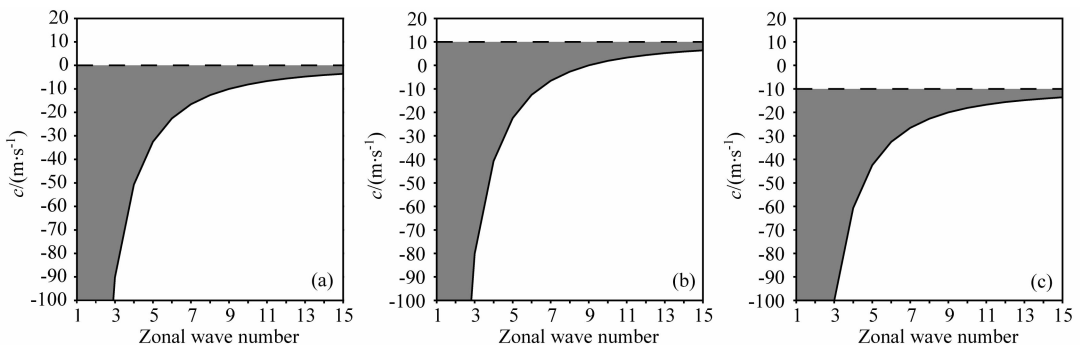


图 2 同图 1, 但是纬向基流为 (a) $0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, (b) $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 和 (c) $-10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 时的相速度

Fig. 2 Same as Fig. 1, but for phase speed when zonal basic flow is (a) $0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, (b) $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ and (c) $-10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

同样,取 $\beta_M = 2 \times 10^{-11} \text{ m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, \bar{u}_M 分别取 $0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 、 $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 以及 $-10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 不同基本场中波动传播的周期范围如图 3 阴影所示. 由图 2a 分析已知, 东西风零线上波动位相向西传播, 图 3a 说明这种波动波长长时, 其周期只要大于 1 d 即可, 而短波的周期要求则更大. \bar{u}_M 取 $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 时, 波动位相可能向西传播, 也可能向东传播. 图 3b 说明, 位相西传波波数要小于 9, 周期范围为 ‘A+B’, 位相东传的波周期范围为 ‘A+C’, 所以区域 A 为不同位相传播方向的波动在周期-波数空间上的共存区, 它反映了波长较长的波周期较大的特征, 又各区中, A 面积最大, 所以这可以从理论上解释西风波动波

长长周期大的显著特征. 根据文献[34], 大于等于 10^4 km 的水平尺度为行星尺度, 对应的纬向波数为小于等于 4, 可见位相向东传播的行星尺度波动周期大于 10 d, 尤其纬向 1 波周期要大于 46 d, 而小于 10^4 km 、大于 10^3 km 的为天气尺度, 纬向 4~15 波均在此范围, 可见尺度较大的天气尺度运动周期可达 5~7 d 以上, 随着尺度减小, 其周期范围越来越趋向于 3 d 左右. 在东风气流中, 长波周期在 1~3 d 以上, 两周-46 d 以下, 而短波周期也是趋向于 3 d 左右. 这些结果与文献[33]中对大气运动的分类是一致的, 但是图 3 提供了更具体的水平-时间尺度.

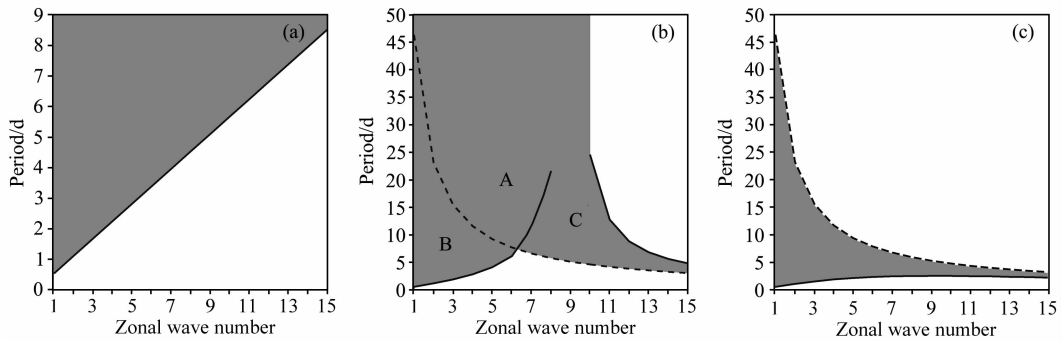


图 3 同图 1, 但是纬向基流为 (a) $0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, (b) $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 和 (c) $-10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 时的周期

(b) 中 T_{w0} 、 T_{e0} 和 T_{e1} 分别表示位相西传波动周期下界、位相东传波动周期下界和上界, A 为 T_{w0} 、 T_{e0} 、 $ak=8$ ($T > T_{w0}(8)$) 和 $T=50 \text{ d}$ 所包围区域, B 为 T_{w0} 、 T_{e0} 和 $ak=1$ 包围, C 为 T_{w0} 、 T_{e0} 、 T_{e1} 、 $ak=8$ ($T > T_{w0}(8)$)、 $ak=10$ ($T > T_{e1}(10)$) 以及 $T=50 \text{ d}$ 包围.

Fig. 3 Same as Fig. 1, but for period when zonal basic flow is (a) $0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, (b) $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ and (c) $-10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Curves T_{w0} , T_{e0} and T_{e1} in (b) denote the lower boundary of the period of waves with westward phase propagation, the lower and upper boundary of the period of waves with eastward phase propagation separately. A denotes the area surrounded by T_{w0} , T_{e0} , $ak=8$ ($T > T_{w0}(8)$) and $T=50 \text{ d}$, B denotes the area surrounded by T_{w0} , T_{e0} , $ak=1$, and C denotes the area surrounded by T_{w0} , T_{e0} , T_{e1} , $ak=8$ ($T > T_{w0}(8)$), $ak=10$ ($T > T_{e1}(10)$) and $T=50 \text{ d}$.

4 水平非均匀基流中波动传播理论

对物理量的分解以

$$\psi(\lambda, \varphi, t) = \bar{\psi}(\lambda, \varphi) + \psi'(\lambda, \varphi, t) \quad (8)$$

代替(3)式, 则(4)式变为

$$\bar{u} = \bar{u}(\lambda, \varphi), \quad \bar{v} = \bar{v}(\lambda, \varphi), \quad (9)$$

即此时不仅考虑非均匀的纬向基本气流, 也考虑非均匀的经向基本气流. 将(8)和(9)两式代入(2)式, 略去小项后可得

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}_M \frac{\partial}{\partial x} + \bar{v}_M \frac{\partial}{\partial y} \right) \nabla_M^2 \psi' + \frac{2\bar{v}_M \sin \varphi}{a} \nabla_M^2 \psi' + \bar{q}_y \psi'_x - \bar{q}_x \psi'_y = 0, \quad (10)$$

其中, $\bar{v}_M = \frac{\bar{v}}{\cos \varphi}$ 为投影下的经向基流, $\bar{q} = \frac{\nabla_M^2 \bar{\psi}}{\cos^2 \varphi} + 2\Omega \sin \varphi$ 为绝对涡度的基本量.

如第 3 节中方法, 取 ϵ 的零级近似, 得到此时的频散关系为

$$\bar{\omega} = \bar{u}_M k + \bar{v}_M l + \frac{\bar{q}_x l - \bar{q}_y k}{k^2 + l^2}, \quad (11)$$

其中 $\bar{\omega} = k \cdot c$ 为角频率. 由(11)式可见, 考虑非均匀基本气流后, 波动特征与纬向对称基流下的情况有很大差别. (11)式与 Karoly^[10] (1983) 中的(8)式一致, 但是文中对这种情况并没有进行深入分析, 下面我们由(11)式出发详细探讨水平非均匀基流中波动的传播特征.

4.1 经向基流对波动传播的影响

由(11)式可得

$$f(\gamma) = \bar{v}_M \gamma^3 + (\bar{u}_M - c) \gamma^2 + (\bar{v}_M + \bar{q}_x / k^2) \gamma + (\bar{u}_M - c) - \bar{q}_y / k^2 = 0. \quad (12)$$

当 $\bar{v}_M = 0$ 时, (12)式由一元三次方程变为一元二次方程

$$(\bar{u}_M - c)\gamma^2 + (\bar{q}_x/k^2)\gamma + (\bar{u}_M - c) - \bar{q}_y/k^2 = 0. \quad (13)$$

如不考虑纬向气流的纬向变化, (13) 式即(6)式, 不再详细讨论.

当 $\bar{v}_M \neq 0$ 时, 由于复数根是成对出现的, 所以一元三次方程要么有一个要么有三个实数根. (12) 式要有三个传播解, $f(\gamma)$ 必然有两个符号相反的极值.

$$\frac{\partial f}{\partial \gamma} = 3\bar{v}_M\gamma^2 + 2(\bar{u}_M - c)\gamma + \bar{v}_M + \bar{q}_x/k^2 = 0, \quad (14)$$

解为

$$\gamma_{1,2} = -\frac{(\bar{u}_M - c)}{3\bar{v}_M} \left[1 \pm \left(1 - \frac{3\bar{v}_M(\bar{v}_M + \bar{q}_x/k^2)}{(\bar{u}_M - c)^2} \right)^{1/2} \right], \quad (15)$$

所以(12)式有三个传播解的必要条件为

$$\bar{v}_M(\bar{v}_M + \bar{q}_x/k^2) < \frac{(\bar{u}_M - c)^2}{3}. \quad (16)$$

如果不考虑绝对涡度 x 方向的变化, (16) 式简化为

$$\bar{v}_M^2 < \frac{(\bar{u}_M - c)^2}{3}, \quad (17)$$

即

$$c^2 - 2\bar{u}_M c + \bar{u}_M^2 - 3\bar{v}_M^2 > 0. \quad (18)$$

所以, 如果存在三个传播的波, 则波动的相速满足

$$c_{\min} < c < c_{\max}, \quad (19)$$

其中

$$c_{\max/\min} = \max/\min[\bar{u}_M + \sqrt{3}\bar{v}_M, \bar{u}_M - \sqrt{3}\bar{v}_M].$$

反之当

$$c \geq c_{\max} \text{ 或 } c \leq c_{\min}, \quad (20)$$

(12) 式只有一个传播解.

当 $c = \bar{u}_M$ 时, (21) 式无效, 所以在这一纬度上只有一支波动可以传播.

当 $c = \bar{u}_M + \bar{v}_M\gamma$ 时, (12) 式变为 $\gamma = \bar{q}_y/\bar{q}_x$, 因此有

$$\gamma = (c - \bar{u}_M)/\bar{v}_M = \bar{q}_y/\bar{q}_x. \quad (21)$$

若不能满足(21)式, 则 $c = \bar{u}_M + \bar{v}_M\gamma$ 所在纬度为波动传播的临界纬度. 可见, 水平非均匀基流中临界纬度不仅由基本场决定, 还与波动自身结构有关, 不同特性的波动, 临界纬度不同.

对于定常情况 ($c=0$), 存在三个传播解的必要条件为

$$\bar{u}_M^2 > 3\bar{v}_M^2,$$

反之当 $\bar{u}_M^2 \leq 3\bar{v}_M^2$ 时, 只有一个传播解. 在东西风零线纬度上由于 $3\bar{v}_M^2 \geq 0$ 恒成立, 所以有一个波可以传播, 因此定常波的传播不会在此被截陷. 在 $\bar{u}_M +$

$\bar{v}_M\gamma = 0$ 的纬度上, 若基本场与波动特性不能满足 $\gamma = \bar{u}_M/\bar{v}_M = \bar{q}_y/\bar{q}_x$, 则此纬度为定常波的临界纬度.

以上的讨论均是(12)式的中性波解, 在波的传播过程中振幅不会随位相而变化. 然而我们注意到(12)式有一个实数解时, 它还有一对共轭的复数解. 这一对复数解不仅关系到波的传播, 还涉及波动振幅在 y 方向的增减, 因此具有重要意义.

根据代数学解一元三次方程的方法, 我们设实数解为 γ_1 , 一对共轭解分别为 γ_2, γ_3 , 可写为

$$\gamma_1 = a_1 + a_2 + a_3, \quad (22)$$

$$\gamma_2 = -\frac{1}{2}(a_1 + a_2) + a_3 + i\frac{\sqrt{3}}{2}(a_1 - a_2), \quad (23)$$

$$\gamma_3 = -\frac{1}{2}(a_1 + a_2) + a_3 + i\frac{\sqrt{3}}{2}(a_2 - a_1), \quad (24)$$

其中 a_1, a_2, a_3 均为形式复杂的实数, 这里不给出. 由(22)~(24)式可以看出, 如果 a_3 相对 a_1, a_2 较小的话, 共轭解的传播方向与实数解相反, 而共轭解的虚部符号相反, 表示一个是增长解, 一个是衰减解, 但是增减的幅度是相同的. 所以如果中性波向北传播, 则另外两支波向南传播, 且一支随纬度增强, 一支衰减.

根据以上理论分析可知, 非均匀基本气流下波动传播与纬向对称基本气流下具有很大的不同. 纬向对称理论中, 东西风零线纬度是定常波被截陷的临界纬度, 定常波无法穿越东风带. 由于实际大气中纬向风分布的特性, 使得低纬与中高纬、以及南北两个半球之间的波动被孤立. 但考虑纬向和经向非均匀基流后, 描写波传播特性的方程由一元二次方程变为三元三次方程, 其至少有一个实数根. 定常波传播不再受东西风零线约束, 而新的临界纬度由基本场和波动自身特性两者共同决定, 对行星波的截陷作用也大大减弱, 使得某些波动可以在不同风带和南北半球之间传播. 下面讨论水平非均匀基流下的波射线理论, 并利用射线追踪法描述经向流对定常波传播的影响.

4.2 波射线理论

由(12)式可得群速度为

$$u_g = \left(1 + \frac{1}{1 + \gamma^2} \right) \bar{u}_M + \frac{\gamma}{1 + \gamma^2} \bar{v}_M - \frac{1}{1 + \gamma^2} \frac{\bar{\omega}}{k} - \frac{\gamma(\bar{q}_x + \gamma\bar{q}_y)}{k^2(1 + \gamma^2)^2}, \quad (25)$$

$$v_g = \frac{\gamma}{1 + \gamma^2} \bar{u}_M + \left(1 + \frac{\gamma^2}{1 + \gamma^2} \right) \bar{v}_M - \frac{\gamma^2}{1 + \gamma^2} \frac{\bar{\omega}}{l} + \frac{\bar{q}_x + \gamma\bar{q}_y}{k^2(1 + \gamma^2)^2}, \quad (26)$$

其中, u_g 、 v_g 分别为群速度的纬向、经向分量。

可见波动能量频散的速度主要取决于纬向基流、经向基流、相速度、绝对涡度梯度以及波动自身特性。对给定波参数的定常波 ($\bar{\omega}=0$), 能量频散主要取决于纬向基流、经向基流和绝对涡度梯度。由 (25) 和 (26) 两式可知, 定常波在西南和东北气流中能量频散较快。无论是波动纬向尺度较大 ($\gamma>1$) 还是波动经向尺度较大 ($\gamma<1$) 时, 能量的纬向传播中纬向基流的权重最大, 经向传播中经向基流的权重最大, 这说明了当纬向风强、经向风弱时, 能量的纬向传播主要由纬向基流决定, 而当经向风强纬向风弱时, 能量的经向传播主要由经向基流决定, 所以经向基流对能量的经向频散具有重要作用。

由于气流的非均匀性, 纬向波数和经向波数在射线上是变化的, 其变化由波的运动学关系确定, 即

$$\frac{dk}{dt} = -\frac{\partial \bar{\omega}}{\partial x} = -k \partial \bar{u}_M / \partial x - l \partial \bar{v}_M / \partial x + (\bar{q}_{yx}k - \bar{q}_{xx}l) / K^2, \quad (27)$$

$$\frac{dl}{dt} = -\frac{\partial \bar{\omega}}{\partial y} = -k \partial \bar{u}_M / \partial y - l \partial \bar{v}_M / \partial y + (\bar{q}_{yy}k - \bar{q}_{xy}l) / K^2, \quad (28)$$

其中, K 为全波数, $K^2 = k^2(1 + \gamma^2)$ 。两式结合 (25)、(26) 式就组成了水平非均匀基流下方程组的射线方程组。然而在水平非均匀基流下方程组略显复杂, 为简洁直观地表述经向流对波动传播的影响, 采用文献[25]中构造的理想基本气流,

$$\bar{u}(y) = 18 \sin \left[\frac{3\pi}{2}(1+y) \right] + 14(1-y^2), \quad (29)$$

以及

$$\bar{v}(y) = \begin{cases} 3.2 \sin \left(\pi \frac{y-y_0}{y_0+0.5} \right) & -0.5 \leq y \leq y_0 \\ 0.8 \sin \left(\pi \frac{y-y_0}{0.5-y_0} \right) & y_0 < y \leq 0.5 \\ 0 & |y| > 0.5, \end{cases} \quad (30)$$

其中, $y = \sin \varphi$, $y_0 = 0.3$ 。这时 \bar{u} 和 \bar{v} 对应文献[29]中的 u_1 和 $v_{0.3}$, 它们的廓线如图 4 所示。纬向基流南北半球对称, 中高纬为西风, 最强为 $26 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 低纬为东风, 最强为 $4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 。 $20^\circ\text{N} - 30^\circ\text{S}$ 为北风, 最强为 $3.2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $20^\circ\text{N} - 30^\circ\text{N}$ 为南风, 最强为 $0.8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 。在这样的基流中, 绝对涡度纬向无变化, 经向梯度为 β_M , 纬向波数 k 在射线上保持不变, 故定常波的群速度可以简化为

$$u_g = \bar{v}_M r + \frac{2\beta_M k^2}{K_S^4}, \quad (31)$$

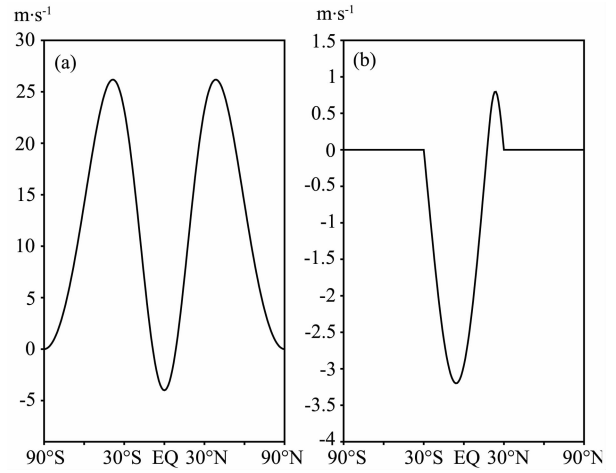


图 4 纬向(a)和经向(b)基本气流廓线

Fig. 4 Profiles of zonal (a) and meridional (b) basic flow

$$v_g = \bar{v}_M + \frac{2kl\beta_M}{K_S^4}, \quad (32)$$

这里, K_S 表示定常波全波数, 其表达式为

$$K_S^2 = \frac{\beta_M}{\bar{u}_M + \bar{v}_M \gamma}. \quad (33)$$

只考虑 (29) 式纬向基流时, (31) ~ (32) 式就是文献[8]中的 (5.12) ~ (5.13) 式, 利用四阶龙格-库塔方法对之求解, 得到射线路径如图 5a。扰源位于 30°N , 初始经向波数 l_0 由 (6) 式决定, 取正值时向北传播, 取负值时向南传播。 l_0 为正时, 波动被激发后向东北方向传播, 纬向波数越小, 到达的纬度越高, 波动向北传播过程中, 经向波数逐渐减小, 纬向 1 波用时约 11 d 到达 80°N 附近, 之后折向赤道方向, 2 波仅 5 d 左右到达 70°N 就转向, 但是到达低纬之后由于 \bar{u} 逐渐趋于 $0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 被截陷。短波传播路径类似, 只是不能到达较高的纬度。 l_0 为负时, 波动不能传播到较远的地方就被东西风零线这一临界纬度截陷。南半球情况类似, 这与前人理论是一致的。

不仅考虑 (29) 式纬向基流还考虑 (30) 式经向基流时, 扰源位于 30°N (图 5b), 由于此处经向基流为 $0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 所以 l_0 还是由 (6) 式决定。 l_0 取正值时, 波动开始仍先向东北方向, 与图 5a 中情形一样沿着大圆路径传播, 但是到达 $\bar{u} = 0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 纬度之后, 波动没有被截陷, 而是在经向气流的作用下, 穿越过去了, 并继续向南, 越过东风带, 到达南半球。 l_0 取负值时, 波动被激发后, 向东向南传播进入南风区, 但是由于南风很弱, 所以只是起到减速的作用, 没有使波动转向。进入北风区后, 波动逐渐转向西南方向传播, 越过赤道后进入南半球, 脱离经向风后, 以大圆路径传播直到被截陷或转向。扰源位于 30°S (图 5c),

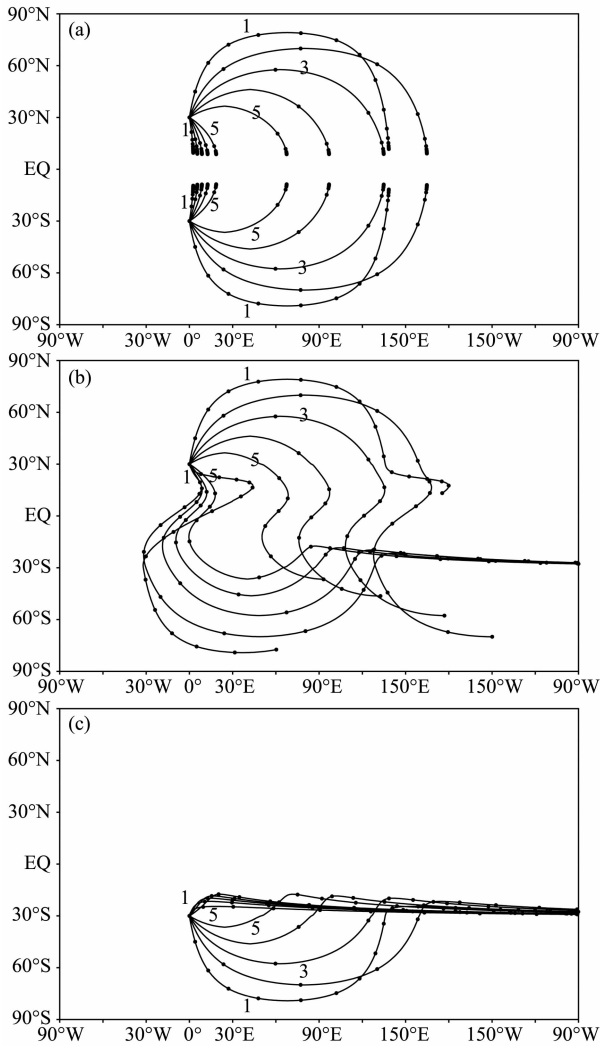


图 5 纬向对称基流(a)和非均匀基流(b, c)中定常波射线及传播距离(每隔 2 d 标示) 扰源位于(a) (30°N, 0°)和(30°S, 0°), (b) (30°N, 0°), (c) (30°S, 0°). 图中标注数字为纬向波数.

Fig. 5 Stationary wave ray paths and propagation distances in zonal symmetric flow (a) and non-uniform basic flow (b, c) With sources at (a) (30°N, 0°) and (30°S, 0°), (b) (30°N, 0°), and (c) (30°S, 0°). Marked every 2 days. Numbers indicated in figures denote zonal wave numbers.

l_0 取正值时,波先向北传播,但是由于强的北风作用,波动传播到 15°S 又变成向极传播。 l_0 取负值时,起先波的传播情况还是与图 5a 中相同,但是 4~5 波向北到达 15°S 后也折向极地方向。可见,考虑了经向气流之后,北半球向南传播与南半球向北传播的波动行为与纬向对称情况时不同,北半球向北传播与南半球向南传播的波动行为在无经向风区与纬向对称基流中情况一致,但是进入经向风区后变的不同。经过以上分析知,定常波在较弱的经向气流作用下就可以穿越东西风零线,在东西风带之间传播,但

是这样跨越不同风带的传播在一定强度的经向流中可能具有单向性。

4.3 波动周期特征

根据 4.1 节的分析,我们知道,波动有三个传播解的必要条件为(19)式,反之,(20)式为波动只有一个传播解的充分条件。根据相速与周期的关系,可将关于相速的不等式(19)与(20)式转换为关于周期的不等式,从而考察水平非均匀基流中波动的周期特征。

当 $c_{max} > 0, c_{min} > 0$ 时,如果有三支波,则波动位相向东传播,它们的周期为

$$\frac{2\pi}{c_{max}k} < T < \frac{2\pi}{c_{min}k},$$

反之,当位相东传波周期满足 $T < \frac{2\pi}{c_{max}k}$ 或 $T > \frac{2\pi}{c_{min}k}$, 或者存在位相西传的波动时,则这样的波动只有一支。

当 $c_{max} > 0, c_{min} < 0$ 时,相速可为正,可为负,即可以存在位相向东或向西传播的波,如果有三支位相东传的波,则它们的周期为

$$T > \frac{2\pi}{c_{max}k},$$

反之, $T < \frac{2\pi}{c_{max}k}$ 时,只有一支位相东传波;如果有三支位相西传波,则它们的周期为

$$T > -\frac{2\pi}{c_{min}k},$$

反之, $T < -\frac{2\pi}{c_{min}k}$ 时,只有一支位相西传波。

当 $c_{max} < 0, c_{min} < 0$ 时,如果有三支波,则波动位相向西传播,它们的周期为

$$-\frac{2\pi}{c_{min}k} < T < -\frac{2\pi}{c_{max}k},$$

反之,位相西传的波动周期满足 $T > -\frac{2\pi}{c_{min}k}$ 或 $T < -\frac{2\pi}{c_{max}k}$, 或者存在位相东传的波动时,这样的波动只有一支。

由(19)式我们知道,波动方程三支波解的相速度在以 \bar{u}_M 为中心,左右幅度不超过 $\sqrt{3}\bar{v}_M$ 的范围内,所以对于给定的纬向流,随着经向流的加强,波动相速度以及周期变化范围增大,三支波动特性差异可能较大。表 1、表 2 以及表 3 给出的是 \bar{u}_M 和 \bar{v}_M 取不同值时存在的三支纬向 1 波的相速度和周期范围。夏季 300 hPa 西风最强约 $30 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$,波动位相向东

表 1 三支纬向 1 波传播的相速度范围(单位: $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)Table 1 Range of phase speed for the three zonal wave number 1 waves (unit: $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)

$\bar{u}_M/(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	$\bar{v}_M = \pm 10$	$\bar{v}_M = \pm 5$	$\bar{v}_M = \pm 3$	$\bar{v}_M = \pm 2$	$\bar{v}_M = \pm 1$
-20	-37~-3	-29~-11	-25~-15	-23~-17	-22~-18
-15	-32~2	-24~-6	-20~-10	-18~-12	-17~-13
-10	-27~7	-19~-1	-15~-5	-13~-7	-12~-8
-5	-22~-12	-14~4	-10~0	-8~-2	-7~-3
0	-17~-17	-9~9	-5~5	-3~3	-2~2
5	-12~-22	-4~14	0~10	-2~8	3~7
10	-7~-27	1~19	5~15	7~13	8~12
15	-2~32	6~24	10~20	12~18	13~17
20	3~37	11~29	15~25	17~23	18~22
30	13~47	21~39	25~35	27~33	28~32

表 2 三支位相东传的纬向 1 波的周期范围(单位: d)

Table 2 Range of period for the three zonal wave number 1 waves with eastward phase propagation (unit: day)

$\bar{u}_M/(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	$\bar{v}_M = \pm 10$	$\bar{v}_M = \pm 5$	$\bar{v}_M = \pm 3$	$\bar{v}_M = \pm 2$	$\bar{v}_M = \pm 1$
-20					
-15	200~				
-10	63~				
-5	38~	127~			
0	27~	53~	89~	134~	267~
5	21~	34~	45~	55~302	69~142
10	17~	25~346	30~96	34~71	39~56
15	14~	20~73	23~47	25~40	28~35
20	12~173	16~41	18~31	20~28	21~25
30	10~37	12~22	13~19	14~17	15~16

表 3 同表 2,但位相为西传

Table 3 As Table 2, but with westward phase propagation

$\bar{u}_M/(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	$\bar{v}_M = \pm 10$	$\bar{v}_M = \pm 5$	$\bar{v}_M = \pm 3$	$\bar{v}_M = \pm 2$	$\bar{v}_M = \pm 1$
-20	12~173	16~41	18~31	20~28	21~25
-15	14~	20~73	22~47	25~40	28~35
-10	17~	25~346	30~96	34~71	39~56
-5	21~	34~	45~	55~302	69~142
0	27~	53~	89~	134~	267~
5	38~	126~			
10	63~				
15	200~				
20					
30					

传播,经向流较弱时($1 \sim 3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$),相速度在 $30 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 左右,波动周期为 15 d 左右, \bar{v}_M 取 $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 时,相速度可取 $13 \sim 47 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$,周期为 $10 \sim 37 \text{ d}$. 东风最强约 $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$,经向流较弱时,波动位相西传,速度为 $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 左右,周期平均为 $40 \sim 60 \text{ d}$. 而低层索马里急流区, \bar{v}_M 可取 $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, \bar{u}_M 为 $2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 左右,此时波动相速度范围为 $-15 \sim 15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$,可见波位相可以向西传播,也可以向东传播,周期均大于 30 d. 在东西风零线上($\bar{u}_M = 0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$),波传播特性与纬向对称基流中的情况不同,波动位相可以向西传播,也可以向东传播,在弱的经向流中,波动周期较长,接近定常尺度,当经向流强度达到 $5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 以上,波周期可达季节内尺度. 夏季 850 hPa 上,澳洲季风区以东风 $6 \sim 9 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$,经向风 $2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 为主,产生的扰动位相向西传播,周期主要在 $40 \sim 90 \text{ d}$ 范围内. 在东亚地区,夏季低层西风较小,南风 $3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 左右,这里的波动周期在 30 d 以上.

5 结论和讨论

以已有的球面波动水平传播理论为基础,本文首先研究了纬向对称基流下定常和非定常波动传播的空间和周期特征. 定常波和非定常波传播的空间特征分别与文献[8]和[10]以及[15]中的结论一致,但是前人未对波动的波频特征进行分析. 通过本文具体分析知,

(1) 给定波频特征,定常波只能在西风中传播,位相东传波动只能在大于波相速的西风气流中传播,而位相西传波动可以在西风中传播,也可以在强度小于相速的东风气流中传播. 三种波动都是只有长波可以传播到较高纬度.

(2) 给定基本场,西风气流中波动位相或以小于基流的速度东传,或西传,或定常,东风气流中,波动位相以大于基流的速度西传,所以西风波动移动较慢,东风波速较快.

(3) 位相西传周期大于 $\frac{2\pi}{\beta_M/k}$ 的非零频波可以穿越东西风零线,在东西风带之间传播. 西风气流中位相东传的行星尺度波动(纬向 1~2 波)呈现周期大于 30 d 的低频特征,天气尺度波动周期以 3~7 d 为主;东风气流中超长波周期较西风中短,以月内尺度为主.

其次从理论上系统研究了考虑经向纬向非均匀

基流的行星波传播理论,发现考虑经向基流后波动传播与不考虑经向基流时有很大不同。

(1)非均匀基流中,定常波传播可以不依赖西风,不再受东西风零线的截陷,临界纬度不仅由基本场决定,还与波动自身特性有关。

(2)从射线方程分析知,定常波在西南和东北气流中传播较快,非定常波能量的传播主要由纬向基流和经向基流决定,其次相速度也起了一定作用,较弱的经向背景流就可以使定常波穿越东风带,在南北半球间传播,但是稍强的经向流使得这半球间的传播具有单向性。

最后利用非均匀基流中波动传播的必要和充分条件讨论了波动的周期特征,并针对纬向 1 波在不同强度基流中的周期进行了具体分析. 夏季高层西风急流中,纬向 1 波周期约 15 d,东风区约 40~60 d,低层澳洲季风区,纬向 1 波周期约 40~90 d,东亚季风区,周期大于 30 d。

基于以上分析可知,本文的理论研究进一步完善了行星波能量经向频散的理论,也为理解东西风带之间的相互作用以及南北半球相互作用提供了一个动力依据. 但是本文只是从理论上讨论了波动能量传播的特征,实际大气中行星波传播的特征又是如何呢? 这需要结合实际资料进一步探讨. 此外,行星波的稳定性即波动能量增长或衰减是大尺度波动理论研究的另一重要问题. 这方面的工作也已经有,如 Kuo^[34] (1949)、Charney^[35] (1947) 和 Eady^[36] (1949)、Pedlosky^[37] (1964) 等,但多数也都忽略了经向流的影响. Wang 等^[38] (2005)、巢纪平和徐昭^[39] (2008) 的结果表明经向背景流对扰动振幅的演变有重要影响,那么是否可以从理论上证明这一点? 本文讨论的是基于 WKB 方法小参数零级近似得到的频散关系,要考察波动稳定性或振幅演变问题,就要对小参数一级近似得到的振幅演变方程做进一步分析. 以上这些问题都有待更细致深入的探讨,将另文讨论。

参考文献(References)

[1] 曾庆存, 李建平. 南北两半球大气的相互作用和季风的本质. 大气科学, 2002, 26(4): 433-448.
Zeng Q C, Li J P. Interactions between the Northern and Southern Hemispheric atmospheres and the essence of monsoon. *Chinese J. Atmos. Sci.* (in Chinese), 2002, 26(4): 433-448.

[2] Rossby C G. Relations between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the displacements

of the semipermanent centers of action. *J. Mar. Res.*, 1939, 3: 38-55.

[3] 谭本旭. 大气 Rossby 波动力学的研究进展. 气象学报, 2008, 66(6): 870-879.
Tan B K. Advances of atmospheric of Rossby waves dynamics. *Acta Meteor. Sin.* (in Chinese), 2008, 66(6): 870-879.

[4] Yeh T C. On energy dispersion in the atmosphere. *J. Meteor.*, 1949, 6(1): 1-16.

[5] Charney J G, Drazin P G. Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 1961, 66(1): 83-109.

[6] Eliassen A, Plam E. On the transfer of energy in stationary mountain waves. *Geofysiske Publikasjoner*, 1961, 22(3): 1-23.

[7] Matsuno T. Vertical propagation of stationary planetary waves in the winter Northern Hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, 1970, 27(6): 871-883.

[8] Hoskins B J, Karoly D J. The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographic forcing. *J. Atmos. Sci.*, 1981, 38(6): 1179-1196.

[9] Wallace J M, Gutzler D S. Teleconnections in the geopotential height field during the Northern Hemisphere winter. *Mon. Wea. Rev.*, 1981, 109(4): 784-812.

[10] Karoly D J. Rossby wave propagation in a barotropic atmosphere. *Dyn. Atmos. Oceans*, 1983, 7(2): 111-125.

[11] Webster P J, Holton J R. Cross-equatorial response to middle-latitude forcing in a zonally varying basic state. *J. Atmos. Sci.*, 1982, 39(4): 722-733.

[12] Hsu H H, Lin S H. Global teleconnections in the 250-mb stream function field during the Northern Hemisphere winter. *Mon. Wea. Rev.*, 1992, 120(7): 1169-1690.

[13] Tomas R A, Webster P J. Horizontal and vertical structure of cross-equatorial wave propagation. *J. Atmos. Sci.*, 1994, 51(11): 1417-1430.

[14] Hoskins B J, Ambrizzi T. Rossby wave propagation on a realistic longitudinally varying flow. *J. Atmos. Sci.*, 1993, 50(12): 1661-1671.

[15] Yang G Y, Hoskins B J. Propagation of Rossby waves of nonzero frequency. *J. Atmos. Sci.*, 1996, 53(16): 2365-2378.

[16] Zeng Q C, Lu P S. Evolutional processes of disturbances in nonuniform basic current. *Scientia Sinica, Ser. B*, 1981, 24(4): 508-520.

[17] Zeng Q C. Evolution and structure of Rossby wave packet in forced mean flow. *Scientia Sinica, Ser. B*, 1985, 28(8): 872-881.

[18] 卢佩生, 曾庆存. 正压大气中扰动的演变. 大气科学, 1981, 5(1): 1-8.
Lu P S, Zeng Q C. On the evolution process of disturbances in the barotropic atmosphere. *Chinese J. Atmos. Sci.* (in Chinese), 1981, 5(1): 1-8.

- [19] 巢纪平, 叶笃正. 正压大气中的螺旋行星波. *大气科学*, 1977, 1(2): 81-88.
Chao J P, Ye D Z. The spiral-like planetary waves in the barotropic atmosphere. *Chinese J. Atmos. Sci.* (in Chinese), 1977, 1(2): 81-88.
- [20] Chen Y Y, Chao J P. Conservation of wave action and development of spiral Rossby wave. *Scientia Sinica, Ser. B*, 1983, 26(12): 1304-1313.
- [21] 吴国雄, 陈彪, 吴正贤. 大气定常波传播的运动学特征的时空变化. *气象学报*, 1990, 48(1): 36-45.
Wu G X, Chen B, Wu Z X. Spacial and temporal variation of the kinematic characteristics for the propagation of atmospheric stationary waves. *Acta Meteor. Sin.* (in Chinese), 1990, 48(1): 36-45.
- [22] 陆维松. 球面定常行星波的几种传播路径. *气象学报*, 1989, 47(2): 221-226.
Lu W S. A few propagation approaches of the spherical stationary planetary waves. *Acta Meteor. Sin.* (in Chinese), 1989, 47(2): 221-226.
- [23] 徐祥德. 波射线变形及其影响因子的探讨. *气象学报*, 1991, 49(3): 288-299.
Xu X D. A study on deformations of ray and its relevant factors. *Acta Meteor. Sin.* (in Chinese), 1991, 49(3): 288-299.
- [24] 徐祥德, 朱复成. 行星尺度定常波径向波列波射线路径及截获带的季节特征. *应用气象学报*, 1991, 2(3): 225-233.
Xu X D, Zhu F C. Seasonal characters of ray path of meridional wave train of planetary scale stationary wave and its trapping zone. *Quart. J. Appl. Meteor.* (in Chinese), 1991, 2(3): 225-233.
- [25] 侯志明. 球面定常行星波射线的变化与波列的分支. *气象学报*, 1991, 49(4): 394-401.
Hou Z M. The variations of the steady planetary wave rays and the bifurcations of the wave trains. *Acta Meteor. Sin.* (in Chinese), 1991, 49(4): 225-233.
- [26] 吕克利, 朱永春. 大地形对 Rossby 波波射线的影响. *气象学报*, 1994, 52(4): 405-413.
Lü K L, Zhu Y C. The effect of topography on wave rays of Rossby waves. *Acta Meteor. Sin.* (in Chinese), 1994, 52(4): 405-413.
- [27] 侯志明, 王廷芳, 李昕东等. 旋转正压大气中的 Rossby 波射线. *气象学报*, 2001, 21(3): 253-259.
Hou Z M, Wang T F, Li X D, et al. The wave ray of Rossby in rotating barotropic atmosphere. *Acta Meteor. Sin.* (in Chinese), 2001, 21(3): 253-259.
- [28] Schneider E K, Watterson I G. Stationary Rossby wave propagation through easterly layers. *J. Atmos. Sci.*, 1984, 41(13): 2069-2083.
- [29] Watterson I G, Schneider E K. The effect of the Hadley circulation on the meridional propagation of stationary waves. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1987, 113(477): 779-814.
- [30] 季劲钧. 大气经圈环流对波动和能量传输的影响. *大气科学*, 1990, 14(4): 413-421.
Ji J J. Influences of atmospheric meridional circulation on propagation of planetary wave and energy. *Chinese J. Atmos. Sci.* (in Chinese), 1990, 14(4): 413-421.
- [31] 宋燕, 缪锦海. 经圈环流对定常波传播的影响. *气象学报*, 1994, 52(4): 424-432.
Song Y, Miao J H. The effect of meridional circulation on the propagation of stationary Rossby waves. *Acta Meteor. Sin.* (in Chinese), 1994, 52(4): 424-432.
- [32] 徐祥德, 苗秋菊. 热带大气能量频散波射线的低频动力学特征. *气象学报*, 2000, 58(5): 534-544.
Xu X D, Miao Q J. The low frequency dynamics on the wave ray propagation of tropical atmosphere energy dispersion. *Acta Meteor. Sin.* (in Chinese), 2000, 58(5): 534-544.
- [33] 吕美仲, 侯志明, 周毅. *动力气象学*(第四版). 北京: 气象出版社, 2008: 42.
Lü M Z, Hou Z M, Zhou Y. *Dynamical Meteorology (The 4th Version)* (in Chinese). Beijing: China Meteorological Press, 2008: 42.
- [34] Kuo H L. Dynamic instability of two-dimensional nondivergent flow in a barotropic atmosphere. *J. Meteor.*, 1949, 6(2): 105-122.
- [35] Charney J G. The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *J. Meteor.*, 1947, 4(5): 135-162.
- [36] Eady E T. Long waves and cyclone waves. *Tellus*, 1949, 1(3): 33-52.
- [37] Pedlosky J. The stability of currents in the atmosphere and the ocean: Part I. *J. Atmos. Sci.*, 1964, 21(2): 201-219.
- [38] Wang Z, Chang C P, Wang B, et al. Teleconnections from tropics to northern extratropics through a southerly conveyor. *J. Atmos. Sci.*, 2005, 62(11): 4057-4070.
- [39] 巢纪平, 徐昭. 热带扰动在大尺度经圈中的行为. *地球物理学报*, 2008, 51(6): 1657-1662.
Chao J P, Xu Z. The behavior of tropical disturbance in large-scale meridional flow. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2008, 51(6): 1657-1662.

(本文编辑 何 燕)