

从牛顿力学认识罗斯贝波的振荡机理及其回复力

蔡鸣¹ 虞越越²

(1 佛罗里达州立大学地球海洋大气系, 美国; 2 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)

摘要: 蔡鸣和黄渤华^[1]近期对罗斯贝波形成机制提出了一个全新的物理解释: 对地转流而言, 科氏参数纬向变化与地形坡度一样, 起着机械障碍作用, 可使沿上坡(下坡)方向的地转流产生质量辐合(辐散)。由于不能继续沿等压线上(下)坡流动, 部分由机械障碍所引起质量辐合(辐散)会导致上坡区(下坡区)气压升高(降低), 剩余部分则改道穿越等压线, 转为非平衡流。由机械障碍激发的非平衡流又会受到科氏力作用。当科氏力将非平衡流转向与等压线平行时, 作用在被转向气流的科氏力已与原上坡区(下坡区)的气压升高(降低)后所产生的气压梯度力平衡, 于是科氏力不再继续起转向功能, 也就是说科氏力的转向功能仅发挥了一半, 便与气压变化的水平梯度平衡了。由非平衡流变为与等压线平行气流, 从而形成新的上坡(下坡)地转流, 完成一轮完整振荡。这种振荡包含了“障碍物”所激发的质量辐合/辐散及因其而改道穿越等压线的非平衡流, 以及半周期科氏转向, 故称为“机械-科氏振荡”, 其回复力为“障碍物激发的半周期科氏力”。经历一个完整振荡循环后, 在北(南)半球面朝上(下)坡方向, 与新气压场平衡的新地转上下坡流型将出现在原地转上下坡流型的左侧。而科氏参数引起的“ β -障碍”在南北半球均沿各自的极地方向抬升, 因此该振荡激发的波型, 即罗斯贝波, 总是向西传播。

关键词: 罗斯贝波, 科氏力, 地转平衡, 非平衡流

DOI: 10.3969/j.issn.2095-1973.2013.05.001

On the Oscillation Mechanism and Restoring Force for Rossby Waves

Cai Ming¹, Yu Yueyue²

(1 Department of Earth, Ocean and Atmospheric Science, Florida State University, USA

2 State Key Laboratory of Numerical Modeling for Atmospheric Sciences and Geophysical Fluid Dynamics (LASG),
Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029)

Abstract: The recent work of Cai and Huang^[1] presents an entirely new view on the physical origin of Rossby waves: the presence of the latitudinal variation of the Coriolis parameter and/or a sloped bottom terrain serves as a mechanical barrier that causes a mass convergence (divergence) when a geostrophic flow crosses it uphill (downhill). Part of the mass convergence (divergence) causes pressure rising (falling) along the uphill (downhill) pathway while the remaining part is detoured as an unbalanced flow that crosses isobars. This mechanically excited unbalanced flow is subject to a “half-cycle” Coriolis force that only turns it to the direction parallel to isobars without continuing to turn it further back to its opposite direction because of the balance nature of the flow parallel to isobars. Such oscillation, involving a barrier-induced mass convergence, a mechanical deflection, and a half-cycle Coriolis deflection, is referred to as a mechanical-Coriolis oscillation with a “barrier-induced half-cycle Coriolis force” as its restoring force. Through a complete cycle of the mechanical-Coriolis oscillation, a new pattern of the geostrophic flow, which is in balance with a new pressure pattern, emerges to the left of the existing flow when facing the uphill (downhill) direction of the barrier in the Northern (Southern) Hemisphere. Due to the latitudinal variation of the Coriolis parameter, the β -barrier is always sloped towards the pole in both hemispheres, responsible for the westward propagation of Rossby waves.

Keywords: Rossby waves, Coriolis Force, geostrophic balance, unbalanced geostrophic flow

1 引言

大气长波, 也称行星波, 首先由罗斯贝^[2]从理论

上研究其性质, 建立了大气长波理论, 因而也称为罗斯贝波。随后我国学者叶笃正^[3]提出大气长波频散理论, 延续和发展了大气长波理论。罗斯贝波的发现和大气长波理论的建立、发展, 对大尺度天气气候动力学研究具有重要意义, 为现代海洋、大气动力学研究提供了理论基础^[3-7]。早在1937年, Bjerknes^[8]提出猜

收稿日期: 2013年3月28日; 修回日期: 2013年6月28日

第一作者: 蔡鸣, Email: mcai@fsu.edu

资助信息: 国家重点基础研究发展计划(2010CB951600)

想：科氏参数随纬度变化所引起的辐合/辐散可改变质量场分布，从而产生西传罗斯贝波。但是，Rossby认为行星涡度随纬度的变化（即 β 效应）才是产生西传罗斯贝波的最根本原因，并且用无辐散正压模式第一次推导出了罗斯贝波解^[2]。罗斯贝波在无辐散情况下的存在似乎可以证明Bjerknes所猜想的机制^[8]，即质量的辐合辐散，并非产生罗斯贝波的必要条件。Rossby^[9]进一步指出，决定（罗斯贝波）运动的静止或发展的是涡度分布，而（散度所引起的）气压场重新分布占次要地位。故经典罗斯贝波振荡机制主要基于准地转位涡守恒定理来解释。罗斯贝波的频散关系可由准地转位涡守恒方程直接求得，无须考虑非地转流及其所引起的辐合/辐散效应，因为非地转流对罗斯贝波的净作用已经隐含于准地转位涡（QGPV）动力过程中。

但是，在对罗斯贝波的教学和学习中，仍存在下述问题亟待解答：（1）在罗斯贝波传播过程中，被气旋/反气旋环流包围的流体质量是如何被“搬进搬出”，从而维持气旋/反气旋环流与质量场之间的地转平衡，并随着罗斯贝波的传播在空间上一起移动的。

（2）除罗斯贝波外的任何一种波动，均由流体质点围绕其平衡位置振动而产生，而质点的振动离不开驱动力，即回复力。以重力波为例，其回复力是重力引起的浮力或水平气压梯度力。但是对罗斯贝波而言，地转平衡本身意味着净力为零，那么罗斯贝波有无伴随着流体质点的振动。如果有，其回复力又是什么。

（3）大部分波动均可双向传播，为什么罗斯贝波仅单向传播，即环境位涡梯度总是指向其传播方向的右侧（另外，在大气和海洋里，Kelvin波也具有单向传播的特质。在北半球，边界总是位于Kelvin波传向的右侧，在南半球，边界则位于传向的左侧，此外Kelvin波也沿着赤道向东传播）。

最近，蔡鸣和黄渤华^[1]从经典牛顿力学出发，重新诠释了罗斯贝波的振荡和传播机理。该研究赋予了罗斯贝波一个全新的物理解释，为传统地球旋转准地转位涡动力学和经典牛顿力学搭建了一座桥梁。该研究表明，罗斯贝波的形成与两个因素有关：其一为地球旋转；其二为地转气流运动方向上的某些几何约束，比如旋转率/方向变化、运行通道的变窄/变宽以及变浅/变深。正是由于几何约束的障碍作用，地转平衡流将产生辐散辐合，从而使得部分气流被强迫改变初始方向，由平行等压线方向改为穿越等压线运动，产生非平衡流。而这种非平衡流又在科氏力作用下转向，在另一处逐渐达到地转平衡，重建的平衡流

又将遇到同样的几何约束，周而复始，形成罗斯贝波。本文首先基于文献[1]，阐述如何证明地形罗斯贝波是由于地形障碍通过改变流场、质量场/气压场而激发的，然后证明科氏参数的经向变化相当于地形障碍，可称之为 β -障碍。最后考查 β -障碍激发罗斯贝波振荡的机制及其回复力的形式。所有讨论将先从最简单的一维无辐散出发，再推广到二维有辐散模式。

2 地形障碍激发罗斯贝波的振荡机制

首先从最简单的含地形的一维无辐散正压模式出发。地形对于通过它的流体是一道天然的物理障碍。低地形区域，流体较厚，高地形区域，流体较薄。因此即使流体以相同速度穿越地形，流体爬坡时会产生质量辐合，下坡时会产生质量辐散，从而导致部分流体改向为沿地形等高线流而非穿越地形继续上下坡。同理，当地转流爬坡（下坡）时，质量将出现辐合（辐散），部分流体改道为平行于地形流动（图1）。根据地转定义，对于上/下坡地转流而言，等压线平行于地转流。那么沿地形等高线流将穿越等压线，此流即为非平衡的非地转流动。在无辐散模式中，沿地转流运动方向的质量辐合（辐散），须全部被垂直于等压线方向上非平衡、非地转流动的质量辐散（辐合）所抵消，故非平衡、非地转流动强度在无辐散模式中

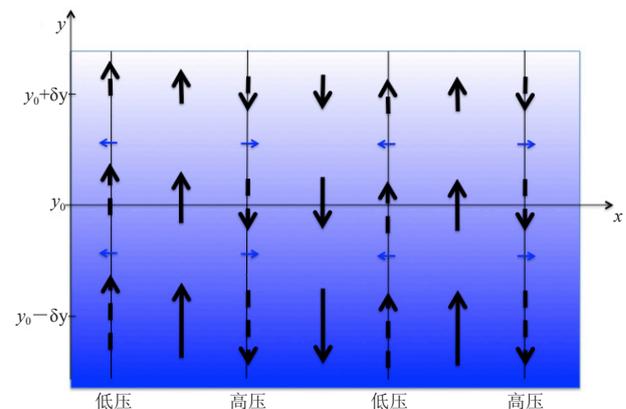


图1 机械—科氏振荡以及（一维无辐散）地形罗斯贝波（ $f_0 > 0, \beta = 0, \delta y > 0$ ）示意图

（阴影的颜色梯度表示因底部地形高度向北（ y 轴）增加而导致的水深向北变浅， $H = H_0 - \epsilon y$ （ $\epsilon > 0$ ）。黑色粗实线为气压极值的等位相线，表示气压场分布。黑色实线箭头为地转流输送的质量通量。对于相同地转流速，深水区地转流质量通量大，浅水区地转流质量通小。蓝色箭头为沿地形方向（ x 轴）非平衡流输送的质量通量，该流是由地形激发地转流质量通量的辐合/辐散、引起机械转向形成的。黑色虚线箭头为由于作用于非平衡流的科氏力（即非平衡流的科氏转向）引起的沿地形坡度方向的地转流质量通量倾向，其分布表明位于北半球（ $f_0 > 0$ ），面向地形上坡方向，地转流型向左传播。在南半球，面向地形下坡方向，地转流型向左传播）

达到可能范围的最大值。文献[1]中将这种障碍物引起辐合辐散使得部分地转流改道变为与等压线垂直的过程，称为“机械转向”。紧接着，垂直于等压线的非平衡流动受到科氏力作用，转为与等压线平行，当科氏力将非平衡流转向与等压线平行时，作用在被转向流体流动的科氏力已与气压梯度力平衡。在无辐散模式中，等压线等同于流函数。也就是说，在无辐散模式中，地转平衡是瞬时建立起来的，故若流动平行于流函数，则必然已成为地转流。达到平衡后，科氏力不再继续起转向功能。这种由于科氏力的作用使得非平衡流回复为平行于等压线的地转平衡流过程，称为“科氏转向”。“机械转向”和“科氏转向”共同组成一个完整的振荡循环，称此循环为“机械—科氏振荡”。鉴于质量辐合是由障碍物的机械阻碍引起，而科氏力仅在“机械—科氏振荡”循环的一半时间内没有完全被气压梯度力平衡，起着回复力作用，使非平衡流转向成为新的平衡，故称该回复力为“障碍物激发的半周期科氏力”。完成一个完整的振荡后，与气压场平衡的新地转上/下坡流动与原上/下坡地转流具有相同空间型，但位置与原上/下坡地转流不同：在北半球（南半球）面朝上（下）坡方向，新地转上下坡流动是位于原上/下坡地转流左侧，也就是说波动向左传播（图1）。

3 β -障碍激发罗斯贝波的振荡机制

由于科氏参数随纬度的变化，对同样的气压梯度而言，低纬度的局地平衡地转流要快于高纬度的地转流。这样，即使没有地形（或者说，流体深度不随纬度变化），地转流在低纬度的质量输送要大于高纬度。因此，流向高纬度的地转流会导致质量辐合，而流向低纬度的地转流则导致质量辐散（图2）。从而，对于局地平衡地转流而言，科氏参数随纬度的变化，等价于沿极地方向抬升的地形障碍，故不妨形象地称其为 β -障碍。 β -障碍的经向梯度可以从由于科氏参数随纬度变化所导致的地转流散度推出。在 β -平面浅水模式中，局地地转平衡流为：

$$u_{\text{local_balanced}} = -\frac{g}{f_0 + \beta y} \frac{\partial h}{\partial y} \quad (1)$$

$$v_{\text{local_balanced}} = \frac{g}{f_0 + \beta y} \frac{\partial h}{\partial x}$$

其散度为 $-\frac{\beta g}{(f_0 + \beta y)^2} \frac{\partial h}{\partial x} \approx -\frac{\beta}{f_0} v_g$ 。这里， $v_g = \frac{g}{f_0} \frac{\partial h}{\partial x}$ 是由 f_0 （平均科氏参数）定义的经向地转流。不难推出，当同样的经向地转流 v_g 流过经向地形 $H = H_0 - \epsilon y$ 时（ H 表示流体实际深度， H_0 是平均深度， ϵ 代表经向

地形坡度， $\epsilon > 0$ 代表流体深度随纬度变浅），其引起的散度（也就是单位深度的质量散度）可表示为 $-\frac{\epsilon}{H} v_g \approx -\frac{\epsilon}{H_0} v_g$ 。因此，对于用 f_0 定义的地转流而言（即准地转近似）， β -障碍等价于沿极地方向抬升的地形障碍，其单位深度的经向坡度为 β/f_0 。

先从最简单的一维 β -平面无辐散无地形正压模式出发，地转流仅沿南北方向流动。当地转流穿越纬度时，如同穿越沿极地方向抬升的地形障碍，在上坡（下坡）区，质量将出现辐合（辐散），导致部分流体流动方向改向为东西方向（图2）。改向为东西方向流动的流体穿越等压线，也就是非平衡的非地转流动。紧接着，穿越等压线的非平衡流动受到科氏力作用，转为与等压线平行。这就完成了一轮由 β -障碍引起的“机械转向”和科氏力对非平衡流的“科氏转向”，即一个完整的由 β -障碍引起的“机械—科氏”振荡（图2）。又由于在南北半球 β -障碍都是沿极地方向抬升的，具有相同空间型的南北向新地转流型总是在原南北向地转流型的西侧，也就是说 β -障碍引起的波动在南北半球均为向西传播。

至此已证实Bjerknes^[8]的猜想：即罗斯贝波确实可以说是由地转流穿越 β -障碍或地形障碍引起的质量辐合辐散激发的。 β -障碍或地形障碍引起的质量辐合

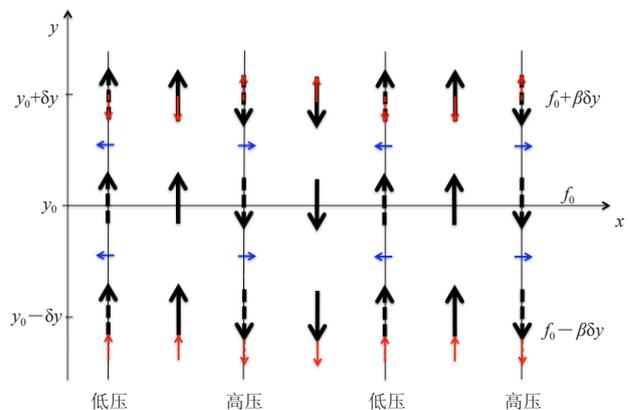


图2 机械—科氏振荡以及（一维无辐散） β -平面罗斯贝波（ $f_0 > 0, \beta = 0, \delta y > 0$ ）示意图

（ y 轴为 β -障碍的上坡方向（若 $f_0 > 0$ ，向北；若 $f_0 < 0$ ，向南）， x 轴平行于 β -障碍。黑色实线为气压极值的等位相线。黑色实线箭头为地转流，红色实线箭头为非地转平衡流，总平衡流即为二者之和。蓝色箭头表示非平衡非地转流，其形成是由于 β -障碍导致辐散/辐合引起的机械转向。虚线黑色箭头为半周期科氏力作用在非平衡非地转流所导致的地转流倾向，虚线红色箭头为相应的非地转平衡流倾向。地转流倾向的分布显示，在北半球，面向 β -障碍的上坡方向（北），地转流型向左（即向西）传播。在南半球，面向 β -障碍的下坡方向（北），地转流型向左（即向西）传播）

辐散实质上是总平衡流沿等压线方向对质量进行输送造成的，其引起的非平衡流是对质量在穿越等压线方向重新分配的过程，使得被气旋/反气旋环流所包围的流体质量得以被“搬进搬出”。在无辐散模式中，由于障碍物激发的沿等压线方向的全部质量辐散（辐合）须被穿越等压线的非平衡流的辐合（辐散）所抵消，使得机械转向产生的非平衡流能够达到尽可能强，从而通过科氏力能迅速转变为地转流，故振荡频率快。而在有辐散模式中，只有一部分由障碍物激发的质量辐合（辐散）被非平衡流的辐散（辐合）抵消，因而非平衡流较弱，建立新的地转流型时间较长，振荡频率较慢。同时二者未抵消的散度部分留在原处，成为新高低压中心，形成与新的地转流型平衡的气压梯度。在二维模式中，还须考虑流体穿越障碍物的方向。假设流动方向与障碍坡度方向夹角为 α ，那么 α 越大，穿越障碍的流体越少，即参与机械—科氏振荡的部分越少，因而机械—科氏振荡也会较慢。

4 基于振荡机制原理求解罗斯贝波频散关系

文献[3]在明确罗斯贝波的具体振荡机制及其回复力之后，又从其振荡机制原理出发推导求解罗斯贝波频散关系及其相关变量的“机制求解方法”。该方法主要遵循以下三个物理定律和原则：（1）质量能量守恒定律；（2）牛顿第二定律；（3）地球旋转特性。“机制求解”方法着眼于气块，因此其解具有局地性，不一定为标准振荡的解形式。由偏微分方程求得的平面波解，只是机制求解的一个特例。

根据文献[1]，机械—科氏振荡的频率等于平均科氏参数和非平衡非地转流速乘积再除以地转流速。所以，对于相同地转流速而言，非平衡非地转流速越大，机械—科氏振荡的频率也越快，反之越慢。以 β -障碍和经向地形 $H=H_0-\varepsilon y$ 为例。二者总（单位深度）坡度为 $(\beta/f_0 + \varepsilon/H_0)$ 。根据文献[1]的“机制求解”方法（详见[1]），其机械—科氏振荡的频率为：

$$\omega = \frac{-\beta_{\text{effective}}}{(\partial h / \partial x) / h} \quad (2)$$

其中， $\beta_{\text{effective}} = (\beta + f_0 \varepsilon / H_0) \cos^2 \lambda \cos^2 \alpha$ 。

这里， α 代表地转流与障碍梯度的夹角， λ 为非平衡非地转流运动方向与水平面的夹角。当 $\alpha=0$ ，地转流沿障碍梯度方向，即一维的情况。当 $\lambda=0$ ，非平衡非地转流运动方向沿水平面方向。前面讨论的一维无辐散正压模式相当于 α 和 λ 同时等于零的情况，此时 $\beta_{\text{effective}}$ 最大，等于单位深度坡度和科氏参数的乘积，因而，机械—科氏振荡频率最快。这是因为，当 $\alpha=0$ 时，地转流沿障碍梯度方向流动，其受到的阻碍作用

最强，障碍导致的机械转向也最强，随后的科氏转向也最快，从而导致机械—科氏振荡频率最快。当 α 接近 90° 时，地转流以极小角度穿越障碍，障碍物对流体阻碍作用很弱，其所激发的非平衡非地转流也很弱，导致机械—科氏振荡的频率几乎为零。当 $\lambda=0$ 时，地转流穿越障碍物所引起的沿等压线方向的质量辐散（辐合）全部需要被穿越等压线的非平衡流的辐合（辐散）所抵消。所以在无辐散模式中，机械转向最强，而且随后的科氏转向也最快，其产生的机械—科氏振荡最快（相同 α 而言）。这也说明在无辐散模式中，虽然总的流体运动所带来的质量输送散度为零，但非平衡非地转流运动所产生的质量输送辐散/辐合却为最大。而 $\lambda \neq 0$ 的情况则相当于有辐散正压（及斜压）模式。因为需要建立新的高低压中心，障碍物激发的质量辐合辐散不能全部被非平衡流沿穿越等压线方向带走。留在原地的部分，用来建立新的高低压中心。剩余的才被非平衡流沿穿越等压线带走，再被科氏转向成为新平衡流。所以，尽管总流体运动产生的质量输送有辐散，由非平衡非地转流运动所带来的穿越等压线质量输送辐散/辐合却要比 $\lambda=0$ 时弱（对于相同 α ），对应的机械—科氏振荡也较慢。由 $\sin^2 \lambda / \cos^2 \lambda$ 正比于罗斯贝波波长与罗斯贝变形半径之比的平方可知，空间尺度越大， λ 越接近 90° 。因此对于空间尺度更大的扰动，更多的质量辐合辐散需要被用来建立新气压场，因而仅有较少部分由障碍物激发的质量辐合辐散须被非平衡流沿穿越等压线带走，因此大尺度扰动对应的机械—科氏振荡较慢。当 λ 趋近 90° 时，总流体运动所带来的质量输送辐散/辐合趋近最大，几乎等于地转流穿越障碍物所引起的沿等压线方向全部的质量辐散辐合。被辐散辐合的质量并没有穿越等压线，几乎全部留在原地，用于建立新气压场。非平衡非地转流运动最弱，其所带来的质量输送辐散/辐合几乎为零，对应的机械—科氏振荡最慢（对于相同 α ）。反之，当空间尺度小时（但仍满足准地转近视）， λ 很小。此时，仅需要一小部分地转流穿越障碍物所引起的质量辐散/辐合留在原地，便可建立起新的气压场。故非平衡非地转流运动所带来的质量输送辐散/辐合会很强，都用来补充地转流穿越障碍物所引起的沿等压线方向的质量辐合/辐散。于是虽然由障碍物激发的质量辐合辐散大部分都被非平衡流沿穿越等压线带走，总流体运动所带来的质量输送辐散/辐合却越弱。由于沿穿越等压线的非平衡流较强，相对应的机械—科氏振荡较快一些。由上所述，还可以得出，无辐散模式中的“无辐散”并非是地转运动的“准无辐散”的

趋近值。地转运动的“准无辐散”是指穿越等压线的质量辐合辐散很小；而无辐散模式的“无辐散”是指净质量辐合辐散为零，但穿越等压线的质量辐合辐散反而很强，其大小等于地转流穿越障碍物所引起的全部质量辐散辐合。换句话说，准无辐散所趋近是无辐散是没有穿越等压线的非平衡流的无辐散。地转流穿越障碍物所引起的沿等压线方向的质量辐散辐合只要没有穿越等压线，就是留在了原地（等压线内），也就没有真正的散度。这一条件，仅有非平衡流为零才能满足。无辐散模式中的“无辐散”恰恰是非平衡流最强，其穿越等压线的散度最大，没有任何地转流穿越障碍物所引起的质量辐散辐合留在了原地。准确地说，在无辐散模式中，由于流函数取代了等压线，气压或质量已失去了它的原意，质量的堆积或流失都是瞬间完成的。所以，尽管无辐散模式所对应的实际情况是穿越等压（流函数）线最大散度最大，它所代表的有旋气流对应的还是准无（穿越等压线）辐散的地转流。以上讨论也解释了为什么准无辐散模式中超长波传播速度比短波慢得多，但在无辐散模式中，超长波传播速度却比短波快得多。正因为地转模式是准无辐散（并非无辐散），其对超长波的传播预报要比无辐散模式精确得多。

若以平面波解（详见[1]）的角度分析，振荡频率表达式变为：

$$\omega = \left(-\frac{\beta + \varepsilon f_0 / H_0}{k} \right) \frac{k^2}{k^2 + l^2} \frac{k^2 + l^2}{k^2 + l^2 + f_0^2 / gH} \quad (3)$$

$$= -\frac{(\beta + \varepsilon f_0 / H_0)k}{k^2 + l^2 + f_0^2 / gH}$$

(3) 式最右边振荡频率的最终表达式与求解偏微分方程方法一致。但基于振荡机制原理求解方法，可以清楚地解释二维QGSW平面罗斯贝波频散关系的物理含义。括号项是一维无辐散正压模式（等压线平行于障碍坡度方向）中的机械-科氏振荡频率，即给定障碍坡度和 k 条件下的最快频率，称其为基础频率。单双下划线项均表示对基础频率的削弱作用。单下划线项，等于 $\cos^2\alpha$ ，表示地转流斜穿越障碍时对基础频率的减慢。若地转流平行于障碍，没有穿越障碍的气流，那么机械-科氏振荡也就不复存在。双下划线项，等于 $\cos^2\lambda$ ，表示非平衡流强度的减弱对基础频率的削弱。因为在有自由表面模式中，需要一部分质量辐合辐散留在沿地转流路径通道以便重建新的质量场，剩余的部分才用来转为非平衡流，导致进一步减慢振荡频率。地转流路径越宽，重建气压场需要的质量越多，因此激发的非平衡非地转流就越弱，振荡就越慢。

5 罗斯贝波的独特性

罗斯贝波与自然界大部分其他波相比，具有显著的独特性。如表1所示，其他波大多具有双向回复力，质点在力极值状态（不平衡，速度为零）和速度极值状态（平衡，作用力为零）之间振荡。而罗斯贝波则不同，科氏力在使质点回到平衡点的过程中只改变非平衡流的方向，不改变其速度。一旦达到平衡，原本在非平衡方向上的动量全部转为平衡方向，非平衡方向上不存在动量惯性，因此不再受到回复力的作用，这与其他波动截然不同。此外，罗斯贝波质点离开平衡点的方式也十分独特。平衡流是由于遇到物理障碍发生机械转向而变为非平衡流，而不是由于自身的惯性。简而言之，罗斯贝波的振荡过程包括两部分：几何约束不断激发非平衡流和单向科氏力回复平衡流。文献[1]把这种振荡叫作“机械-科氏振荡”，这种回复力叫作“障碍激发的半周期科氏力”，从而表征罗斯贝波在激发和回复过程中的两个特性：机械激发和单向回复力。

6 讨论与小结

用障碍物激发的机械-科氏振荡机制对罗斯贝波的解释与从QGPV守恒角度的经典解释实有异曲同工之妙。从地转位涡来看，其重点在于 β -效应/地形激发的净质量散度所带来的涡度源汇项。地转流穿越障碍物时的质量输送，等同于涡度输送；质量输送的辐散辐合等同于涡度源汇。总平衡流的辐合产生的单位深度涡源，等于区域平均的科氏参数与 β -效应/地形激发的单位深度质量辐合 $f_0(\beta / f_0 + \varepsilon / H_0)H_0v / H_0 = (\beta + f_0\varepsilon / H_0)v$ 。因此障碍物激发的质量辐合导致的单位深度涡源，相当于行星涡度和地形位涡的平流。在无辐散正压模式中，地转位涡等同于涡度；而在有辐散QG模式中，涡源通常改变位涡，而不是只改变涡度。因此，即使是同样的行星涡度平流，在考虑辐散条件下，罗斯贝波相速变慢。波长越长，扰动厚度在扰动位涡中所占的比例越大，（相对）涡度所占的比例越小，因而即使是同样的行星涡度平流，用来改变涡度的部分所占比例越

表1 罗斯贝波与流体中其他波动平衡破坏、平衡回复机制的比较

	流体中其他波动	罗斯贝波
平衡破坏机制	朝着不平衡方向动量惯性（有两个不平衡方向：向左或向右）	平衡流遇到某种几何约束（旋转速率/方向的变化、变浅/变深，变宽/变窄），从而激发非平衡流（也有两个不平衡方向：向左或向右）
平衡回复机制	双向回复力虽然能将振荡带回平衡点，但同时加速了朝反方向动量。这导致了朝反方向动量惯性，从而双向传播	单向的科氏力通过将非平衡流转为平衡流，将振荡带回平衡位置，因此在平衡点不存在往非平衡方向流动的动量，从而单向传播

小。这样，罗斯贝波振荡频率就越慢。这和作者从质量传输的辐散辐合角度所得出的结论一致。综上，两个观点看似截然不同，但实质相同，经典长波理论着眼涡度，遵循涡度守恒观点，本文着眼散度，遵循质量守恒观点。而准地转近似的本质恰恰保证了质量再分布与涡度再分布的一致性。

参考文献

- [1] Cai M, Huang B. A New Look at the Physics of Rossby Waves: A Mechanical-Coriolis Oscillation. *J Atmos Sci*, 2013, 70: 306-316 DOI:10.1175/JAS-D-12-094.1.
- [2] Rossby C G. Relation between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the displacements of the semi-permanent centers of action. *J Mar Res*, 1939, 2: 38-55.
- [3] Yeh T C. On energy dispersion in the atmosphere. *J Meteorol*, 1949, 6: 1-16.
- [4] Gill A E. *Atmosphere-Ocean Dynamics*. New York: Academic Press, 1982: 662.
- [5] Holton J R. *An Introduction to Dynamic Meteorology*(4th ed). New York: Academic Press, 2004: 535.
- [6] Mak M. *Atmospheric Dynamics*. Cambridge: Cambridge Press, 2011: 486.
- [7] Pedlosky J. *Geophysical Fluid Dynamics*(2nd ed). New York: Springer-Verlag, 1987: 710.
- [8] Bjerknes J. Die Theorie der aussertropischen Zyklonenbildung. *Meteor Z*, 1937, 54: 462-466.
- [9] Rossby C G. Planetary flow patterns in the atmosphere. *Quart J Roy Meteor Soc*, 1940, 66 (Suppl): 68-87.

第八次全国动力气象学术会议在大同召开

■ 本刊编辑部

由中国气象学会动力气象学委员会、中国科学院大气物理研究所季风系统研究中心等单位联合主办的“第八次全国动力气象学术会议”于2013年7月17—19日在山西省大同市召开。每四年举办一次的全中国动力气象学术会议依托中国气象学会动力气象学委员会的强大阵容，已连续32年成功举办，成为气象领域最有影响力的会议之一。

本次会议特邀黄荣辉院士、李崇银院士等专家做大会特邀报告，他们分别就东亚夏季风在20世纪90年代末年代际变化的内动力成因、气候动力学研究中的几点基本问题等方面做了精彩报告。两位华裔科学家——中山大学杨崧教授及夏威夷大学王斌教授，关于亚洲季风预测和西北太平洋副热带高压的可预测性

的报告更是引来讨论的热潮。随后，来自中国科学院、北京大学、南京大学、兰州大学、南京信息工程大学、解放军理工大学和中国气象局等20多个科研、教学、业务单位的百余名专家和研究生就动力气象学的基本理论、气候动力学、季风动力学、中小尺度动力学、陆气相互作用与边界层动力学等方面进行了广泛而深入的交流和讨论。年轻学者和老一辈科学家们切磋探讨、互通有无，为此次会议注入了活力。

经与陈文主任委员的友好协商，本刊也借此次会议向与会学者介绍了《气象科技进展》的特色与宗旨，并与动力气象委员会合作，广泛征集动力气象领域稿件，积极筹备动力气象专栏，以期为进一步促进我国动力气象学及大气科学的发展贡献力量。



图 黄荣辉、李崇银、杨崧和王斌（左一右）做特邀报告

（摄影：武亮，中国科学院大气物理研究所）