

球面斜压大气中上传行星波与纬向平均 气流的相互作用

黄荣辉 邹 捍

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文指出在球面斜压大气中的行星尺度扰动与纬向平均气流相互作用中必须考虑非地转风分量对位涡度南北方向输送的作用,从而证明了球面大气中行星尺度运动的波作用守恒,并求得球面大气中的行星尺度扰动与纬向平均气流相互作用的欧拉平均运动方程组。

本文利用1979年2月的实际天气观测资料分析了北半球一次对流层阻塞形势建立与平流层爆发性增温过程的行星波与纬向平均气流的相互作用。从分析结果可以看到:由于行星波向上传播,使得在高纬度对流层中、上层出现行星波的波作用通量(也称E-P通量)辐合,使得西风气流减速,因而在高纬度对流层中、上层形成阻塞形势,并且,随着行星波的继续向上传播,使得平流层下、中层的基本气流相继减速并出现东风,因而在平流层下、中层出现爆发性增温。然而,由于高纬度对流层低层出现东风,行星波不能往上传播,在上层波的E-P通量矢量变成辐散,气流由东风又变成西风。

一、引 言

关于行星波的传播,许多学者已作了研究,如Charney和Drazin在60年代初期就引进了波的折射指数来讨论行星波在具有垂直切变基本气流中的垂直传播问题^[1]。Dickinson研究了波在具有垂直与经向切变的理想基本气流中的传播^[2]。之后,Matsuno应用一个比较符合实际的基本气流分布来研究行星波的传播问题^[3]。最近几年,作者应用一个具有充分的垂直分辨率模式研究了冬、夏行星波在实际基本气流中的三维传播^[4,5],指出了北半球冬季行星波在三维传播中存在着两支波导:一支是波传播到高纬度,再通过极地波导从对流层传播到平流层;另一支是波从中、高纬度的对流层低层传播到低纬度的对流层上层。而夏季行星波不能传播到平流层,它可以从副热带的对流层准水平地传播到高纬度对流层及向上传播到副热带对流层上层^[6,7]。

在与研究波传播的同时,Eliassen和Palm表明了上传行星波可以产生水平动量通量与经向热量通量^[8],他们推导了一个能量矢量,即称为E-P通量矢量。Andrews和McIntyre讨论了波与基本气流相互作用的一般问题^[9,10],他们引进了一个广义的

E-P 通量矢量,也称为波作用通量.由于这个量在没有外源强迫及波的临界层存在时是个守恒量,故近来在大气环流的诊断研究中广泛应用这个物理量. Uryu 也同样讨论了一个缓变行星波包与平均纬向气流的相互作用^[11].

然而,上面这些研究都是在 β 平面近似下进行的,而行星尺度扰动的南北方向波长是很长的,采用 β 平面近似来描述行星尺度扰动显然是不准确的.因此,要正确分析大气中行星波与基本气流的相互作用就必须研究在球面大气中的情况.

二、球面大气中行星波的波作用守恒方程与欧拉平均运动方程

1. 球面大气中行星波的波作用守恒方程

Edmon 等假设在一个罗斯贝变形半径内科氏参数的变化 Δf 与科氏参数 f 之比是小的,把 β 平面近似下所求得的 E-P 通量推广到球面大气中^[12].但是,对于行星尺度运动,其运动的南北尺度有可能超过罗斯贝变形半径,因此,Edmon 等的假设并不一定能成立.

对于行星尺度运动,必须考虑科氏参数随纬度的变化,在水平方向其运动是有辐散的. Lorenz 早在 60 年代就指出,如果考虑科氏参数随纬度的变化,则在地转近似下能量方程的 v' 应考虑辐散分量^[13].朱抱真也指出非地转风对于阻塞高压的形成起了重要作用^[14].为了正确研究行星尺度扰动与纬向平均气流的相互作用,我们已在文献[15]中推导了一个包含非地转风分量对位涡度南北输送作贡献的变形位涡度方程.为了便于下面讨论,我们简单地把所得方程列举如下.

当考虑扰动非地转风分量对位涡度南北输送的作用,即可得扰动位涡度方程如下:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial}{a \cos \varphi \partial \lambda} \right) \left(q' + \frac{u'}{f} \frac{\partial f}{a \partial \varphi} \right) + v' \frac{\partial \bar{q}}{a \partial \varphi} = Q', \quad (1)$$

式中 $\bar{U}$, u' 分别是平均与扰动纬向气流, v' 是南北方向的扰动地转风分量, Q' 是扰动的强迫项, q' 是球坐标系中的扰动位涡度,它为

$$q' = \frac{1}{a \cos \varphi} \left[\frac{\partial v'}{\partial \lambda} - \frac{\partial}{\partial \varphi} (u' \cos \varphi) \right] + f \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\theta'}{\bar{\theta}_p} \right), \quad (2)$$

$\bar{q}$ 是基本气流的位涡度,在球坐标系中,它的梯度可以表达成

$$\frac{\partial \bar{q}}{a \partial \varphi} = \frac{1}{a} \left\{ 2 \Omega_0 \cos \varphi - \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\bar{U} \cos \varphi) \right] + f \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\bar{\theta}_\varphi}{\bar{\theta}_p} \right) \right\}. \quad (3)$$

在上两式中 $\bar{\theta}_p = \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p}$, $\bar{\theta}_\varphi = \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \varphi}$, θ' , $\bar{\theta}$ 分别是扰动及基本态的位温.

现定义一个修正的扰动位涡度 q'_m ,它是

$$q'_m = q' + \frac{u'}{f} \frac{\partial f}{a \partial \varphi}. \quad (4)$$

这样 (1) 式可以改写成如下形式:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial}{a \cos \varphi \partial \lambda} \right) q'_m + v' \frac{\partial \bar{q}}{a \partial \varphi} = Q'. \quad (5)$$

显然, 当 $\frac{\Delta f}{f}$ 是小值的时候, 我们同样可以得到 Edmon 等所研究的结果, 因此, Edmon 的结果只是我们研究的一个特殊情况.

(5) 式在形式上虽与 (1) 式一致, 但 q'_m 与 q' 之间相差 $\frac{u'}{f} \frac{\partial f}{a \partial \varphi}$, q'_m 在球坐标系中可写成:

$$q'_m = \frac{1}{a \cos \varphi} \left[\frac{\partial v'}{\partial \lambda} - f \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{f} u' \right) \right] + f \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\theta'}{\bar{\theta}_p} \right). \quad (6)$$

若假设波在自由大气中传播, 没有强迫项, 这样, 如作者在文献 [15] 中所证明, 就有

$$\frac{\partial A_m}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{F} = 0, \quad (7)$$

(7) 式是球面大气的波作用守恒方程, A_m 是波作用密度, 它为

$$A_m = \frac{1}{2} a \cos \varphi \overline{(q'_m)^2} / \frac{\partial \bar{q}}{a \partial \varphi}. \quad (8)$$

$\vec{F}$ 是波作用通量, 在文献 [15] 已证明, 它为

$$\vec{F} = \vec{C}'_g A_m, \quad (9)$$

$\vec{C}'_g$ 是波的群速度在经圈面上的投影, $\vec{F}$ 也称 E-P 通量矢量, 它是

$$\vec{F} = (F_{(\varphi)}, F_{(p)}) = \left(-a \cos \varphi \overline{u'v'}, f a \cos \varphi \frac{\overline{\theta'v'}}{\bar{\theta}_p} \right). \quad (10)$$

在球坐标系中, E-P 通量的散度是

$$\nabla \cdot \vec{F} = \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (F_{(\varphi)} \cos \varphi) + \frac{\partial}{\partial p} (F_{(p)}). \quad (11)$$

2. 变形的欧拉平均运动方程组

方程 (7) 说明了行星波在没有外源强迫、没有摩擦及没有波的临界层的基本气流中传播时, 其波作用守恒. 但是, 行星波在传播中, 它可以使基本气流加速或减速.

在没有摩擦的情况下, 球面大气的欧拉平均运动方程可写成:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{U}}{\partial t} - f \bar{v} = & - \frac{\partial}{a \partial \varphi} (\bar{U} \bar{v}) - \frac{\partial}{a \partial \varphi} (\overline{u'v'}) + \frac{2 \tan \varphi}{a} \overline{u'v'} - \frac{\partial \bar{u} \bar{v}}{\partial p} \\ & - \frac{\partial \overline{u' \omega'}}{\partial p}, \end{aligned} \quad (12)$$

“—”表示纬向平均, (12) 式也可写成:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{U}}{\partial t} - f \left[\bar{v} - \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\bar{v}' \theta'}{\bar{\theta}_p} \right) \right] &= - \frac{\partial}{a \cos^2 \varphi \partial \varphi} (\bar{u}' \bar{v}') \cos^2 \varphi \\ &+ \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{f}{\bar{\theta}_p} \bar{\theta}' \bar{v}' a \cos \varphi \right) - \frac{\partial}{a \partial \varphi} (\bar{U} \bar{v}) - \frac{\partial \bar{u} \bar{\omega}}{\partial p} - \frac{\partial \bar{u}' \bar{\omega}'}{\partial p}. \end{aligned}$$

由于 $\frac{\partial}{a \partial \varphi} (\bar{U} \bar{v})$, $\frac{\partial \bar{u} \bar{\omega}}{\partial p}$, $\frac{\partial \bar{u}' \bar{\omega}'}{\partial p}$ 这三项与其余各项之比是小项, 故可略去, 并且令

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\bar{\theta}' \bar{v}'}{\bar{\theta}_p} \right),$$

这样就有

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{U}}{\partial t} - f \bar{v}^* &= \frac{1}{a \cos \varphi} \left\{ \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} [(-a \cos \varphi \bar{u}' \bar{v}') \cos \varphi] \right. \\ &\left. + \frac{\partial}{\partial p} \left(f a \cos \varphi \frac{\bar{\theta}' \bar{v}'}{\bar{\theta}_p} \right) \right\}, \end{aligned}$$

把 (10)(11) 式代入上式就可得到

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} - f \bar{v}^* = \frac{1}{a \cos \varphi} \nabla \cdot \vec{F}. \quad (13)$$

同理可证:

$$f \bar{U}_p - \frac{R}{a} \bar{\theta}_\varphi = 0. \quad (14)$$

$$\frac{1}{a \cos \varphi} (\bar{v}^* \cos \varphi)_\varphi + \bar{\omega}_p = 0, \quad (15)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{\theta}_p \bar{\omega} - \bar{S} = 0. \quad (16)$$

方程 (13) — (16) 称变形的欧拉平均运动方程组, R 是气体常数, $\bar{S}$ 是加热的欧拉平均, $\bar{\theta}_p = \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p}$, $\bar{\theta}_\varphi = \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \varphi}$, $\bar{\omega}_p = \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial p}$, $(\bar{v}^*, \bar{\omega}^*)$ 称剩余经圈环流, 它为

$$\begin{cases} \bar{v}^* = \bar{v} - \frac{\partial}{\partial p} (\bar{\theta}' \bar{v}' / \bar{\theta}_p), \\ \bar{\omega}^* = \bar{\omega} + \frac{\partial}{a \cos \varphi \partial \varphi} \left(\frac{\bar{\theta}' \bar{v}'}{\bar{\theta}_p} \cos \varphi \right). \end{cases} \quad (17)$$

从 (13) 式可以看到, 若行星波的 $E-P$ 通量是辐散的, 则西风气流要加强; 反

之, 则东风气流要加强。

三、1979年2月下半月北半球阻塞形势建立过程中 上传行星波对纬向平均气流的作用

为了实际分析上传行星波对纬向平均气流的作用, 我们把方程(13)变成某一空气质量元的动量方程。我们把沿某一纬圈的环形体积元所含空气的质量作为质量元 dM , 这样在 (λ, φ, p) 坐标系就有

$$dM = 2\pi a^2 g^{-1} \cos \varphi d\varphi dp.$$

于是, 对于某质量元, 方程(13)可变成

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} - f \bar{v} = \frac{1}{2\pi a^3 g^{-1} \cos^2 \varphi} \nabla \cdot \tilde{F}, \quad (18)$$

其中

$$\nabla \cdot \tilde{F} = \frac{\partial}{\partial \varphi} \tilde{F}_{(\varphi)} + \frac{\partial}{\partial p} \tilde{F}_{(p)}, \quad (19)$$

$$\begin{cases} \tilde{F}_{(\varphi)} = -2\pi a^2 g^{-1} \cos^2 \varphi \overline{u'v'} = 2\pi a^2 g^{-1} \cos \varphi (a^{-1} F_{(\varphi)}), \\ \tilde{F}_{(p)} = 2\pi f a^3 g^{-1} \cos^2 \varphi \frac{\overline{\theta'v'}}{\bar{\theta}_p} = 2\pi a^2 g^{-1} \cos \varphi F_{(p)}. \end{cases} \quad (20)$$

下面, 我们利用 1979 年 2 月 FGGE 实际观测资料来分析 1979 年 2 月下半月北半球冬季阻塞形势形成中及伴随而产生的平流层爆发性增温过程中上传行星波对纬向基本气流的加速或减速作用。

我们利用(19)、(20)式分别计算了 2 月上半月平均 E-P 通量矢量及其散度分布、2 月下半月逐日的 E-P 通量及其散度分布。2 月上半月平均 E-P 通量矢量的分布正如在文献[15]中所述, 一支是由中纬度向北传播到高纬度对流层上层, 然后再向平流层传播; 另一支是由中纬度地区的对流层下层向低纬度对流层上层传播。

然而, 到了 2 月 14 日以后, 从中纬度以北到高纬度对流层中、低层地区, 行星波段的 E-P 通量突然增强, 并且不断向上传播。如图 1 所示, 在 2 月 15 日 60°N、500 hPa 附近产生一个 E-P 通量的辐合区。之后, 由于这支行星波的 E-P 通量继续向上传播, 在高纬度对流层上层产生一个辐合区。到了 2 月 17 日, 整个高纬度地区从对流层的中层直到 150 hPa 行星波的 E-P 通量都是辐合。由(18)式可知, 这个行星波的 E-P 通量辐合区将使得高纬度对流层上层的纬向平均西风迅速减弱, 从而使得北半球阻塞形势迅速发展。到了 2 月 19 日上传行星波的 E-P 通量继续向上传播到平流层 50 hPa, 使得高纬度平流层下层行星波的 E-P 通量变成辐合。这个辐合将使得平流层下层西风气流迅速减弱, 而东风气流加速。由于行星波的 E-P 通量继续向上传播到高纬度平流层, 如图 2 所示, 到了 2 月 20 日行星波的 E-P 通量最大辐合区位于高纬度平流层 10 hPa, 并且从对流层中层到平流层中层行星波的 E-P 通

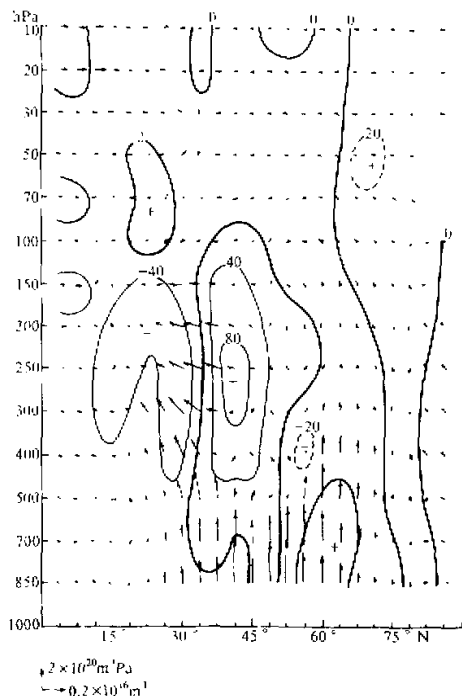


图 1 1979 年 2 月 15 日行星波的 E-P 通量
(实箭号)及其散度(实线, 单位:
 10^{14} m^3)分布

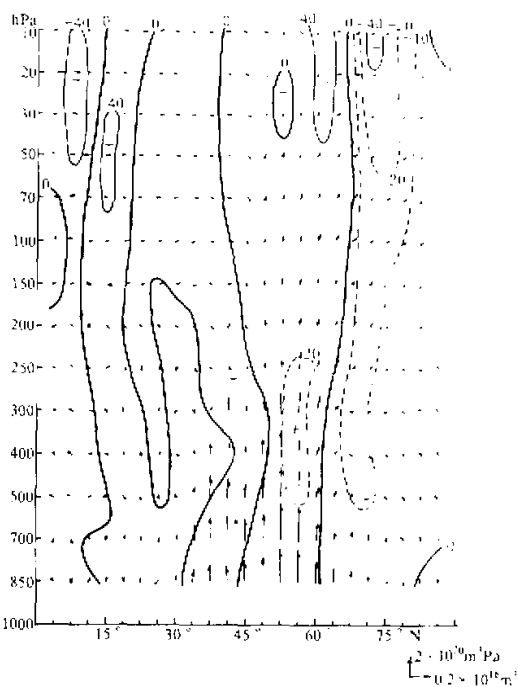


图 2 1979 年 2 月 20 日行星波的 E-P 通量
(实箭号)及其散度(实线, 单位:
 10^{14} m^3)分布

量都是辐合的。这个辐合区将使得平流层下层到中层的东西气流迅速减弱，而东风气流加速，极夜急流崩溃，故在 2 月 22 日平流层中、下层的基本气流变成东风，产生爆发性增温。

从 2 月 20 日之后，一个明显的变化是位于平流层的行星波 E-P 通量向低纬度传播，从而使得高纬度平流层为行星波的 E-P 通量辐散区。此外，位于高纬度对流层中、下层的行星波 E-P 通量迅速减弱。从 2 月 24 日到 2 月 26 日在高纬度虽再有一次行星波的 E-P 通量向上传播到对流层上层及平流层，但它强度很弱并很快衰减。2 月 26 日之后，从平流层下层到对流层中层行星波的 E-P 通量迅速减弱，到了 2 月 28 日，整个高纬度对流层到平流层，行星波的 E-P 通量变成辐散区，这将使得纬向平均气流由东风变成西风，对流层的阻塞形势崩溃，平流层的爆发性增温过程停止。

四、1979 年 2 月下半月北半球纬向平均气流的变化 及其对行星波向上传播的影响

我们在文献 [4] 中推导了行星波在具有垂直与经向切变的基本气流中传播，其传

播路径遵从方程:

$$\frac{d_g \hat{\alpha}}{dt} = \frac{1}{2Q_k} \vec{i} \vec{C}'_g \times \nabla Q_k, \quad (21)$$

$\hat{\alpha}$ 是某一波的传播路径与水平方向的夹角, $\vec{i}$ 是纬向的单位矢量, $\vec{C}'_g$ 是波的群速度在子午面上的投影, Q_k 是波数为 k 的波的折射指数平方, 它为

$$Q_k = Q_0 - \frac{k^2}{\cos^2 \varphi}, \quad (22)$$

Q_0 可以认为是波数为 0 的折射指数平方, 它为

$$Q_0 = \left[2(\Omega_0 + \hat{\Omega}) - \frac{\partial^2 \hat{\Omega}}{\partial \varphi^2} + 3 \tan \varphi \frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial \varphi} - l^2 \sin^2 \varphi \left(\frac{\partial^2 \hat{\Omega}}{\partial z^2} - \frac{1}{H_0} \frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial z} \right) \right] / \hat{\Omega} - l^2 \sin^2 \varphi \frac{1}{4H_0^2}, \quad (23)$$

式中 $l = 2\Omega_0 a / N$, Ω_0 是地球自转角速度, N 是 Brunt-Väisälä 频率, H_0 是大气的标高, $\hat{\Omega}$ 是纬向平均气流的角速度, 它是

$$\hat{\Omega} = \frac{U}{a \cos \varphi}$$

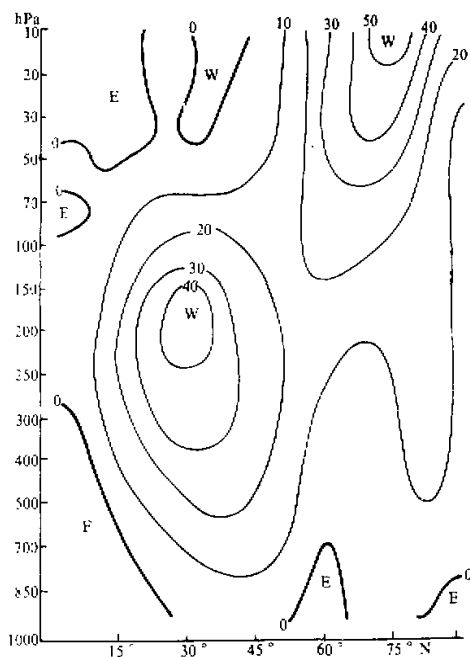


图 3 1979 年 2 月 14 日纬向平均风速
(单位: ms^{-1}) 分布图

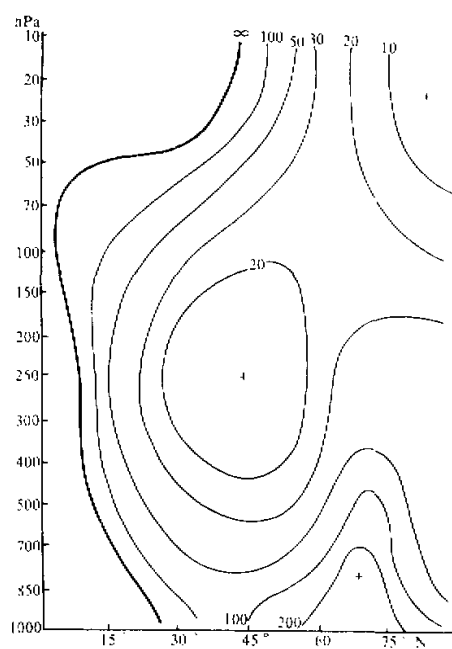


图 4 1979 年 2 月 14 日的 Q_0 分布

文献[4]中指出,要使行星波上传,就必须要求 $Q_1 > 0$,这就要求在高纬度地区 Q_1 为正的较大值.

从 1979 年 2 月上半月平均纬向风速剖面图(图略)可以看到极锋急流位于 30°N 、200 hPa 附近,风速达 40 m/s 以上,在高纬度对流层下层存在着东风急流.此外,在 60°N 以北的高纬度平流层出现极夜急流,最大风速为 39.3 m/s .这种分布是北半球冬季一般平均纬向风速的垂直分布.然而,在 2 月 14 日以后,位于高纬度对流层下层的东风气流慢慢消失(图 3).由(23)式可以计算 Q_1 值,图 4 就是我们所计算的 Q_1 值,可以看到这种 Q_1 值的分布是有利于行星波向上传播的.

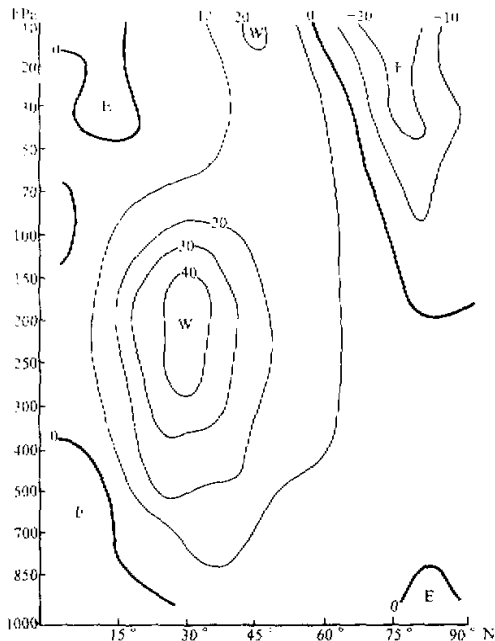


图 5 1979 年 2 月 22 日纬向平均风速
(单位: ms^{-1}) 分布图

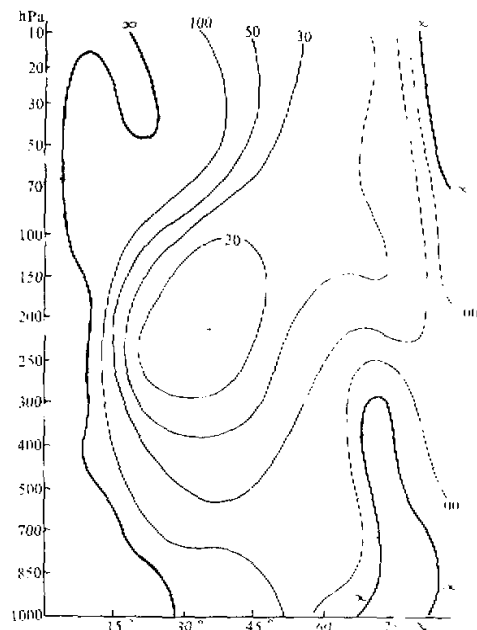


图 6 1979 年 2 月 22 日的 Q_1 值分布

在 14 日以后,由于高纬度的行星波向上传播增强,故造成先是对流层、而后平流层的纬向平均风速迅速减弱.如图 5 所示,到了 2 月 22 日高纬度对流层上层以及平流层下层的纬向平均风速变成东风,这正是北半球对流层阻塞形势发展到顶点,平流层爆发性增温最剧烈的阶段.然而,如图 6 所示,由(23)式所得到的 2 月 22 日纬向平均风的 Q_1 分布在高纬度对流层中,上层及平流层的下层变成负值.这将使得行星波向上传播减弱,于是从 2 月 23 日之后高纬度对流层中,上层的西风又渐渐加强,平流层的东风逐渐减弱.

从上面分析可以看到上传的行星波对西风气流产生减速作用,但气流一旦变成东风

又阻止波的上传。为了便于分析上传行星波与基本气流的关系,我们绘了 75°N 行星波的 $E-P$ 通量散度与纬向平均气流的高度-时间剖面图(图7)。从图7可以看到,由于高纬度对流层中、下层行星波向上传播,使得行星波 $E-P$ 通量的辐合区不断向上传播,这个辐合区7天约上传了 28 km 高,平均每天上传 4 km 。根据(18)式所示,这个 $E-P$ 通量的辐合将使得西风基本气流迅速减弱。从图7可以看到先是高纬度对流层中、上层西风气流减弱,并且,上层的基本气流先变成东风。在对流层西风气流减弱之后,平流层下层的西风气流随之迅速减弱,并逐渐变成东风。到了2月22日,从高纬度对流层上层到平流层中、下层的纬向平均气流变成东风,这正是对流层的阻塞高压发展到顶点,而在平流层发生爆发性增温。

从图7也可以看到,从2月26日以后,由于上传行星波的 $E-P$ 通量迅速减弱,从而使得对流层中、上层及平流层中、下层的 $E-P$ 通量变成辐散,因而使得平流层中、下层的东风减弱及对流层中、上层的西风加强。

从图7还可以看到上传行星波 $E-P$ 通量的最大辐合区要比西风气流的最小区域或东风气流的最大区域提前两天出现。因此,可以利用 $E-P$ 通量的散度很好地预测对流层阻塞高压的建立及平流层爆发性增温的发生。

五、结 论

本文指出在球面大气中的行星波与基本气流相互作用中必须考虑非地转风分量对位涡度南北方向输送的作用,从而证明了球面斜压大气中行星尺度运动的波作用守恒,并求得球面大气中的波与纬向平均流相互作用的欧拉平均运动方程组。

本文利用1979年2月FGGE的实际观测资料,并利用上面所求得的球面大气的 $E-P$ 通量及其散度公式计算2月下半月北半球对流层阻塞形势形成及平流层爆发性增温过程的上传行星波与基本气流的相互作用,指出由于高纬度行星波的 $E-P$ 通量向上传播及中纬度 $E-P$ 通量大量向北向上传播,使得在高纬度对流层中、上层出现 $E-P$ 通量的辐合,因而西风气流减速,东风气流加速,在高纬度对流层中、上层形成阻塞形势,并且,随着行星波 $E-P$ 通量的继续上传,高纬度平流层中、下层的西

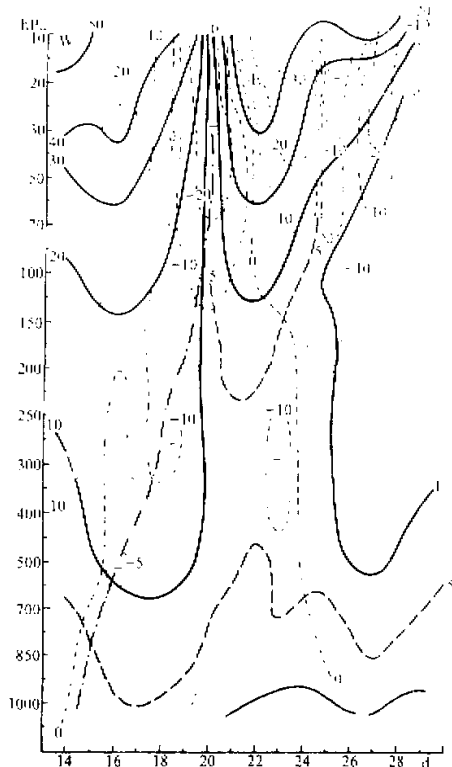


图7 75°N 纬向平均风速(粗实线单位: ms^{-1}) 与行星波的 $E-P$ 通量散度(虚线, 单位: 10^{14} m^3) 高度-时间分布图

风迅速减速而变成东风，从而出现爆发性增温现象。

但是，由于高纬度对流层的上层及平流层下层的基本气流从西风变成东风，使得在高纬度上空的 Q_2 变成负的，从而使得行星波不能继续向上传播，行星波的 E-P 通量变成辐散的，依 (18) 式，西风气流将加速，因而从对流层中、上层到平流层的气流又变成西风，高纬度对流层中、上层的阻塞高压崩溃，随之平流层的爆发性增温停止。

参 考 文 献

- [1] Charney, J. G. and Drazin, P. G., 1961, Propagation of planetary scale disturbances from the lower into the upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **66**, 83-109.
- [2] Dickinson, R. E., 1968, Planetary Rossby waves propagating vertically through weak westerly wind wave guides, *J. Atmos. Sci.*, **25**, 984-1002.
- [3] Matsuno, T., 1970, Vertical propagation of stationary planetary waves in the winter northern hemisphere, *J. Atmos. Sci.*, **27**, 871-883.
- [4] Huang, Ronghui and K. Gambo, 1984, On other wave guide in stationary planetary wave propagations in winter northern hemisphere, *Scientia Sinica (Series B)*, **27**, No. 6, 610-624.
- [5] Huang Ronghui and K. Gambo, 1982, The response of a hemispheric multilevel model atmosphere to forcing by topography and stationary heat sources. Part I, II, *J. Meteor. Soc. Japan*, **60**, 78-108.
- [6] Huang, Ronghui, 1984, The characteristics of the forced stationary Planetary wave propagations in summer northern hemisphere, *Adv. Atmos. Sci.*, **1**, 85-94.
- [7] Huang, Ronghui, 1985, The numerical simulation of the three-dimensional teleconnections in the summer circulation over the northern hemisphere, *Adv. Atmos. Sci.*, **2**, 81-92.
- [8] Eliassen, A. and E. Palm, 1961, On the transfer of energy in stationary mountain waves, *Geofysiske Publikasjoner*, **22**, 1-23.
- [9] Andrews, D. G. and M. E. McIntyre, 1976, Planetary waves in horizontal and vertical shear: The general Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2031-2048.
- [10] Andrews, D. G. and M. E. McIntyre, 1978, Generalized Eliassen-Palm and Charney-Drazin theorems for waves Axi symmetric mean flows in compressible atmospheres, *J. Atmos. Soc.*, **35**, 175-185.
- [11] Uryu, M., 1980, Mean zonal flows induced by a vertically propagating Rossby wave packet, *J. Meteor. Soc. Japan*, **52**, 481-490.
- [12] Edmon, H. J., B. J. Hoskins, and M. E. McIntyre, 1980, Eliassen-Palm cross-sections for the troposphere, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2600-2616.
- [13] Lorenz, E. N., 1960, Energy and numerical weather prediction, *Tellus*, **12**, 364-373.
- [14] 朱抱真等, 1962, 阻塞形势的数值预报试验, 冬季阻塞形势的研究, 科学出版社, 95-128.
- [15] 黄荣辉, 1984, 球面大气定常行星波的波作用守恒方程与用波作用通量所表征的定常行星波传播波导, 中国科学 B 辑, 第 8 期, 766-775.