

HU Xiong, ZHANG Xunxie, ZHANG Dongya. Effects of atmospheric gravity waves on the mesosphere and lower thermosphere circulations. *Chin. J. Space Sci.*, 2005, 25(2): 111—117

重力波对中间层和低热层大气环流的影响^{*}

胡 雄¹ 张训械² 张冬娅²

¹(中国科学院空间科学与应用研究中心 北京 100080)

²(中国科学院武汉物理与数学研究所)

摘 要 利用 β 通道准地转近似大气平均运动方程组, 采用重力波线性饱和和参量化方法, 定性地研究大气重力波对中间层和低热层大气环流的作用. 模拟计算得到, 大气重力波对平均东西风速可产生 $100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}/\text{d}$ 左右的作用力和产生 $120 \text{ m}^2/\text{s}$ 的湍流扩散, 这些作用平衡了 Coriolis 扭力, 导致大气的平均东西风速大大偏离辐射平衡风场, 中层顶附近的平均东西风速在冬季 (夏季) 甚至反转为东风 (西风). 平均东西风速计算结果与冬季和夏季中频雷达东西风速观测值和大气模式剖面等大致一致.

关键词 重力波参量化, 大气环流, 中间层和低热层

中图法分类号 P 401

Effects of Atmospheric Gravity Waves on the Mesosphere and Lower Thermosphere Circulations

HU Xiong¹ ZHANG Xunxie² ZHANG Dongya²

¹(Center for Space Science and Applied Research, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

²(Wuhan Institute of Physics and Mathematics, The Chinese Academy of Sciences)

Abstract Atmospheric gravity waves generated in the lower atmosphere, carrying momentum and energies, propagated upward and usually became saturated and breaking in the Mesosphere and Lower Thermosphere (MLT) due to their increasing amplitudes versus increasing height. Linear saturation parameterizations of atmospheric gravity waves were applied with the β -channel quasi-geostrophic mean flow equations to qualitatively investigate influences of gravity waves on MLT circulations. Three waves with $0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $20 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $-20 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ horizontal phase speeds respectively were taken as a parameterization of the discrete spectrum of gravity waves. Simulations show that the accelerations due to waves can be $100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}/\text{d}$ and eddy diffusion coefficients can be $120 \text{ m}^2/\text{s}$ in the mesosphere, which balance the Coriolis force due to MLT meridional circulations and induce great departures of the zonal mean zonal winds from the radiation balance zonal winds. The calculations of the zonal mean zonal winds of MLT are qualitatively consistent with the MF radar observations and model profiles both in winter and summer time. Results show gravity waves play significant role in MLT circulations.

Key words Gravity wave parameterization, The mesosphere and lower thermosphere circulations

^{*} 国家自然科学基金资助项目 (40204011)

2004-05-25 收到原稿, 2004-11-05 收到修定稿

1 引言

在地球的平流层和中间层, 最高温度常出现在夏季半球的极区, 最低温度出现在冬季半球极区(平流层突然增温时除外)^[1]. 这种温差使得夏季半球(冬季半球)极区的大气向上抬升(向下沉降), 该绝热运动导致在 70 km 以上中间层和低热层的大气温度梯度发生反转, 即冬季半球极区温度高, 夏季半球极区温度低, 而且由于大气的连续性, 产生一个自夏半球吹向冬半球的在中层顶约 8—10 m/s 的大气南北向环流. 由于该南北向环流, Coriolis 东西向扭力可达 $100 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}/\text{d}$, 在中层顶附近产生很大的冬季(夏季)辐射平衡西风(东风). 但是, 实际观测中层顶区域的东西风速远离辐射平衡状态. 一般认为, 大气重力波在中间层和低热层中平衡 Coriolis 扭力, 对大气环流起着重要作用.

重力波大多产生于低层大气, 向上传播到高层大气, 发生破碎和饱和过程, 将其动量和能量沉积到中层顶区域, 对该层大气环流产生拖曳作用力和湍流扩散作用. 资料分析表明高频重力波(周期小于 2 h)对中层顶大气的影响占主要部分^[2]. 一些观测得到了中层顶大气重力波饱和和破碎结果. 在模式研究中, 重力波的参量化也取得了一些进展, 最早人们利用瑞利摩擦系数来体现重力波对环流的作用, 后来发展了一些应用较为成功的重力波参量化方法, 包括线性饱和和近似参量化^{[3],[4]}、大气传输概念参量化^[5]、Doppler Spread 参量化^[6]、以及基于实际观测重力波谱参量化方法^[7]等.

但是, 目前还没有一个清晰的重力波在全球活动特征的描述, 开展重力波的全球活动特征观测在近期还是非常困难的. 所以, 还不能很好地对重力波进行参量化以准确预报中层顶区域的环流.

本文目的在于, 利用 β 通道准地转近似的简单模式, 采用较为成熟的线性饱和理论, 定性地研究大气重力波破碎对中高层大气平均环流的影响.

2 物理模型

胡雄等^[8]曾利用对数压力坐标中的 β 通道准地转近似下的中层大气运动方程组, 研究了平流层中行星波与平均风相互作用的非线性分岔特性. 在中间层和低热层高度, 大气重力波对环流起很大的

作用, 下面介绍在上述方程组中引入包含重力波的物理模式.

由于大气重力波的水平尺度太小, 难以在全球尺度的数值模式中显式表达, 需要对其作用进行参量化. 重力波在低层大气携带动量和能量向上传播, 在向上传播过程中, 波发生饱和过程或其他损耗过程, 其能量和动量损失并转移到背景风场之中, 对东西风速产生拖曳或加速、以及对风场和热量产生湍流扩散等. 在行星波与平均流的相互作用的方程中, 加入大气重力波的参量化作用项, 但不考虑行星波与重力波之间的作用, 则描述行星波的方程不变, 大气的平均状态控制方程可改写如下^[9]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f\bar{v} = F_x + \frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right), \\ f\bar{u} = -\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial y}, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial z} \right) + N^2 \bar{w} = \\ \quad -\alpha \left(\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial z} - \frac{\partial \bar{\Phi}_r}{\partial z} \right) + \\ \quad \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial^2 \bar{\Phi}}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial}{\partial y} (\bar{v}' \bar{\Phi}'_z), \\ \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \bar{w}) \right) = 0. \end{array} \right. \quad (1)$$

其中, $\bar{u}$ 、 $\bar{v}$ 和 $\bar{w}$ 分别表示纬圈平均东西风速、南北风速和垂直风速, $\bar{\Phi}$ 表示平均位势, $\bar{\Phi}_r$ 表示平均辐射平衡位势, f 为惯性频率, N 为浮力频率, α 为牛顿冷却系数, $\rho_0 \propto \exp(-z/H)$, H 为大气标高. F_x 表示重力波对平均风的作用力, D 表示重力波的扩散系数, 其具体表达式后面介绍. $\frac{\partial}{\partial y} (\bar{v}' \bar{\Phi}'_z)$ 表示行星波的热量输送.

对上式推导可得到纬圈平均东西风速的预报方程,

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} + \frac{f^2}{N^2} \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \right] \\ &= -\frac{f^2}{N^2} \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_0 \alpha \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \frac{\partial \bar{u}_r}{\partial z} \right) \right] + \\ & \quad \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left[\frac{f^2}{N^2} \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \bar{v}' \bar{\psi}'_z) \right] + \\ & \quad \frac{\partial^2 F_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \right] + \\ & \quad \frac{f^2}{N^2} \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_0 \frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

其中, 辐射平衡平均东西风速 $\bar{u}_r = -\frac{1}{f} \frac{\partial \bar{\Phi}_r}{\partial y}$, 行星波扰动流函数 $\psi' = \Phi'/f$. 类似于胡雄等^[8]和 Holton^[4]分离 y 变量, 设

$$\begin{cases} \bar{u}(y, z) = U(z) \sin ly, \\ \bar{u}_r(y, z) = U_r(z) \sin ly, \\ F_x(y, z) = F_w(z) \sin ly, \\ \psi' = \text{Re}[\Psi(z) \exp(ik_{pw}x)] \exp(z/2H) \sin ly, \end{cases} \quad (3)$$

且设 D 与 y 无关. 将式 (3) 代入式 (2), 最后得到水平风场垂直剖面的时间演化方程,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} - \left(\frac{N^2 l^2}{f^2} + \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial z} \right) U \right] = \\ - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left[\alpha \frac{\partial}{\partial z} (U - U_r) \right] + \\ \frac{l^2 k_{pw} \varepsilon}{2} e^{\frac{z}{2H}} \text{Im} \left[\Psi \frac{\partial^2 \Psi^*}{\partial z^2} \right] + \\ \left[-\frac{N^2 l^2}{f^2} F_w + F_D \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

其中, $\varepsilon = 3\pi/8$, 上标 * 表示共轭复数,

$$\begin{aligned} F_D = -\frac{N^2 l^2}{f^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial U}{\partial z} \right) + \\ \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_0 \frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

空间差分采用中心差格式, 时间积分采用四阶 Runge-Kutta 方法. 垂直高度的间隔选为 2 km, 时间积分步长为 1 h. 平均辐射平衡东西风速和牛顿冷却系数选取与文献 [4] 相同的简单形式,

$$U_r(z, t) = \{14 + [4 + 3(z - 16)] \sin(2\pi t/\tau)\}, \quad (6)$$

$$\alpha(z) = 3 \times 10^{-6} \left[1.2 + \tanh \left(\frac{z - 50}{12} \right) \right] \text{s}^{-1}. \quad (7)$$

其中, z 的单位为 km. U_r 的单位为 m/s, τ 为一年. 其他参量取值如下, $H = 7000 \text{ m}$, $f = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $N = 0.02 \text{ s}^{-1}$, $l = 3/a$, a 为地球半径. 当 $t = \tau/4$ 时, 式 (6) 表示冬季平衡风场; 当 $t = 3\tau/4$ 时, 式 (6) 表示夏季平衡风场. 式 (4) 的边界条件定义如下,

下部边界: $z_0 = 16 \text{ km}$, $U = U_r(z_0, t)$.

上部边界: $z_T = 114 \text{ km}$, $\partial U / \partial z = 0$.

方程 (4) 与文献 [8] 中的行星波-平均流相互作用方程相比, 多出了右边第 3 项, 即重力波作用项, 其他相同. 所以该方程与文献 [8] 中描述行星波的演

化方程 (6) 组合成方程组, 可以用来定性研究行星波-大气重力波与平均流的相互作用. 当 F_x 和 D 为 0 时, 该方程组仅为描述行星波与平均流的相互作用方程, 与文献 [8] 的方程组完全相同; 当设底部边界强迫行星波的振幅 $h_B = 0$ 时, 则该方程组仅描述大气重力波与平均流的相互作用.

3 重力波的参量化

现有的重力波参量化方案基本分为两类, 一类采用分立重力波谱, 一类采用连续重力波谱. 下面介绍本文采用的物理概念比较清晰的基于线性饱和理论的分立重力波谱参量化方法.

在大气重力波的线性理论中, 重力波在无耗散垂直传播时, 其垂直动量通量 $\rho_0 \overline{u'w'}$ 保持不变, 重力波的振幅将随高度指数增长. 当重力波引起的温度波动振幅与背景温度相加, 其梯度足以大于干空气绝热梯度时, 将导致局部对流不稳定; 在这个高度以上, 这种不稳定性将产生足够的扩散以限制重力波振幅的进一步增长. 这个高度称为波的破碎高度 z_b . 这种现象即是重力波的饱和现象. 波的破碎导致重力波垂直动量通量沉积, 从而对平均东西风速产生拖曳力, 如下式

$$F_x = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \overline{u'w'}). \quad (8)$$

对于单色重力波, 利用线性理论可简单地推导出其破碎高度的计算公式^[4]

$$z_b = 3H \ln \left(\frac{|\bar{u} - c|}{\bar{u}} \right). \quad (9)$$

其中, $\bar{u}^{3/2} = BN/(k|u_0 - c|^{1/2})$, B 为重力波垂直速度分量在下部边界的振幅, k 为波的水平波数, c 为波的水平相速. 在 z_b 以上, 由于波破碎导致的湍流扩散系数 D 和 F_x 分别为^[4]

$$D = \frac{k(\bar{u} - c)^4}{N^3} \left[\frac{1}{2H} - \frac{3}{2} \frac{d\bar{u}/dz}{(\bar{u} - c)} \right], \quad (10)$$

$$F_x = -\frac{N^2 D}{(\bar{u} - c)}. \quad (11)$$

注意到, 当 $(\bar{u} - c) \rightarrow 0$ 时高度为临界层 z_c , 这时 D 迅速趋于 0, 式 (10) 和 (11) 的适用范围为 $z_b < z < z_c$. 当 $z > z_c$, $D = 0$, $F_x = 0$.

在破碎高度以下, $z < z_b$, 为使 D 的值平滑过渡, 设 D 为

$$D(z) = D(z_b) \exp[(z - z_b)/H]. \quad (12)$$

式 (12) 表示 D 随高度下降指数衰减. 相应 F_x 也为指数衰减. 同时应考虑到低热层高度上分子扩散的作用, 所以总的扩散系数为重力波扩散系数 D 加上下面的分子扩散系数,

$$D_{\text{mol}}(z) = 200 \exp[(z - 110)/H] \text{ m}^2\text{s}^{-1}. \quad (13)$$

式中 z 的单位为 km.

大气重力波在到达破碎高度之后, 发生饱和现象, 在继续向上传播时, 有时由于平均东西风速的变化, 可能使重力波变得不再满足破碎的条件, 其振幅将重新开始增长, 再往上传播的过程中, 可能会又一次发生饱和过程. 在本文计算中, 已考虑这些因素.

由于大气重力波破碎现象的出现会有时间和空间分布, 可以考虑在扩散系数式 (10) 中引入一个效率因子.

4 重力波谱的选取

大量的大气重力波产生于对流层和平流层之中, 其主要产生源包括: 地形对水平气流的强迫作用、对流层中的对流过程以及发生在水平气流的垂直剪切所导致的剪切不稳定过程. 在这些过程产生的大气重力波谱中, 有一些可以向上传播到中间层和低热层的高度, 并在这里发生饱和和破碎过程. 虽然经过近几十年的研究, 目前对大气重力波的产生机制、传播过程以及波谱的特征等有了较多的了解, 但对全球的对流层和平流层重力波谱还没有很好的描述. 本文的目的在于研究大气重力波对 MLT 风场的作用机制, 下面简单地根据大气重力波的主要产生源来选取重力波的分立谱.

Lindzen^[3] 认为, 地形强迫产生的水平相速度 $c = 0$ 的重力波和在夏季对流层上部气流运动中产生的重力波 ($c = 20 \text{ m/s}$), 在大气中是很重要的. 考虑到冬季, 本文选取水平相速度为 $0, 20 \text{ m/s}, -20 \text{ m/s}$ 等的大气重力波作为输入重力波分立谱较为简单且合理, 在以前文献中也有过应用^{[3],[4],[10]}.

在确定了水平相速之后, 利用重力波的如下色散关系, 可计算出重力波的其他参量, 如频率 Ω 和

垂直波数 m .

$$(\Omega - k\bar{u})^2 - f^2 = \frac{N^2 k^2}{m^2 + 1/4H^2}. \quad (14)$$

重力波的初始振幅是一个重要的参量, 因为在其他参量已确定的情况下, 它将决定该重力波的破碎高度, 见式 (9). 一般选取破碎高度在 $60\text{--}90 \text{ km}$ 高度. 这里采用参量 $\tilde{u}$ 来描述重力波在下部边界的初始振幅, $\tilde{u}$ 和动量通量关系如下:

$$\tilde{u}^3 = \frac{2N}{k} \overline{u'w'}. \quad (15)$$

用于计算的大气重力波的相速度、振幅和动量通量等参数如表 1 所示.

表 1 大气重力波的初始相速度、
振幅和动量通量等参量表

Table 1 Initial horizontal phase speeds
and amplitudes and momentums of atmospheric
gravity waves at the bottom boundary

$c/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	$\tilde{u}/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	$\overline{u'w'}/\text{m}^2\cdot\text{s}^{-2}$
0	2.0	1.0×10^{-3}
20	1.4	6.1×10^{-4}
-20	1.0	3.1×10^{-4}

在每一时间步的计算过程中, 分别对每个波按上节方法进行参量化计算, 得到其作用力和湍流扩散系数, 然后相加在一起得到总的重力波作用力和湍流扩散系数 (包括分子扩散系数), 利用式 (4) 积分得到平均东西风速, 重复下一时间步的计算.

5 计算结果和讨论

设式 (6) 中的 $t = \tau/4(3\tau/4)$, 表示冬季 (夏季) 的一个典型辐射平衡平均东西风速剖面, 分别计算冬季和夏季重力波对大气环流影响. 这里主要研究重力波的作用, 设底部边界行星波强迫振幅为 0. 对式 (4) 进行数值积分得到稳定的平均东西风速剖面, 如图 1 所示. 图 1 中同时还给出了辐射平衡东西风速剖面 and 以瑞利摩擦代替上述参量化计算得到的瑞利平均东西风速剖面. 瑞利摩擦作用和瑞利摩擦系数 k_r 如下:

$$F_x = -k_r U. \quad (16)$$

$$k_r(z) = 3 \times 10^{-6} \left[1.2 + \tanh\left(\frac{z-70}{12}\right) \right] \text{ s}^{-1}. \quad (17)$$

式 (17) 表示的瑞利摩擦系数在中间层上部可产生较大的瑞利摩擦力。

为了将模式计算结果定性地与实际观测值进行比较, 我们分别利用武汉 (30°N, 114°E) 中频雷达 [11] 在 2001 年 2 月和日本 YAMAGAWA (31°N, 131°E) 中频雷达 [12] 在 1997 年 7 月 60—100 km 的水平风场观测数据, 分析得到了其月平均东西风速剖面, 以分别代表冬季末期和夏季平均东西风速剖

面的情形。图 2 中还给出了 HWM93^[13] 水平风模式的平均东西风速剖面。雷达实测剖面与 HWM93 模式的剖面趋势基本一致, 在冬季 (夏季) 都表现出在中间层下部有大的西风 (东风) 急流, 随高度增加西风 (东风) 强度减弱, 在低热层高度, 模式的值甚至反转为东风 (西风), 雷达的观测值也有东风 (西风) 的情形。

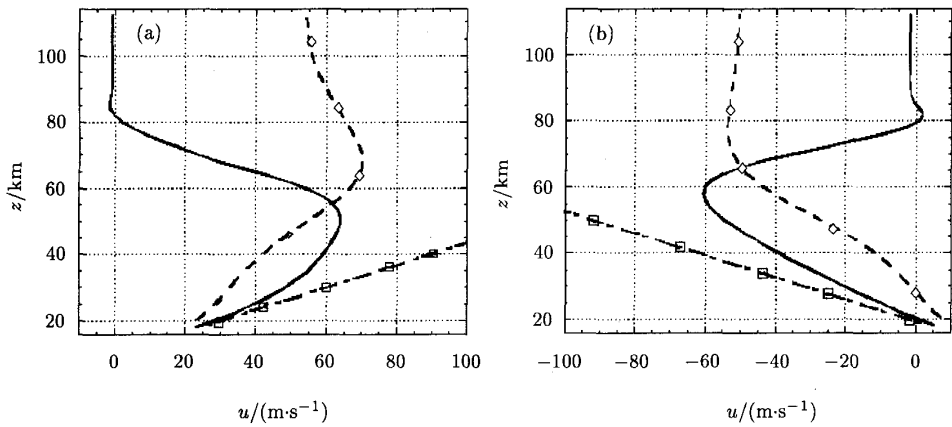


图 1 平均东西风速剖面, (a) 冬季, (b) 夏季
(——表示重力波参量化, —◇—表示瑞利摩擦, —□—表示辐射平衡)

Fig.1 Profiles of zonal mean zonal winds for (a) winter and (b) summer

(Solid line indicates gravity wave parameterization, and dashed line plus ◇ indicates Rayleigh friction, and dash-dotted line plus □ indicates radiation balance)

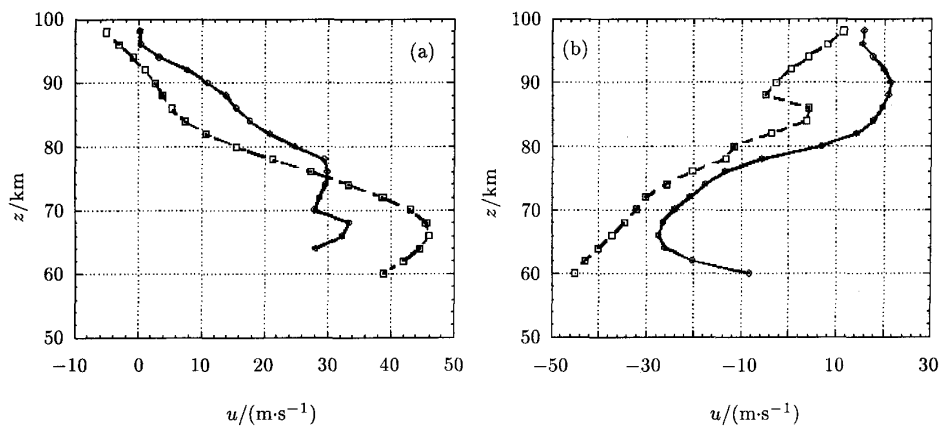


图 2 2001 年 2 月 (a) 和 1997 年 7 月 (b) 的月平均东西风速剖面
(实线表示中频雷达结果, 虚线表示 HWM93 模式结果)

Fig.2 Profiles of mean zonal winds (a) in Feb., 2001 and (b) in July, 1997

Solid line indicates MF radar observations and dashed line indicates HWM93 model

图 1 中, 在考虑了重力波的作用下, 平均东西风速都大大地偏离辐射平衡平均东西风速. 线性饱和参量化的结果比较接近于雷达观测风场剖面 and 模式的剖面. 例如, 在冬季, 在平流层上部有一个西风急流带, 在中间层逐渐减小, 在中间层上部和低热层, 纬向风甚至反向成东风; 在夏季, 在中间层上部, 东风急流迅速减小, 在中层顶或低热层风速很小, 甚至可出现西风. 由于本文采用模式开展定性研究, 并不苛求完全重复观测剖面或模式剖面.

瑞利摩擦参量化的平均东西风速在 60 km 以上的中间层和低热层与真实风场差别较大, 不能出现东西风速反转现象, 说明瑞利摩擦参量化不能较好地重力波进行参量化. 当然, 在大气模式中引入瑞利摩擦, 可以在上边界产生海绵层, 使得上边界在计算过程中更加稳定.

图 3 给出了得到图 1 结果的大气重力波因破碎施加在平均东西风速上的作用力. 从图 3 发现, 大气重力波作用力产生的加速度在冬季达 $80 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{d}^{-1}$, 在夏季达 $140 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{d}^{-1}$, 分别对平均东西风速产生一个向西和向东的加速度. 正是这种作用力, 平衡 Coriolis 扭力, 使得中间层和低热层大气西风减小甚至反转. 在平流层顶以下, 重力波的作用力很小, 平均东西风速与辐射平衡东西风速的偏离也较大. 这种偏离主要是由大气垂直运动导致加热或冷却来维持的. 在这里南北向环流非常小, 不需要 Coriolis 扭力平衡.

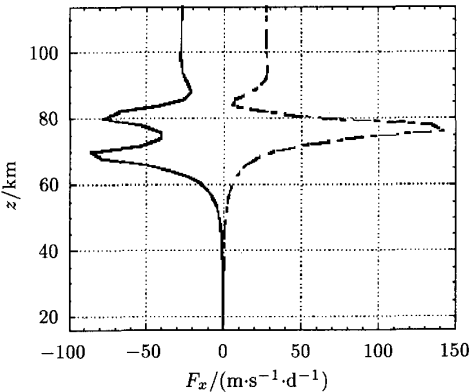


图 3 重力波破碎产生的东西向作用力
(实线表示冬季, 虚线表示夏季)
Fig.3 Zonal forcing due to gravity waves breaking
Solid line indicates winter and dashed line indicates summer

图 4 为扩散系数剖面, 包含湍流扩散系数和低热层的分子扩散系数. 湍流扩散系数达

$$D = 120 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}.$$

图 3 和图 4 中冬季剖面在 70 km 和 80 km 处的峰值分别对应于相速度 $c = 0$ 和 $c = -20 \text{ m/s}$ 的重力波的破碎高度, 夏季剖面在 76 km 处的峰值对应于 $c = -20 \text{ m/s}$ 的重力波的破碎高度.

重力波在实际大气中传播时将受到其他如湍流、粘滞或波波非线性相互作用过程的影响而产生损耗, 同时重力波活动会受到潮汐波和行星波的调制. 以上计算没有考虑这些因素. 但计算结果表明, 在中层顶区域重力波破碎产生的对东西风速的作用力和湍流扩散对平均风的影响, 可以平衡 Coriolis 力的影响, 使得平均东西风速大大偏离辐射平衡平均东西风速. 这些结果与雷达观测结果大致一致, 说明重力波线性饱和理论对重力波与平均风的相互作用的描述, 可以定性地解释实际中间层和低热层的环流结构, 重力波在中间层和低热层的饱和和破碎对其环流起着重要的作用.

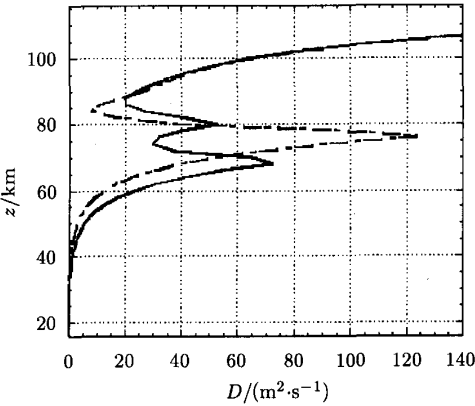


图 4 总扩散系数剖面 (湍流扩散 + 分子扩散)
(实线表示冬季, 虚线表示夏季)
Fig.4 Profiles of total diffusion coefficients
Solid line indicates winter and dashed line indicates summer

7 结论

本文通过 β 通道准地转近似的基本流-大气重力波相互作用模式, 采用重力波线性饱和理论参量化, 研究了大气重力波对中间层和低热层大气环流的影响. 对冬季和夏季的计算结果表明, 大气重力

波可以为中层顶区域提供足够大的作用力和湍流扩散, 平衡 Coriolis 扭力对平均东西风速的作用, 使中层顶区域的平均东西风速大大地偏离辐射平衡西风, 甚至可以使东西风速反转. 这些结果与中频雷达观测以及模式的平均东西风速剖面是一致的.

目前还不完全了解全球大气各圈层重力波活动的谱特征. 所幸的是, 目前大气 GPS 掩星探测技术将提供全球的自地面到 60 km 高度的大气参量的探测, 为我们了解全球对流层和平流层的重力波活动提供了一种手段, 使我们有可能对全球重力波进行精确的参量化, 从而准确地预报中高层大气、尤其是中层顶区域的环流.

参考文献

- [1] Andrews D G, Holton J R, Leovy C B. Middle Atmosphere Dynamics. London: Academic Press, Inc. 1987
- [2] Fritts D C, R A Vincent. Mesospheric momentum flux studies at adelaide, australia: observations and a gravity wave-tidal interactions model. *J. Atmos. Sci.*, 1987, 44:605—619
- [3] Lindzen R S. Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown. *J. Geophys. Res.*, 1981, 86:9707—9714
- [4] Holton J R. The role of gravity wave induced drag and diffusion in the momentum budget of the mesosphere. *J. Atmos. Sci.*, 1982, 39:791—799
- [5] Matsuno T. A quasi one-dimensional model of the middle atmosphere circulation interacting with internal gravity waves. *J. Meteor. Soc. Japan*, 1982, 60:215—226
- [6] Hines C O. Doppler-spread parameterization of gravity wave momentum deposition in the middle atmosphere. Part 1: Basic Formulation. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1997, 59(4):371—386
- [7] Fritts D C, W Lu. Spectral estimates of gravity wave energy and momentum fluxes, II, Parameterization of wave forcing and variability. *J. Atmos. Sci.*, 1993, 50:3695—3713
- [8] Xu Xiong, Zhang Xunxie, Huang Xinyu. Bifurcation properties of a vacillation model of stratosphere. *Chin. J. Geophys.*, 1995, 38(2):177—188. in Chinese (胡雄, 张训械, 黄信榆. 平流层波动模型的分岔特性. 地球物理学报, 1995, 38(2):177—188)
- [9] Holton J R. The dynamic meteorology of the stratosphere and mesosphere. *Meteor. Monogr.*, Amer. Meteor. Soc., 1975, 1—218
- [10] Miyahara S, Forbes J M. Interactions between diurnal tides and gravity waves in the lower thermosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1994, 56:1365—1373
- [11] Li Fengqin, Hu Xiong, Zhang Dongya, Zeng Zhen *et al.* Wuhan middle atmospheric MF radar and its preliminary observations. *Chin. J. Space Sci.*, 2002, 22(1):65—71. in Chinese (李凤琴, 胡雄, 张冬娅, 曾桢等. 武汉中层大气中频雷达及其初步探测结果. 空间科学学报, 2002, 22(1):65—71)
- [12] Igarashi K, Nishimuda I, Murayama Y *et al.* Comparison of wind measurements between Yamagawa MF radar and the MU radar. *Geophys. Res. Lett.*, 1996, 23:3341—3344
- [13] Hedin A E. Extension of the MSIS Thermosphere Model into the Middle and Lower Atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 1991, 96:1159