

# 湍流和分子扩散对大气重力波翻转时间影响的模拟研究

刘晓, 马民

(河南师范大学 数学与信息科学学院, 河南 新乡 453007)

**摘要:**重力波翻转意味着对流不稳定并伴随有非线性的波流相互作用,这是重力波改变背景大气结构的重要途径之一.利用自主建立的模拟重力波非线性传播过程的二维数值模式,研究了重力波的翻转时间(重力波发生对流不稳定时的持续时间)对湍流和分子扩散的依赖关系.模拟结果表明,翻转时间随着湍流扩散系数的增加而减小.通过与三维数值模式模拟的重力波翻转时间进行比较,适当调整湍流扩散系数,使得从二维模式得到的翻转时间与从三维模型得到的翻转时间具有可比性,从而得到湍流扩散系数的最优值.分子扩散从低热层开始,以指数形式增大,从而能够有效地耗散掉小尺度波动并使得重力波能够更快地恢复到稳定状态.

**关键词:**数值模拟;重力波;翻转;湍流扩散;分子扩散

**中图分类号:**P351;O246

**文献标志码:**A

科学计算,尤其是大规模的数值模拟是研究和预报空间天气的重要手段之一.影响空间天气因素较多,相对核心的因素是来自于太阳爆发的能量、动量和物质的输入,以及来自于地面天气和地质事件对上层空间大气的影响.本文专注于研究低层大气波动的上传过程及其演化规律.此外,本系列报道也通过数值模拟的手段研究了太阳活动,尤其是高能粒子事件等对空间天气的影<sup>[1-3]</sup>.

大气重力波是层结大气中的空气微团受到扰动之后,在浮力和重力的共同作用下而在平衡位置附近发生振荡并产生的波动.地形、对流、风场剪切、射流、剧烈天气事件等均能够产生大气重力波<sup>[4-6]</sup>.由于大气密度随着高度的增加以指数形式衰减,重力波在向上传播的过程中为了保持波动能量守恒,其振幅将随着高度的增加以指数形式增大并在局部区域发生动力不稳定或者对流不稳定.当 Richardson 数( $R_i = N^2 / [u_z^2 + v_z^2]$ )小于 1/4 时发生动力稳定,当  $R_i \leq 0$  时(即  $N^2 \leq 0$ ) 发生对流不稳定.其中  $N^2 = (g/T)(T_z + g/c_p)$  是大气的浮力频率, $g$  是重力加速度, $c_p$  是干空气的定压比热, $T$  是大气温度, $T_z$  是大气温度的垂直梯度, $u$  和  $v$  分别是纬向和经向风速, $u_z$  和  $v_z$  分别是纬向和经向风速的垂直梯度.对于大多数频率的重力波而言,这两种不稳定性对于重力波振幅的限制几乎是相同的<sup>[7]</sup>.

不稳定重力波能够通过非线性的波流相互作用影响背景大气结构<sup>[8-13]</sup>,也能够通过非线性的波一波相互作用将能量从大尺度波动向小尺度波动转移<sup>[5,14-15]</sup>.当这些小尺度波动演化成湍流而将其能量沉积在背景大气之后,会引起局部大气结构发生不稳定.在局部大气从不稳定向稳定状态适应的过程中会释放出体力(body force),这种体力会进一步产生大尺度的次级重力波<sup>[16-17]</sup>.这种大尺度的次级重力波能够再次在大气中传播,发生非线性的波一波和波一流相互作用,从而能够在更大的空间范围内影响大气结构<sup>[18-19]</sup>,甚至影响热层的中性风以及电离层等离子体密度<sup>[20-22]</sup>.

重力波从稳定状态演化到不稳定状态的重要表现是位温( $\theta = T[p_0/p]^{g/c_p}$ ,  $p_0$  是标准气压,常取为 1 000 hPa,  $p$  是大气压强)的垂直梯度( $\theta_z$ ) 逐渐变小,直到  $\theta_z \leq 0$ , 此时重力波的等位温线出现翻转结构<sup>[23]</sup>.重力波翻转是对流不稳定的重要体现.随着重力波翻转的逐渐加剧,重力波将发生破碎并将其动量和能量沉积在背景大气中,从而对中高层大气的风场和温度结构、微量成分的运输和重新分布,以及中高层大气环流

收稿日期:2019-01-02;修回日期:2019-03-08.

基金项目:国家自然科学基金(41874182;41574143);河南省高校科技人才支持计划(17HASTIT010).

作者简介(通信作者):刘晓(1980-),男,河南邓州人,河南师范大学教授,博士,研究方向为计算数学,中高层大气物理学, E-mail: liuxiao@htu.edu.cn.

等方面起着重要作用<sup>[8,23-30]</sup>.

在中间层和低热层区域(80~120 km),湍流扩散和分子扩散对重力波的传播、翻转和破碎以及耗散都至关重要<sup>[31-34]</sup>.目前关于中间层和低热层中的重力波的研究都是基于线性理论,而重力波的翻转和破碎以及这一过程中的波一流相互作用是非线性的.在以往的研究中,研究人员分别利用二维和三维模式模拟了重力波的翻转和破碎过程<sup>[23,26,35-42]</sup>.特别是文献<sup>[36,39,42]</sup>给出了二维和三维模拟结果的异同.相似之处在于在重力波振幅达到最大值之前,二维模式可以模拟与三维模式相同的重力波翻转结构及其对背景流场的影响.在此之后,二维和三维模式的模拟结果出现了不同.三维模式模拟的一个缺点是较大的计算量.二维模式虽然计算量较小,但模拟的翻转时间要比三维模式模拟的翻转时间长.这主要是因为横向湍流引起的混合作用(在二维模型中没有横向)无法在二维模型中解决<sup>[36-38]</sup>.因此,二维模型不能正确地再现波振幅、动量通量传输以及重力波破碎后小尺度结构的生成<sup>[36-37]</sup>.然而,文献<sup>[29]</sup>通过将湍流输运模型引入到二维重力波数值模式中,能够很好地模拟出波流相互作用的一般特征.

在二维模型中使用湍流模型可以对三维混合效果进行参数化.一种经济有效且常用的湍流闭合模型是湍流扩散模型,当局部 Richardson 数  $R_i$  低于临界值时开启湍流扩散模型<sup>[29]</sup>.在本文中,将通过模拟重力波翻转过程,使得翻转时间与之前的三维模型一致,这一准则来确定湍流扩散系数的最优值.文献<sup>[39-40]</sup>的结果表明三维模式中的无量纲翻转时间可以达到重力波周期的 2.5 倍.文献<sup>[42]</sup>的结果表明三维模式中重力波的翻转时间是重力波周期的 2 倍.根据这些模拟结果,在二维模式中引入一个适当选择的(尽管很简单)湍流参数,使得重力波的翻转时间与三维模式的结果一致.

## 1 数值模式和数值实验

本文所用的二维数值模式曾用于模拟重力波在中高层大气中的非线性传播过程.文献<sup>[12]</sup>利用该模式研究了潮汐与重力波之间非线性相互作用以及潮汐振幅的瞬态变化.利用该模式还研究重力波从低层大气向高层大气中的非线性传播以及 Kelvin-Helmholtz billows 的形成<sup>[41]</sup>.随后,在模式中引入代表中间层和低热层区域耗散特性的分子扩散和湍流扩散,模拟研究小振幅重力波动在热层中的传播和动量中量沉积过程<sup>[34]</sup>.

在二维模型中,初始重力波波包的空间形状与文献<sup>[34]</sup>中的相同,它的水平波长和垂直波长分别为 200 km 和 15 km.波包中心位于 45 km 高度处.水平速度扰动的振幅为  $2.5 \text{ ms}^{-1}$ ,这一数值远大于文献<sup>[34]</sup>中的小振幅重力波(振幅为  $1.0 \times 10^{-3} \text{ ms}^{-1}$ ),从而确保当重力波上传到中间层和低热层区域能够发生波翻转和破碎.为了准确刻画重力波的翻转和破碎过程,模式在水平方向和垂直方向上的网格步长分别为 1 km 和 0.5 km.

背景温度剖面从美国海军实验室(Naval Research Laboratory,NRL)开发的经验模式(Mass Spectrometer and Incoherent Scatter Radar Exosphere,MSISE) NRLMSIS-00 中获取<sup>[43]</sup>.本文选取赤道上第 355 天的温度剖面(如图 1 所示).在初始时刻,水平和垂直风场都设置为  $0 \text{ ms}^{-1}$ .

本文通过以下 3 个步骤,研究二维数值模式中重力波破碎对湍流和分子扩散的依赖性.

第 1 步 引入依赖于 Richardson 数的湍流扩散系数,当  $R_i \leq 1/4$  时开启湍流扩散.这里选择不依赖于高度的湍流扩散系数( $\eta$ )是为了简化翻转时间的比较(单位是  $\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$ ),

$$\eta = \begin{cases} 0, & R_i > 0.25, \\ \eta_{\max}, & R_i \leq 0.25. \end{cases} \quad (1)$$

第 2 步 考察湍流扩散系数对重力波翻转时间的影响.这一步中不考虑分子扩散.表 1 为数值实验中不同算例的湍流扩散系数值( $\eta_{\max}$ ),分析研究翻转时间对这些系数的依赖性.然后将翻转时间与文献<sup>[36,39,42]</sup>中的三维模式的结果进行比较,以确定三维混合过程参数化的最佳值.

第 3 步 考察翻转时间对湍流扩散和分子扩散系数的依赖性.这里分子扩散系数( $\nu$ )采用文献<sup>[44]</sup>中的公式(单位是  $\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$ ),

$$\nu(z) = 3.5 \times 10^{-7} T(z)^{0.69} / \rho(z). \quad (2)$$

分子扩散系数的垂直分布如图 1 中的红线所示.

通过第 1 步和第 2 步,可以得到一个最优的湍流扩散系数( $\eta_{\max}$ ),正确地控制重力波的翻转时间与先前的三维模型的结果一致.第 2 步与第 3 步的结果的比较,能够说明分子扩散在重力波翻转中的作用.数值实验及其编号如表 1 所示,其中 Y 和 N 分别表示有和没有分子扩散的情况.

表 1 每个算例的湍流扩散系数和分子扩散系数

Tab.1 Selected eddy diffusion coefficients and molecular diffusion  $\nu$  in each case

算例编号	A1	B1	C1	D1	A2	B2	C2	D2
$\nu/(m^2 s^{-1})$	N	N	N	N	Y	Y	Y	Y
$\eta_{\max}/(m^2 s^{-1})$	100	200	250	300	100	200	250	300

## 2 重力波的翻转时间对湍流和分子扩散的响应

表 1 中算例 A1-D1 (湍流扩散系数逐步增大) 在计算域水平方向的中心位置处的位温剖面随时间的演化如图 2 所示.在这些算例中(A1-D1)没有分子扩散,只有湍流扩散.从图 2 中可以看出,随着湍流扩散系数的增大,翻转幅度减小.在 210 min ~ 240 min 期间,算例 A1 和 B1 在 110 km ~ 130 km 高度范围内出现小尺度结构.随着湍流扩散系数的进一步增大(算例 C1 和 D1),位温场中的小尺度结构消失,翻转现象变得不那么明显.应该注意到,这些来自二维模型的小尺度结构可能在物理上不真实(例如,算例 A1) [39,42].然而在算例 B1 -D1 中,谐波结构可以通过二维模型很好地解决.

算例 A1-D1 在 90 km ~ 130 km 高度范围内的翻转时间(如图 3(a)所示)和重力波周期(如图 3(b)所示).翻转时间定义为某一高度上重力波从发生对流不稳定( $\theta_z = 0$ )开始至重新恢复到稳定状态( $\theta_z > 0$ )之间的时间间隔.这里的重力波周期是对各高度上的水平风场扰动的的时间序列进行离散的傅里叶变换而得到的.重力波周期在垂直方向上的跳跃是由于有限的时间序列长度和采样间隔引起的.从图 3(a)中可以看出,随着湍流扩散的增强,对流不稳定层的翻转时间和垂直范围都在减小.此外,由于模式中使用恒定的湍流扩散系数,

翻转时间在 95 km ~ 125 km 高度范围内也几乎是恒定的.需要注意的是,发生对流不稳定的高度范围的减小也会受到不随高度变化的湍流扩散的影响.这是因为只要某一高度上  $R_i < 1/4$ ,所有的高度上都会开启湍流扩散.由图 3(b)可知,重力波周期虽然对湍流扩散的增加不敏感,但随高度的增加而减小.因此很难将翻转时间与所有高度上的重力波周期比较.这里采用归一化翻转时间,其定义为翻转时间除以重力波周期.归一化翻转时间的剖面图如图 3(c)所示.从图 3(c)中可以看出,A1, B1, C1, D1 的归一化翻转时间的最大值分别为 5.9, 4.4, 3.7, 3.4.在 90 km ~ 125 km (在此高度范围出现最强翻转)以上归一化翻转时间的平均值如表 2 所示,其数值分别为 4.01, 2.75, 2.11, 1.8.由表 2 可知,平均翻转时间随湍流扩散的增强而减小,而重力波周期的平均值随湍流扩散的增强而变化不大.根据文献[36]和[42]中的三维模式的模拟结果,翻转时间可以是重力波周期的 2 倍以上.需要注意的是,在三维模拟中,即使经过重力波周期的 2.5 倍的时间,弱对流不稳定性依然存在(见文献[36]中的图 5).因此,在分子扩散可以忽略的情况下,算例 B1, C1 和 D1 (200, 250, 300) 中的湍流扩散系数对于三维混合是合理的.

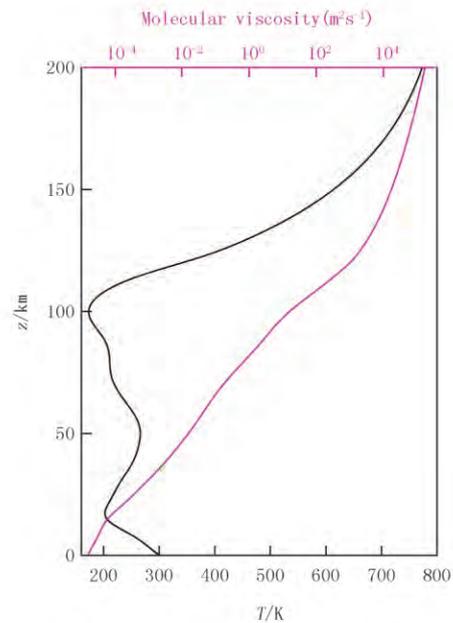


图 1 背景温度(黑线刻度对应于下面的轴)和相应的分子黏性系数(红线刻度对应于上面的轴)

Fig.1 Background temperature(lower x-axis:black line) and the corresponding molecular viscosity(upper x-axis:red line)

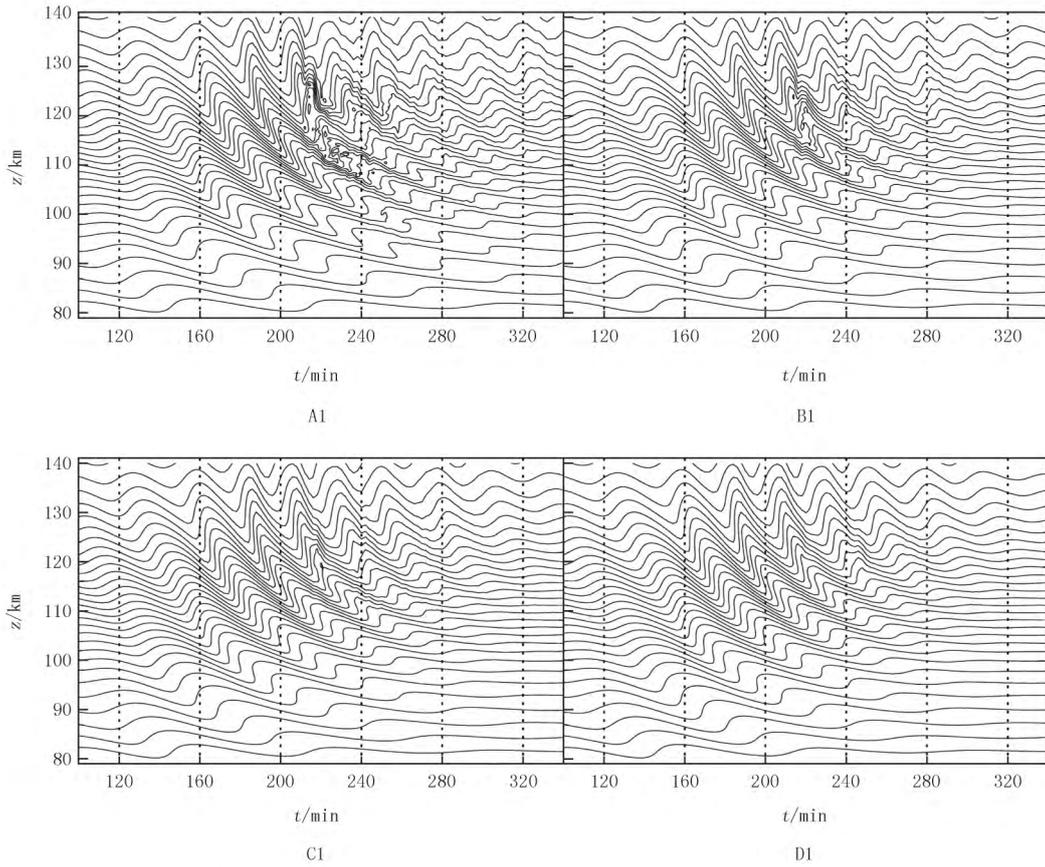


图2 算例 A1-D1 在计算域水平方向的中心位置的位温剖面随时间的演化

Fig.2 Temporal evolutions of potential temperature profiles located at the center of the horizontal computational domain for cases A1-D1

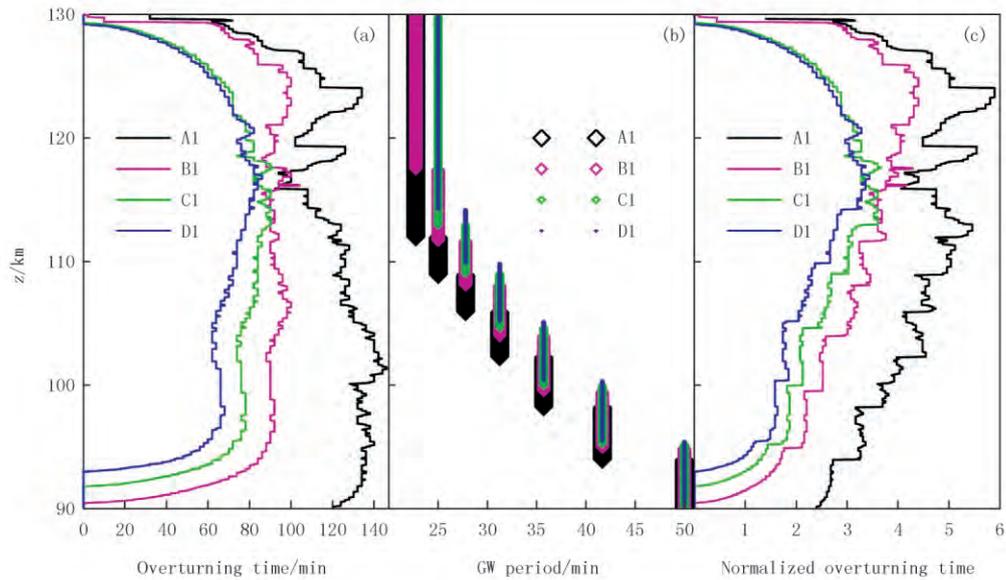


图3 算例 A1-D1 的翻转时间 (a), 重力波周期 (b), 归一化翻转时间 (c) 的垂直剖面

Fig.3 Vertical profiles of (a) overturning time, (b) apparent GW period, and (c) normalized overturning time for cases A1-D1

表 2 每个算例的翻转时间、重力波周期和归一化翻转时间的平均值

Tab.2 Overturning time, GW apparent period, and the normalized overturning time averaged over the layer where overturning occurs for cases A1-D1

算例	A1	B1	C1	D1	A2	B2	C2	D2
翻转时间/min	120.7	86.0	68.5	59.2	91.5	60.2	48.5	39.2
重力波周期/min	30.1	31.3	32.4	32.8	32.1	34.0	34.5	35.0
归一化翻转时间	4.0	2.8	2.1	1.8	2.9	1.8	1.4	1.1

下面,在模式中加入分子扩散,考察分子黏性对重力波翻转时间的影响.图 4 给出了算例 A2-D2 位于计算域水平方向的中心位置的位温剖面随时间的演化情况.比较图 2 和图 4 可以看出,算例 A1 和 B1 的小尺度结构已经被算例 A2 和 B2 中分子黏性耗散掉了.相对于算例 C1 和 D1,算例 C2 和 D2 的翻转幅度减小.

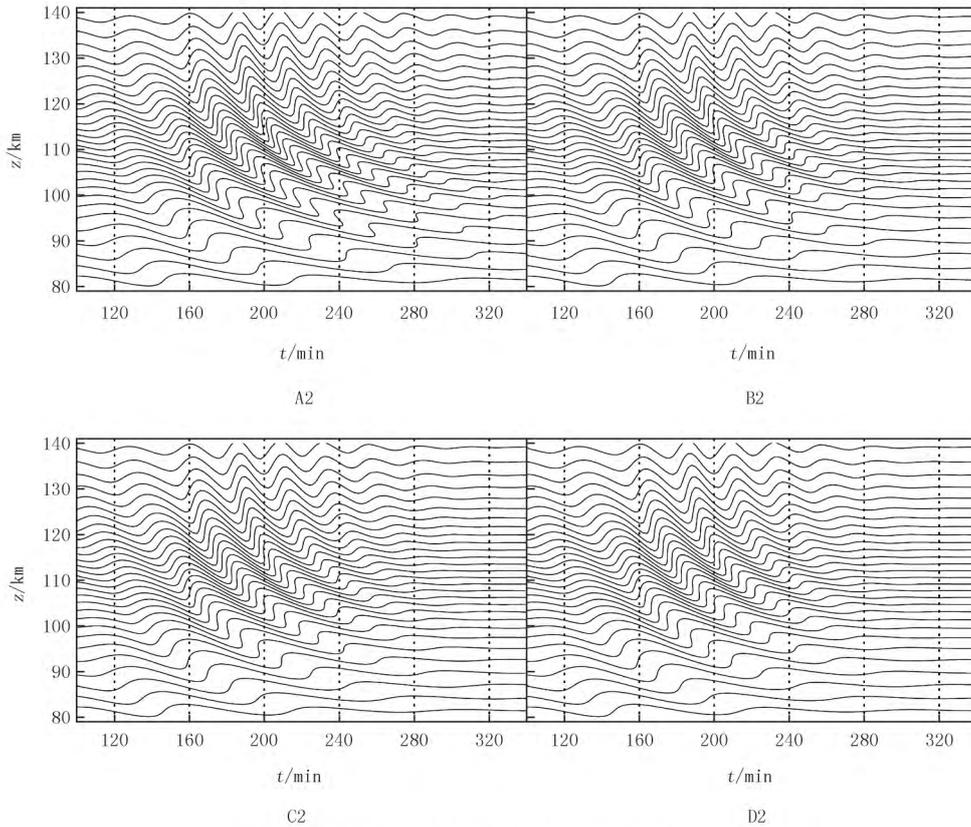


图 4 算例 A2-D2 在计算域水平方向的中心位置的位温剖面随时间的演化

Fig.4 Temporal evolutions of potential temperature profiles located at the center of the horizontal computational domain for cases A2-D2

对于算例 A2-D2,计算了 90 km~125 km 高度范围内的翻转时间、重力波周期和归一化翻转时间(如图 5 所示).从图 5(a)中可以看出,由于分子扩散系数随着高度的增加以指数形式增大,这 4 个算例中的重力波在~122 km 以上均是对流稳定的.此外,翻转时间与在 100 km 以下没有分子扩散的情况类似.而在分子扩散占主导地位的 100 km~120 km 的区域,翻转时间短于没有分子扩散的情况.在 122 km 以上的区域,分子扩散非常大,波动一直处于稳定状态.由图 5(b)可知,分子扩散的增加并不会显著改变重力波的周期,这与湍流扩散的作用是类似的.

由图 5(c)的归一化翻转时间可知,算例 A2,B2,C2 和 D2 的归一化翻转时间的最大值分别为 3.9、2.5、2.0和 1.7.在 90 km~120 km 以上,A2,B2,C2 和 D2 归一化翻转时间的平均值分别为 2.9、1.8、1.4 和 1.1(如表 2 所示).发现算例 A2-D2 翻转时间的平均值与之前文献提出的值一致.

根据文献[36]和[42]中的三维模式的模拟结果,4 个算例中湍流扩散和分子扩散相结合是研究其对重

力波破碎影响的较好的近似方法.

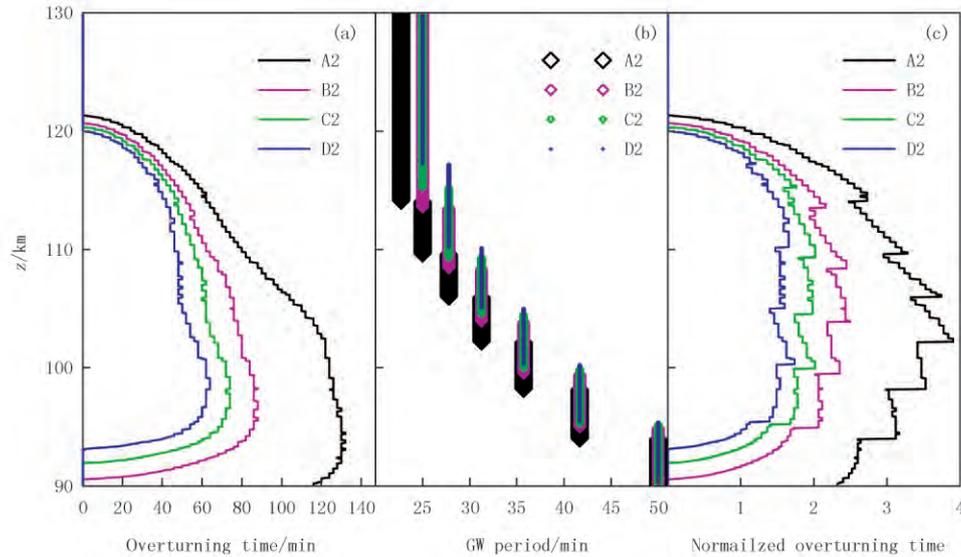


图5 算例 A2-D2 的翻转时间 (a), 重力波周期 (b), 归一化翻转时间 (c) 的垂直剖面  
Fig.5 Vertical profiles of (a) overturning time, (b) apparent GW period, and (c) normalized overturning time for cases A2-D2

### 3 结 论

利用文献[36, 38, 42]中的三维模式模拟的重力波翻转时间作为确定湍流扩散系数的标准. 根据这一标准, 我们通过调整二维模型中的湍流扩散系数, 使二维模型的翻转时间与三维模型中的一致. 在只有湍流扩散的情况下, 随着湍流扩散系数的增加, 对流不稳定层的翻转时间及其垂直范围减小. 此外, 重力波周期随高度的增加而减小, 对湍流扩散系数并不敏感. 利用翻转时间应小于重力波可见周期的 2.5 倍的准则, 对于本文选取的重力波波源, 当湍流扩散系数大于  $200 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  时, 均能较好的对重力波翻转过程进行近似模拟. 在湍流扩散和分子扩散均存在的情况下, 分子扩散的加入能使 110 km 以上的区域内的波动更快地恢复到稳定状态. 在这些情况下, 大于  $100 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  的湍流扩散可以很好地近似三维流场中由于重力波的不稳定性引起的湍流扩散.

由于湍流扩散和分子扩散系数与波动的尺度有关<sup>[32-35]</sup>, 这里得到的合理的湍流扩散系数不是对所有尺度的重力波都适用, 而仅适用于这里研究的重力波. 然而, 在二维非线性数值模式中, 通过与三维模型中大约 2.5 倍波周期的翻转时间比较, 可以得到可靠的湍流扩散系数, 从而可以用计算量较小的二维模式较为真实的模拟重力波的翻转和破碎及其对背景状态的影响.

### 参 考 文 献

- [1] 秦刚, 祁诗阳. 与日冕物质抛射相关的太阳高能粒子事件初始时间的数值模拟研究[J]. 河南师范大学学报(自然科学版), 2019, 47(1): 1-10.
- [2] 祁诗阳, 秦刚. 统计观测模拟对比方法研究太阳高能粒子峰值强度与日冕物质抛射速度和源位置的相关性[J]. 河南师范大学学报(自然科学版), 2019, 47(1): 11-16.
- [3] 孔凡婧, 秦刚. 垂直激波加速中粒子动量变化的数值模拟研究[J]. 河南师范大学学报(自然科学版), 2019, 47(3): 9-14.
- [4] HINES C O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights[J]. Can J Phys, 1960, 38(11): 1441-1481.
- [5] FRITTS D C. Gravity wave saturation in the middle atmosphere: A review of theory and observations[J]. Rev Geophys, 1984, 22(3): 275-308.
- [6] FRITTS D C, ALEXANDER M J. Gravity wave Dynamics and effects in the middle atmosphere[J]. Rev Geophys, 2003, 41(1): 1003.
- [7] DUNKERTON T J. Inertia-gravity waves in the stratosphere[J]. J Atmos Sci, 1984, 41(23): 3396-3404.

- [8] LINDZEN R S. Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown[J]. *J Geophys Res*, 1981, 86(C10): 9797-9714.
- [9] ALEXANDER M J, GELLER M, MCLANDRESS C, et al. Recent developments in gravity-wave effects in climate models and the global distribution of gravity-wave momentum flux from observations and models[J]. *Q J Roy Meteor Soc*, 2010, 136(650): 1103-1124.
- [10] LIU H L. Temperature changes due to gravity wave saturation[J]. *J Geophys Res*, 2000, 105(D10): 12329-12336.
- [11] LIU H L. Variability and predictability of the space environment as related to lower atmosphere forcing[J]. *Space Weather*, 2016, 14(9): 634-658.
- [12] LIU X, XU J, LIU H L, et al. Nonlinear interactions between gravity waves with different wavelengths and diurnal tide[J]. *J Geophys Res*, 2008, 113(D8): D08112.
- [13] LIU X, XU J, YUE J, et al. Large winds and wind shears caused by the nonlinear interactions between gravity waves and tidal backgrounds in the mesosphere and lower thermosphere[J]. *J Geophys Res Space Physics*, 2014, 119(9): 7698-7708.
- [14] BACMEISGER J T, SCHOEBERL M R. Breakdown of vertically propagating two-dimensional gravity waves forced by orography[J]. *J Atmos Sci*, 1989, 46(14): 2109-2134.
- [15] SATOMURA T, SATO K. Secondary generation of gravity waves associated with the breaking of mountain waves[J]. *J Atmos Sci*, 1999, 56(22): 3847-3858.
- [16] VADAS S L, FRITTS D C. The importance of spatial variability in the generation of secondary gravity waves from local body forces[J]. *Geophys Res Lett*, 2002, 29(20): 45-1-45-4.
- [17] VADAS S L, FRITTS D C, ALEXANDER M J. Mechanism for the generation of secondary waves in wave breaking regions[J]. *J Atmos Sci*, 2003, 60(1): 194-214.
- [18] WATANABE S, MIYAHARA S. Quantification of the gravity wave forcing of the migrating diurnal tide in gravity wave-resolving general circulation model[J]. *J Geophys Res*, 2009, 114(D7): D07110.
- [19] BECKER E, VADAS S L. Secondary gravity waves in the winter mesosphere: Results from a high-resolution global circulation model[J]. *J Geophys Res Atmos*, 2018, 123(5): 2605-2627.
- [20] LIU H L, VADAS S L. Large-scale ionospheric disturbances due to the dissipation of convectively-generated gravity waves over Brazil[J]. *J Geophys Res*, 2013, 118(5): 2419-2427.
- [21] VADAS S L, LIU H L. Generation of large-scale gravity waves and neutral winds in the thermosphere from the dissipation of convectively generated gravity waves[J]. *J Geophys Res*, 2009, 114(A10): A10310.
- [22] VADAS S L, LIU H L. Numerical modeling of the large-scale neutral and plasma responses to the body forces created by the dissipation of gravity waves from 6 h of deep convection in Brazil[J]. *J Geophys Res*, 2013, 118(5): 2593-2617.
- [23] WALTERSCHEID R L, SCHUBERT G. Nonlinear evolution of an upward propagation gravity wave: Overturning, convection, transience and turbulence[J]. *J Atmos Sci*, 1990, 47(1): 101-125.
- [24] HOLTON J R. The role of gravity wave induced drag and diffusion in the momentum budget of the mesosphere[J]. *J Atmos Sci*, 1982, 39(4): 791-799.
- [25] GARCIA R R, SOLOMON S. The effect of breaking gravity waves on the dynamics and chemical composition of the mesosphere and lower thermosphere[J]. *J Geophys Res*, 1985, 90(D2): 3850-3868.
- [26] LIU H L, HAYS P B, ROBLE R G. A numerical study of gravity wave breaking and impacts on turbulence and mean state[J]. *J Atmos Sci*, 1999, 56(13): 2152-2177.
- [27] XU J, SMITH A K, COLLINS R L, et al. Signature of an overturning gravity wave in the mesospheric sodium layer: Comparison of a nonlinear photochemical-dynamical model and lidar observations[J]. *J Geophys Res*, 2006, 111(D117): D17301.
- [28] SNIVELY J B, PASKO V P, TAYLOR M J, et al. Doppler ducting of short-period gravity waves by midlatitude tidal wind structure[J]. *J Geophys Res*, 2007, 112(A03): A03304.
- [29] YIGIT E, MEDVEDEV A S. Interval wave coupling process in Earth's atmosphere[J]. *Adv Space Res*, 2015, 55(4): 983-1003.
- [30] LIU H L, BARDEEN C G, FOSTER B T, et al. Development and validation of the Whole Atmosphere Community Climate Model with thermosphere and ionosphere extension (WACCM-X 2.0)[J]. *J Adv Modeling Earth Sys*, 2018, 10(1): 381-402.
- [31] RICHMOND A D. Gravity wave generation, propagation, and dissipation in the thermosphere[J]. *J Geophys Res*, 1978, 83(A9): 4131-4145.
- [32] VADAS S L, FRITTS D C. Thermospheric responses to gravity waves: Influences of increasing viscosity and thermal diffusivity[J]. *J Geophys Res*, 2005, 110(D15): D15103.
- [33] WALTERSCHEID R L, HICKEY M P. Group velocity and energy flux in the thermosphere: Limits on the validity of group velocity in a viscous atmosphere[J]. *J Geophys Res*, 2011, 116(D12): D12101.
- [34] LIU X, XU J, YUE J, et al. Numerical modeling study of the momentum deposition of small amplitude gravity waves in the thermosphere[J]. *Ann Geophys*, 2013, 31(1): 1-14.
- [35] FRITTS D C, DUNKERTON T J. A quasi-linear study of gravity-wave saturation and self-acceleration[J]. *J Atmos Sci*, 1984, 41(22):

3272-3289.

- [36] ANDREASEN  $\phi$ , WASBERG C E, FRITTS D C, et al. Gravity wave breaking in two and three dimensions. 1: Model description and comparison of two-dimensional evolutions[J]. *J Geophys Res*, 1994, 99(D4): 8095-8108.
- [37] FRITTS D C, ISLER J R, ANDREASEN  $\phi$ . Gravity wave breaking in two and three dimensions. 2, Threedimensional evolution and instability structure[J]. *J Geophys Res*, 1994, 99(D4): 8109-8123.
- [38] FRITTS D C, PALMER T L, ANDREASEN  $\phi$ , et al. Evolution and breakdown of Kelvin-Helmholtz billows in stratified compressible flows. I. Comparison of two- and three-dimensional flows[J]. *J Atmos Sci*, 1996, 53(22): 3173-3191.
- [39] FRITTS D C, WANG L, WERNE J, et al. Gravity wave instability dynamics at high Reynolds numbers. 1: Wave field evolution at large amplitudes and high frequencies[J]. *J Atmos Sci*, 2009, 66(5): 1126-1148.
- [40] FRITTS D C, WANG L, WERNE J, et al. Gravity wave instability dynamics at high Reynolds numbers. 2. Turbulence evolution, structure, and anisotropy[J]. *J Atmos Sci*, 2009, 66(5): 1149-1171.
- [41] LIU X, XU J, GAO H, et al. Kelvin-Helmholtz billows and their effects on mean state during gravity wave propagation[J]. *Ann Geophys*, 2009, 27(7): 2789-2798.
- [42] LUND T S, FRITTS D C. Numerical simulation of gravity wave breaking in the lower thermosphere[J]. *J Geophys Res*, 2012, 117(D21): D21105.
- [43] PICONE J M, HEDIN A E, DROB D P, et al. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues[J]. *J Geophys Res*, 2002, 107(A12): 1468.
- [44] BANKS P M, KOCKATS G. *Aeronomy, Part B*[M]. New York: Elsevier, 1973.

## Simulation study on the overturning time of atmospheric gravity wave to the eddy and molecular diffusion

Liu Xiao, Ma Min

(School of Mathematics and Information Science, Henan Normal University, Xinxiang 453007, China)

**Abstract:** We studied the dependence of gravity waves (GWs) overturning and breaking on the eddy and molecular diffusions in a two dimensional (2D) fully nonlinear numerical model. Our numerical experiments show that the GW overturning time (defined as the time interval during which GW is convectively unstable) decreases with increasing eddy diffusion coefficient. By comparing to GWs overturning time simulated in previous 3D models, we obtain an optimal value of eddy diffusion coefficient that parameterizes the 3D breaking process, so that the overturning time from the 2D model is comparable to that from 3D models. The inclusion of molecular diffusion effectively dissipates small-scale structures during wave breaking and restores stability more quickly in the region above 110 km, where molecular diffusion becomes significant.

**Keywords:** numerical simulation; gravity wave; overturning; eddy diffusion; molecular diffusion

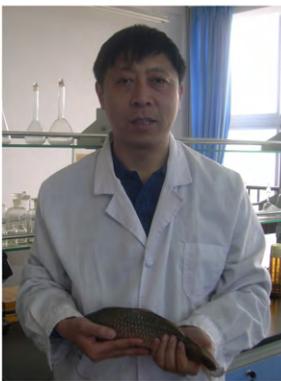
[责任编辑 陈留院 赵晓华]

## 本期专家介绍



刘晓,河南师范大学教授,博士,校二级特聘教授.2007年毕业于中国科学院大学,获得博士学位.2009—2012年在中国科学院国家空间科学中心从事博士后研究.2007年至今在河南师范大学数学与信息科学学院任教.主要研究方向为高性能计算和中高层大气物理学.自主建立了模拟大气重力波非线性传播过程及其效应的并行数值模式.利用自主建立的数值模式和科学探测数据开展了大气重力波、潮汐波、行星波的演化规律及其与大气环境之间相互作用的研究,尤其是最近发现了低热层大气对地磁活动的响应特征,其结果发表在国际顶级期刊 *Geophys Res Lett* 上,主持国家自然科学基金4项,在国际顶级期刊 *J Geophys Res* 和 *Geophys Res Lett* 发表论文10余篇.

刘山虎,河南大学化学化工学院副教授,博士,博士生导师,河南省环境污染控制材料国际联合实验室副主任.2010年于南京大学获博士学位并于同年加入河南大学,2011年—2015年赴日留学,师从著名光电化学科学家藤嶋昭教授(Prof. Akira Fujishima).主持完成国家自然科学基金、JSPS 科研奖励基金以及企业横向基金等项目,作为主要成员参与完成重大国际(地区)合作研究基金、日本文部省基础研究重大项目基金、信越工业株式会社横向基金等项目.主要研究方向为光电催化材料及自清洁界面的设计及应用.获中国发明专利授权5件,撰写英文专著一章(Elsevier 出版社),在 *Nanoscale*, *Chem Comm*, *J Power Sources*, *Chem Eur J* 等杂志发表论文40余篇,H指数26,获河南省科技进步奖、开封市自然科学奖等奖励5项.



李学军,河南师范大学水产学院副院长,教授,博士,硕士研究生导师,毕业于上海海洋大学.为河南省科技创新杰出青年基金获得者,河南省教育厅学术技术带头人,河南省水产学会副理事长,河南省自然保护区评审委员,中国水产学会淡水养殖分会委员.主持国家自然科学基金等课题20余项,出版专著9部,发表研究论文50余篇,获得河南省科技进步三等奖2项,河南省教育厅科技成果一等奖2项.长期从事水产动物种质资源保护及遗传育种的教学、科研和社会服务工作.在世界上首次成功完成了萨罗罗非鱼和尼罗罗非鱼的人工正、反杂交;完成了淇河鲫种质资源天然生态库建设,培育了淇河鲫养殖新品系,并进行了大面积推广.