

徐良韬, 林文实, 张义军. 小振幅背风波的非线性特征及水汽敏感性试验. 应用气象学报, 2011, 22(5): 597-603.

# 小振幅背风波的非线性特征及水汽敏感性试验

徐良韬<sup>1)2)</sup>\* 林文实<sup>1)</sup> 张义军<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>(中山大学大气科学系, 广州 510275)

<sup>2)</sup>(中国气象科学研究院雷电物理与防护工程实验室, 北京 100081)

## 摘 要

从 Scorer 的背风波发生理论条件出发, 首先考虑 3 层均匀干空气, 利用 WRF 模式模拟出干空气条件下的小振幅拦截背风波波动, 波动主要发生在 2~5 km 的高度范围, 波长为 8 km 左右, 这与之前的观测和模拟结果相一致。分析表明: 形成平稳背风波过程中, 存在能量波包向下游传播的性质, 各位置振动的强度会发生周期性的增强和衰减。引入水汽进行的敏感性试验表明: 随着水汽增多, 背风波的波长会增加, 且波动传播中所能达到的最大垂直速度有变小趋势。

**关键词:** 背风波; WRF 模式; 非线性; 水汽; 数值模拟

## 引 言

山地对于气流影响是多样的, 迎风坡会有动力抬升作用, 背风坡会有下坡风以及尾流区环流。同时, 越山气流由于地形障碍和大气本身的性质而被激发出中尺度波动, 一类发生在山脉上空, 称之为地形波, 这是由于稳定的层结气流过山后, 会形成一种上游气压高、背风区气压低的气压分布型, 这样的不均匀气压型, 表征了山脉阻碍作用的存在, 还会伴随垂直方向传播的惯性重力波<sup>[1]</sup>。稳定的层流越过山脊后, 还可以产生一种重力内波, 它随高度变化迅速, 能量分布被限定在山脊下游的波管中, 这样的波动被称为拦截背风波<sup>[2]</sup>。

在山的背风坡常常可以观测到云带, 两个云带之间为晴天, 风虽然很强, 但是云并不被吹走, 或者被吹走后又在同一地点复生。这就说明气流上升或下降是有固定地区的, 气流在一定地点上升, 在一定地点下降, 形成波状运动<sup>[3]</sup>。

1949 年 Forchttgott<sup>[4]</sup> 曾将越山气流总结为 4 种基本型, 认为当风速达到一定强度并随高度增加, 则下游会有背风波发展。Starr 等<sup>[5]</sup> 发现 5~7 km 高

度之间背风波波长大约为 16 km, 一般情况下, 2~5 km 高度之间波长为 8~10 km。Corby<sup>[6]</sup> 总结认为波长与波动发生层中的平均风速有很好的正相关性。Colson<sup>[7]</sup> 在其气候学的研究中强调了静力稳定性和风速对于背风波的影响。观测表明, 发生背风波的一个基本条件是空气受山脉扰动的层次中应该是稳定的, 而且在强风和强垂直切变条件下有利于波动发展。

小振幅背风波的线性理论研究比较有影响的是 Queney<sup>[8]</sup> 和 Scorer<sup>[9]</sup>, 叶笃正<sup>[3]</sup> 分析了他们的矛盾, 并指出了背风波产生的两种机制。Scorer 的工作则更多地得到人们认可: 研究了一个由谐波状山脊组成的地面上空气流, 并给出了 Scorer 参数, 将风速和稳定度的条件综合到一起。

较早的研究者<sup>[10-11]</sup> 利用简化的两层大气研究地形引起的波动, 桑建国<sup>[12-13]</sup> 曾研究三维大气中 Scorer 参数两层情况下的背风波, 刘辉志等<sup>[14]</sup> 利用水槽模拟了两层大气中山脊引起的背风波。实际大气中边界层附近往往稳定性较弱, 所以后来许多研究者都使用 3 层模式<sup>[15-18]</sup>。关于背风波三维结构的研究, Sharman 等<sup>[19]</sup> 进行了比较详细的论述。

随着数值方法的发展, 研究波长数十至数百公

2011-01-18 收到, 2011-05-03 收到再改稿。

资助项目: 国家重点基础研究发展规划项目(2010CB428504), 国家自然科学基金项目(41030960, 41005006)

\* E-mail: xult@cams.cma.gov.cn

里波动的非线性理论又有较大进展<sup>[20]</sup>, 陆汉城等<sup>[21]</sup>还曾在飚线过程中研究了这类大振幅波动的特征。现行的小振幅理论并不适用于大振幅的波动<sup>[22]</sup>, 非线性理论同 Sawyer<sup>[23-24]</sup>的常定状态方程求数值解相反, 他们的工作是对一个随时间变化的方程数值积分到常定状态。Nance 等<sup>[2]</sup>使用随时间发生改变的背景流进行了模拟, 同时将非线性拦截背风波动的特性分为 3 种基本型。

线性的小振幅背风波动理论都是使背景流不依赖于时间, 认为整个波动在很短的时间内迅速达到平稳<sup>[25]</sup>, 然而即使不考虑背景流随时间的变化, 小振幅背风波向下游传播也需要一段时间才能形成稳定波动, 这个过程中会表现出一定的非线性特征, 同时缺少水汽含量的多少对背风波动影响的研究。本文利用 WRF 中尺度模式进行理想的模拟试验, 在文中对于小振幅背风波动的非线性特征及水汽所起作用进行了探讨。

## 1 数值试验

### 1.1 无水汽条件下背风波动的模拟

Scorer 参数<sup>[9]</sup>定义见式(1):

$$L^2 = \frac{g\beta}{U^2} - \frac{1}{U} \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \quad (1)$$

式(1)中,  $L^2$  为 Scorer 参数,  $\beta$  是大气静力稳定度,  $U$  为水平的风速,  $g$  为重力加速度,  $z$  为高度。

本文利用二维 3 层模式来模拟背风波动, 从下到上 3 层的 Scorer 数参照 Macquarie 岛上实际观测的个例<sup>[26]</sup> 取为  $L_1^2=0.1 \text{ km}^{-2}$ ,  $L_2^2=1.2 \text{ km}^{-2}$ ,  $L_3^2=0.3 \text{ km}^{-2}$  (图 1), 第 1 层、第 2 层的厚度定为 2 km, 3 层中的水平风速为垂直方向均匀分布,  $U=10 \text{ m/s}$ 。

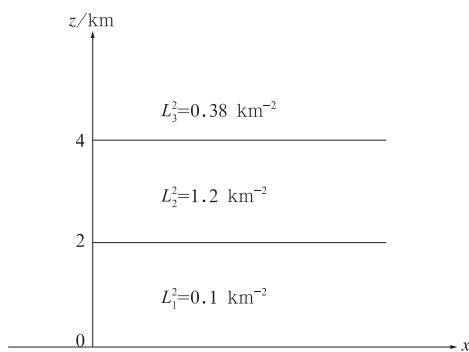


图 1 3 层模式中 Scorer 参数分布

Fig. 1 Distribution of Scorer parameters in three-layer model

上述的层结满足 Scorer<sup>[9]</sup>所提出的产生背风波

动的条件:

$$L_L^2 - L_U^2 > \frac{\pi^2}{4b^2} \quad (2)$$

式(2)中,  $L_L^2, L_U^2$  分别为为低层和高层的 Scorer 参数, 所选个例中即为  $L_2^2$  和  $L_3^2$ ,  $b$  为低层空气的厚度, 在 3 层模式中即为第 2 层的厚度。由式(1)可以求出 3 层空气的 Brunt-Vaisala (浮力) 频率:  $N_1^2 = 10^{-5} \text{ s}^{-2}$ ,  $N_2^2 = 1.2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ ,  $N_3^2 = 3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-2}$ , 在确定  $N_i^2$  ( $i$  随着高度的变化取 1, 2, 3) 的情况下, 可以反算出位温  $\bar{\theta}$  随高度的变化<sup>[27]</sup>:

$$\bar{\theta}(z) = \bar{\theta}_0 e^{N_i^2 z/g} \quad (3)$$

取 0 m (1000 hPa) 处的位温  $\bar{\theta}_0$  为 300 K, 于是可以得到适合于模式输入的探空曲线资料。对于初始位温的选择, 经过实际数值试验发现, 本研究对初始位温具有不敏感性, 所以此处初始位温的选择对模拟结果的影响很小。

本研究中地形条件使用二维的理想化钟型山脉:

$$h(x) = \frac{h_m}{(x - x_0/a)^2 + 1} \quad (4)$$

式(4)中,  $h_m$  为山脉高, 即山脊所在的高度, 单位: m;  $x$  为各个位置到左边界的距离, 单位: km;  $x_0$  为山脊所在的位置。  $a$  为山脉半幅宽, 单位: km。 Corby<sup>[15]</sup>指出, 当  $a=k^{-1}$  时, 山脉影响达到最大。  $k$  为气流的波数。臧增亮等<sup>[27-28]</sup>给出了 3 层模式中计算波数的超越方程:

$$\cot(\gamma_2 b) + \frac{(\mu_1 \mu_3 / \gamma_2) - \gamma_2 \text{th}(\mu_1 b)}{\mu_1 + \mu_3 \text{th}(\mu_1 b)} = 0 \quad (5)$$

式(5)中,  $\gamma_2 = \sqrt{L_2^2 - k^2}$ ,  $\mu_1 = \sqrt{k^2 - L_1^2}$ ,  $\mu_3 = \sqrt{k^2 - L_3^2}$ ,  $L_1^2 = 0.1 \text{ km}^{-2}$ ,  $L_2^2 = 1.2 \text{ km}^{-2}$ ,  $L_3^2 = 0.3 \text{ km}^{-2}$ ,  $b=2 \text{ km}$ , 物理意义同式(2)。可以求得该超越方程的数值解,  $k \approx 0.6818$ , 为了得到较明显的背风波动, 取  $a=1.5 \text{ km}$ , 山脊高度取为 500 m。

模拟使用 hill2d\_x 理想试验, 为二维网格架构, 模拟区域取水平 100 km, 取为 250 m 的均匀网格, 垂直高度为 10 km, 共 41 层, 模拟时间步长 1 s, 共模拟 2 h, 每 10 min 有 1 次结果输出。山脊位置放在模拟区域左边四分之一处 (25 km)。由于初始资料中并未加入水汽, 所以不需要选择微物理方案, 同时选用开放的侧边界条件和递减方式的海绵吸收上边界。

### 1.2 水汽条件下背风波动的模拟

在模拟出背风波动的基础上, 所有条件不变, 只是引入水汽和微物理方案, 研究水汽条件对背风波

动会产生影响。微物理过程采用 Purdue Lin<sup>[29]</sup> 方案,由于分辨率较高,已经可以解析到对流的发生,所以不采用积云参数化方案。为了较精确地控制引入水汽量,需要求出各个高度上的饱和水汽混合比,已知各个高度上的位温以及初始位置(0 m 高度)的气压,可以通过下面的方法来引入水汽。

所谓位温,就是将空气块按干绝热过程移至标准气压(1000 hPa)时气块所具有的温度,由此可以得到

$$\bar{\theta} = T + \gamma_d \cdot \Delta z / 100. \quad (6)$$

式(6)中, $T$ 为某高度的温度,单位:K; $\bar{\theta}$ 为该高度的位温,单位:K; $\Delta z$ 为该高度与 1000 hPa 位置的高度差,单位:m; $\gamma_d$ 为空气的干绝热垂直递减率。而位温的定义式为

$$\bar{\theta} = T \left( \frac{1000}{p} \right)^{R_d / C_{pd}}. \quad (7)$$

式(7)中, $R_d$ 之值为  $287 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ; $p$ 为气压,单位:hPa, $C_{pd}$ 之值为  $1004 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$ , $\gamma_d = 0.977 \text{ K}/100 \text{ m}$ 。 $\bar{\theta}$ , $\Delta z$ , $\gamma_d$ 已知,则可通过式(6)得出温度  $T$ ,然后由式(6),(7)推算各个高度的气压:

$$P = 1000 / \left( \frac{\bar{\theta}}{\bar{\theta} - \gamma_d \cdot \Delta z / 100} \right)^{C_{pd} / R_d}. \quad (8)$$

估算出温度和气压之后,可以利用 Tetens 经验公式计算水面饱和水汽压  $e_s$  和冰面饱和水汽压  $e_{si}$ ,资料中温度为  $0^\circ\text{C}$  的高度在 3300 m 处,温度低于  $0^\circ\text{C}$  时采用冰面的饱和水汽压来计算。计算出饱和水汽压之后根据式(9)得到

$$r_s = \frac{\epsilon e_s(T)}{P - e_s(T)}. \quad (9)$$

即可得到模式初始资料所需的混合比量,其中  $r_s$  为饱和水汽混合比, $\epsilon = 0.622$ 。本文中分别引入饱和水汽混合比的 30%,50%,60%,70%,90%,即实际的相对湿度进行模拟。

## 2 试验结果

### 2.1 无水汽条件下数值试验结果

从数值试验流场和垂直速度分布(图 2)可以看出,在所设定的 Scorer 线性化理论条件以及地形条件下,可以较好地模拟出过山气流的小振幅拦截背风波,波动主要发生在 2~5 km 的高度范围,波长为 8 km 左右,这与 Starr 等<sup>[5]</sup>的观测结果以及臧增亮等<sup>[27]</sup>的模拟结果相一致。可以定义流线的波峰与波谷间的垂直距离为振幅,最大振幅在 0.3 km

左右,波动在垂直方向上迅速衰减,仅向下游传播,表现了拦截背风波的一般性质。

首先讨论背风波能量传播的特征。空气质点垂直振荡,在水平方向上又随风移动,所以在垂直剖面内形成了这样一种波形运动。主要考虑波动垂直振荡所具有的能量,空气质点来回振荡过程中其动能和势能相互转化,在动能最大时势能为零,据此可以通过仅关注其动能来讨论波动能量,因为

$$E = \frac{1}{2} m \omega^2, \quad (10)$$

其中, $E$ 用来表示空气运动的垂直振动动能, $m$ 为空气质量, $\omega$ 为空气运动的垂直速度,干空气条件下,同一高度相同温度的空气质量相差不大,所以可以用垂直速度场的强弱来表征其波动能量的强弱。

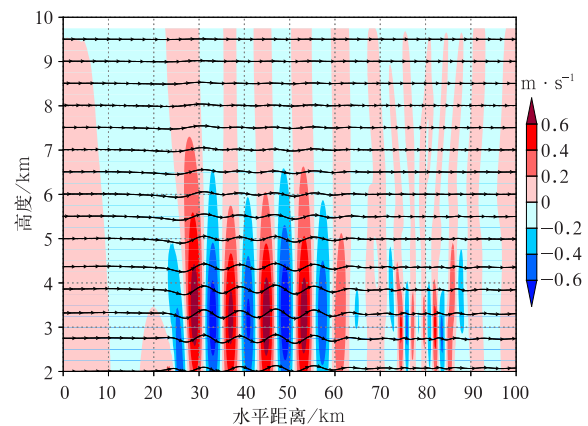


图 2 干空气条件下第 90 分钟时流场(流线)和垂直速度(阴影)场分布

Fig. 2 Distribution of stream(streamline) and vertical velocity(shaded area) fields in dry air condition at the 90th minute

将波动主要发生高度 2~5 km 的垂直速度求平均,关注垂直速度平均场随时间的变化,图 3 为水平距离 20~80 km,第 20 分钟~第 120 分钟波动平均垂直速度的变化,从中可以清楚地解析到每个位置波动周期性的强弱变化。

从图 2 和图 3 中可以看出背风波能量向下游传播的过程中,各个位置上垂直速度的位相不发生变化,但每个位置振动的强度却有周期性的增强和衰减。从发生时间上可以看出,初始位置上会形成一个能量高值,该能量高值会形成一个能量波包向下游传播,该波动的能量向下游传播后,初始位置上的波动会有一定的衰减,一定时间后初始位置又会达到一个新的能量高值,但比第 1 个高值

略有减弱,然后该高值又会向下游传播,这种能量传播特征导致了整个波列具有振动周期性变化的性质。其所形成的第1个波动具有最大的能量,随着时间的推移,形成的能量高值不断衰减,以及能量波包的向下游传播,会使背风波动趋于一种平稳的状态,振动的周期性变化也相应消失。

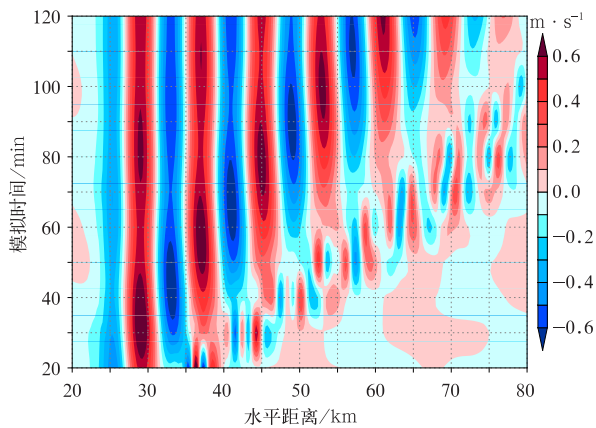


图3 2~5 km高度的垂直速度平均场随时间变化

Fig. 3 Variation of vertical velocity mean field from 2 to 5 km

虽然小振幅背风波不会表现出大振幅背风波那样随时间变化波长发生变化的特点,但是小振幅波动向下游传播过程中,其具有自身的非线性特征,仍然需要一段时间发展才能形成平稳的背风波动。

另外一个值得关注的问题是,气流过山后,在背风波动形成之前会有一个小扰动(如图2中水平距离70~90 km处),亦会向下游传播,但传播过程中会有较明显的衰减,且不具有空间位置上位相不变的特征,在流场上并不明显,振幅相比背风波动也小很多。干空气条件下该小扰动的主要发生位置在2~5 km之间。在线性化的理论中是不讨论这个小扰动存在的,因为背风气流在很短时间内达到平稳状态<sup>[2]</sup>。而该小扰动初始的垂直速度在模拟的初期却比背风波动所引起的垂直速度还要大,这在引起积云对流的过程中会起到一定作用。

## 2.2 水汽条件下数值试验结果

引入水汽和微物理过程后,在上升速度、水汽条件等适合的情况下会发生积云对流,此时过山气流在对流影响下将会发生较大变化,本文主要探讨发生积云对流之前水汽对于背风波动的影响,此时干空气条件下的背风波动作为控制试验。

首先关注实际引入的水汽含量,通过初始时刻模式输出的相对湿度,即可以得到初始的空气相对

湿度垂直分布廓线(图4)。取相对湿度为50%和60%的两种情况来具体分析:使用水面饱和水汽压计算的3 km以下部分,与预设的50%和60%相对湿度非常吻合,这表明引入水汽的过程是可信的。3 km以上高度水汽则衰减较大,到10 km处衰减为预设值的一半,这主要是因为3 km以上高度,饱和水汽压的计算使用了冰面饱和水汽压的计算公式,所以数值会小很多。

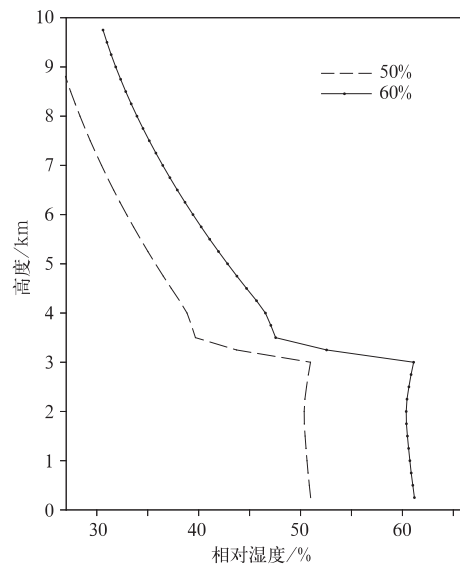


图4 初始时刻空气相对湿度垂直分布廓线

Fig. 4 Profile of vertical distribution of the initial air relative humidity

当水汽含量增多后,模拟到一定时间就会发生积云对流,在表1中列出了不同水汽含量下从模拟开始到对流初始的时间,相对湿度为30%时,在模拟时间内未出现对流;相对湿度增加到50%时才开始出现对流。从表1中可以看出,水汽增多后发生积云对流时间就会提前,然而值得注意的是,所有的积云对流初始均是由形成平稳波动之前的非线性小扰动所引起。

由于发生积云对流后,气流运动会受到很大影

表1 数值试验中不同相对湿度空气发生对流的时间

Table 1 Initial convection time of simulations under various relative humidity

| 相对湿度/% | 对流发生时间 |
|--------|--------|
| 50     | 第70分钟  |
| 60     | 第60分钟  |
| 70     | 第10分钟  |
| 90     | 第10分钟  |

响,所以研究引入水汽后背风波动的性质,主要关注



积云对流发生之前的状况。分析不同水汽条件下的流场(图5),可以看出湿空气同样表现出了背风波动的一般性质,所不同的是,水汽增多会使背风波动的波长变长,当层结从干空气变到相对湿度为60%时,波长也相应地增长1 km左右,从约8 km增长到约9 km。

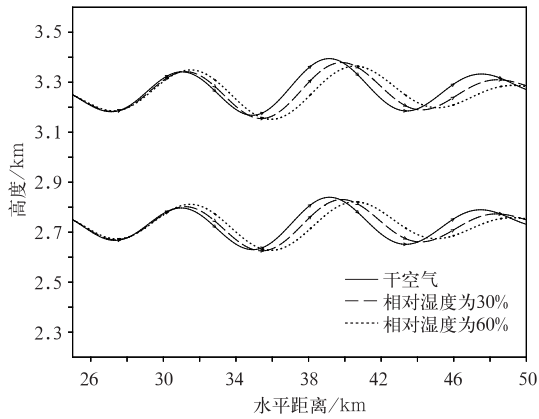


图5 积分60 min时不同水汽条件下背风波动的流场  
Fig. 5 The stream of lee wave under various water vapor at the 60th minute of the simulations

从前面波动能量传播的特征中可以看出,每一个能量的高值向下游传播过程中,都会使各个位置的振动明显增强,即存在一个最大垂直速度。在3.5 km高度处,比较不同水汽条件下的垂直速度(图6)也可以发现,随着水汽增多,波动传播中所能达到的最大垂直速度会减小。

首先对模拟中出现的波长变化进行讨论。从背风波本质上看,这种运动在垂直方向是一种浮力振

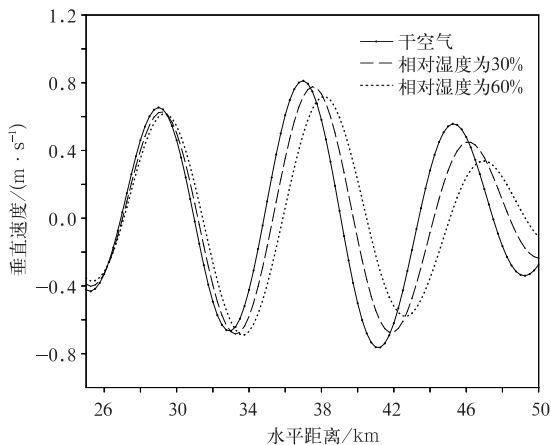


图6 不同水汽条件下3.5 km高度处的垂直速度  
Fig. 6 Vertical velocity under various water vapor at the height of 3.5 km

荡,湿度增加后,空气的密度会增大,同时湍流摩擦也相应变大,对于质点的振荡所形成的阻尼增大,因此会导致垂直方向上振荡的频率相比干空气小,从而使水平波长增加。

波传播中所能达到的最大垂直速度,其实是空气质点垂直振荡强度的一种体现。李子良<sup>[30]</sup>在中下层大气引入水汽的数值试验中同样发现,波动垂直速度会有所减小,并认为由于水汽潜热释放改变了大气层结,从而影响了背风波动强度,然而在本研究中,考虑的是水汽未发生相变前的过程,即不是由于水汽潜热释放而造成的垂直速度变化。

陈明等<sup>[31]</sup>曾指出湍流摩擦对于中尺度环流会有一定影响,刘辉志等<sup>[32]</sup>也曾在稳定层结下分析引入湍流摩擦的情况,认为湍流摩擦会减弱过山气流形成的波动的强度。引入水汽后,空气密度增大,相应的湍流摩擦增大,模拟中最大垂直速度的减小可能是由于湍流摩擦增大引起的。另一方面,根据式(10),由于引入水汽后空气密度会增大,相同的振动能量,密度增大后也会产生垂直运动速度减小的效果。以上两种原因都有可能使得引入水汽后,波传播中所能达到的最大垂直速度减小。

### 3 结论与讨论

1) 本文通过WRF模式,利用Scorer参数控制大气层结,模拟了二维钟型山脉地形下,干空气条件下的小振幅背风波动。结果表明:在线性化理论条件下,可以较好地模拟出过山气流的小振幅拦截背风波动,波动主要发生在2~5 km的高度范围内,波长为8 km左右,这与之前的观测以及模拟结果都相一致。

2) 干空气状态下的小振幅背风波动呈现出了非线性的特征:在形成平稳背风波动的过程中,会在初始位置不断形成能量的波包向后传播,使各位置振动强度发生周期性的增强和衰减,直到形成平稳的波动。

3) 通过分析初始时刻空气相对湿度垂直分布廓线,可以判断引入水汽过程合理。垂直速度上小扰动的存在,使空间水汽发生扰动,容易引发积云对流,而且随着水汽含量的增多,模拟中发生积云对流的时间越早。

4) 引入水汽进行的敏感性试验表明:随着水汽增多,气流依然体现了背风波动的一般性质,但是波

长会有明显增加。当层结从干空气变到相对湿度为0%,波长约增长1 km。这是水汽增加后,空气密度增大使得湍流摩擦相应变大,导致空气质点垂直方向上振荡的频率减小引起的。

5) 水汽引入后,波动传播中所能达到的最大垂直速度有变小的趋势。一方面可能是由于湍流摩擦增大,减弱了过山气流形成的波动的强度,另一方面,相同的振动能量,空气密度增大后垂直运动速度也会减小。

本研究结合实际个例设定适合于产生背风波动的模拟条件,分析了无水汽时背风波动能量的传播特征,在模拟出干空气条件拦截背风波动的基础上,引入水汽进行敏感性试验,研究了水汽条件对背风波动的影响。主要不足在于没有结合流体力学的方程深入地分析背风波动表现出这些特征的原因,而且对于引入水汽后背风波动与积云对流初始的相互影响没有详细探讨。

### 参考文献

- [1] Bannon P R, Yuhus J A. On mountain wave drag over complex terrain. *Meteorol Atmos Phys*, 1990, 43:155-162.
- [2] Nance L B, Durran D R. A modeling study of nonstationary trapped mountain lee waves. Part I: Mean-flow variability. *J Atmos Sci*, 1997, 54: 2275-2291.
- [3] 叶笃正. 小地形对于气流的影响. *气象学报*, 1965, 27(3): 243-262.
- [4] Forchtgott J. Wave currents on the leeward side of mountain crests. *Meteorologiske Zpravy*, 1949, 3:49-51.
- [5] Starr J R, Browning K A. Observations of lee wave by high power-radar. *Q J R Meteorol Soc*, 1972, 98:73-85.
- [6] Corby G A. A preliminary study of atmospheric waves using radiosonde data. *Q J R Meteorol Soc*, 1957, 83:49-60.
- [7] Colson D V. The airflow over mountains. A review of the state of current knowledge. *Q J R Meteorol Soc*, 1954, 80: 491-521.
- [8] Queney P. The problem of air flow over mountain: A summary of theoretical studies. *Bull Amer Meteor Soc*, 1948, 29:16-26.
- [9] Scorer R S. Theory of waves in lee of mountains. *Q J R Meteorol Soc*, 1949, 75:41-56.
- [10] 温市耕,桑建国. 二维波状地形上的流场. *应用气象学报*, 1995, 6(1):27-34.
- [11] 钟中,周小刚. 地形对地转气流中重力惯性波稳定性影响的进一步研究. *应用气象学报*, 1997, 8(1):92-98.
- [12] 桑建国. 大气中的内船舶波. *中国科学(B辑)*, 1997, 27(6): 560-565.
- [13] 桑建国. 三维地形的波动阻力. *应用气象学报*, 1998, 8(增刊):36-42.
- [14] 刘辉志,洪钟祥,桑建国,等. 地形引起的重力内波的水槽实验. *气象学报*, 2001, 59(1):59-65.
- [15] Corby G A, Wallington C E. Airflow over mountains: The lee wave amplitude. *Q J R Meteorol Soc*, 1956, 82: 266-274.
- [16] Smith R B, Skubis S, Doyle J D, et al. Mountain waves over Mont Blanc: Influence of a stagnant boundary layer. *J Atmos Sci*, 2002, 59:2073-2092.
- [17] Zang Z L, Zhang M. A study of the environment influence on the amplitude of lee waves. *Adv Atmos Sci*, 2008, 25(3): 474-480.
- [18] 李子良. 三维分层流动过双山脉地形激发的大气船舶重力波动力学理论和数值试验. *地球物理学报*, 2007, 50(1):34-42.
- [19] Sharman R D, Wurtele M G. Three-dimensional structure of forced gravity waves and lee waves. *J Atmos Sci*, 2004, 61: 664-681.
- [20] Atkinson B W. 大气中尺度环流. 北京:气象出版社,1987: 64-65.
- [21] 陆汉城,吕梅,何齐强. 一次冷锋后胞线的大振幅重力波特性的分析. *应用气象学报*, 1992, 3(2):136-144.
- [22] Smith R B. The steepening of hydrostatic mountain waves. *J Atmos Sci*, 1977, 34:1634-1654.
- [23] Sawyer J S. Numerical calculation of the displacements of a stratified airstream crossing a ridge of small height. *Q J R Meteorol Soc*, 1960, 86:326-345.
- [24] Sawyer J S. Gravity waves in the atmosphere as a three-dimensional problem. *Q J R Meteorol Soc*, 1962, 88:412-425.
- [25] Vergeiner I, Lilly D K. The dynamic structure of lee wave flow as obtained from balloon and airplane observations. *Mon Wea Rev*, 1970, 98:220-232.
- [26] Mitchell R M, Cechet R P, Turner P J, et al. Observation and interpretation of wave clouds over Macquarie Island. *Q J R Meteorol Soc*, 1990, 116: 741-752.
- [27] 臧增亮,张铭,张瑰. 三维三层背风波的理论和数值研究. *大气科学*, 2007, 31(3):547-552.
- [28] 臧增亮,张铭. 三层模式中背风波存在条件的理论分析. *水动力学研究与进展(A辑)*, 2005, 20(5):577-584.
- [29] Lin Y L, Farley R D, Orville H D. Bulk parameterization of the snow field in a cloud model. *J Climate Appl Meteor*, 1983, 22:1065-1092.
- [30] 李子良. 水汽空间分布对大气船舶重力波影响的数值试验. *气象学报*, 2006, 64(3):308-314.
- [31] 陈明,傅抱璞,郑维忠. 山地中尺度环流中的大气边界层湍流摩擦效应. *气象学报*, 1996, 54(2):216-224.
- [32] 刘辉志,洪钟祥,桑建国. 大气中粘性效应对三维地形波及其波动阻力的影响. *气候与环境研究*, 1999, 4(3):547-552.

## Numerical Simulations of Lee Wave's Nonlinear Characteristics and Vapor Sensitivity

Xu Liangtao<sup>1)2)</sup> Lin Wenshi<sup>1)</sup> Zhang Yijun<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> (Department of Atmospheric Sciences, Sun Yat-sen University, Guangzhou 510275)

<sup>2)</sup> (Laboratory of Lightning Physics and Protection Engineering, Chinese Academy of Meteorological Sciences, Beijing 100081)

### Abstract

Based on the Scorer's theory of the lee wave, the trapped lee wave of small amplitude is successfully simulated using the Weather Research and Forecasting(WRF) model, considering the dry atmosphere with three even layers. Results show that in the linear theory, the trapped lee wave of the flow over terrain can be simulated well. The wave appears primarily from 2 km to 5 km in the vertical direction and the wavelength is on the order of 8 km. These results are in accordance with previous observation and numerical simulations.

The analysis shows that the energy wave packet drifts downstream in the forming process of stationary lee wave and the oscillation intensity of each location periodically amplifies and weakens. At the same time, before the stable trapped lee wave forms, small disturbances have been generated, which would have significant impacts on vertical velocity of the wave.

The process of introducing vapor is deemed to be creditable according to the original relative humidity vertical profile by WRF model output data. Small disturbances mentioned make vapor oscillate and easily initiate cumulus convection. Further, with vapor content increasing, cumulus convection appears earlier in the simulation. When vapor is introduced in the model, the lee wave would interact with cumulus convection, which has not been discussed in detail.

Sensitivity experiments are conducted by changing the relative humidity of air, and the simulated results about the vapor's effect to the lee wave show that as the vapor increases, the wavelength becomes longer. In the simulation, the wavelength increases from 8 km to 9 km when relative humidity increases from 0 to 60%. In essence, it is buoyancy oscillation in the vertical direction of lee wave. The increase of the turbulent friction is attributed to the air density changes because of the variation of humidity, and then the damp of the oscillation increases. As a result, the oscillation frequency in the moist air is smaller than that in the dry air, accordingly the lee wave shifts to longer wavelength.

Besides, when vapor is introduced in the model, the maximum of vertical velocity in the process of wave propagation has a decreasing tendency. For one thing, the strength of the lee wave can be weakened by the growth of turbulent friction. On the other hand, the vertical velocity will decrease with the air density increasing for the same wave energy.

**Key words:** lee wave; WRF model; nonlinear; vapor; numerical simulation