

# 一个改进的湍流垂直扩散过程参数化方案\*

陈德辉                      秦 成

(国家气象中心,北京,100081)      (广西师范学院,南宁,530001)

Philippe Bougeault

(CNRM/Meteo-France, 31057 Toulouse, France)

## 摘 要

研究了数值天气预报模式中次网格湍流垂直扩散过程的参数化问题。以 Bougeault 和 Lacarrère (1989) 的参数化方案为基础,改进了处理湍流混合长的方法,使湍流混合长和热力混合长分别依赖于基本气流的静力稳定度和风场切变。新方案的基本思路是把 Von Karman (1930) 提出的动力(风场切变)湍流扰动假设与 BL-89 方案提出的热力(静力稳定度)湍流扰动假设结合在一起,强调了大气的热力结构、动力结构和湍流动能对湍流混合过程的共同影响。新方案和 BL-89 方案的二维对比数值试验结果表明,在大气处于静力较稳定而风场切变明显条件下的湍流扰动表现能力方面,新方案比原方案有明显的改进。

**关键词:** 湍流扩散,参数化,数值模式。

## 1 引 言

在数值天气预报模式中,次网格湍流垂直扩散过程参数化(以下简称湍流参数化)是物理过程参数化问题的重要内容之一,是一个备受重视的热门课题。在这方面,前人也已做了大量较有成效的工作(Smagorinsky, 1965<sup>[1]</sup>; Deardoff, 1972<sup>[2]</sup>; Louis, 1979<sup>[3]</sup>; Thery 和 Lacarrère, 1983<sup>[4]</sup>; Bougeault 和 Lacarrère, 1989<sup>[5]</sup>; 等等)。目前在世界各国(如欧洲中期预报中心、法国、英国、澳大利亚、日本等)的数值天气预报业务和研究模式中,采用较多的是 Louis (1979) 提出的湍流参数化方案。该方案的特点(也是最重要点)是把湍流交换过程同大气稳定度(Richardson 数)联系起来。Bougeault 和 Lacarrère 的参数化方案(1989<sup>[5]</sup>,以下简称 BL-89 方案)在气象应用上首次成功地把湍流动能和湍流交换过程联系在一起,提出了一个物理图像较清晰的确定湍流混合长的方法。但是,从全面考虑大气的热力结构、动力结构和湍流动能对湍流交换过程的共同影响的角度看,所有这些方案都仍有不足。

本文试图以 BL-89 方案为基本框架,结合 Von Karman(1930<sup>[6]</sup>)提出的风场切变湍

\* 初稿时间:1994 年 4 月 7 日;修改稿时间:1994 年 7 月 14 日。  
资助课题:国家教育委员会留学回国人员资助费支持项目。

流扰动假设的基本思想,进一步突出湍流动能、大气热力结构和动力结构对湍流活动的共同影响,强调热力混合长、动力混合长以及制约热力交换系数与动力交换系数之间比例关系的 Prandtl 数等概念,建立一个改进的、适用于地形扰动条件下的湍流参数化方案。

本文首先概述湍流参数化问题研究的发展、现状、本文研究的目的、拟解决问题的基本思路;接着重点介绍改进的湍流参数化理论方案;然后介绍新方案的二维数值试验结果;最后部分是工作的总结和问题讨论。

## 2 改进的湍流参数化理论方案

在这一节里,首先给出以湍流交换系数表示的湍流通量一般形式;然后,把求解湍流交换系数的问题分为求解湍流混合长、Prandtl 数以及湍流动能的问题;最后,逐一给出解决这些问题的方法,建立起新的湍流参数化方案。

### 2.1 基本方程组

表示大气热量、动量和水汽湍流垂直扩散项的一般形式如下:

$$\begin{cases} (\overline{\frac{\partial T}{\partial z}})_{df} = \frac{1}{\bar{\rho}} \cdot \frac{\bar{T}}{\bar{\theta}} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \rho \overline{w\theta'} \\ (\overline{\frac{\partial q}{\partial z}})_{df} = \frac{1}{\bar{\rho}} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \rho \overline{wq'} \\ (\overline{\frac{\partial u}{\partial z}})_{df} = \frac{1}{\bar{\rho}} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \rho \overline{wu'} \end{cases} \quad (1)$$

这里“'”表示湍流扰动量;“—”表示 Reynolds 平均值;“df”表示扩散(diffusion); $q$  为比湿;其它符号为气象学上的常用符号。水平风速分量  $v$  的湍流通量项和  $u$  的相同。

根据湍流扰动的 K-理论,若湍流通量用湍流交换系数表示,则有:

$$\begin{cases} \overline{w'u} = -K_u \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \\ \overline{w'q} = -K_q \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \\ \overline{w'\theta'} = \begin{cases} -K_T (\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \gamma_{cg}) & \text{对流边界层} \\ -K_T \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} & \text{其它条件} \end{cases} \end{cases} \quad (2)$$

其中“ $K$ ”为湍流交换系数; $\gamma_{cg}$  即所谓的反梯度修正参数(counter gradient correction),可取 Deardoff(1972<sup>[2]</sup>)给出的形式。对于湍流交换系数,取湍流动能相关形式(Stull, 1991<sup>[7]</sup>; BL-89 方案):

$$K_m = C_k \cdot l_{mk} \cdot \sqrt{e} \quad (3)$$

其中“ $l_{mk}$ ”为湍涡特征长度,或近似地取为二倍的湍流混合长;“ $e$ ”为湍流扰动动能;经验常数  $C_k = 0.4$  (Therry 和 Lacarrère, 1983<sup>[4]</sup>)。通常近似地令  $K_q = K_T$ , 而  $K_T$  和  $K_u$  之间则存在一相互制约的比例关系:

$$\alpha_T = \frac{K_T}{K_u} \text{ 或 } K_T = \alpha_T \cdot K_u \quad (4)$$

这里“ $\alpha_T$ ”即所谓的 Prandtl 数。求解方程组(1)的上下边界条件取为:

$$\begin{cases} (K_{\varphi} \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial z})_{P=P_T} = 0 \\ (K_{\varphi} \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial z})_{P=P_s} = C_{\varphi} \cdot |V_{NK}| \cdot (\varphi_{NK} - \varphi_s) \end{cases} \quad (5)$$

这里  $\varphi = u, v, q$  或  $\theta$ ; “NK” 表示模式最低层; “s” 表示地表面;  $P_T$  为模式层顶的气压;  $C_{\varphi}$  为地面湍流拖曳系数, 暂取 Louis (1979<sup>[3]</sup>) 给出的公式。至此, 湍流参数化问题就分为求解  $l_{mk}$ 、 $\alpha_T$  和  $e$  的问题。这些参数只能从模式中的基本要素场  $\bar{u}$ 、 $\bar{v}$ 、 $\bar{\theta}$  和  $\bar{q}$  (在  $t - \Delta t$  时刻) 和地表条件求得。下面分别给出确定这些参数的理论方法。

## 2.2 湍流动能预报方程

为使方程组(1)闭合, 引入湍流动能预报方程(参看附录和 BL-89 方案):

$$\frac{\partial e}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho K_e \frac{\partial e}{\partial z}) + K_u [(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z})^2 + (\frac{\partial \bar{v}}{\partial z})^2] - \beta K_T \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \epsilon \quad (6)$$

上式右边第一项为湍流动能垂直输送项; 第二项为湍流动能产生项; 第三项为浮力项(或湍流动能消耗项), 浮力参数  $\beta = \frac{g}{\theta}$ ; 第四项为湍流动能耗散项, 取以下形式(参看 BL-89 方案):

$$\epsilon = C_{\epsilon} \cdot e^{1.5} \cdot l_{\epsilon}^{-1} \quad (7)$$

交换系数  $K_e$  定义为  $K_e = \alpha_e \cdot K_u$ 。比例系数  $\alpha_e$  和  $C_{\epsilon}$  暂取  $\alpha_e = 1$  和  $C_{\epsilon} = 1/1.4$  (André 等, 1978<sup>[8]</sup>)。湍流耗散长度  $l_{\epsilon}$  将在下面讨论。为确保动力模式原有的计算稳定性, 在求解公式(6)时, 采用隐式时间差分方案。

## 2.3 湍流混合长假设

Lacser 和 Arya (1986<sup>[9]</sup>) 对不同的混合长经验公式的比较研究指出, 湍流通量廓线对混合长公式很敏感。因此, 在湍流参数化方案中, 慎重地引入湍流混合长假设是非常必要的。目前采用较多的混合长公式是 Blackadar (1962<sup>[10]</sup>) 提出的经验公式:

$$l_m = k_a \cdot Z \cdot (1 + \frac{k_a \cdot Z}{\lambda})^{-1} \quad (8)$$

其中  $k_a$  为 Von Karman 常数;  $\lambda$  为一经验常数。公式(8)表明: ①混合长水平无变化, 不依赖于大气的结构; ②到了高层, 混合长几乎趋于一常数; ③无法区别热力混合长和动力混合长的差异。所有这样定义的湍流混合长是与大气的实际情况不一致的。因此, 我们将从湍流混合长的基本定义出发, 试图给出一个物理图像更清晰的方法, 以确定湍流混合长。

### 2.3.1 湍流热力混合长

根据 BL-89 方案提出的湍流混合长假设(参看附录):

$$l_{upl} \text{ (或 } l_{downl}) = \sqrt{\frac{2e}{N^2}} \quad (9)$$

这里  $N^2 = \beta \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$  为大气静力稳定度;  $l_{upl}$  (或  $l_{downl}$ ) 表示于某一模式高度  $z$  处具有湍流动能  $e(z)$  的湍涡所能向上(或向下)的垂直位移距离。两者之间的最小值定义为湍流混合长(参看附录)。由于  $l_{upl}$  (或  $l_{downl}$ ) 主要取决于大气静力稳定度和湍流动能, 因此, 我们定义这

一与大气热力结构( $\bar{N}^2$ )相联系的混合长为湍流热力混合长。

### 2.3.2 湍流动力混合长

Von Karman 运动相似理论(或称 Von Karman 假设)认为湍流混合长是流场平均动力结构(平均风速切变)的函数,它只取决于平均风速空间逐级导数的比率。其一级近似为:

$$l_v = -k_a \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \cdot \left( \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \right)^{-1} \quad (10)$$

从上式可以看出,  $l_v$  只取决于流场的平均风速切变。Von Karman 的这一湍流混合长假设常被用于求解湍流扰动层的平均风速廓线。常值通量层中的风速对数变化率,就是 Von Karman 假设一个最成功的应用例子。然而,公式(10)强调了流场动力结构的一面,又忽视了流场热力结构的另一面。显然,式(9)或式(10)对混合长的定义都只是反映了湍流混合性质的不同的主要方面。这点也许解释了 Von Karman 假设不适用于非中性热力结构层流中的湍流扰动问题(De Moor, 1978<sup>[11]</sup>),而 BL-89 方案又往往低估在大气稳定、有风速切变条件下的湍流活动强度的原因。于是,一个很自然的想法就是如何把这两个假设结合起来,使之成为一个更完善的假设。为此,我们试图在式(9)的基础上,从湍流扰动能源的角度引入流场动力结构对湍流混合过程的影响作用。首先,我们注意到这样一个事实:大气中的湍流活动几乎总是持续不断的。从能量的角度看,实际大气中的湍流活动得以维持就必须有供给能量的能源。在大气稳定、有风速切变的条件下,可以认为其能源主要来自基本气流的平均动能。假设于某一模式高度层  $z$  处有一湍涡,携带物理量  $\bar{V}(z)$  作向上(或向下)随机位移运动。在其位移运动过程中,存在某一时刻、于高度  $z + l_{upv}$ (或  $z - l_{dumv}$ )处,湍涡与四周介质发生“瞬时”完全混合,从平均动能获得的能量相当于湍涡在  $z$  高度处的湍流动能  $e(z)$ 。如果用数学公式表示之,则近似为:

$$[u(z) - u(z^*)]^2 + [v(z) - v(z^*)]^2 = 2 \cdot e(z) \quad (11)$$

这里  $z^* = z + l_{upv}$ (或  $z = z - l_{dumv}$ ),一般情况下,  $l_{upv} \neq l_{upv}$ (或  $l_{dumv} \neq l_{dumv}$ )。若风速切变不为零,上式  $u(z^*)$ 、 $v(z^*)$  用泰勒级数展开,并取一级近似后,则有:

$$l_{upv} \text{ (或 } l_{dumv}) = \sqrt{\frac{2 \cdot e}{\bar{S}^2}} \quad (12)$$

其中  $\bar{S}^2 = \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2$  为垂直风速切变。若认为湍涡于  $z + l_{upv}$ (或  $z - l_{dumv}$ )处的混合过程对  $\bar{V}(z)$  是“完全的”,那么,  $l_{upv}$ (或  $l_{dumv}$ )可以定义为  $\bar{V}(z)$  的湍流混合长。同时,又由于  $l_{upv}$ (或  $l_{dumv}$ )与流场动力结构( $\bar{S}^2$ )相关联,所以,又定义之为湍流动力混合长。

公式(12)与 Von Karman 假设式(10),都强调了流场风速切变在湍流混合过程中的作用,其本质意义是一致的。公式(9)与公式(12)形式上很相似,物理意义也很清楚,两者表示的都是与湍流混合过程有关的湍流混合长,因而都与湍流动能正相关。但是,热力混合长却是与大气稳定度负相关,而动力混合长则与风速切变负相关。这也反映了湍涡的一种运动特性。另外,在实际应用中,当相邻两模式层间  $\bar{S} = 0$ (或  $\bar{N} = 0$ )时,这两层间的厚度就自动取为相应的混合长(参看附录)。

## 2.4 Prandtl 参数 ( $\alpha_T$ )

由于技术上的困难或其它 Prandtl 系数 ( $\alpha_T$ ) 经验公式的不确定性因素,在数值天气预报模式的实际应用中,往往取  $\alpha_T$  为常数(Durran 和 Klemp, 1983<sup>[12]</sup>; BL-89 方案<sup>[5]</sup>; 等等),或者并不强调  $K_T$  与  $K_u$  间的相互制约关系(Louis, 1979<sup>[3]</sup>)。显然,这些都是欠合理性的。关于 Prandtl 系数方面的研究,Kondo 等人(1978<sup>[13]</sup>)作了较详细的回顾和讨论。这里,我们将从湍流热通量 ( $\overline{w'\theta}$ ) 和热方差 ( $\overline{\theta'^2}$ ) 的时间变化方程出发,推导出另一确定 Prandtl 系数 ( $\alpha_T$ ) 的理论形式。

根据 Stull(1991<sup>[7]</sup>)和 André 等(1978<sup>[8]</sup>)用三阶闭合模式进行数值分析研究的结果,我们对湍流热通量和热方差预报方程进行简化,只保留重要项后,得到如下的诊断方程:

$$\begin{cases} -2 \cdot \overline{w'\theta} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \epsilon_\theta = 0 \\ -\overline{w'^2} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - 2 \cdot \epsilon_{w\theta} + \beta \cdot \overline{\theta'^2} = 0 \end{cases} \quad (13)$$

上式左边第一项为产生项;第二项为耗散项;第三项为浮力项。对于耗散率  $\epsilon_\theta$  和  $\epsilon_{w\theta}$  分别作假设如下:

$$\begin{cases} \epsilon_\theta = \frac{\overline{\theta'^2}}{\tau_\theta} \\ \epsilon_{w\theta} = \frac{\overline{w'\theta}}{\tau_{w\theta}} \end{cases} \quad (14)$$

其中  $\tau_\theta$  和  $\tau_{w\theta}$  分别表示  $\overline{\theta'^2}$  和  $\overline{w'\theta}$  的耗散特征时间。合并式(13)和(14),令  $\overline{w'^2} \approx \frac{2}{3} \cdot e$  后,则有:

$$\overline{w'\theta} \cdot [1.2 \left( \frac{l_{mk}}{\tau_{w\theta} \cdot \sqrt{e}} + \frac{\tau_\theta \cdot l_{mk}}{\sqrt{e}} \cdot \bar{N}^2 \right)] = -K_m \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (15)$$

根据 André 等(1978)<sup>[8]</sup>的实验公式  $\epsilon_\theta = 2.5 \cdot \epsilon \cdot \overline{\theta'^2} \cdot e^{-0.5}$  和本文的公式(7),可得  $\tau_\theta \approx 0.56 \cdot l_c \cdot e^{-0.5}$ 。另外,在  $l_{mk} \cdot l_c^{-1} \rightarrow 1$  的条件下,  $\tau_{w\theta} \approx l_c \cdot e^{-0.5}$ 。于是,式(15)可改写成以下的近似形式:

$$K_T = [1.2(1 + C_r \frac{l_c \cdot l_{mk}}{e} \cdot \bar{N}^2)]^{-1} \cdot K_m \quad (16a)$$

或

$$\alpha_T^* = \frac{K_T}{K_m} = [1.2(1 + C_r \frac{l_c \cdot l_{mk}}{e} \cdot \bar{N}^2)]^{-1} \quad (16b)$$

其中  $C_r$  为耗散特征时间近似的修正参数。据我们的二维试验,暂取  $C_r = 0.2$ 。这里  $K_m$  与  $l_{mk}$  有关,若以动力交换系数和动力混合长代之,式(16)即为湍流热力交换系数与动力交换系数之间的比例关系式—Prandtl 系数:  $\alpha_T^* \rightarrow \alpha_T$ 。由式(16)可以看出,影响  $\alpha_T$  的因素较复杂,它取决于大气静力稳定度和耗散长度,也取决于湍流混合长和湍流动能。

在新的方案中,采用类似于 BL-89 方案中的特殊平均法(参见附录),由式(9)计算出的  $l_{upl}$ 、 $l_{dumt}$  确定热力混合长,由式(12)计算出的  $l_{upv}$ 、 $l_{dumv}$  确定动力混合长,再由热力混合长和动力混长确定耗散长度  $l_c$ 。

### 3 二维数值试验

二维数值试验方法是目前较常用于检验湍流参数化方案的方法,它既不失有效地通过模式的动力过程构造出流场的基本扰动(如地形扰动),检验方案的参数化能力,又可避免三维模式数值试验的诸多复杂误差因素引起的检验不确定性。为此,我们采用法国国家气象研究中心的有限区研究模式和法国 PYREX-90 地形扰动现场观测资料,对新方案的稳定性和有效性进行检验。

#### 3.1 数值动力模式简介

法国国家气象研究中心的数值天气预报有限区业务模式(名为 PERIDOT 模式),是一个中尺度原始方程有限差分模式(有关详细介绍,请参阅 Imbard 等(1987<sup>[14]</sup>)和 Geleyn 等(1988<sup>[15]</sup>)的文献。模式的动力过程部分主要包括:非线性正规初值化方案(Brière, 1982<sup>[16]</sup>)、半隐-蛙跃式时间差分方案、Davies(1972<sup>[17]</sup>)“海绵”侧边条件、包络地形、规则格距水平空间差分方案、垂直分层为 15 $\sigma$  层、水平分辨率为 35km、Arakawa 跳格点变量水平分布 C 方案、预报区域复盖全法国及其部分相邻地区。模式的物理过程部分主要包括:Kessler 大尺度水汽凝结降水方案、深对流参数化方案(Geleyn, 1985<sup>[18]</sup>; 郭晓岚, 1974<sup>[19]</sup>)、浅对流参数化方案(Geleyn, 1986<sup>[20]</sup>)、辐射过程参数化方案、地表过程和湍流参数化方案(Louis, 1979<sup>[3]</sup>)。

本文中采用 PERIDOT 模式的二维版本。垂直分层为 60 $\sigma$  层(平均每层厚度约为 250m);水平分辨率为 5km。物理过程部分除湍流参数化方案分别以新方案和 BL-89 方案代替以外,其余方案保持不变。二维数值试验区域沿图 1 所示的加密观测站点连线,东西向共取 5 个格点、南北向共取 95 个格点。试验区域横跨比利牛斯山南北两侧(南为西班牙,北为法国)。

#### 3.2 资料简介和试验方案设计

1990 年 10 月至 11 月两个月期间,在法国与西班牙交界的比利牛斯山区(见图 1),进行了一次有关地形扰动的现场观测试验,名为 PYREX-90 观测试验(Bougeault 等, 1992<sup>[21]</sup>)。在我们的二维数值试验中,选用了 PYREX-90 的观测资料作为模式的初始场。

二维数值试验的基本思路是:考察一支未被地形扰动影响的平直气流,穿越山脉(如比利牛斯山)后,在地形作用下,产生地形重力波扰动,地形重力波使风速切变加大,有利于湍流发生、发展。湍流发展又反过来影响重力波,改变重力波波形结构。这是一个相互作用的过程。为此,首先选择越山气流上游地区(离山脉稍远的上游平坦地区)一测站的加密观测资料为基本廓线资料。具体选择 PYREX-90 试验期间 1990 年 10 月 21 日 00Z 的一次强南风越山气流过程(见图 2),测站选择位于西班牙境内的萨拉戈斯(Saragosse)。然后,在垂直方向上先把观测廓线资料,线性权重地插到每一模式层,再沿水平方向均匀地插值到各层的每一格点上,使初始时刻每一模式层均为等值层。

为了对照比较,我们选择了 BL-89 方案作为参考方案(原因是 BL-89 方案将取代法国业务预报模式中的 Louis-79 方案;二是新方案是在 BL-89 的基础上建立起来的)。参数化中的几个主要参数, BL-89 方案取如下组合形式:



$$\begin{cases} l_{mk} = \min(l_{u_{pt}}, l_{d_{umt}}) \\ K_u = K_m = 0.4 \cdot l_{mk} \cdot \sqrt{c} \\ K_T = \alpha_T \cdot K_u \\ \alpha_T = 1 \\ l_\epsilon = \sqrt{l_{u_{pt}} \cdot l_{d_{umt}}} \end{cases} \quad (17)$$

而新方案取如下组合形式

$$\begin{cases} l_{u_p} = \sqrt{l_{u_{pt}} \cdot l_{u_{pv}}} \\ l_{d_{un}} = \sqrt{l_{d_{umt}} \cdot l_{d_{umv}}} \\ l_{mk} = \min(l_{u_p}, l_{d_{un}}) \\ K_u = K_m = 0.4 \cdot l_{mk} \cdot \sqrt{e} \\ K_T = K_q = \alpha_T \cdot K_u \\ \alpha_T = [1.2(1 + C_r \frac{l_\epsilon \cdot l_{mk}}{e} \cdot \bar{N}^2)]^{-1} \\ l_\epsilon = \frac{1}{2}(\sqrt{l_{u_{pt}} \cdot l_{u_{pv}}} + \sqrt{l_{d_{umt}} \cdot l_{d_{umv}}}) \end{cases} \quad (18)$$

这里“min”表示取最小值。

为了消除地形重力波在模式层顶的反射作用,在我们的二维数值试验中,人为地在模式层顶附近设置一能量“吸收层”或“耗散层”(Klemp 和 Lilly, 1978<sup>[22]</sup>)。参考 Klemp 和 Lilly(1978<sup>[22]</sup>)、Bougeault 和 André(1986<sup>[23]</sup>)的工作,我们把耗散层设在 12—16km 的高度上。这一高度内的每一格点均在水平方向上作五点平滑:

$$\varphi_{i,j} = (1 - \frac{\lambda_k}{2}) \cdot \varphi_{i,j} + \frac{\lambda_k}{8} \cdot (\varphi_{i+1,j} + \varphi_{i-1,j}) + \varphi_{i,j+1} + \varphi_{i,j-1} \quad (19)$$

这里  $i, j$  为格点序号;  $\varphi = \theta, u, v$ 。湿度场不作平滑,因为在 12—16km 这一高度上,水汽一般已是一个很小的量。平滑系数  $\lambda_k$  由以下的周期函数决定:

$$\begin{cases} \lambda_k = 2 \cdot \sin^2(\frac{\pi}{2} \lambda_z) \\ \lambda_z = \min[1, \max(0, \frac{z_B - z}{z_B - z_T})] \end{cases} \quad (20)$$

其中  $z_B = 12\text{km}$ ;  $z_T = 16\text{km}$ ;  $z$  为平滑要素所在高度,单位为 km;  $k$  为模式层序号;“max”表示取最大值;  $z_B \leq z \leq z_T$ 。显然,  $0 \leq \lambda_z \leq 1, 0 \leq \lambda_k \leq 1$ 。式(19)在小时间步长条件下,近似等效于水平扩散因子“ $\nabla^2$ ”的离散形式。因此,式(19)表示的物理意义,就是从  $z_B$  至  $z_T$  之间,平滑系数  $\lambda_k$  随高度加大,使水平扩散效应增强,起到抑制反射的地形重力波发展的作用。

### 3.3 二维数值试验结果分析

#### 3.3.1 初始天气要素场

从图 3 和图 4 中可以看出初始场的以下特点:平直气流从地面一直延伸到模式层顶,且风速随高度明显加大,至约 10km 高度后,风速变化才转缓,保持在 20—22m·

$s^{-1}$ 之间(图3)。等温线也很平直(图4),在2—3km高度和模式层顶附近(对流层顶),等

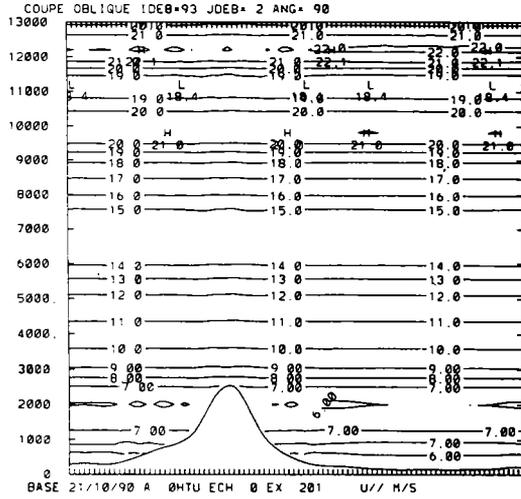


图3 沿加密观测点连线(参看图1)的  
初始时刻水平风速垂直剖面图  
(水平轴每一刻度为5km;垂直轴单位为:m;  
风速方向由南(图左)往北(图右)。

风速单位为: $m \cdot s^{-1}$ )

温线较密集,梯度较大;在这两层之间则为一深厚的温度梯度平缓层。

### 3.3.2 模拟天气要素场

模拟进行1h以后,平直气流已开始出现波动,地形重力波波结构已初步形成,波动已从比利牛斯山上空一直传播到了对流层顶(图5、图6)。温度场总体上是初始时刻的温度梯度三层结构仍维持(图5),但山脉上空的等温线已出现了地形波动,等温面在迎风坡一侧被抬高,背风坡一侧被降低,形成类似于地形扰动水力实验中的所谓“水力跳跃”现象(hydraulic jump)。风速场(图6)与温度场的变化相联系,原水平方向上平直、均匀的风场结构已不复存在,对流层顶出现了闭合强风中心,这和 Lilly 和 Kennedy (1978<sup>[24]</sup>)、Klemp 和 Lilly(1978<sup>[22]</sup>)等人的观测分析结果是一致的。且气流越山后明显加速,背风坡一侧近地面的闭合中心最大风速达  $20m \cdot s^{-1}$ , 约为初始风速的三倍多(图3、图6),约为上游迎风坡、下游平坦区风速的两倍,且接近对流层顶附近的最大风速( $23m \cdot s^{-1}$ )。这就是所谓越山气流的“下坡风暴”现象(downslope windstorm)。另外,与“下坡风暴”现象相联系的是一下沉区,位于背风坡一侧上空,几乎与下坡风暴中心相重合,闭合中心下沉速度达  $-0.5m \cdot s^{-1}$ (图略)。

模拟6h后,地形波动进一步加强,完整的重力波波结构已清晰可辨(图7、图8)。整个对流层由三个重力波组成,低层、高层的重力波位相一致,中层的重力波位相则与之相反。对应低层、高层的重力波,波动中心为下沉运动(图7),且水平风速较大,达  $20-30m \cdot s^{-1}$ (图8),温度梯度也较大(图略)。相反地,中层的重力波,波动中心为上升运动(图7.),且水平风速较弱,约  $8m \cdot s^{-1}$ (图8),温度梯度也较平缓(图略)。另外,比较图6和图8还可以看出,“下坡风暴”的强度已无甚变化,这说明地形扰动重力波非常快

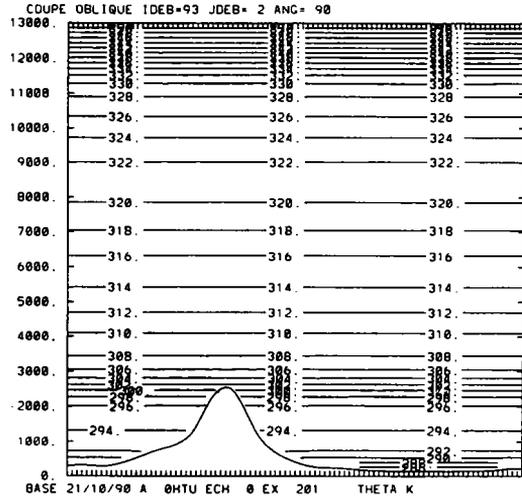


图4 初始时刻位温垂直剖面图  
(位温单位为:K)



流活动(图 9)。另外,在 6.5km 左右的高度,新方案模拟出了一明显的混合长高值闭合中心(图 10),这一高度恰好对应中层重力波(图 8)和温度梯度平缓层(大气较稳定层),说明新方案对高空的湍流活动具有更强的表现能力,尤其在大气层结较稳定的条件下更是如此。

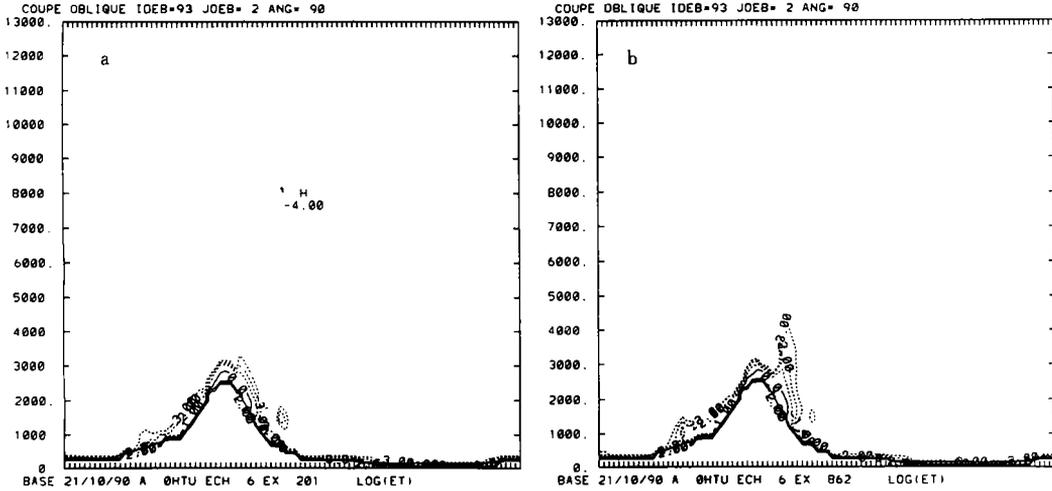


图 9 模拟 6h 后的湍流动能垂直剖面图  
(a. BL-89 方案的模拟结果; b. 新方案的模拟结果。图中等值线为  $\ln(\epsilon)$ )

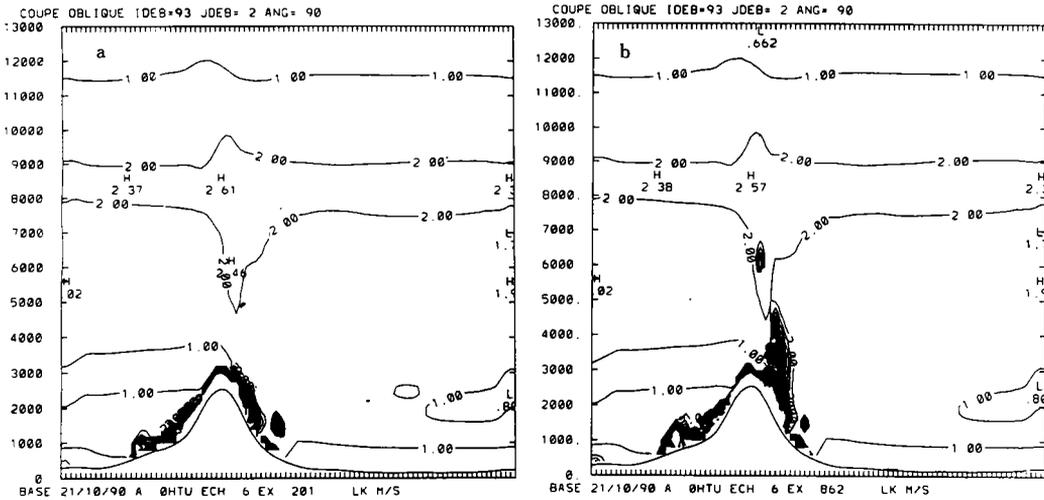


图 10 模拟 6h 后的湍流混合长 ( $l_{mk}$ ) 垂直剖面图 (单位为:m)

### 4 结 论

本文介绍的改进的湍流参数化方案,其主要特点是强调了大气热力结构、动力结构和湍流动能对湍流扰动的共同作用。在确定湍流交换系数时,把湍流热力混合长和动力混合长分别与大气静力稳定性和平均风速切变联系起来,突出了湍流热力交换过程和动力交换过程的各自特性,同时,又通过 Prandtl 系数强调它们之间的制约关系。它不仅适

用于研究大气的湍流扰动,也适用于研究海表下层的湍流输送扩散过程,也即可用于海-气耦合的研究。

二维数值模拟结果表明地形扰动发生发展过程有如下两个主要特点:一是下坡风暴的初始加速度很大,每小时约达  $14\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ;二是地形重力波以极快的速度向上传播,模拟 1h 后就达对流层顶,6h 后就基本完成了对流层内完整的多重力波的构造。这些说明采取新方案对地形扰动重力波的发生发展过程的模拟是成功的、有效的,且也不会引起模式的计算不稳定问题。

虽然对大气较稳定条件下湍流活动的表现能力,新方案优于 BL-89 方案,但“间接”比较同一时段所观测到的、与湍流活动强度有关的参数(如度量大气湍流活动对地面天文观测影响程度的参数—大气明晰度(seeing))后,可以认为新方案仍低估了湍流扰动的强度(结果略)。这方面仍有待于今后改进。

最后要指出的是,这里的二维试验个例是有限的,结果也是初步的。有必要在不同越山气流、不同大气层结、不同风场切变等条件下,对新方案进一步研究检验,以及新方案在三维条件下的实际应用试验(现正着手用北京国家气象中心的 T63L16 模式进行试验)。

## 参考文献

- [1] Smagorinsky J, Manabe S and Hollowary J L Jr. Numerical results from a general circulation model for the atmosphere. *Mon Wea Rev.* 1965. 93: 727 — 968.
- [2] Deardorff J W. Theoretical expressions for the counter gradient vertical heat flux. *J Geophys. Res.* 1972. 30: 5900 — 5904.
- [3] Louis J F. A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere. *Boundary Layer Meteorology.* 1979. 17: 187 — 202.
- [4] Therry G and Lacarrère P. Improving the eddy kinetic energy model for planetary boundary layer description. *Boundary Layer Meteorology.* 1983. 25: 63 — 88.
- [5] Bougeault Ph and Lacarrère P. Parameterization of orography induced turbulence in a meso-scale model. *Mon Wea Rev.* 1989. 117: 1872 — 1890.
- [6] Von Karman T. Mechanische ähnlichkeit und turbulenz. *Nachr Ges Wiss Gottingen, Math Phys.* K1. 1930. 58 — 76.
- [7] Stull R B. An introduction to boundary layer meteorology. *Atmos Sci.* 1991. Lib: 131 — 147.
- [8] Andre J C, Moor G De, Lacarrère P, Therry G, and Juvanon Du Vachat R. Modeling the 24-hour evolution of the mean and turbulent structure of the planetary boundary layer. *J Atmos Sci.* 1978. 35: 1861 — 1883.
- [9] Lacser A and Arya P S. A comparative assessment of mixing-length parameterization in the stable stratified nocturnal boundary layer (NBL). *Boundary-Layer Meteorology.* 1985. 25: 63 — 88.
- [10] Blackadar A K. The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere. *J Geophys Res.* 1962. 67: 3095 — 3102.
- [11] De Moor G. Les theories de la turbulence dans la couche limite atmospherique. *EERM/France.* 1978. 101 — 114.
- [12] Durrant D R and Klemp J B. A compressible model for the simulation of moist mountain waves. *Mon Wea Rev.* 1983. 111: 2341 — 2361.
- [13] Kondo J, Kanechika O and Yasuda N. Heat and momentum transfers under strong stability in the atmospheric surface layer. *J Atmos Sci.* 1978. 35: 1012 — 1021.

- [14] Imbard M et al. The PERIDOT fine-mesh numerical weather prediction system : description, evaluation and experiments. *J Meteor Soc. Japan, Special NWP Symposium Volume*. 1987. 455 — 165.
- [15] Geleyn J F et al. The evolution of numerical weather prediction and atmospheric modelling at the french weather service. *J Theor and Appl Mecha. Special Issue Supplement No. 2*. 1988. 7: 87 — 110.
- [16] Brière S. Nonlinear normal mode initialization of a limited area model. *Mon Wea Rev.* 1982. 110: 1116 — 1186.
- [17] Davies H C. A lateral boundary formulation for multi-level prediction models. *Quart J Roy Meteor Soc.* 1976. 102: 405 — 418.
- [18] Geleyn J F. On a simple parameter-free partition between moistening and precipitations in the Kuo scheme. *Mon Wea Rev.* 1985.
- [19] Kuo H L. Further studies of the parameterization of the influence of cumulus convection on large-scale flow. *J Atmos Sci.* 1974. 31: 1232 — 1240.
- [20] Geleyn J F. Use of a modified richardson number for parameterizing the effect of shallow convection. Technical document. WMO/TD—No. 114 (Tokyo. 4—8 August 1986).
- [21] Bougeault Ph et al. The atmospheric momentum budget over a major mountain range : first results of the PYREX field experiment. Submitted to annual Geophysics. 1992.
- [22] Klemp J B and Lilly D K. Numerical simulation of hydrostatic mountain waves. *J Atmos Sci.* 1978. 35: 78 — 107.
- [23] Bougeault Ph and André J C. On the stability of the third-order turbulence closure for the modeling of the stratocumulus-stopped boundary layer. *J Atmos Sci.* 1986. 43: 1574 — 1581.
- [24] Lilly D K and Kennedy P J. Observation of a stationary momentum flux and energy dissipation. *J Atmos Sci.* 1978. 30: 1135 — 1152.

## A IMPROVED PARAMETERIZATION SCHEME OF VERTICAL TURBULENT DIFFUSION

Chen Dehui

*(National Meteorological Center, Beijing, 100081)*

Qin Cheng

*(Guangxi Teachers Training College, Nanning, 530001)*

Philippe Bougeault

*(CNRM/Meteo-France, 31057 Toulouse, France)*

### Abstract

The parameterization problem of vertical turbulent diffusion in a Numerical Weather Prediction (NWP) model was addressed in this paper. Based on the turbulent scheme of Bougeault and Lacarrère (1989, referred as BL-89 scheme hereafter), the method for dealing with Turbulent Mixing Length (TML) was modified so that the dynamic TML and thermodynamic TML depend respectively upon the atmospheric static stability and wind shear. The basic idea of the new scheme is to combine the dynamic turbulent ap-

proach (wind shear) of Von Karman (1930) and the thermodynamic approach (static stability) of BL-89 scheme. It emphasis the comprehensive impacts of the atmospheric dynamic structure, thermodynamic structure and turbulent energy on the turbulent mixing. In comparison of the new scheme with the BL-89 scheme, it was concluded that under the conditions of stronger atmospheric static stability and wind shear, the new scheme has a better capability of representation of turbulent activities.

**Key Words:** Turbulent diffusion, Parameterization, Numerical models.

## 附 录

### 湍流混合长的计算

以下的介绍主要依据 BL-89 方案(以热力混合长为例)。

假设在某高度  $z$  处, 有一具有湍流动能  $e(z)$  的湍涡, 随机发生位移, 离开  $z$  高度后向上(或向下)运动, 直至湍涡受浮力阻碍作用, 改变并停止其原有方向的位移运动。湍涡的位移距离可由下式确定:

$$\int_z^{z+l_{up}} \beta \cdot [\theta(z) - \theta(z')] dz' = e(z) \quad (A-1a)$$

$$\int_{z-l_{down}}^z \beta \cdot [\theta(z') - \theta(z)] dz' = e(z) \quad (A-1b)$$

其中“ $l_{up}$ ”(“ $l_{down}$ ”)为湍涡向上(向下)的位移距离;  $\beta$  为浮力参数。下面以湍涡向上位移为例, 给出计算  $l_{up}$  的具体方法和步骤。对(A-1a)式在模式垂直层上作离散处理, 有:

$$\int_{z_k}^{z_k+l_{up}} (\dots) = \int_{z_k}^{z_{k-k_z}} (\dots) + \int_{z_{k-k_z}}^{z_{k-k_z}+l_{up}} (\dots) = e(z) \quad (A-2)$$

然后, 对式(A-2)进行分段离散化:

$$\sum_{k=k}^{k-k_z} A_k \cdot \Delta z_k + B_{k-k_z} \cdot l'_{up} + \bar{N}^2 \cdot (l'_{up})^2 = e(z) \quad (A-3)$$

公式(A-3)是关于  $l'_{up}$  一元二次方程, 其中:

$$\begin{cases} \Delta z_k = z_{k-1} - z_k \\ A_k = \beta \cdot [\theta(z_{k-1}) - \theta(z_k)] \\ B_{k-k_z} = \beta \cdot [\theta(z_{k-k_z-1}) - \theta(z_{k-k_z})] \\ \bar{N}^2 = \beta \cdot \left(\frac{\partial \theta}{\partial z}\right)_{k-k_z} \\ k = 60, 59, \dots, 2, 1 \\ k_z = 0, 1, 2, 3, \dots \end{cases}$$

由式(A-3)求解得  $l'_{up}$ , 再计算  $l_{up} = \sum_{k=k}^{k-k_z} \Delta z_k + l'_{up}$  若  $k_z = 0$  (相当于模式垂直分辨率不高

的情况), 则

$$l_{u_{pt}} = l'_{u_{pt}}, \text{ 且式(A-3) 简化为: } l_{u_{pt}} = \sqrt{\frac{2e}{N^2}} \quad (\text{A-4})$$

对于湍流向下位移的情况, 其推导方法类同。假设湍流混合长与  $l_{u_{pt}}$  (或  $l_{d_{umt}}$ ) 正相关。在大气高层, 通常  $l_{u_{pt}}$  和  $l_{d_{umt}}$  相近, 但靠近地面附近时,  $l_{d_{umt}}$  趋于一个很小的量。因此, 不宜用简单的算术平均法由  $l_{u_{pt}}$  和  $l_{d_{umt}}$  直接计算出混合长  $l_{mk}$  (参看本文中式(3))。湍流扰动水力模拟实验已证明了这样一个关系: 湍流交换系数随到水槽壁的最短距离而变化。如果把静力稳定度增加、限制湍流位移运动的区域, 看成是一个“无形的槽壁”, 那么, 大气湍流混合长应随  $l_{u_{pt}}$  和  $l_{d_{umt}}$  中的最小值(最短距离)而变化, 即:

$$l_{mk} = \min(l_{u_{pt}}, l_{d_{umt}}) \quad (\text{A-5})$$

其中“min”表示取最小值, 这也可看作是一种“非常特殊”的平均法。对于耗散长度  $l_\epsilon$ , 则取如下的关系式:

$$l_\epsilon = \sqrt{l_{u_{pt}} \cdot l_{d_{umt}}} \quad (\text{A-6})$$

在本文改进的方案中, 把由此确定的混合长称之为湍流热力混合长。对于动力混合长, 其计算方法和步骤类似。