

基于大涡模拟评估 GRAPES 模式对 对流边界层的模拟性能^{* 1}

江 川¹ 沈学顺²

JIANG Chuan¹ SHEN Xueshun²

1. 中国气象科学研究院,北京,100081

2. 中国气象局数值预报中心,北京,100081

1. *Chinese Academy of Meteorological Sciences, Beijing 100081*

2. *Center for Numerical Prediction, China Meteorological Administration, Beijing 100081*

2013-04-23 收稿,2013-06-04 改回.

江川,沈学顺. 2013. 基于大涡模拟评估 GRAPES 模式对流边界层的模拟性能. 气象学报, 71(5): 879-890

Jiang Chuan, Shen Xueshun. 2013. Assessment of the simulative performance of the GRAPES model on the convective boundary layer based on the large eddy simulations. *Acta Meteorologica Sinica*, 71(5): 879-890

Abstract This paper devotes to examining the GRAPES semi-Lagrangian dynamic core at the large-eddy scale, which may lay a foundation for the future development of kilometer-scale and even more high resolution numerical models. Another purpose of this research is to develop GRAPES large-eddy simulation model, which will provide a scientific tool for testing and developing the boundary layer turbulence parameterization. In order to analyze the ability of the GRAPES at large eddy scale, the Smagorinsky-Lilly subgrid closure is introduced into the GRAPES dynamic core, and model resolution is increased to be 50 m. A widely applied large eddy simulation model (UCLA_LES model) is applied here as a reference. Through simulating the turbulence in a dry convective boundary layer, the following conclusions are obtained: The GRAPES semi-Lagrangian dynamic core is able to show a reasonable performance at the large-eddy scale by using a smaller filtering scale comparing with the UCLA_LES. Also, it is revealed that there exists excessive diffusion in the GRAPES semi-Lagrangian model due mainly to the interpolation at upstream points of Lagrangian advection. When using the same filtering scale (Smagorinsky constant) as UCLA_LES, the velocity field simulated by the GRAPES_LES exhibits much smoother distribution, and the fine turbulent structures look not so obvious compared with those by the UCLA_LES. This is also confirmed by analyzing the turbulent energy spectrum. Moreover, sensitivity experiments by using the different Smagorinsky constants demonstrate that smaller filtering scale can compensate for the implicit dissipation in the semi-Lagrangian model, and can produce a good convective turbulence simulation.

Key words Large eddy simulation, Semi-Lagrangian dynamical core, Implicit diffusion, GRAPES model, Convective boundary layer

摘 要 为检验 GRAPES 半拉格朗日动力框架在大涡尺度上的模拟性能,为未来发展千米及其以下高分辨尺度的数值模式奠定基础,并构造 GRAPES 大涡模式以检验和发展边界层湍流参数化提供科学工具。通过在 GRAPES 模式中加入 Smagorinsky-Lilly 小尺度湍流参数化,并将模式分辨率提高至 50 m,构建 GRAPES 大涡模式(GRAPES_LES),以便分析 GRAPES 模式在大涡尺度上的适用性。同时利用广泛应用的已有大涡模式 UCLA_LES 作为参考,通过对干对流边界层湍流的模拟分析及与 UCLA_LES 模拟结果的对比,得出如下主要结论:GRAPES 半拉格朗日动力框架能够模拟出与已有的大涡模式相似

* 资助课题:国家“十二五”科技支撑项目“全球中期数值预报技术开发及应用”(2012BAC22B02)、973 课题“突发性强对流天气演变机理和监测预报技术研究”(2013CB430106)、国家自然科学基金创新群体项目(41221064)。

作者简介:江川,主要从事边界层数值模拟的研究。E-mail:cjiang@ium.com

通信作者:沈学顺,主要从事数值预报研究。E-mail:shenxs@cma.cma.gov.cn

的边界层湍流特征;同时,通过分析也证明 GRAPES 存在由于采用半拉格朗日平流计算而带来过度耗散的问题;当使用相同的滤波尺度(Smagorinsky 常数)时,GRAPES_LES 模拟出的速度场更为平滑,小尺度湍流结构过于光滑,通过对湍流能量的能谱分析更清楚地表明了这一点。进一步,对不同的 Smagorinsky 常数(对应不同的滤波尺度)进行了敏感性试验,表明可以通过改变滤波尺度,有效地缓解半拉格朗日框架隐含的耗散问题,得到更接近 UCLA_LES 所模拟的湍流特征。

关键词 大涡模拟,半拉格朗日动力框架,隐含耗散,GRAPES 模式,对流边界层

中图法分类号 P435 P456.7

1 引言

大气边界层是地-气系统物质和能量交换的桥梁,是数值模式中重要的次网格尺度过程之一。随着大型计算机的快速发展,数值预报模式希望通过提高网格分辨率以提高模式预报的准确性。然而,单纯通过提高模式分辨率对模拟边界层湍流、积云对流及飑线等中小尺度系统效果仍然不佳(Lean, et al, 2008)。造成这种问题的原因主要来自两个方面:(1)由于中尺度数值模式中的次网格方案多建立在粗分辨率网格假设的基础上,对于细网格尺度并不适用(Cullen, et al, 2009);(2)数值模式的动力框架存在隐含耗散问题,在模式中耗散一般来自水平扩散和平流方案两方面,GRAPES 模式在计算时需要得到拉格朗日轨迹上游点的物理量值,而上游点大多不在网格点上,此时就需要通过周围点的插值得到,这就造成了 GRAPES 模式的隐含耗散问题。Mccalpin 等(1989)对不同插值方法的半拉格朗日方案的耗散进行定量分析发现,半拉格朗日方案存在不同程度的数值耗散和计算频散,这种耗散在模式分辨率提高到百米及千米尺度时尤为凸显。GRAPES 半拉格朗日动力框架在中尺度数值预报及全球中期预报中已得到了很好的应用,但从未在大涡尺度上考察过其性能。所以,在未来发展千米及其以下高分辨尺度的 GRAPES 模式时,有必要首先检验 GRAPES 半拉格朗日动力框架在大涡尺度上的性能,了解 GRAPES 模式在高分辨率情形下的模拟精度。同时,由于目前模式中的次网格物理过程方案都基于粗分辨率假设,如 GRAPES 中的边界层参数化是一个一维垂直方向上 K 闭合方案,当分辨率提高到千米尺度之后,水平方向上的湍流扩散不能忽视,所以 GRAPES 大涡模式的构造能进一步为发展三维边界层湍流扩散方案提供模拟验证工具。在云可分辨尺度上,模式如何考虑边界层湍流对模式预报对流的发生、发展将起关键的作用,构建

GRAPES 大涡模式了解边界层内的湍流特点,并研究边界层湍流参数化对未来中小尺度数值预报的发展具有重要意义。

自 Deardorff(1970, 1972)将大涡模拟(LES)技术引入对大气边界层的研究后,大涡模拟已被广泛地用于边界层湍流的模拟研究中(Moeng, 1984; Mason, et al, 1986; Schmidt, et al, 1989),并得到一系列详实可靠的高分辨率大气湍流信息。大涡模拟的基本思想认为湍流运动是由许多大小不同的涡旋组成,采用充分精细的网格尺度(100 m 以下)将大涡和小涡分开处理,由于大涡携带大部分湍流能量,对其进行直接模拟;而小尺度的湍流是通过非线性相互作用产生,它们与运动的不稳定性和边界问题不直接相关,并多起耗散作用,更易进行参数化闭合处理。Sullivan 等(1994)总结了大涡模拟中常用的次网格闭合方案(SGS):(1)传统的 Smagorinsky-Lilly 次网格闭合方案(Smagorinsky, 1963; Lilly, 1967),该方案计算量小,且仅包含一个无量纲常数 C_s ;(2)TKE 闭合方案(Deardorff, 1973),该方案计算量适中,但模拟得到的近地面平均风速不满足相似理论;(3)高阶闭合方案(Deardorff, 1974),该方案能较大程度保持模式物理框架的完整性,但是计算量较大;(4)动力学闭合方案,该闭合方案中的参数 C_s 根据局地流体的状况而变化,其值由动力学方法确定(Germano, et al, 1991; Porté-Agel, et al, 2000; Huang, et al, 2008)。

最早的大涡模拟研究都针对大涡特征明显的典型对流边界层,随着计算机水平的提高,大涡模拟拓展至边界更复杂、大涡特征较不明显的稳定边界层和不均匀下垫面上(Mason, et al, 1990; Hadfield, et al, 1991; Walko, et al, 1992)。同时大涡模拟模式具有极高的格点分辨率和对边界层湍流的三维模拟效果,这些特点使它很适用于各类物理过程的研究,如深、浅对流、暖云降水对流等过程(Petch, et al, 2008; Reinert, et al, 2009)。基于大涡模拟技术在

边界层研究中的独特优势,越来越多的中尺度模式希望能将高分辨率边界层方案(大涡模拟机制)引入数值预报模式中。Robert 等(2003)考察了英国气象局 Met Office Unified Model 在大涡尺度上模拟的可行性,指出引入高分辨率边界层方案后的中尺度模式对边界层的模拟效果有大幅度改进,同时也指出对中尺度模式平流方案中的固有耗散问题引入补偿机制十分关键。Drikakis(2003)指出中尺度模式中的平流方案所造成的隐含耗散与次网格方案所造成的耗散在大涡尺度上同等重要。

本研究通过将 GRAPES 中尺度模式分辨率提高至大涡模拟尺度,同时引入 Smagorinsky-Lilly 小尺度湍流参数化,构建可用于大涡模拟的 GRAPES_LES 模式,并通过与广泛应用的 UCLA_LES 模式的模拟结果进行比较,考察 GRAPES 模式在大涡分辨率情形下的模拟能力。该研究以干对流边界层为例进行模拟试验,不考虑湿过程以重点考察模式的动力性能及框架中所隐含的耗散问题。同时,在 GRAPES_LES 的次网格方案设计中,对不同的 Smagorinsky 常数(对应不同的滤波尺度)进行敏感性试验,以考察滤波尺度的改变能否有效地补偿半拉格朗日框架隐含耗散的问题。

2 GRAPES_LES 的构造及试验设计

2.1 GRAPES_LES 的构造

GRAPES 是中国自主研发的一个多尺度通用模式,该模式采用球坐标系下的全可压非静力方程组及半隐式半拉格朗日时间积分方案,水平方向采用 Arakawa-C 跳点网格,垂直方向采用 Charney-Philips 变量跳层设计,垂直坐标为地形高度追随坐标。半拉格朗日轨迹计算考虑了球面效应,轨迹上游点的物理量插值采用准三次插值方案。GRAPES 具有完备的物理过程,本研究由于重点测试 GRAPES 动力框架在大涡尺度上的性能,不对模式物理过程做详细阐述,详细物理过程可以参考薛纪善等(2008)的文章。此外,由于不考虑地形的作用,本研究中 GRAPES 模式的垂直坐标为高度坐标。

GRAPES_LES 是在原 GRAPES 动力框架的基础上,加入大涡模拟中常用的次网格参数化方案,并提高分辨率以直接模拟大尺度涡旋(100 m 以下)。本研究采用 Smagorinsky-Lilly 次网格闭合方案,方程组(1)是 GRAPES_LES 在球坐标系下的预

报方程组,方程组(3)给出次网格闭合方案公式。

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} = -\frac{c_p \theta}{r \cos \varphi} \times \frac{\partial \Pi}{\partial \lambda} + f_v + \frac{uv \tan \varphi}{r} - \\ \quad \frac{uw}{r} - 2\Omega \cos \varphi \cdot w + F_{i(i=1)} \\ \frac{dv}{dt} = -\frac{c_p \theta}{r} \times \frac{\partial \Pi}{\partial \varphi} - fu - \frac{u^2 \tan \varphi}{r} - \frac{vw}{r} + F_{i(i=2)} \\ \frac{dw}{dt} = -c_p \theta \times \frac{\partial \Pi}{\partial r} - g + \frac{u^2 + v^2}{r} + \\ \quad 2\Omega \cos \varphi \cdot u + F_{i(i=3)} \\ \frac{d\theta}{dt} = \frac{Q_T + F_T}{c_p \Pi} \\ \frac{c_p}{R} \frac{d\Pi}{dt} = -\Pi D_3 + \frac{Q_T + F_T}{\theta} \end{cases} \quad (1)$$

方程组(1)中包含运动方程、连续方程及热力学方程,分别为风速及位温的时间倾向, λ, φ, r 分别为球坐标系的坐标, c_p 为定压比热容, R 为气体常数, g 为重力加速度,在该方程组中引入埃克斯纳气压变量 $\Pi = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{R}{c_p}}$, D_3 为三维散度, Q_T 为非绝热加热项,对于 F_i, F_T ,若假设 i, j 分别取 1、2、3,即代表 x, y, z 三个方向,则代表动量及热量的湍流扩散项,其表达式如方程组(2)

$$\begin{cases} F_i = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \\ F_T = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \gamma_{\theta j}}{\partial x_j} \\ \tau_{ij} = -\rho_0 K_m D_{ij} \\ \gamma_{\theta j} = -\frac{K_m}{Pr} \frac{\partial \theta}{\partial x_j} \\ D_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \\ K_m = (C_s l)^2 S \sqrt{1 - \frac{Ri}{Pr}} \\ l^{-2} = \frac{1}{[k(z + z_0)]^2} + \frac{1}{l_0^2} \\ l_0 = C_s \Delta \\ Ri = \frac{S^2}{N^2} \\ S^2 = \frac{1}{2} S_{ij} S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \nabla \cdot \mathbf{u} \right) \\ N^2 = \frac{g}{\Theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \end{cases} \quad (2)$$

(3)

方程组(2)和(3)中的 τ_{ij} 与 γ_{θ_j} 分别代表次网格动量通量及热量通量, K_m 为涡动系数, Pr 为涡动普朗特数, S 为形变张量, Ri 为里查森数, N 为浮力通量, δ_{ij} 为克罗内克符号, l_0 为混合长(滤波尺度), l 为该闭合方案中定义的长度尺度, z 为垂直高度, ρ 为密度, z_0 为粗糙度长度, θ_0 为参考状态的位温, ρ_0 为背景密度, $\Delta = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$ 为格点尺度, k 为卡尔曼常数, 取为 0.35, C_s 为 Smagorinsky 常数。Nieuwstadt 等(1993)指出 C_s 为次网格方案中一个极为重要的量, 由小涡闭合方案的公式 $l_0 = C_s \Delta$ 可看出, C_s 与混合长及格点尺度有关, 在大涡模拟技术中需对大尺度湍流和小尺度湍流进行划分, 因此就涉及到滤波尺度的问题, 在 Smagorinsky-Lilly 方案的假设中混合长与滤波尺度相当, 即代表大的滤波尺度, 能够减少高波数(小尺度)湍流部分的方差值, 同理小的 C_s 值可以增加小尺度湍流部分的能量, 即产生所需要的补偿耗散效果。同时还指出大的 C_s 的取值会造成大尺度热量的略微增加, 然而相对而言, C_s 的取值对大尺度湍流影响较小。一般在大涡模拟中若假设各向同性的惯性子区并且采用截

谱型滤波, 则 C_s 一般取 0.17(Lilly, 1967)。但是, 多数情况下湍流并非各向同性, 而且, 模式中包含了除了次网格过程之外的耗散(特别是平流过程), 所以, 在不同的大涡模式中 C_s 取值并不相同。该数的取值要求应该足够大以阻尼格点尺度数值运算的噪音(例如有限差分误差), 又不应该浪费大涡模式高的分辨率(Mason, et al, 1986)。因此, 本研究同时设计了对 C_s 的敏感性试验, 用于考察 GRAPES_LES 模式的响应, 从而选择合适的 C_s 使 GRAPES_LES 达到较为合理的模拟效果。

2.2 试验设计

本研究选取独立的大涡模拟模式 UCLA_LES (Stevens, 2010)用以评估 GRAPES_LES 的模拟性能。UCLA_LES 是一个应用广泛的三维大涡模式, 该模式不但可用于对对流、中性、稳定边界层的模拟, 同时模式中也提供了不同复杂程度的微物理过程, 如 Seifert 等(2001, 2008)的暖云微物理方案, Stevens 等(2008)的浅积云对流参数化方案。表 1 给出了 UCLA_LES 与 GRAPES_LES 模式框架的对比。

表 1 GRAPES_LES 和 UCLA_LES 模式配置的比较

Table 1 A comparison of the model configurations between the GRAPES_LES and UCLA_LES simulations

模式	GRAPES_LES	UCLA_LES
动力假设	可压缩;非静力平衡	滞弹性;非静力平衡
坐标系	球坐标系	笛卡尔坐标系
平流方案	动量:半拉格朗日平流方案;标量:分段有理函数法(PRM)	动量:四阶中央差;标量:单调中央差
时间步长	5 s	可变(最大时间步长 5 s)
时间积分	半隐式积分方案	三阶龙格-库塔方案
气压算子	广义共轭余差(GCR)法迭代求亥姆霍兹方程	快速傅立叶变换(FFT)的泊松算子
垂直格点设置	Charney-Philips 跳层	洛仑兹
水平格点设置	Arakawa-C	Arakawa-C
Smagorinsky 系数	0.23, 0.46, 0.115	0.23

如前所述,本研究选取一个理想的均匀地表下的干对流边界层个例,其初始状态由式(4)确定。

$$\theta = \begin{cases} \theta_0 & z < z_0 \\ \theta_0 + \tau(z - z_0) & z \geq z_0 \end{cases}$$

$$\theta_0 = 293 \text{ K}, z_0 = 800 \text{ m}, \tau = 0.003 \text{ K/m}$$

$$u = v = w = 0 \quad (4)$$

式中, z_0 为初始的边界层顶高度, z_0 以上至模式顶处取逆温, τ 为位温的垂直梯度, 地面给予定常的地表热通量 100 W/m^2 , 粗糙度长度设为 0.1 m 。为触发干对流边界层湍流的发展, 在 250 m 以下给定一个位温扰动, 其振幅为 $[-0.1, 0.1]$ 的随机数

(Schmit, et al, 1989), 这些扰动不稳定发展后将触发整个边界层的湍流运动。

为使 GRAPES_LES 与 UCLA_LES 的模拟结果具有可比性, 两模式的边界条件都设为周期边界条件, 上、下边界条件都为刚体边界, 模式在上部 5 层加入了重力波的阻尼吸收层, 并在计算下边界强迫时运用了莫宁-奥布霍夫相似理论。对于网格距和模拟范围的取法, 参考了一些文献中的做法, 如 Schmit 等(1989)、Moeng(1984)、Cuxart 等(2000)利用大涡模拟对边界层模拟时的取值; 同时也参考了 Robert 等(2003)对英国气象局 Met Office Uni-

fied Model 模式大涡尺度上的性能评估时的分辨率取法,水平垂直分辨率都取为 50 m。同时,由于 Agee 等(1999)指出大涡模拟区域的大小必须大于特征水平长度尺度的 2.5 倍,文中模拟 4 h 边界层高度约为 1350 m,则模拟区域大于 3375 m 应该能满足大涡模拟对区域的基本要求。所以,在初步模拟中给定 $5 \text{ km} \times 5 \text{ km} \times 2.7 \text{ km}$ 的模拟区域,水平分辨率为 50 m,垂直方向不等距分为 50 层,在 1200 m 上有比率为 1.02 的垂直格距拉伸,模式层顶取为 2700 m。取模式在积分达到准定常态后的结果进行分析。这里,积分达到准定常态的判别标准是积分时间超过 6 倍对流边界层的特征时间尺度(吴润等,1999),即:

$$T = \frac{z_i}{w_*}$$

$$w_* = \left(\frac{gz_i Q_s}{\theta_0} \right)^{1/3}$$

$$T > 6T_* \quad (5)$$

式中, θ_0 为背景位温,取为 293 K, Q_s 为地表热通量,取 100 W/m^2 , z_i 为对流边界层高度, w_* 为对流边界层垂直速度尺度, T_* 则为对流边界层时间尺度。若运行 3 h 后,对应的 z_i 约为 1300 m,计算可得 T_* 为 13.3 min,那么积分时间大于 1.33 h 则可

达到准定常态,而本文的运算结果都在达到准定常态后得到,取积分时间为 4 h。

3 结果分析

图 1 给出了达到准定常态后(1.33—4 h)边界层高度的变化情况,边界层顶值的位置由位温梯度最大值确定。由图 1 可以看出,GRAPES_LES 能够模拟出与 UCLA_LES 相近的边界层顶的高度及层顶变化趋势,尤其以 $C_s = 0.115$ 时与 UCLA_LES 模拟结果最为接近。

图 2 给出了 GRAPES_LES 与 UCLA_LES 模式在 4 h 后的垂直速度 X-Z 剖面,选取了两个模式中部同一个格点 $y = 45$ 处的值。图中也分别给出了 GRAPES_LES 取 $C_s = 0.115, 0.23, 0.46$ 时与 UCLA_LES 模拟结果的对比。由图 2 可以看出,在相同 C_s ($C_s = 0.23$) 的条件下,GRAPES_LES 能够模拟出与 UCLA_LES 模式相似的边界层垂直速度分布特征,即在对流边界层中由于重力波的作用所引起的垂直上升和下沉区的相间分布特征;以及边界层顶附近的夹卷效应等。但也可以明显看到,GRAPES_LES 的模拟结果要光滑得多,这主要是由于 GRAPES 半拉格朗日平流计算时上游点物理

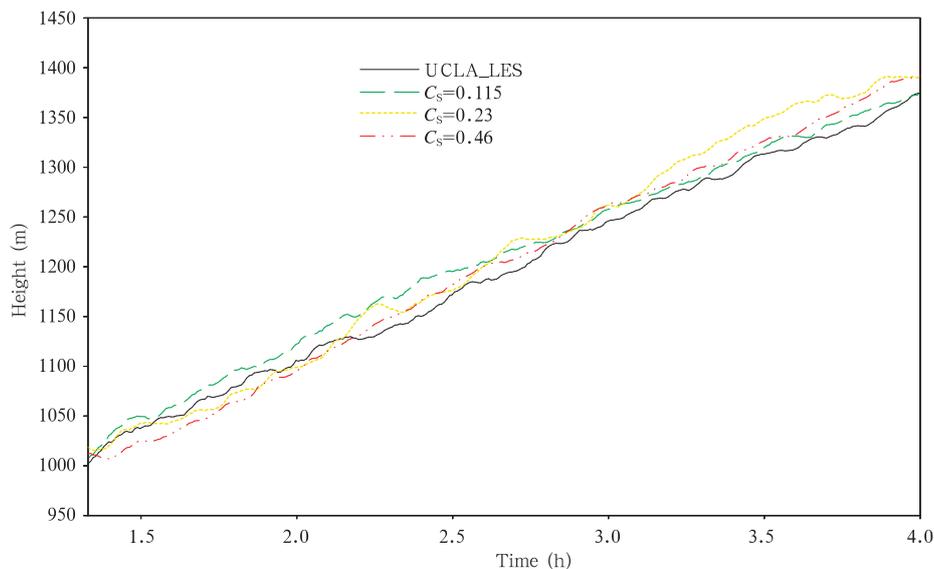


图 1 UCLA_LES 与 GRAPES_LES 边界层高度的时间演变

Fig. 1 Evolution of the boundary-layer height from the UCLA_LES and GRAPES_LES simulations

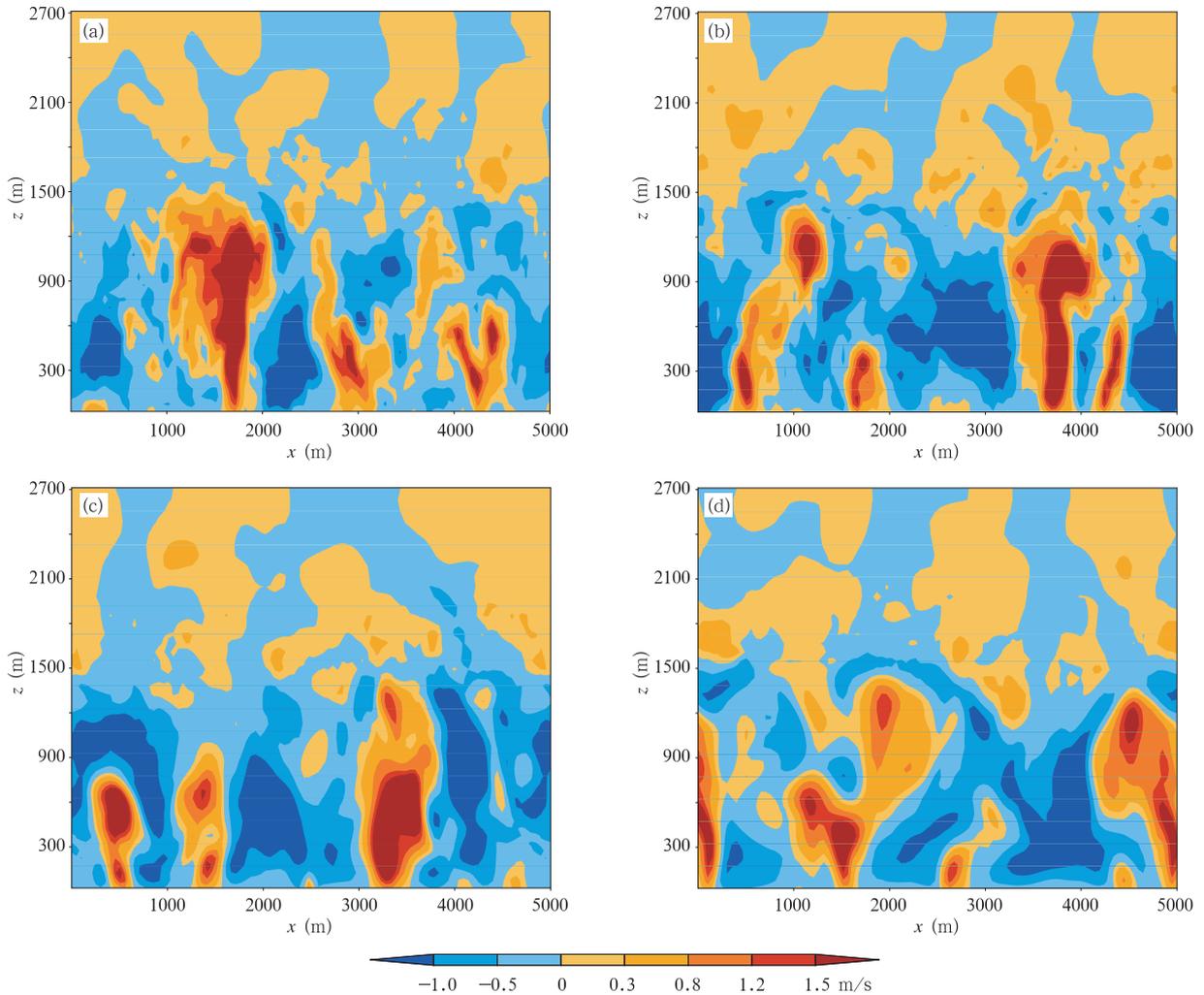


图2 UCLA_LES与GRAPES_LES垂直速度垂直剖面分布

(a. UCLA_LES的模拟结果, b. $C_s = 0.115$ 时GRAPES_LES的模拟结果,
c. $C_s = 0.23$ 时GRAPES_LES的模拟结果, d. $C_s = 0.46$ 时GRAPES_LES的模拟结果)

Fig. 2 Vertical cross-sections of the instantaneous vertical velocity from the UCLA_LES and GRAPES_LES simulations (a. UCLA_LES, b. GRAPES_LES when C_s is 0.115, c. GRAPES_LES when C_s is 0.23, d. GRAPES_LES when C_s is 0.46)

量的插值带来的隐含耗散造成。因此,为使GRAPES_LES的模拟结果更加合理,需要在小尺度涡旋次网格参数化方案设计中考虑对这部分耗散加以补偿。为此,图2中也给出了GRAPES_LES对不同 C_s 的响应,考察不同滤波尺度的选择是否能提高GRAPES_LES的模拟性能(图2b、d)。图2b和d分别给出了缩小和放大滤波尺度的结果,可以看到不同 C_s 值的选取对结果有较为明显的影响。当选取小的 C_s ($C_s = 0.115$)值即滤波尺度缩小时,所模拟出的垂直速度场与UCLA_LES的模拟结果更为相近,而大的 C_s ($C_s = 0.46$)值模拟的垂直速度

场则进一步平滑了边界层本身应有的小尺度湍流分布特征(图2d)。

相同的模拟特征在垂直速度的水平剖面上更为明显,从GRAPES_LES与UCLA_LES在模拟4h后第15层(650 m)的垂直速度分布(图3)可以看出,当取相同的滤波尺度时,GRAPES_LES垂直速度分布较为平滑,模拟出的细致的小尺度湍流结构与UCLA_LES的结果相比不那么显著。但将 C_s 值调整至0.115后,模拟结果变得更为接近,这时GRAPES_LES能模拟出更小结构的湍流,并且垂直速度的蜂窝状结构也更为明显,模拟效果显著提高。

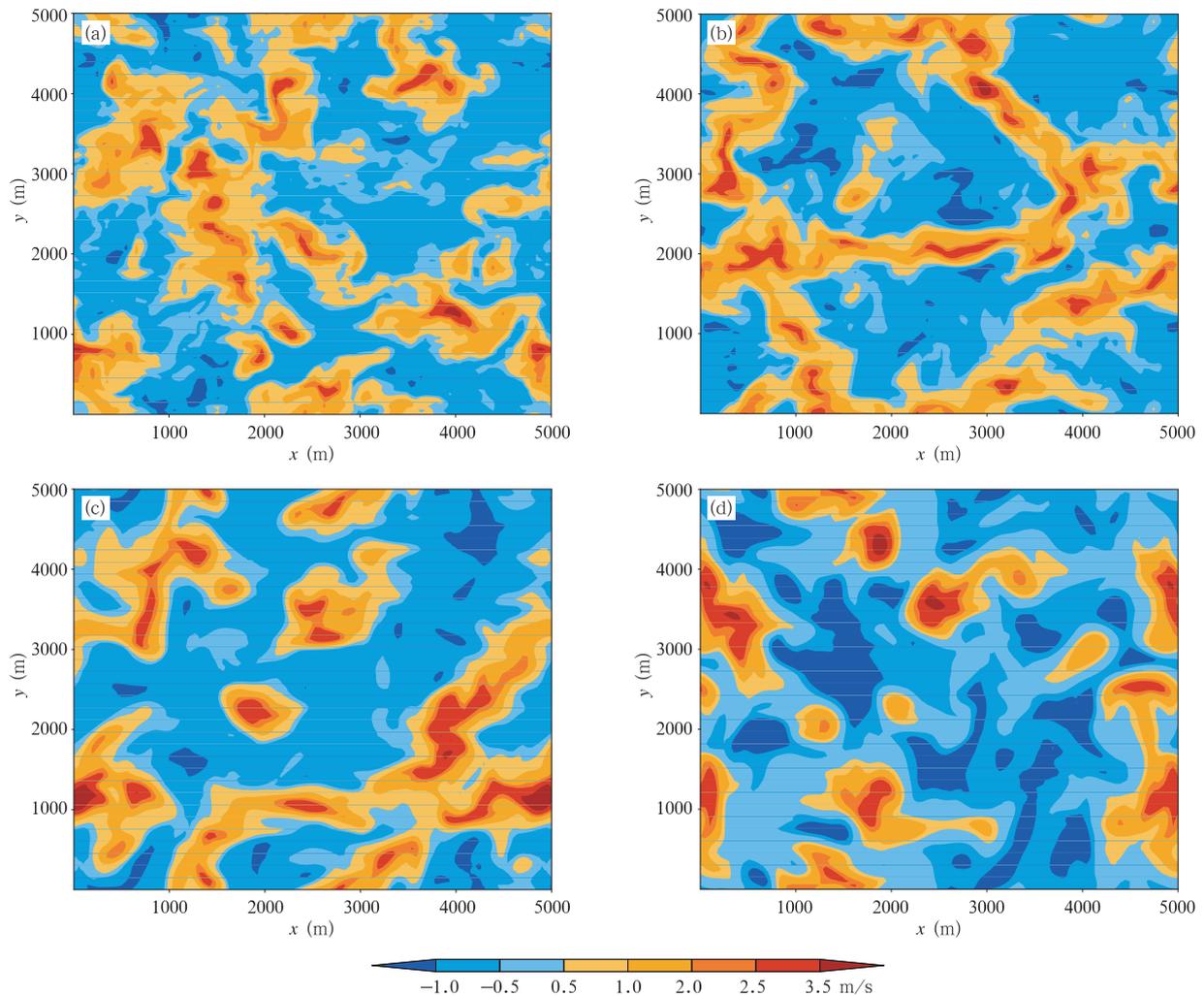


图3 UCLA_LES 与 GRAPES_LES 垂直速度水平截面 ($z = 650$ m) 的分布

(a. UCLA_LES 的模拟结果, b. $C_s = 0.115$ 时 GRAPES_LES 的模拟结果,
c. $C_s = 0.23$ 时 GRAPES_LES 的模拟结果, d. $C_s = 0.46$ 时 GRAPES_LES 的模拟结果)

Fig. 3 Horizontal distribution of the instantaneous vertical velocity at height 650 m simulated by UCLA_LES and GRAPES_LES (a. UCLA_LES, b. GRAPES_LES when C_s is 0.115, c. GRAPES_LES when C_s is 0.23, d. GRAPES_LES when C_s is 0.46)

物理量的方差和偏斜量是湍流研究中的重要参数,方差可用于度量湍流的强度,偏斜量则是用于度量随机过程与均匀、各向同性湍流概率分布(高斯分布)的偏离程度(王雪梅,2001)。图4—6中分别给出了3—4 h 平均的位温方差、垂直速度方差及垂直速度偏斜量 $\overline{w'^3}/(\overline{w'^2})^{3/2}$ 的垂直分布。从图4和图5中可以看出,GRAPES_LES 与 UCLA_LES 位温方差及垂直速度方差分布无论是形状或者方差极大值的位置都极为相似,只是相同滤波尺度时,GRAPES_LES 模拟的湍流能量略偏弱,位温方差则偏强。进一步从图6中可以发现,GRAPES_LES

能够模拟出偏斜量的不断增大及边界层顶附近的极大值分布特征,GRAPES_LES 模拟出的偏斜量偏大,尤其以 $C_s = 0.46$ 时偏离最为明显。

图7和图8分别给出了4 h 时,大涡动能、小涡动能、大涡位温垂直通量及小涡位温垂直通量,其中,TKE 代表湍流动能, $\overline{w'\theta'}$ 表示大涡尺度的位温垂直通量, $\overline{w''\theta''}$ 为小涡尺度的位温垂直通量。通过4幅图可以看出,GRAPES_LES 中的大涡、小涡与 UCLA_LES 中的大涡、小涡扮演相同的角色,大涡包含大部分的能量并且负责大部分的物质传输,小涡主要起耗散作用。同时,对比相同 C_s 值可发现

GRAPES_LES 中小尺度湍流的耗散作用强于 UCLA_LES 的结果。而在选取较小 C_s 值时,模拟曲线则更接近 UCLA_LES 的结果。

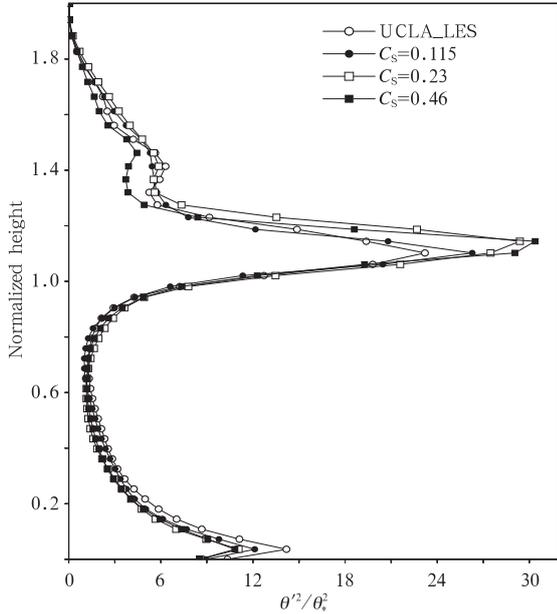


图4 UCLA_LES 与 GRAPES_LES 归一化时间平均位温方差 (θ'^2/θ_s^2) 分布

Fig. 4 Normalized time-area averaged profiles for the potential temperature variance for UCLA_LES and GRAPES_LES

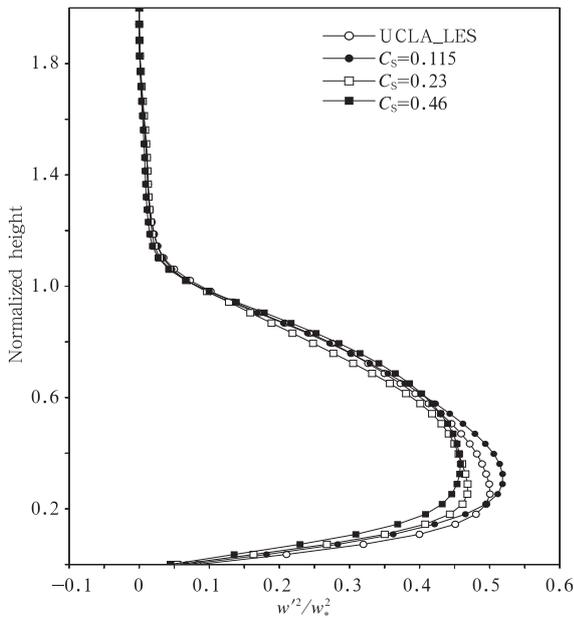


图5 UCLA_LES 与 GRAPES_LES 归一化时间平均垂直速度方差 (w'^2/w_s^2) 分布

Fig. 5 Normalized time-area averaged profiles for the vertical velocity variance for UCLA_LES and GRAPES_LES

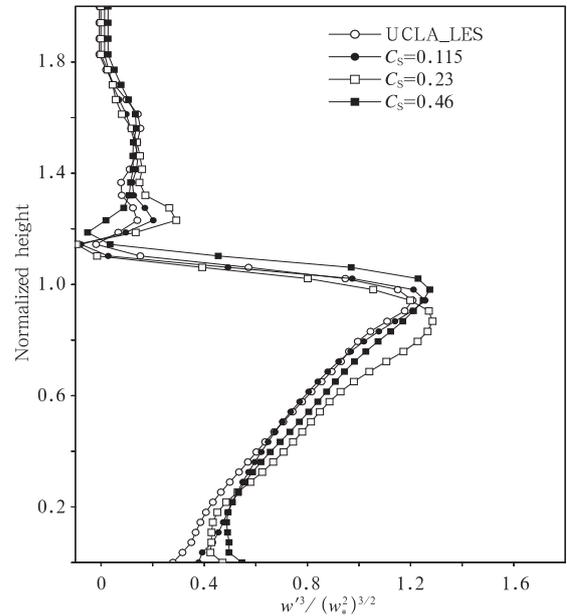


图6 UCLA_LES 与 GRAPES_LES 归一化时间平均垂直速度偏斜量 ($w'^3/(w_s^2)^{3/2}$) 分布

Fig. 6 Normalized time-area averaged profiles for the skewness of vertical velocity for UCLA_LES and GRAPES_LES

为进一步考察 GRAPES_LES 对于对流边界层湍流的模拟能力,图 9 给出了 UCLA_LES 和 GRAPES_LES 在 1000 m 高度处 3—4 h 平均的垂直速度湍流能谱。模式能谱与实际大气能谱分布规律进行对比分析,是评估一个模式动力框架合理性的有效手段。通过计算 GRAPES_LES 的湍流能谱并与 UCLA_LES 进行比较,可以更全面地了解 and 评估 GRAPES_LES 的模拟性能,同时也可以考察不同滤波长度 (C_s) 的选择能否有效补偿 GRAPES_LES 半拉格朗日动力框架插值所产生的隐含耗散。本研究采用 Denis 等 (2002) 提出的离散余弦变换 (DCT) 方法对二维有限区域气象场进行谱分析,该方法不限定气象场的周期性,也不用去除倾向,能够较真实地反映实际湍流能谱的信息。郑永骏等 (2008) 曾利用该方法对半隐式半拉格朗日的 GRAPES 模式进行了动能谱的分析,并得到了合理的动能谱分布。

该方法的具体操作利用 2D-DCT 正变换公式

$$F(m, n) = \beta(m)\beta(n) \sum_{j=0}^{N-1} \sum_{i=0}^{M-1} f(i, j) \cdot \cos(\pi m \frac{i+1/2}{M}) \cos(\pi n \frac{j+1/2}{N}) \quad (6)$$

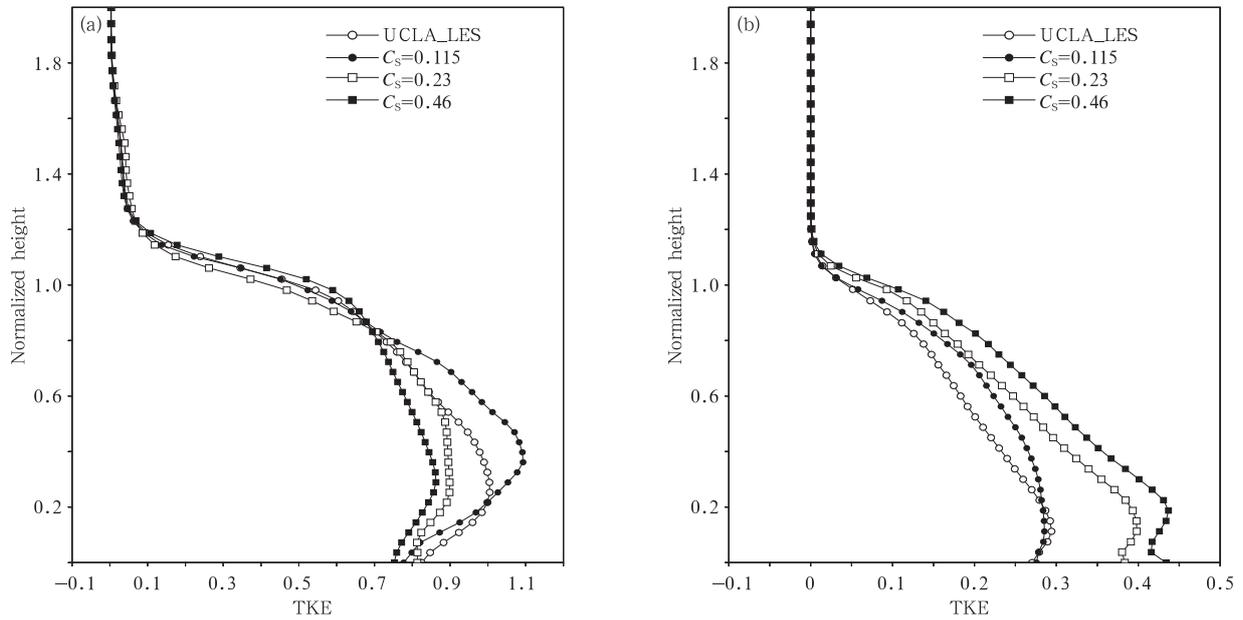


图 7 大涡(a)及小涡(b)部分归一化湍流动能(TKE)的分布

Fig. 7 Normalized turbulent kinetic energy profiles by large eddy (a) and small eddy (b)

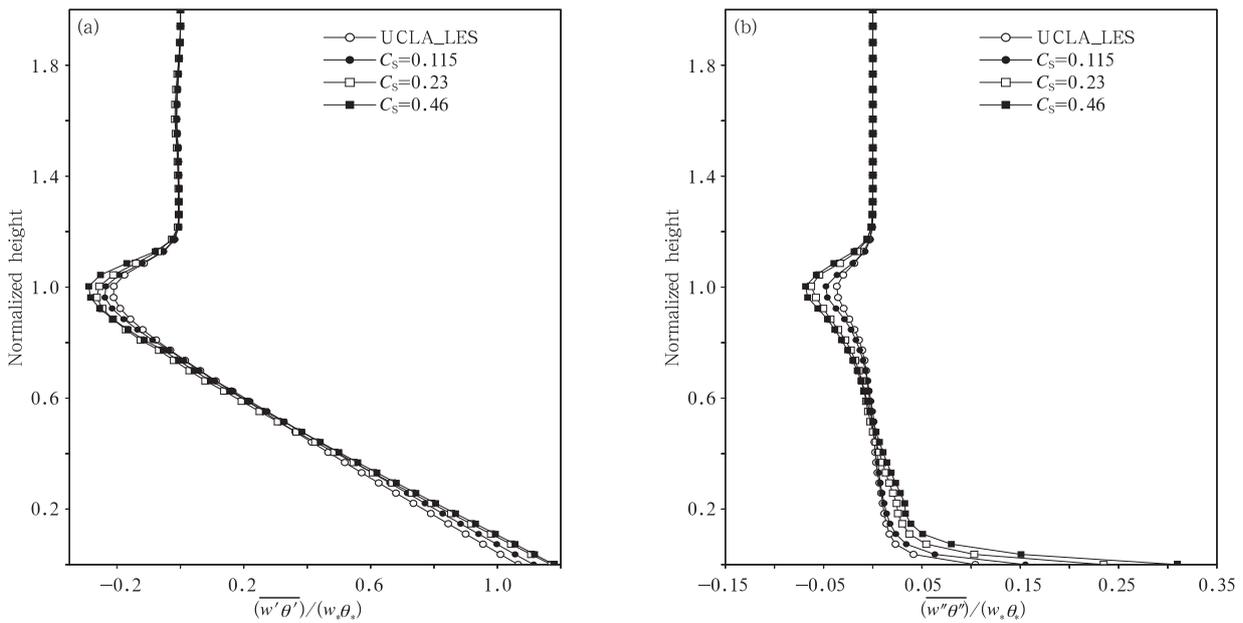


图 8 大涡(a)及小涡(b)部分归一化垂直位温通量的分布

Fig. 8 Normalized vertical potential temperature flux profiles by large eddy (a) and small eddy (b)

式中,

$$\beta(m) = \begin{cases} \sqrt{\frac{1}{M}} & m = 0 \\ \sqrt{\frac{2}{M}} & m = 1, 2, \dots, M-1 \end{cases}$$

$$\beta(n) = \begin{cases} \sqrt{\frac{1}{N}} & n = 0 \\ \sqrt{\frac{2}{N}} & n = 1, 2, \dots, N-1 \end{cases}$$

该公式可以将二维气象场展开为二维谱系数 $F(m, n)$, 它是二维波数 (m, n) 的函数, 该气象场的

方差公式为

$$\sigma^2(m, n) = \frac{F^2(m, n)}{M \cdot N} \quad (m, n) \neq (0, 0) \quad (7)$$

为了将其表示一维波数 k 的函数, 定义归一化波数

$$\alpha = \sqrt{\frac{m^2}{(M-1)^2} + \frac{n^2}{(N-1)^2}} \quad (8)$$

如果

$$\frac{\tilde{k}}{\min(M-1, N-1)} \leq \alpha < \frac{\tilde{k}+1}{\min(M-1, N-1)},$$

$\tilde{k} = 1, 2, \dots, \min(M-1, N-1) - 1$, 将其对应的方差 $\sigma^2(m, n)$ 加入 $S(\tilde{k})$, 并化为用圆频率表示的波数 $k \in \frac{\pi}{\Delta} \left[\frac{\tilde{k}}{\min(M-1, N-1)}, \frac{\tilde{k}+1}{\min(M-1, N-1)} \right]$, 相对应的功率谱密度

$$S(k) = \frac{S(\tilde{k}) \Delta \min(M-1, N-1)}{\pi}$$

图 9 给出了 5 条线, 直线代表惯性子区中的 $-5/3$ 斜率, 另外 4 条折线分别代表 UCLA_LES、 $C_s = 0.115, 0.23, 0.46$ 时 GRAPES_LES 的能谱密度曲线。该湍流能谱做了相应的归一化处理, 其中, k 代表波数, z_i 取为逆温层高度 1350 m, $kz_i = 1$ 就相当于波长为 27 倍格距的波, 为对流边界层的特征速度尺度, $S(k)$ 代表能谱密度。由图 9 可以看出, UCLA_LES 在 $kz_i = 2$ 的时候达到最大, 之后曲线沿着 $-5/3$ 的斜率下降至 $kz_i = 6$, 约为 5 倍格距的波

长处, 然后随着波数的增大平缓地下降。对比取相同 C_s 时 GRAPES_LES 的能谱分布, 可以看到 GRAPES_LES 能谱密度随着波数的增大下降较为剧烈, 验证了 GRAPES 半拉格朗日动力框架耗散更强。进一步考察滤波尺度分别为 $C_s = 0.115$ 和 $C_s = 0.46$ 时对应的能谱密度, 可以看出 $C_s = 0.46$ 时耗散更强, 说明过高估计了小尺度湍流的耗散作用。而当 $C_s = 0.115$ 时, GRAPES 模式隐含的耗散与小尺度湍流部分的耗散其共同作用使 GRAPES_LES 可以得到与 UCLA_LES 较为吻合的结果, 这也说明在发展大涡模式时应充分考虑所基于模式的计算精度来完善其大涡模拟性能。

通过湍流能谱的比较, 可以看出在半拉格朗日动力框架下构造大涡模式是可行的, 能够模拟出能量与波数的 $E \propto k^{-5/3}$ (Kolmogorov, 1941) 定律; 但是湍流能谱的分析也揭示 GRAPES 模式所隐含的耗散问题值得重视, 尤其是在发展云分辨尺度的 GRAPES 模式时应予以重视。通过试验可以看出, 不同的滤波长度 (C_s) 的选择的确能较好地缓和 GRAPES 半拉格朗日动力框架中产生的部分隐含耗散, 但在高波数部分这种耗散仍然存在, 这就需要进一步研究耗散的形成机制, 或者构造更加适合的次网格闭合方案, 从而提高 GRAPES 在大涡尺度上对边界层湍流的模拟能力。

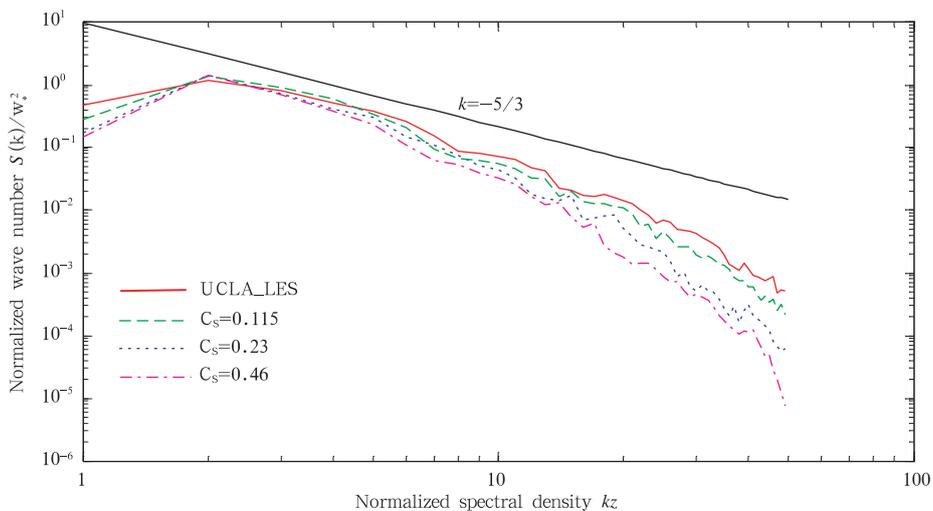


图 9 UCLA_LES 与 GRAPES_LES 归一化湍流能谱分布

Fig. 9 Normalized power spectra of vertical velocity simulated by UCLA_LES and GRAPES_LES

4 结论与展望

利用独立的大涡模式 UCLA_LES 作为参考,评估了中国自主研发的 GRAPES 模式在大涡尺度上对对流边界层的模拟性能,并得到以下结论:

(1)GRAPES_LES 模式能够模拟出与已有广泛运用的大涡模式模拟的相似边界层湍流特征,如水平剖面的网状结构、垂直剖面的热对流活动、方差的分布情况、湍流的湍流动能及垂直热通量分布特征,显示出良好的模拟性能。

(2)模拟结果显示 GRAPES 模式存在隐含耗散问题,在使用相同的滤波尺度(Smagorinsky 常数)时,GRAPES_LES 模拟出的速度场更为平滑,与 UCLA_LES 的结果相比模拟出的小尺度湍流结构过于光滑,湍流能谱图中的耗散也更为明显。

(3)对不同的 Smagorinsky 常数(对应不同的滤波尺度)进行了敏感性试验,表明可以通过改变滤波尺度,有效地缓解半拉格朗日框架隐含的耗散问题,得到更接近 UCLA_LES 模拟的湍流特征。

本研究是 GRAPES_LES 的第一步工作,即加入小涡的闭合方案后评估 GRAPES 模式的动力框架在大涡尺度模拟中的性能,检验高分辨率 GRAPES 模式构造中应该注意的问题。后续工作中将逐步加入水汽条件、云微物理过程、复杂地形、非均匀下垫面等内容,构建更为完备的 GRAPES_LES 模式,从而为检验和发展边界层湍流参数化提供科学工具。

参考文献

McCalpin J D, 林峰. 1989. 半拉格朗日平流内在耗散的定量分析. 气象科技, (6): 32-38

王雪梅. 2001. 用大涡模式研究对流边界层湍流. 气候与环境研究, 6(4): 473-477

吴润, 蒋维楣. 1999. 对流边界层的大涡模拟研究. 气象科学, 19(1): 33-41

薛纪善, 陈德辉. 2008. 数值预报系统 GRAPES 的科学设计与应用. 北京: 科学出版社, 383pp

郑永骏, 金之雁, 陈德辉. 2008. 半隐式半拉格朗日动力框架的动能谱分析. 气象学报, 66(2): 143-157

Agee E, Gluhovsky A. 1999. LES model sensitivities to domains, grids, and large-eddy timescales. J Atmos Sci, 56(4): 599-604

Cullen M J P, Brown A R. 2009. Large eddy simulation of the atmosphere on various scales. Philos Trans Roy Soc A: Math Phys Eng Sci, 367(1899): 2947-2956

Cuxart J, Bougeault P, Redelsperger J L. 2000. A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. Quart J Roy Meteor Soc, 126(562): 1-30

Deardorff J W. 1970. Convective velocity and temperature scales for the unstable planetary boundary layer and for Rayleigh convection. J Atmos Sci, 27(8): 1211-1213

Deardorff J W. 1972. Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers. J Atmos Sci, 29(1): 91-115

Deardorff J W. 1973. The use of subgrid transport equations in a three-dimensional model of atmospheric turbulence. J Fluid Eng, 95: 429-438

Deardorff J W. 1974. Three-dimensional numerical study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer. Bound Layer Meteor, 7(1): 81-106

Denis B J, Côté J, Laprise R. 2002. Spectral decomposition of two-dimensional atmospheric fields on limited-area domains using the Discrete Cosine Transform (DCT). Mon Wea Rev, 130(7): 1812-1829

Drikakis D. 2003. Advances in turbulent flow computations using high-resolution methods. Prog Aerosp Sci, 39(6-7): 405-424

Germano M, Piomelli U, Moin P, et al. 1991. A dynamic subgrid-scale viscosity eddy model. Phys Fluids A, 3: 1760-1765

Hadfield M G, Cotton W R, Pielke R A. 1991. Large eddy simulation of thermally forced circulations in the convective boundary layer, Part I: Eddy simulations of thermally. Bound-Layer Meteor, 57: 79-114

Huang H Y, Stevens B, Margulis S A. 2008. Application of dynamic subgrid-scale models for large-eddy simulation of the daytime convective boundary layer over heterogeneous surfaces. Bound-Layer Meteor, 126(3): 327-348

Kolmogorov A N. 1941. Dissipation of energy in a locally isotropic turbulence. Dokl ANSSSR, 32: 141

Lean H W, Clark P A, Dixon M, et al. 2008. Characteristics of high-resolution versions of the Met Office Unified Model for forecasting convection over the United Kingdom. Mon Wea Rev, 136(9): 3408-3424

Lilly D K. 1967. The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments. IBM Scientific Computing Symposium Environ Sci, 195-201

Mason P J, Callen N S. 1986. On the magnitude of the subgrid-scale eddy coefficient in large-eddy simulations of turbulent channel flow. J Fluid Mech, 162(1): 439-462

Mason P J, Derbyshire S H. 1990. Large-eddy simulation of the stably-stratified atmospheric boundary layer. Bound-Layer Meteor, 53(1-2): 117-162

Moeng C H. 1984. A large-eddy simulation model for the study of planetary boundary layer turbulence. J Atmos Sci, 41(13): 2052-2062

Nieuwstadt F T M, Mason P J, Moeng C H, et al. 1993. Large-eddy simulation of the convective boundary layer: A comparison

- of four computer codes. *Turbulent Shear Flow*, 8: 343-367
- Petch J C, Blossy P N, Bretherton C S. 2008. Differences in the lower troposphere in two-and three-dimensional cloud-resolving model simulations of deep convection. *Quart J Roy Meteor Soc*, 134(636): 1941-1946
- Porté-Agel F, Meneveau C, Parlange M B. 2000. A scale-dependent dynamic model for large-eddy simulation; Application to a neutral atmospheric boundary layer. *J Fluid Mech*, 415: 261-284
- Reinert D, Wirth V. 2009. A new large-eddy simulation model for simulating air flow and warm clouds above highly complex terrain. Part II: The moist model and its application to banner clouds. *Bound-Layer Meteor*, 133(1): 113-136
- Robert J B, Richard M F, Carol E H. 2003. Can a semi-Lagrangian model simulate convective boundary layer turbulence? NWP Forecasting Research Technical Report No. 507
- Schmit H, Schumann U. 1989. Coherent structure of the convective boundary layer derived from large eddy simulations. *J Fluid Mech*, 200: 511-562
- Seifert A, Beheng K D. 2001. A double-moment parameterization for simulating autoconversion, accretion and self collection. *Atmos Res*, 59-60: 265-281
- Seifert A. 2008. On the parameterization of evaporation of raindrops as simulated by a one-dimensional rainshaft model. *J Atmos Sci*, 65(11): 3608-3619
- Smagorinsky J. 1963. General circulation experiments with the primitive equations. *Mon Wea Rev*, 91(3): 99-164
- Stevens B, Seifert A. 2008. Understanding macrophysical outcomes of microphysical choices in simulations of shallow cumulus convection. *J Meteor Soc Japan*, 86: 143-162
- Stevens B. updated by Malte Rieck. 2010. Introduction to UCLA_LES; Version 3. 2. 1
- Sullivan P P, McWilliams J C, Moeng C H. 1994. A subgrid-scale model for large-eddy simulation of planetary boundary-layer flows. *Boundary-Layer Meteor*, 71(3): 247-276
- Walko R L, Cotton W R, Pielke R A. 1992. Large eddy simulations of the effects of hilly terrain on the convective boundary layer. *Bound-Layer Meteor*, 58(1-2): 133-150