

海上大气边界层数值预报技术发展概论

李响¹, 王辉², 吴辉碇², 刘克威², 孙兰涛³

(1. 国家海洋信息中心, 天津, 300171; 2. 国家海洋环境预报中心, 北京, 100081; 3. Department of Atmospheric Sciences, University of Illinois, I16180)

摘 要: 海上大气边界层对社会经济和军事活动有着重要的影响, 目前我国还没有建立业务化运行的海上大气边界层数值预报系统, 对相关预报技术的研究具有十分重要的意义。本文详细分析了大气边界层数值模式的发展情况和边界层主要物理过程的国内外研究现状, 为发展适用于我国的海上大气边界层数值预报系统和相关的物理过程研究提供科学依据。

关键词: 海上大气边界层; 数值模拟; 预报技术

中图分类号: P732 **文献标识码:** A **文章编号:** 1003-0239(2010)01-0072-11

1 引言

人类活动和海洋之间的相互作用主要发生在海上大气边界层(Marine Atmospheric Boundary Layer)里。它的高度大约在海平面上千米左右, 和陆地边界层不同, 海上大气边界层是大气和海洋表面相互影响和作用的结果, 发生在里面的气象现象因此也非常复杂。这些复杂多变的气象现象对沿海居民的生产生活产生很大的影响。海洋上发生的许多自然灾害, 如飓风、台风、雷暴等, 常常会给沿海地区和海洋上作业的人们带来许多危害, 造成重大的经济损失。另一方面, 人类活动产生的污染物通过大气和水体等进入海洋, 造成海洋污染, 最终给人类带来了许多危害, 如赤潮现象, 海洋藻类的大量繁殖使大量海洋生物死亡, 导致渔业损失惨重。海洋不仅是人类活动与生存的空间, 而且是国防安全与海军活动的环境, 因此海上军事活动对海洋上大气边界层的电磁学、光学、大气物理学、海洋气象和物理海洋特征的研究、监测和预报提出越来越迫切的战略和战术上的需求。

由于海上大气边界层的下界面受海面状况和波浪等因素的影响, 使得对它的研究相对薄弱。对于海上大气边界层的研究, 最初通常假定大气和海洋的耦合是水平各向同性过程。这样可以允许研究人员把精力集中在一维过程^[1]上去, 对于许多深海中的军事行动而言, 这样的处理方法是合理的。近几年来, 许多军事行动开始更多地集中在沿岸浅海区域。为了更好的理解对于这些相对较为独特的环境因素, 开始越来越多地考虑一些更为复杂的过程。耦合的海洋-大气边界层内部有着复杂的相互作用机制。例如, 在海-气相互作用方面, Krous和Businger(1994)^[2]给出了海洋上大气拖曳系数的主要影响因子, 包括波龄、稳定度、狂风以及海洋状态等, 并提出不管在理论还是试验方面对这些参数之间的相互联系进行仔细的研究都是非常必要的。

研究海上大气边界层是一项极其复杂的任务, 不但要求大气科学家和海洋学家协同工作, 而且对于观测仪器也提出了更高的要求: 以前在陆地上的许多观测仪器在海洋上很难精确的测量, 海洋上大气边界层的观测要比陆上大气观测困难得多。尽管如此, 由于海上大气边界层的重

收稿日期: 2009-04-14

基金资助: 国家海洋局青年海洋科学基金(编号2010214)

作者简介: 李响(1980-), 男, 助理研究员, 主要从事海气相互作用和模式研究。E-mail: lixiang@nmefc.gov.cn

要性,对于它的研究也越来越成为目前的焦点,SOLAS^[3],SEAFLUX^[4],CBLAST^[5]等各种国际性的科学计划也越来越多的开始涉足海上大气边界层研究之中。

海上大气边界层的数值模拟对海洋和大气以及气候系统模式起到十分关键的作用。低层大气和上层海洋及其界面的动量热量传递和物理输送对海洋模式和大气模式起着至关重要的作用。比较系统的研究和深入了解沿海海上大气边界层的变化规律,可以科学地指导人们在海洋上的活动,合理充分利用海洋资源,对未来降低、预防自然和人为灾害是十分有意义的。同时,它可以进一步科学了解上层海洋及相关物质的物理化学与生物学特征,对渔业养殖等起到指导作用。

2 海上大气边界层数值模式的发展

目前已经开发出了许多不同复杂程度的大气边界层数值模式。依据模式基本物理过程、数学处理和参数化的要求不同,以及计算机能力不同,通常决定了模式的结构。根据模式发展的目的可分为两大类,即a)用以研究大气湍流和结构以及大气边界层的物理过程的研究模式;b)不同应用的业务模式。

从上世纪60年代边界层模式得到实质性进展,早期以Estoque(1963)^[6]和Pandolfo等(1965)^[7]提出K理论已成功地应用于空气污染模式中。70年代开始采用物理上更加合理的K模式,成功地建立了一维业务模式。高阶闭合模拟模式试验已得到发展,如Yamada和Mellor建立的简单二阶模式。随着计算机容量的扩大这些模式现已和一些中尺度模式MM5、RAMS、ARPS等耦合为一体(Grell et al, 1994; Walko et al, 1995; Xue et al, 1995)^[8-10]。

Gutman(1969)^[11]提出一种中尺度过程和边界层模式耦合的方法,即从边界层方程去除大尺度流动。这种方法有利于耦合边界层模式和大尺度数值天气预报模式的发展,在以后得到一系列应用。对于处理非定常问题(即:随时间可变的边界值)Gutman方法的优点是:方程中不出现地转风,滤去惯性-扩散振荡;上边界不需要给定地转风和实际风;隐式合并了大尺度平流作用。

基于Mellor和Yamada(1974)^[12]的“level3”发展的Yamada和Mellor模式,除了TE方程外还引入了温度方差 $\overline{\theta'^2}$ 和湿度方差 $\overline{q'^2}$ 项,应用Crank-Nicholson方法,时间步长60 s,垂直坐标采用类似于Bodin(1976)^[13]的变换,从地面到2 000m分为80层;模式中考虑了大尺度耗散作用,斜压性(即地转风垂直变化),边界条件由观测的温湿给定。Gerrity(1967)^[14]首先尝试发展三维业务模式,试图用于预报低层云的底和云量,该模式发展为美国空军模(USAF)全球天气中心预报模式的业务内容,后又被美国国家气象中心(NMC)进行修改,在此基础上发展了一系列三维模式,并不同改进和提高。模式中的控制方程组写为复数形式以便于向量运算,表面层采用Businger通量廓线的积分,在Ekman层采用O'Brien的K廓线。

用于海陆风模拟和预报的不同类型三维模式逐渐发展成为中尺度模式的组成部分。吴辉碁等(1979)^[15]将大气边界层分成二部分,即上层Ekman层,采用Ekman解,和下层表面层采用Monin-Obukhov原理,发展一种简单的海面风场模式,用以分析洋面风场和台风风场。吴辉碁等(1984)^[16]采用垂向地形无因次坐标,将自由大气底到地面非等距分成9层,最下层作为表面层特殊处理。模式动量方程假定为准定常,采用K理论,K随z变化采用O'Brien形式,表面层采用Monin-Obukhov原理,同时采用恢复方程预报地表温度,计算下垫面的热收支。该模式利用Wangara观测资料模拟大气边界层温湿垂直廓线随时间变化。并利用阻尼定律将所发展的大气边界层模式和局地大尺度NWP模式耦合,进行中国暴雨边界层结构分析(吴辉碁等,1989)^[17]和行星边界层急流结构分析(张兴旺和吴辉碁,1983)^[18]。吴辉碁等(1986)^[19]对不稳定条件下采用Deardorff(1974)^[20]的对流边界层厚度增长方程和稳定条件下采用Semadeni(1979)^[21]假定,发展大气混合层模式,模拟大气混合层日变化,并进一步考虑海面加热和逆温层顶云的形成特性,发展了洋面上大气混合层模式,并用以模拟东中国海大气混合层特征(吴辉碁等,1988)^[22]。

2.1 直接模拟

直接数值模拟(DNS, 即: direct numerical simulation)分解所有尺度直至粘性范围, 不依赖于任何经验常数, 然而DNS仅限于低雷诺数的研究。

2.2 湍流闭合模式

对边界层来说湍流是关键的特性。边界层模式关键在于运动方程中如何表示动量和热量的湍流交换 $\overline{u_i u_j}$, $\overline{\theta u_i}$ 和湿度通量 $\overline{q u_i}$ ($i, j=1, 2, 3$), 其中风场、温湿场分别为: $u_i = \overline{u_i} + u_i'$, $\theta = \overline{\theta} + \theta'$, $q = \overline{q} + q'$ 。闭合问题就是如何表示这些相关为外参数、内参数和平均值的函数。

2.2.1 K理论

经典闭合方法类似于分子热传导, 假定水平均匀和定常。

$$-\overline{u'w'} = K_M \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} \quad (1)$$

$$-\overline{v'w'} = K_M \frac{\partial \overline{v}}{\partial z} \quad (2)$$

$$-\overline{\theta'w'} = K_H \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z} \quad (3)$$

$$-\overline{q'w'} = K_E \frac{\partial \overline{q}}{\partial z} \quad (4)$$

式中 K_M 、 K_H 和 K_E 是涡动扩散系数(涡动交换或涡动粘性系数)。

Prandtl (1925) [23]引入混合长 l , 假定

$$K_M = l^2 \left| \frac{\partial \overline{v}}{\partial z} \right| = l^2 s \quad (5)$$

对于中性层结

$$s = \left[\left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{v}}{\partial z} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

不同模式对 K 有不同形式的表达式, 许多科学家都曾做过比较; K 闭合有一定的局限性, K -理论不适合于描述强不稳定性的对流边界层, 除非非均匀表面尺度很大, 该理论也不能描述非均匀表面上的流动、不同系统间的非定常输送, 例如昼夜之间就难于表达。 K -理论一般也总是预报“顺梯度”输送, 但在边界层这不总适合, 特别是处于扰动情况或强不稳定层结。为了能合适地处理这些过程, 需要引入更加复杂的参数化或匹配不同方法。

2.2.2 高阶湍流闭合

高阶闭合方案于上世纪70年代初已成功模拟

了大气湍流的许多方面。这类模型多用于研究对流边界层, 用于模拟稳定夜间边界层还不太多。

高阶方案是基于应用 $\overline{u_i u_j}$ $i, j=1, 2, 3$ 的预报方程而发展的, 其形式为: $\frac{\partial (\overline{u_i u_j})}{\partial t} = F$ (平均量, 二阶相关, 三阶相关), $\frac{\partial (\overline{w' \theta'})}{\partial t}$ 、 $\frac{\partial (\overline{w' q'})}{\partial t}$ 类似。如果再包括所有二阶矩 $\overline{\theta^2}$, $\overline{q^2}$, $\overline{u_i \theta'}$, $\overline{u_i q'}$ 和 $\overline{\theta q'}$, 需要解15个方程, 但三阶相关如 $\overline{u_i u_j u_k}$ 需要给定。如用平均量和二阶相关表示这些量, 则可以实现“二阶”闭合。Wyngaard and Brost (1984) [24] 和 Wyngaard (1987) [25] 已用一维二阶闭合模拟不稳定和稳定边界层。Mellor and Yamada (1974) [12] 对二阶闭合模式发展一系列逐次近似, 现在这种方法被广泛地采用。此后许多不同二阶闭合和三阶闭合相继发展起来 (Bougeault, 1985) [26]。

高阶湍流模式可以很好的反映边界层内的湍流特征, 而空气中的折射指数与大气的二阶距有关, 为:

$$C_N^2 = 1.18 \Lambda^{-2/3} \left(\frac{Ap}{T^2} \right)^2 \left\{ \left(1 + \frac{2B\overline{H}}{T} \right) \overline{\theta_v' \theta_v'} - 2 \left(1 + \frac{2B\overline{H}}{T} \right) + \left[B^2 + \left(1 + \frac{2B\overline{H}}{T} \right) \left[(0.61 T_\infty)^2 + 2(0.61 T_\infty) B \right] \right] \overline{H' H'} \right\} \quad (7)$$

所以可以从高阶模式中求得大气的折射指数, 但由于对计算机的计算能力要求较高, 高阶闭合模式发展受到限制。另一方面由于资料问题而需要采用更有效的参数化方案。

而简化的湍流闭合方案模拟大气边界层的部分规律特征仍能达到高阶闭合方案的精度, 如湍流能量方程(TKE), 这种方法需要一个附加随时间变化的处理方案:

$$\frac{dE}{dt} = -\overline{u'w'} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial \overline{v}}{\partial z} + \frac{g}{\theta} \overline{w'\theta'} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\overline{w'b} + \frac{\overline{\rho'w'}}{\overline{\rho}} \right) - \varepsilon \quad (8)$$

式中 E 为湍流动能, 假定水平均一。这种简化的闭合称为1.5阶TKE闭合。它还需要一系列假定, 需要给混合长 l 和耗散混合长 l_ϵ , 给定 K_H/K_M 之比等, 目前对于 l 存在很多不同的假定和表达式。

TKE 方程可以同时考虑非定常作用和大气边

界层的特性,并能计算边界层中主要的湍流特性。这种方法和K理论相比额外花费计算量不大,而其数值计算方法也较稳定。

2.3 大涡模式

大涡模拟(Large-Eddy simulation, LES)(Deardorff,1970)^[27]是总体平均模拟和直接计算模拟的折衷方式。大涡模拟的原理即是把反映湍流运动的涨落通过某种滤波的方法分解成大尺度湍流和小尺度湍流,即为大涡和小涡两部分。大涡部分通过数值直接求解未经雷诺平均的守恒方程得到。小涡旋对大涡旋的影响在方程中表现为类似于湍流切应力和通量一样,称其为次网格通量。由于湍流中大部分输运作用是由大涡引起的,而大涡是直接模拟的,故小尺度湍流的误差对于整体而言影响并不会太大。另外,由于小尺度湍流受边界条件和平均运动的直接影响小,且近似服从局地各向同性,从而可以利用小尺度湍流的理论和实验成果确定其统计特性,理论基础优于系综平均模拟^[28]。大涡模拟能够很好的表现对流边界层湍流的细节^[29],例如对流热泡的演化,边界层顶的卷夹,混合层扩散的偏斜行为等,同时也可以提供高阶湍流量的翔实资料,这些都是系综平均做不到的。显式分解大尺度湍流运动,而参数化仅用于很小尺度湍流场,即次网格尺度(SGS)运动^[30]。大气LES和海洋LES可以为湍流过程分析提供精确的三维信息,例如盐度、热量和动量的湍流通量,能较好地了解海洋表面层对表面通量和大尺度动力强迫的响应。利用混合层的LES研究波破碎和Langmuir环流以及波一流相互作用^[31]。

大气边界层运动具有以下特点:(1)边界层大气运动的湍流Reynolds数可高达 10^6 量级,最大和最小湍涡尺度跨越5个数量级;(2)在一些情况下(如对流边界层(CBL)),边界层中的运动呈现明显的有组织大涡结构;(3)湍流运动的随机性,使得边界层运动的一些特征可以由其统计性质加以描述。因此,大涡模拟以其独特的优势成为大气边界层研究的一种重要方法。随着计算机技术的飞速发展,大气边界层数值模拟得到迅速发展,其模拟区域、精度、物理过程、时效等都逐渐提高和完善。用LES方法研究边界层问题的

优势在于:(1)可以模拟大气运动的瞬时状态,即可以模拟大气运动的随机性(大气运动的固有不确定性);(2)可以提供高精度、高分辨的大气运动数据库,(部分)代替外场观测,为其他数值模式的检验、比较提供基础数据。

2.4 业务化大气边界层模式个例

2.4.1 美国空军边界层模式

此模式是美国空军全球天气中心(AFGWC)发展的对流层1600 m下低空温度、比湿和三维风的自动业务化预报模式。对该模式发展起着影响和指导作用的主要因素有:业务模式需要处理边界层热力动力学过程、复杂变化地形上强水平和垂直梯度、垂直湿度源汇,适当地考虑绝热和非绝热影响。业务上还要考虑与计算条件有关的数值方法和预报域与时效。AFGWC中尺度预报模式是覆盖某一特定区域的自由大气预报模式,业务系统中采用了“Window”概念,对于某个子区域或业务上高度关注的区域,该系统进行详细的数值分析,在该子区域增加分辨率,考虑小尺度扰动,对一些敏感性要素进行预报。

上世纪60~70年代发展了许多边界层模式,但在处理边界层物理过程上由于目的和条件的限制而带有局限性。而AFGWC边界层模式为当时第一个业务化模式,处理了许多发生在大气边界层内复杂的动力-热力相互作用的物理过程。只有在一定的近似条件下具备合理的精度才能在模拟和预报边界层区域内的大气特性时满足使用要求,才有可能发展可行的业务模式。该模式是由Gerrity预报低云的天气尺度模式发展起来的,目的转变为预报温、湿和三维风场的基本气象参数。这些参数的诊断和预报不仅提供低云趋势预报,而且提供强天气的触发机制,低层湍流、逆温层、薄雾层和许多其它气象参数有关的特性,并提供折射指数特性。该模式设计AFGWC细网格分析作为初始场,模式用AFGWC中尺度预报模式的风场预报作为上边界层条件。模式设计的主要目的是用于研究边界层过程和连续演变,同时模式中引入一些更加复杂技术,耦合微气象和大尺度物理过程。

2.4.2 美国海军海洋环境大气边界层湍流模式

该模式计算得到的大气边界层风、温、湿、

折射指数以及这些量的湍流方差,作为舰队数值天气中心(或海军研究实验室)的全球预报模式预报结果的补充部分。模式利用大尺度预报输出结果进行所需海域边界层详细的微结构预报,并提供检验全球模式的边界层参数化的方法,从而提高大尺度预报精度。该湍流闭合模式用来计算海上大气边界层平均风、温、湿的详细低层分布,以及这些变量湍流脉动量的二阶相关。这些变量由偏微分方程的数值解得到,湿度包括汽态和液态两种,温、湿的预报用来诊断折射指数和折射指数结构参数。模式采用不可压缩假定和 Boussinesq 近似,模式控制方程组除包括平均量 \bar{u}_i ($i=1,2,3$)、 $\bar{\theta}$ 、质量、动量和能量守恒方程组外,还包括2阶矩项 $\overline{u_i u_j}$ 、 $\overline{u_i \theta}$ 、 $\overline{\theta \theta}$ 、($i=1,2,3$; $j=1,2,3$) 的预报方程。为了使控制方程组闭合,还需要进一步确定模式湍流尺度 Λ 。对于湿空气,还需要包括水汽守恒方程,其中 $H=\eta+\xi$, η 是水汽和干空气的混合比, ξ 是液态水和干空气的比,以及有关的2阶矩项 $\overline{u_i H}$ ($i=1,2,3$)、 $\overline{H \theta}$ 和 $\overline{H H}$ 的预报方程。模式对云物理过程作了一些假定和简化。此外模式中还包括海上空气电磁波折射指数 N 的平均量 \bar{N} , 方差 $\overline{N N}$ 和折射指数-结构参数 C_N^2 的诊断计算和分析。该模式与美海军舰队数值天气中心(Fleet Numerical Weather Centre)全球预报模式嵌套应用于不同海域的预报。

3 海上大气边界层主要物理过程研究的发展

海上大气边界层明显不同于陆上大气边界层,一个最重要的区别就是下界面海洋是水蒸气无限的源。这就意味着海上大气边界层总是湿润的,经常会和积云或者层积云相联系。下界面海洋的粗糙度是由边界层内的风速决定的,同时也和表面波有着紧密的关系。由于陆地上的地形高度是变化的使得海上大气边界层也较陆地大气边界层在水平方向上更加具有各向同性(Lakshmi et al., 2000)^[32]。海表面温度的以及海洋边界层内的物理量昼夜变化不是太大,这主要是由于海洋本身的热容量比陆地大很多造成的。在全球海洋上海洋边界层担当大部分海洋上的大气边界层的热源。太阳短波辐射在海上大气边界层的底部穿透

海洋表面,而不像陆地大气边界层直接加热大气边界层中去。相当一部分热量加热了海洋混合层,从而有利于热通量间接向大气边界层传输。

海上大气边界层与海-气界面过程之间的相互影响非常重要,已引起国内外学者的广泛重视,但目前国内外对这一问题的研究还比较少。真实的反映大气边界层过程目前被认为是大气模式和大气-海洋耦合模式必要的组成部分。例如,在用耦合模式模拟东太平洋季节变化中产生的系统误差是由于没有适当的反映海上大气边界层过程(包括大气边界层中的云)造成(Mechoso, 1995)^[33]。Hong and Pan (1996)^[34] 和 Beljaars and Viterbo (1998)^[35] 的研究表明模式中边界层过程模拟的好坏会显著的影响天气预报的结果。海洋表面通量是由海表面的温度、湿度和风速计算得到,而近表面的气温、湿度和风速等都与海上大气边界层过程相关。在层积云区,大气边界层直接受到卷夹作用的影响并与云顶的辐射和蒸发冷却过程相联系,云的性质和云量也影响着海上大气边界层结构(Albrecht et al, 1995; Stevens et al, 2003)^[36-37]。

尽管开发更加复杂的边界层参数化方案已取得很大的进展(Grenier and Bretherton, 2001; Lappen and Randall, 2001)^[38-39], 但基于 Troen 和 Mahrt (1986)^[40] 的非局地湍流方案仍被广泛应用。NCAR (the National Center for Atmospheric Research) 的 CCM3 模式 (Holtslag and Boville, 1993; Vogelesang and Holtslag, 1996)^[41-42]、NCEP (National Centers for Environmental Prediction) 的中尺度预报模式 (Hong and Pan, 1996)^[34] 和 ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts) 模式 (Beljaars and Viterbo, 1998)^[35] 等都采用这一方案,在这些模式里一个关键的因素是怎样决定大气边界层高度。大气边界层高度会对低层云产生影响,如果高度太低,边界层会与云层分离,这样会限制从海洋表面到云层之间热量、水汽和湍流动能的垂直输运,并会加快云的消散;如果高度太高将会产生积云甚至层云。例如,CCM3 与先前的版本相比做了全面改进的一个主要原因是因为对诊断方程中的大气边界层高度做了相对较小的改变(Kiehl et al., 1998)^[43]。

Hanson et al(1987)^[44]研究了海洋上的大气边界层高度对海表面温度变化的响应; Axel et al(2004)^[45]用CHAMP 遥感资料反演出了海洋上的大气边界层高度, 并与ECMCF结果做了比较; Zeng et al(2004)^[46]用气候模式模拟了东太平洋海区的大气边界层, 并通过1995~2001年的观测资料分析了该区域的海洋上的大气边界层高度; Matthe(2005)^[47]研究了表面和中尺度强迫对海洋上的大气边界层高度的影响, 并用一维混合层模式进行了模拟, 结果表明海表面的加热过程、海洋上风的成长和云的演变是影响大气边界层高度的主要因子。

3.1 海上大气边界层内的物理过程

大尺度环流的动能通过切变不稳定传递到中尺度和小尺度运动中, 在边界层内湍流混合形成动量垂直输送或动量通量。对于耦合的海洋-大气系统, 动量通量参数化和给定边界上通量作为边界条件是特别重要的。定常、水平均匀的边界层水平运动方程近似为: 压力梯度力, 科氏力和摩擦力(切应力垂直变化)平衡。由此三力平衡决定的边界层区域称为Ekman层, Ekman层正压流体速度垂直廓线呈典型的Ekman螺旋线分布, 斜压性改变螺旋线型式。

大气边界层内热力环流驱动中尺度运动, 这种对流运动有效地混合了边界层的中部, 通常称为混合层^[48]。混合层顶的卷夹层与云过程、重力波有一定的联系^[49-50]。浮力和切变作用决定着混合层的发展: 当对流作用时, 浮力作用使切变运动增强; 当层化作用时, 浮力作用使切变运动减弱。

大尺度大气运动的动能通过剪切不稳定转化为中尺度运动和更小的运动。在大气中, 它可以在大气中强的梯度(例如急流)附近产生更小尺度的运动; 但是, 剪切不稳定很大程度上被限制在边界层内, 在这里摩擦拖曳能够产生所需要的切变作用。边界层研究通常采用湍流涡旋的概念来表达这些更小尺度的运动。这些涡旋在尺度上可以从横跨边界层的中尺度涡旋到动能通过粘性的影响被消散的微尺度涡旋。这些不同尺度的涡旋充满了边界层, 例如边界层高度通常被定义为有连续性湍流的近地表面层。

在稳定的、水平各向同性的条件下, 边界层内的水平运动方程可以近似通过气压梯度强迫、

科氏强迫和摩擦拖曳三者相互的平衡得到:

$$fU_y - \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial P}{\partial x} = f(U_y - U_{gy}) = -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\tau_{ax}}{\rho_a} \right) \quad (9)$$

$$-\frac{1}{\rho_a} \frac{\partial P}{\partial y} - fU_x = f(U_{gx} - U_x) = -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\tau_{ay}}{\rho_a} \right) \quad (10)$$

这里的 x 和 y 、 z 分别代表东向、北向以及垂直方向。 U 代表平均风速, U_g 代表地转风(通过气压梯度力和科氏力平衡来定义的), ρ_a 为空气密度(在边界层内设定为常数), P 为大气压力, f 为科氏力参数, τ_a 代表水平动量在垂直方向的输送。

动量的垂直传输或者说动量通量是边界层内垂直混合的结果。边界层内动量通量的参数化对耦合的海洋-大气系统来说非常重要。动量在给定高度的垂直通量和局地的切变作用紧密相联系, 通常把其称之为切应力。上述方程的解可以通过假定动量通量正比于风应力得到:

$$\tau_a = K_m \frac{\partial U}{\partial z} \quad (11)$$

比例系数 K_m 被认为是涡旋粘性系数, 这种将高阶统计量用低阶统计量来进行参数化的方法, 使得方程组闭合。

闭合方案的复杂程度通常使得一种类型的解不同于另一种。最简单的分析解通常需要最简单的闭合方案。其中最简单的方法是把 K_m 设为 0 从而完全忽略了湍流的作用, 导致地转平衡。简单一点的闭合方案假定涡旋粘性系数是常数, 在风应力和风切变之间有线性的关系存在(可以把它看成一个牛顿流体), 譬如我们经常提到的 Ekman 层。但是一个理想的 Ekman 层以及螺旋线很少在边界层中被观察到。斜压作用使得这个简单的参数化方案不再合理。另外, 中尺度运动也可以直接被边界层内的热力环流所驱动。这些由对流驱动的运动有力地混合了边界层, 导致对流边界层的这部分通常被看作是混合层。通常情况下与云过程以及重力波相关的混合层顶部的卷夹作用, 已经被证实能够影响边界层内的湍流运动。这些浮力驱动的环流在对流条件下也能够增强切变运动, 在流动层化的时候抑制它。

动量和热量的传输与近海表面波动过程有密切的关系。例如, 很多的证据显示大气的结构和动量传输的机制可以被表面波显著调整。这些波导

致的过程使得许多传统的方法不再可用,包括热力分层对近表面湍流的影响等。

3.2 大气表面层内的湍流结构

大气表面层是大气边界层内距离地(海)表面最近的一层。上世纪60~70年代的几个著名的试验(Kansas试验, Minnesota试验)使得人们对大气表面层的了解更进一步。Monin-Obukhov相似性理论的提出使得人们可以对表面层的湍流结构做出较好的预测。这个假设提供了从整体上了解大气边界层的基础,并且是着手研究较为典型条件下的近地层湍流的出发点^[51]。

Monin-Obukhov相似性理论的基本观点是表面层的湍流结构由于动力强迫所控制。我们可以通过TKE方程来说明这个观点。

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{\rho_a} \left[\tau_{ax} \frac{\partial U_x}{\partial z} + \tau_{ay} \frac{\partial U_y}{\partial z} \right] + \frac{g}{\Theta_v} \overline{w\theta_v} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\overline{we} - \frac{\overline{wp}}{\rho_a} \right) - \varepsilon \quad (12)$$

这里的 E 是平均TKE, ρ_a 是空气密度, ε 是TKE的耗散率, Θ_v 是平均虚位温, g 是重力加速度, w 、 θ_v 、 e 、 p 分别为垂直速度、虚位温、TKE和气压的湍流部分。方程右边第一项代表由于动力强迫导致的TKE的产生, 第二项代表由于热力强迫而导致TKE的产生, 第三项代表能量和气压的传输, 它既不产生也不消耗TKE, 而只是使TKE在边界层内重新分布。

Monin-Obukhov相似性理论的湍流结构是由表面之上的高度 z 、浮力参数、摩擦速度 u_* 和表面浮力通量 $\overline{w\theta_v}$ 所决定。后两项可以从表面压力和热通量中定义:

$$u_* = \left[\frac{|\overline{\tau_a(0)}|}{\rho_a} \right]^{1/2} \quad (13)$$

$$\overline{w\theta_v} = \frac{Q_h}{\rho_a c_p} + 0.61 T_s \frac{Q_e}{\rho_a L_e} \quad (14)$$

这里的 $\overline{\tau_a(0)}$ 是表面压力矢量(动量通量的表面值), Q_h 是感热通量的表面值, Q_e 是潜热通量的表面值, T_s 是表面温度, c_p 是定压情况下的热容量, L_e 是水的蒸发潜热。

这四个参数可以合并到一个新变量里面, 定义为:

$$u_f = \left(\frac{zg}{\Theta_v \overline{w\theta_v}} \right)^{1/3} \quad (15)$$

它的使用必须限制在热通量为正值的情况之下(对流条件下)。两个速度尺度 u_* 和 u_f , 则可以用来定义两个温度和湿度尺度:

$$T_* = \frac{\overline{w\theta_v}}{u_*} \quad T_f = \frac{\overline{w\theta_v}}{u_f} \quad (16)$$

$$q_* = \frac{\overline{wq_v}}{u_*} \quad q_f = \frac{\overline{wq_v}}{u_f} \quad (17)$$

以及一个长度尺度, 即为Monin-Obukhov长度:

$$L = -\frac{\Theta_v}{gk} \frac{u_*^3}{\overline{w\theta_v}} \quad (18)$$

这里的 κ 是Von Kaman常数。M-O长度量级是由湍流和热力强迫的相对大小来决定的, 但是它的符号却是由浮力通量所决定的, 譬如在对流条件下为正, 在层流条件下为负。

一般习惯于把 u_* 、 T_* 和 q_* 看作稳定和不稳定流的速度、温度和湿度尺度。在微风且热通量存在的条件下, M-O相似性条件要求表面压力不再是有关系的尺度相关项以及小尺度湍流变量接近对流限制。在这个限制下, 在 $-L < z < 0.1z_i$ 之间的区域内的海洋大气表面层的结构应该接近于局地自由对流和依赖于 z 、 g/Θ_v 以及 $\overline{w\theta_{vg}}$, 在这些条件下, 采用对流尺度参数化更为方便。另外, 在表面层以上(例如, $z > 0.1z_i$), 混合层的研究显示许多湍流过程可以用边界层高度 z_i 来估计边界层的高度尺度。在这个区域中, z_i 代替 z 作为合适的自由平流速度尺度。

对于M-O过程经过几十年的研究已经提供了一些稍有差别的空间剪切参数化。M-O相似性假设已经从这些实验中得到了较为通用的函数, 并且它已经被大家所接受。这些半经验的公式在数值天气预报模式中作为边界条件被较多的采用。例如, 无量纲的剪切经常被用来包括热力分层对涡旋粘性的影响。

$$K_m = \frac{u_* k z}{\phi_m(\zeta)} \quad (19)$$

这里的 $\phi_m(\zeta) = \frac{kz}{u_*^3} \frac{\partial U}{\partial z}$ 。它也对表面层内的高度和涡旋粘性的相关进行了参数化。与之类似,

这些关系经常被用来从海上的平均测量值来估算湍流量,因为通量的直接测量比较困难。但是,利用陆上的测量来推断海洋上的表面通量是有问题的,特别是海洋表面上更是如此。因此,这些普适函数和表面层之间的联系是目前争论的一个焦点问题。

3.3 海洋表面层

Monin-Obukhov 相似性理论在应用于海洋表面层时还存在一定的问题,因为尺度参数化仅仅能说明机制和热力强迫对湍流的影响。许多研究已经表明需要用额外的尺度参数来表示波边界层(WBLs)内的湍流变量。在波边界层内动量方程可写成:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(-\overline{u'w'} - \overline{u'w'} + \nu \frac{\partial U}{\partial z} \right) = 0 \quad (20)$$

这里的符号代表湍流波动量,~代表波动(例如测量到的风被分解成平均和波动部分, $U+u'(t)+\tilde{u}(t)=U+u(t)$),最后一项代表粘性压力,这里的 ν 是动能粘性。由于M-O相似性理论是为湍流驱动过程而用的公式,在流动也被海洋波影响的海洋表面层区域实际上它是不可用的。

波环流的产生也能够导致海洋混合层内的M-O相似性不可用。混合层的连续结构,称之为Langmuir环流,是由波-潮流相互作用所驱动的。这些结构被认为有利于动量的传输和增进混合。另外,间歇性湍流和混合是由大尺度波破碎

产生的,这些过程不一定服从M-O相似性。

3.4 海洋边界层与大气边界层的耦合

尽管已经有了许多实验和理论研究,我们仍然不能完全了解海-气界面内风、波、潮流的耦合机制。因此,海洋学家和气象学家常常会忽略波引起的过程而直接把波边界层(WBL)看作一个“黑箱”(见图1),其中的风-波相互作用、波-波相互作用和波-流相互作用都被忽略了。这样的处理其实只能算在对波边界层了解远不足够时的权益之计,在考虑两者耦合时存在很大的问题,而问题的解决只能建立在以后对波边界层的了解足够充分的基础之上。在大部分数值和过程模式中,通过这个黑匣子顶部的动量和热量通量在这个黑匣子的底部并不作任何改变。影响动量传输的与波有关的过程通常被忽略或者用一个简单的、经验的、依赖海洋状态的拖曳系数来进行参数化。对于风、波、潮流的进一步预报需要对海洋边界层的过程进一步了解。

由此可以看到,对波边界层的了解关乎大气模式与海洋模式的耦合,而目前对于其复杂的物理过程了解仍然十分有限。主要发生在黑匣子中的过程在图2中给了出来。由于发生在海上大气边界层内的物理过程较为复杂,导致运动方程的分析解很少被应用到真实大气或者海洋中。考虑湍流运动的模式通常需要对湍流过程进行更真实的参数化以及高阶闭合方案,这些都经不起分析解的检验。

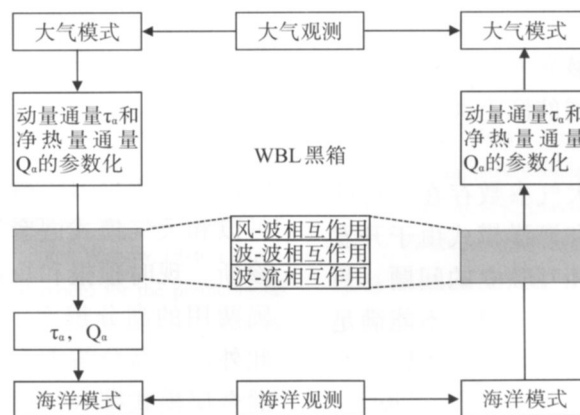


图1 海-气耦合模式中的波边界层黑箱

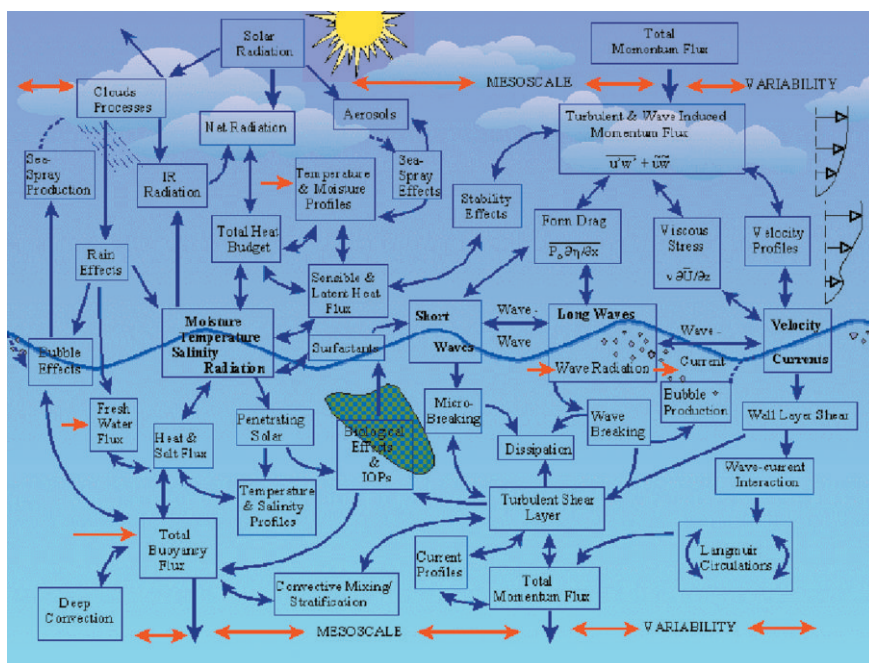


图2 波边界层内的物理过程示意图

4 展望

如前所述,我们回顾了海上大气边界层模式和海上大气边界层物理过程的研究发展情况,当前在这些方面的研究已经取得了很大的进展,但仍存在一些不足。我国对海上大气边界层的研究开展的相对较少,这主要是由于在海上观测大气边界层存在一定的难度,观测资料较少而且误差较大的原因。数值模拟是科学认识海洋大气边界层的重要手段之一,为了服务于社会经济的发展 and 海上军事活动的需求,开展海上大气边界层数值模拟研究并建立适合于我国的海上大气边界层预报系统是十分必要的。

目前提供给海洋模式的大气参数存在一定的不准确性,现有的大气模式和海洋模式由于开发的历史背景原因,二者存在相互独立的问题。目前的大气模式一般又存在分辨率过粗,不能满足未来海洋模式分辨率为数公里的要求。所以,有必要开发一个高分辨率的海上大气边界层模式,以便为海洋模式提供准确、高分辨率的大气参数和变量值。

海上大气边界层模式与陆上大气边界层模式

的显著差别,在于下界面是复杂多变的海面,其粗糙度的参数化有很大的不同。海上的粗糙度则直接受风速变化影响,特别是和波浪发展状况有关。海上大气边界层下垫面是一种波边界层,对其参数化方案的研究将是以后发展改进的一个重点。

通过数值模拟的方法研究海上大气边界层、海—气界面过程及其之间相互作用影响,从而有助于更加深入的认识海上大气边界层过程、建立业务化的海上大气边界层数值预报系统,并为气候系统模式边界层参数化方案的改进提供重要依据。

开发高分辨率海上大气边界层模式也将具有较高的实用价值。海上高分辨率大气边界层模式可以和大气模式嵌套,发展适用于海上低层大气诊断、现时预报和短期预报的业务系统,实现军民两用的高分辨率、高精度海上低层大气预报。此外海上高分辨率大气边界层模式也可以和海洋混合层模式耦合,侧重于改进海气通量参数化方案,重点考虑海洋和大气界面波的作用、皮温和温度差异、海上降水作用等物理过程,这些都具有创新意义。

参考文献:

- [1] Lewellen W S, Teske M E. Development of a low-level atmospheric turbulence model for marine environments[R]. Report Document for Department of the Navy Air Systems Command, September, 1975: Contract or Grant Number, N00019-75-C-0154.
- [2] Kraus E B, Businger J A. Atmosphere-Ocean Interaction[M]. Oxford University Press, 1994: 362 pp.
- [3] Liss P, Boyd P. Surface Ocean-Lower Atmosphere Study (SOLAS) Science Plan[R]. 2002.
- [4] Curry J A, Bentamy A. SEAFLUX[J]. Bulletin of the American Meteorological Society, 2002, 85(3): 409-424.
- [5] Edson J. Coupled Marine Boundary layers and Air-Sea Interaction Initiative: Combining Process Studies, Simulations and Numerical Models[R]. Report for Office of Naval Research, 1999: Revision 5.0.
- [6] Estoque M A. A numerical model of the atmospheric boundary layer[J]. J. Geophys. Res., 1963, 68: 1103-1113.
- [7] Pandolfo J P, Cooley D S, Atwater M A. The development of a numerical prediction model for the planetary boundary[R]. Final Report, The Travelers Research Center, Inc, Hartford, Conn, 1965: 88.
- [8] Grell G A, Dudhia J, Stauffer D R. A description of the Fifth-Generation Penn State/NCAR Mesoscale Model (MM5)[R]. NCAR technical note, 1994.
- [9] Walko R L, Tremback C J. RAMS: Regional Atmospheric Modeling System Version 4.3/4.4[R]. Introduction to RAMS, 1995.
- [10] Xue M, Droegemeier K, Wong V, Shapiro A, Brewster K. ARPS Version 4. 0 User' s Guide[R]. Center for Analysis and Prediction of Storms, 1995: 380 .
- [11] Gutman L N. Introduction to the Non-Linear Theory of Mesometeorological Processes (in Russian) [M]. Hydrometeorological Publishing House, Leningrad, 1969: 293 .
- [12] Mellor G L, Yamada T. A Hierarchy of Turbulence Closure Models for Planetary Boundary Layers [J]. J. Atmos. Sci, 1974, 31: 1791-1806.
- [13] Bodin S V. An unsteady one-dimensional atmospheric boundary layer model[J]. WMO Symposium on the Interpretation of Numerical Weather Prediction Products, Warsaw, 1976: 11-16.
- [14] Gerrity J p. A physical numerical model for the prediction of synoptic scale low cloudiness [J]. Mon. Wea. Rev, 1967, 95: 261-268.
- [15] 吴辉碁, 杨春成, 季晓阳. 海上风的边界层模式[J]. 海洋学报, 1979, 1(1): 39-51.
- [16] 吴辉碁, 张兴旺, 屠伟铭, 朱宗申. 大气边界层的数值模式 [J]. 气象学报, 1984, 42 (3) : 290-300.
- [17] 吴辉碁, 樊增全, 孙寿全. 一次暴雨过程大气边界层结构的数值分析[J]. 气象学报, 1989, 47(2): 227-236.
- [18] 张兴旺, 吴辉碁. 行星边界层急流结构数值分析[J]. 气象学报, 1983, 41(2): 183-193.
- [19] 吴辉碁, 董彩云. 大气混合层的数值研究[J]. 气象学报, 1986, 44(1): 18-27.
- [20] Deardorff J W. Three-dimensional numerical study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer[J]. Bound.-Layer Meteor., 1974, 7: 81-106.
- [21] Smeda M S. A bulk model for the atmospheric planetary boundary layer[R]. Inst.of Met.Report, 1979: 28.
- [22] 吴辉碁, 申绍华. 洋面上大气混合层模式[J]. 海洋学报, 1988, 10(4): 419-436.
- [23] Prandtl L. Bericht über Untersuchungen zur ausgebildeten Turbulenz[J]. Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik, 1925, 5: 136-139.
- [24] Wyngaard J C, Brost R A. Top-down and bottom-up diffusion of a scalar in the convective boundary layer[J]. J Atmos. Sci, 1984, 41: 102-112.
- [25] Wyngaard J C. A physical mechanism for the asymmetry in topdown and bottom-up diffusion[J]. J. Atmos. Sci, 1987, 44: 1083-1087.
- [26] Bougeault P. The Diurnal Cycle of the Marine Stratocumulus Layer: A Higher-Order Model Study[J]. J Atmos Sci, 1985, 42 (4): 2826-2843.
- [27] Deardorff J W. Preliminary Results from Numerical Integrations of the Unstable Planetary Boundary Layer[J]. J Atmos Sci, 1970, 27(4): 1209-1211.
- [28] 蒋维媚, 苗世光. 大涡模拟与大气边界层研究(30 年回顾与展望)[J]. 自然科学进展, 2004, 14(1): 11-19.
- [29] Ding F, Arya S P, Lin Y L. Large-Eddy Simulations of the Atmospheric Boundary Layer Using a New Subgrid-Scale Model [J]. Environmental Fluid Mechanics, 2001, 1: 29-41.
- [30] Bechtold P, Krueger S K. Modeling a Stratocumulus-Topped PBL: Intercomparison among Different One-Dimensional Codes and with Large Eddy Simulation[J]. Bulletin of the American Meteorological Society, 1996, 77(9): 2033-2042.
- [31] Stevens B, Lenschow D H. Observations, Experiments and Large Eddy Simulation[J]. Bulletin of the American Meteorological Society, 2001, 82(4): 283-293.
- [32] Lakshmi H K, Clayson C A. Small Scale Process in Geophysical Fluid Flows[M]. Academic Press, 2000: 353-363.
- [33] Mechoso C. The seasonal cycle over the tropical Pacific in coupled ocean-atmosphere general circulation models[J]. Mon Wea Rev, 1995, 123: 2825-2838.
- [34] Hong S Y, Pan H L. Nonlocal boundary layer vertical diffusion in a medium-range forecast model[J]. Mon. Wea. Rev., 1996, 124: 2322-2339.
- [35] Beljaars A C M, Viterbo P. Role of the boundary layer in a numerical weather prediction model[J]. Royal Netherlands

- Academy of Arts and Sciences, 1998: 287-304.
- [36] Albrecht M, Jensen P, Syrett W J. Marine boundary layer structures and fractional cloudiness[J]. *J Geophys Res*, 1995, 100: 14209-14222.
- [37] Stevens B. On entrainment rates in nocturnal marine stratocumulus[J]. *Quart J Roy Meteor Soc*, 2003, 129: 3469-3493.
- [38] Grenier H, Bretherton C S. A moist PBL parameterization for large-scale models and its application to subtropical cloud-topped marine boundary layers[J]. *Mon Wea Rev*, 2001, 129: 357-377.
- [39] Lappen C L, Randall D A. Toward a unified parameterization of the boundary layer and moist convection. Part I: A new type of mass flux closure[J]. *J. Atmos. Sci.*, 2001, 58: 2021-2036.
- [40] Troen I, Mahrt L. A simple model of the atmospheric boundary layer: Sensitivity to surface evaporation[J]. *Bound.-Layer Meteor.*, 1986, 37: 129-148.
- [41] Holtslag A A M, Boville B A. Local versus nonlocal boundary layer diffusion in a global climate model[J]. *J. Climate*, 1993, 6: 1825-1842.
- [42] Voogelezang D H P, Holtslag A A M. Evaluation and model impacts of alternative boundary-layer height formulations [J]. *Bound.-Layer Meteor.*, 1996, 81: 245-269.
- [43] Kiehl J T, Hack J J, Bonan G B, Boville B A, Williamson D L, Rasch P J. The National Center for Atmospheric Research Community Climate Model: CCM3[J]. *J. Climate*, 1998, 11: 1131-1149.
- [44] Hanson H P. Response of marine atmospheric boundary layer height to sea surface temperature changes[J]. *J. Geophys. Res.*, 1987, 92: 8226-8230.
- [45] Engeln A V. Determining the planetary boundary layer height from radio occultation[D]. Naval postgraduate school, 2004.
- [46] Zeng X, Brunke M A, Zhou M, Fairall C, Bond N A, Lenschow D H. Marine Atmospheric Boundary Layer Height over the Eastern Pacific: Data Analysis and Model Evaluation[J]. *J Climate*, 2004, 17(21): 4159-4170.
- [47] Matthew J M. Evolution of Boundary Layer Height in Response to Surface and Mesoscale Forcing[D]. Naval postgraduate school, 2005.
- [48] Wyngaard J C. Atmospheric turbulence[J]. *Annu Rev Fluid Mech*, 1992, 24: 205-233.
- [49] Kaimal J C, Wyngaard J C, Haugen D A, Cote' O R, Izumi Y, Caughey S J, Readings C J. Turbulence structure in the convective boundary layer[J]. *J Atmos Sci*, 1976, 33: 2152-2169.
- [50] Caughey S J. Observed Characteristics of the Atmospheric Boundary Layer[R]. *Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modeling*. Reidel, Boston, 1982.
- [51] 豪根 D A. 行星边界层的三维数值模拟[M]. 科学出版社, 1984: 113.