

# 各种非绝热物理过程在中尺度模式中的作用

张大林

(美国马里兰大学气象系, College Park, MD 20742, USA)

**摘要** 随着中尺度模式水平分辨率的不断提高, 考虑加入尽可能合理的各种非绝热物理过程极为重要。如积云参数化需包括湿下沉气流、中上层的云卷出和非降水性浅对流。显式云物理方案需同时加入含有水相和冰相的预报方程, 以计入水负荷、凝结蒸发、冻结融化和凝华升华的影响。本文首先从实测角度介绍上述物理过程在产生中 $\beta$ 尺度环流结构的作用, 然后通过一些敏感性数值试验来阐述它们如何帮助成功模拟不同的中尺度对流系统。这些物理过程的相对作用取决于网格距大小或可分辨尺度垂直运动的强度。当网格距在 20~50 km 之间, 本文特别强调积云参数化和显式云物理方案的同时使用。最后对各种非绝热物理过程的耦合以及中尺度模式的局限性作了适当讨论。

**关键词** 中尺度 数值天气预报 物理模式

## 1 引言

近年来随着计算能力的迅速增大, 中尺度数值模式的水平分辨率不断提高, 以改进各类中尺度对流系统 (MCSs) 的预报和加强对这些天气现象的监测和研究。同时由于价廉快速工作站的推广, 使得越来越多的中小型气象单位也能运转高分辨率中尺度模式。一个较为完善的高分辨模式的确可以帮助揭示各类 MCSs 的发展规律和研究各种灾害性天气的形成机制及其结构的演变。

但是改善中小尺度天气现象的数值预报和研究, 仅仅靠减小现有模式的网格距是远远不够的。首先, 网格距的减小使可分辨尺度的辐散辐合加强, 加之非线性作用造成的部分能量折回 (folding back) 以及小尺度地形的强迫, 容易出现较多的局地强环流。如处理不当会导致低层潜热释放与较大尺度水汽辐合和地面降压之间的正反馈, 即第二类条件不稳定 (CISK-like) 的失真发展<sup>[1]</sup>, 而造成虚假且长寿命史的强涡旋和过量地面降水。其二, 如用 50 km 以上的网格距仅能预报 MCSs 的环境场, 即中 $\alpha$ 尺度。但当网格距减小后, 许多中 $\beta$ 尺度现象如地面高、低压, 中层涡旋和后方下沉入流的产生和维持都取决于各种非绝热物理过程的强迫和与边界层的相互作用。故许多较大尺度模式中有关物理过程的处理就不再适用。作者认为用于预报 MCSs 的水平网格距越小, 越需要仔细考虑如何合理地处理各种物理过程以及它们之间的耦合。

本文主要讨论当网格距减小时所涉及到的相变过程的重要性。特别是最近的一些暖季 MCSs 的数值模拟显示, 即使以常规观测资料作为初始条件, 加入适当的物理过程, 模

式也能相当成功地模拟出与观测相一致的许多 MCSs 的内部结构和演变特征<sup>[2~5]</sup>。本文侧重总结这些个例模拟的成功之处。在揭示各种非绝热物理过程在模拟中小尺度现象的作用时, 将首先讨论目前对这些物理过程的理解。下两节将分别阐述积云参数化(或隐式对流)方案中的某些细节和一些显式物理过程的处理在一次飑线过程<sup>[4]</sup>、一特大暴雨<sup>[2]</sup>和一飓风个例<sup>[5]</sup>模拟中的作用。有关对隐式对流和显式云物理方案的较为详细的讨论, 读者可参考文献[1,6~8]。

## 2 隐式对流方案的使用

自从 50 年代末人们认识到积云潜热释放对大尺度运动的影响以来, 已提出许多不同的隐式对流方案来处理次网格尺度对流的影响, 以使原始方程闭合。较为熟悉的对流方案有 Kuo<sup>[9]</sup>、Anthes<sup>[10]</sup>、Arakawa 和 Schubert<sup>[11]</sup>、Betts 和 Miller<sup>[12]</sup>、Fritsch 和 Chappell<sup>[13]</sup>、Kain 和 Fritsch<sup>[14]</sup>。隐式对流方案的作用是在能量和质量守恒的限制下通过低层降温减湿、上层加热增湿来消除对流不稳定。一个好的隐式方案应是在中低层可分辨尺度饱和之前消除此不稳定, 否则会出现绝对不稳定, 导致 CISK-like 因素的发展。与此相反, 在高层则希望隐式对流方案能产生可分辨尺度合理范围的饱和, 以利于层状云在中高层形成。这将在下节进一步讨论。下面就使用不同隐式对流方案进行中尺度预报, 提出一些需考虑的问题, 然后讨论次网格尺度湿下沉气流、云卷出和非降水性浅对流在一些成功中尺度模拟中所起的作用。

### 2.1 选择不同隐式对流方案的几点考虑

上述不同的对流方案在确定何条件下激发对流(trigger function), 何因素决定对流强度(closure assumption)以及显热和潜热释放的垂直分布(heating profile)都使用不同的经验公式, 故最终效果必须由实测个例和有关的敏感性试验来验证。虽然这些方案在不同尺度或不同天气系统的预报中都得到不同程度的成功, 但对于相同个例模式敏感性试验<sup>[15,16]</sup>往往表明: 对某些天气系统有的隐式对流方案效果比其他方案为佳, 而对某些天气系统使用任何对流方案差别都不大。对于这些结果的理解涉及到如下两类天气系统的考虑。

第一类是由大尺度天气系统如温带气旋/锋面或东风波驱动的对流子系统。在此情况下, 大尺度系统提供必要的强迫以维持对流持续发展, 而对流子系统则被动地随大尺度运动场演变。对流潜热释放虽能增强大尺度系统, 但无法改变它的运动规律。

第二类为大尺度动力热力梯度场较弱但局地对流能量丰富条件下的对流发展, 在此情况下, 大尺度仅提供有利的环境场, 一旦对流被激发, 随后的发展完全取决于对流与其所引起的中尺度环流的相互作用。在很多情况下, 由对流产生的中尺度环流如中层涡旋和地面气压波动要比大尺度系统强得多, 故对流的演变受制于该中尺度环流的动力学结构而非大尺度系统。

显然, 隐式对流方案对上述两类天气系统内发展的对流将有不同的效果。如对第一类需显示大尺度系统对对流的控制, 故可使用大尺度水汽辐合<sup>[9,10]</sup>或大尺度强迫和对流调整的准平衡<sup>[11]</sup>来决定对流的反馈影响。因此, 只要模式能将大尺度天气系统预报得准确, 与其有关的天气和降水都能合理报出。此时采用哪一种参数化方案也许都不如模

式里的其他因素重要。此外,在这些大尺度系统中大部分降水往往是由在稳定层结下的大范围均匀层状降水构成,故隐式对流方案的作用会更不明显。

相比之下,第二类天气系统中对流的发展将对由中尺度辐合供给的有效对流能量敏感。能量收支计算<sup>[17,18]</sup>表明大尺度水汽和质量供给远远不能支持 MCSs 发展的需要,因此,即使大尺度天气系统报得十分准确,不代表与之有关的“天气”和“降水”就能报得合理。这就是为什么过去 30 年来大尺度环流的预报已取得很大进步,但暖季降水特别是大暴雨的预报仍停滞不前。降雨量预报的改善有待于数值模式能否在未来预报好 MCSs 的内部环流和中  $\beta$  尺度热力学结构。要达到此目的,我们需努力改善模式的初始条件和各种物理过程的处理。一旦 MCSs 形成,它们未来的发展在很大程度上取决于各种物理过程和其引起的中小尺度环流与环境场的相互作用。

## 2.2 次网格尺度湿下沉气流的作用

由于云中固体粒子的升华、融化和雨滴的蒸发能导致贯穿性下沉气流向边界层堆积来自中层的干冷空气。由此形成的冷气堆有时达 1~2 km 深度,它是造成中  $\beta$  尺度地面高压的主要原因。冷气堆形成后会由上而下缓慢向四周辐散下沉,由质量守恒可知在其上方和沿其外流边界(outflow boundary)必然会出现辐合。如环境场空气暖湿,在此假“冷锋”的抬升下能在附近激发新的对流。如遇低层急流输送丰富水汽能有组织地形成对流。再如考虑与风切变的相互作用,这冷气堆可以加强沿着假“冷锋”发展的上升气流。所以冷气堆是造成飑线长生命史的重要动力学因素<sup>[19]</sup>。此外,这低层冷空气是一稳定结构,不受重力波频散影响,故它能维持 6~18 h。它的长时间存在必然使得风场向质量场调整从而在风场上形成波动,如中  $\beta$  涡旋在中低层出现。综上所述,湿下沉气流的作用很有必要在隐式对流方案中体现。目前已有不少的隐式方案对此作了参数化。

次网格尺度湿下沉气流的作用反馈到可分辨尺度有如下四方面影响:(1)在垂直方向上由于低层降温而减小局地静力不稳定性。除非较大尺度不断输送足够的有效对流能量,局地对流将很快消失。(2)在水平方面由于冷气堆与环境场之间形成的气压和温度梯度,在地转和热成风条件下使得低层环境场暖湿空气向对流区的冷气堆辐合,产生新的对流而造成环境场的水平不稳定<sup>[15]</sup>。显然 MCSs 的长期维持取决于较大尺度的能量输送与此冷气堆的相互作用。(3)由于所替代的低层空气较原先气团干燥,使得低层可分辨尺度水汽辐合量减小,因此减缓或有利于在低层饱和和发生前消除 CISK-like 因素。(4)由于低层降温使得最大加热层提高(至 500 hPa 以上),这使在最大加热层下部辐合的空气比若此层出现在 500 hPa 以下干燥得多。其结果是有利于高层达可分辨尺度饱和而使中低层达到饱和的程度和范围减小。

下面用 1985 年 6 月 10~11 日在美国 PRE-STORM 试验期间出现的一次强飑线过程(简称 PRE-STORM 飑线)的模拟,来说明如不考虑次网格尺度湿下沉气流的效果。我们采用美国宾州大学和国家大气研究中心的三维嵌套网格、静力平衡、中尺度模式(简称 MM4),其中细网格为 25 km 并采用经改进的且含有湿下沉气流的 Fritsch-Chappell 对流方案和包含云水(冰)、雨(雪)预报方程的显式云物理方案。其细节请参考文献[4,21,22]。

图 1a 和 b 比较控制模拟和在 Fritsch-Chappell 方案中忽略湿下沉气流后的结果。

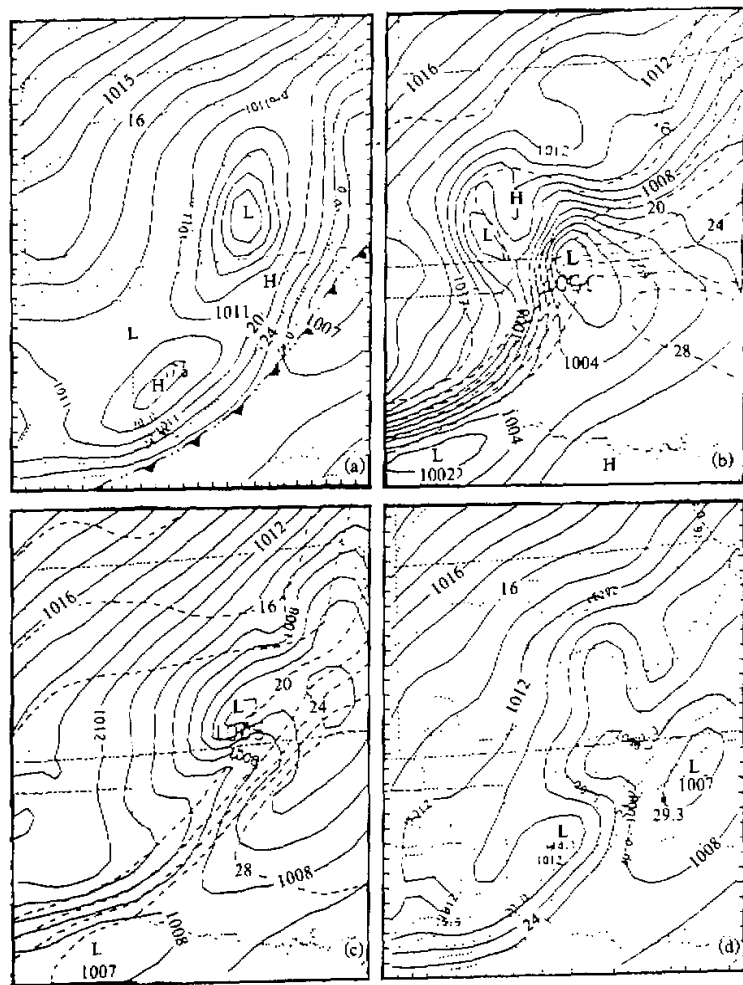


图1 模拟 PRE-STORM 飊线 18 h 得到的海平面气压 (实线, 间隔 1 hPa)  
和温度 (虚线, 间隔 2°C) 分布  
(a) 控制模拟, (b) 无次网格湿下沉气流, (c) 水负荷作用减小, (d) 无冰相过程

18 h 的控制模拟成功地复制出飊线位置和走向、飊锋和其有关的温度梯度、以及飊线前置中  $\beta$  低压、对流高压和尾低压 (图 1a)。这些现象都被试验区高分辨观测所证实<sup>[4]</sup>。但当次网格湿下沉气流被忽略后 (图 1b), 其结果完全不同。首先无明显的飊锋形成, 这使飊线的传播速度大为减慢。这时的南北位置距实测和控制模拟的滞后在 150 ~ 250 km 左右。由此可见, 低层冷空气是飊线传播的主要动力学因素。此外, 该敏感性试验不但未能模拟出上述的中  $\beta$  气压波动场, 反而产生与实测不符的较强低层中低压以及与此相关的一中层强涡旋。

在用 MM4 对一次美国大暴雨的模拟中<sup>[2,15]</sup>, 忽略次网格湿下沉气流也造成一地面

中  $\beta$  低压系统和与其有关的一中层涡旋的失真发展。地面降水远远超过实际观测量，其过程与 CISK-like 过程十分相似。

### 2.3 次网格尺度云卷出的作用

当云中水汽凝结物与环境场的干空气接触，便会蒸发或升华而离开原先的上升空气团，这种云卷出过程在平衡温度层以上往往产生较大范围的云帖，其结果使环境场增湿。

从对 PRE-STORM 飑线的双 Doppler 雷达资料分析，Biggerstaff 和 Houze<sup>[23]</sup>发现该系统后方的大部分层状降水都是由对流区中上层水汽凝结物的卷出，然后由前方上升气流的向后输送造成（见图 2）。可以想象，云粒子的质量越小，则被卷出的高度越高且被向后输送成为地面降水的距离越远。故在隐式对流方案中有必要考虑这次网格尺度云卷出的作用，因为由此造成的层状降水有时可占总降水的 40% 以上<sup>[23]</sup>。

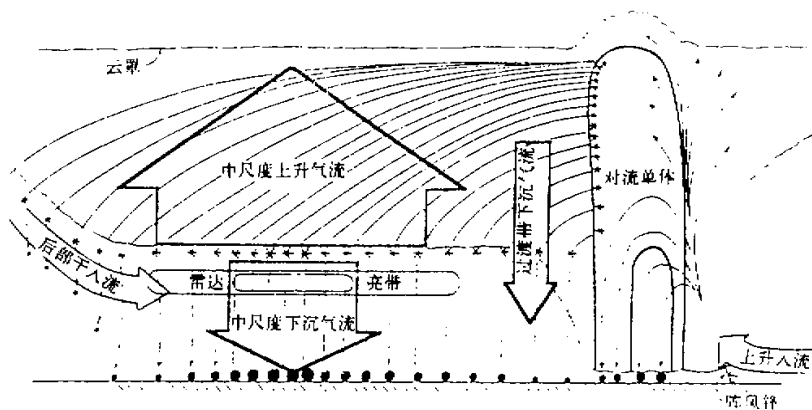


图 2 飑线系统中后部层状降水与对流区内水汽凝结物关系的二维概念模式<sup>[23]</sup>  
大箭头表示系统内的相对气流和垂直运动

取决于显式云物理过程的复杂程度，目前有两种基本处理方法。即，如模式含有显式云物理量的预报方程，次网格尺度的云卷出可作为源计入所对应的云物理量的预报方程，从而达到可分辨和次网格尺度间的耦合。否则，仅需考虑可分辨尺度在中上层的增湿作用。前者已在 Frank-Cohen<sup>[20]</sup>和 Kain-Fritsch<sup>[14]</sup>对流方案中采用，后者被 Fritsch-Chappell<sup>[13]</sup>方案采用。但其效果基本相似<sup>[24]</sup>。

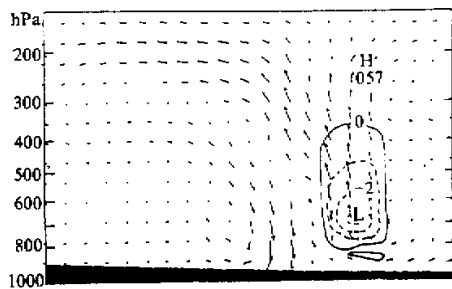


图 3 与图 1 相同，但是在 15 h 的与飑线垂直的加湿  
(间隔  $1 \text{ g} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{h}^{-1}$ ) 和系统相对气流的剖面图

在 Fritsch-Chappell 方案中，首先假设一定比例的水汽凝结物在上层卷出蒸发，然后从云顶开始将一部分凝结物蒸发降温直至饱和，剩余部分留到下一层。这样自上而下直到用完所确定的水汽凝结物。由于该方案中次网格环境面积占 80% 以上，故当反馈到可分辨尺度就意味着高层增湿。由图 3 可见，

Fritsch-Chappell 方案使低层减湿, 400 hPa 以上增湿, 虽然增湿绝对值很小, 但由于高层干燥低温, 可分辨尺度相对湿度的增加幅度很大。在有利的上升入流条件下, 中高层很快达到饱和。由此产生的水汽凝结物的向后输送便形成较大范围的层状降水。其机制与图 2 中的概念模式十分相似。

#### 2.4 次网格尺度浅对流的作用

在深对流发展的同时, 通常也有许多浅对流在其周围出现。最明显的例证为台风或飓风附近在边界层顶发展的非降水性云系。浅对流也是以边界层为源地, 它由于其上层存在一逆温层而不能发展为深对流。非降水性浅对流能向自由大气输送低层的显热、水汽和污染物, 它也是影响地气系统辐射收支以及局地 and 全球气候的因子之一。对中尺度预报而言, 浅对流能改变局地垂直方向的热力学结构, 使附近深对流的发展受到影响。为此, Betts-Miller 对流方案加入了浅对流的简单影响。

Liu 等<sup>[5]</sup>在最近获得的 72 h 1992 年 Andrew 飓风的模拟中发现包括次网格尺度浅对流的作用十分重要。此模拟采用与 MM4 相似的三维嵌套网格, 但是非静力平衡中尺度模式 (简称 MM5)。其中最细网格距为 6 km 并采用与一般云模式相当的显式物理方案加上 Betts-Miller 的浅对流处理。由此组成的 MM5 成功地模拟出该飓风中心气压在 72 h 内加深 90 hPa 的过程以及许多飓风眼内的结构 (见图 4 中的 CTL 和 OBS 曲线), 细节请见文献<sup>[5]</sup>。

当从控制模拟中忽略浅对流方案后 (GAD), 1992 年 Andrew 飓风在登陆前即 68 h 的强度减弱 10 hPa 以上 (图 4)。我们对此敏感性模拟结果的分析发现, 在飓风外围产生几条与观测不符的螺旋雨带。显然它们趋于阻挡且部分消耗应该输送到该飓风眼壁内的对流能量。故浅对流在此情况下的作用在于向自由大气输送水汽, 阻止在暖洋面的强迫下在边界层顶产生可分辨尺度饱和, 以使主要对流能量能输送到飓风眼壁内释放。作者认为, 即使网格距在 1 km 左右, 也有必要考虑加入这种次网格尺度浅对流的作用。

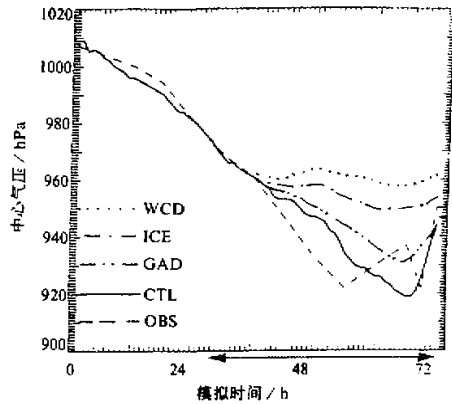


图 4 1992 年 Andrew 飓风的 72 h 模拟 (CTL, 冰相加浅对流) 与实测 (OBS) 海平面气压随时间演变的比较, 同时也包括使用暖云过程 (WCD) 加冰相 (ICE) 和云霰 (GAD) 预报方程后所得到的敏感性模拟结果

### 3 显式云物理和隐式对流方案的混合使用

当可分辨尺度出现过饱和, 不论是否对流稳定, 由此凝结造成的后果有不同的显式处理方法。最简单的为大尺度降水处理法, 即让凝结立刻变为地面降水, 其潜热计入热力学方程。这种方法已被许多研究证明不适于模拟 MCSs<sup>[1,7]</sup>。较为复杂且费时的方法如云模式一样详细, 其中含有云水 (冰)、云雨 (雪) 和云霰 (雹) 的预报方

程<sup>[25,26,5]</sup>。显式云物理与隐式对流方案在消除对流不稳定的不同之处在于前者是通过垂直运动自下而上逐层进行,所需时间与垂直速度的强度成反比,而后者则在瞬间对整对流层同时进行。如下小节所述,采用不同的非绝热物理方案基本取决于所使用网格距的大小或可能出现的可分辨尺度垂直运动的强弱。

### 3.1 非绝热物理方案对尺度的依赖性

对网格距在 50 km 以上的中  $\alpha$  或大尺度模式,由于可分辨尺度辐合较小,出现过饱和凝结的网格数不多,故大部分对流降水可认为发生在次网格尺度。此时仅需要考虑采用一合理的隐式对流方案而可分辨尺度的潜热释放可作简化处理。

在另一极端,当网格距减小到 5 km 以下,虽然大部分在发展阶段的对流单体仍在 1 km 范围内,但对流已不再完全是次网格现象。故这时应考虑选择合理的纯显式云物理方案。由于可分辨尺度的垂直运动强,对流不稳定能在较短时间内消除,因此不会出现 CISK-like 现象。从道理上来说,此方案还有如下两优点:一是其中云微物理和湍流参数化的不确定性要比任何隐式对流方案少得多;二是由于对流尺度与较大尺度环流不存在尺度分离,故不需要考虑原始方程的闭合问题,从而避免许多需作假设的未知素。因此如计算条件允许,应尽量考虑采用纯显式对流方案作中尺度天气预报。当然从研究角度,分析大量高分辨率的模式资料也有许多不便之处。故积云参数化将会永远被人们使用,至少被从事理论研究者们所用。

当网格距在 20~50 km 间,近年来的研究指出应同时采用合理的隐式对流和显式云物理方案(简称混合方案)。其特征将在 3.2 节讨论。

网格距在 5~20 km 间被认为是一“灰色区”,需尽量避免使用。首先,目前的积云参数化方案都假定对流与可分辨尺度间有一尺度分离,这样就只需考虑积云对流的统计特征。否则难以确定这两尺度之间的关系以解决原始方程的闭合问题。故至今还未有在此“灰色区”适合的隐式对流方案。另一方面,在此“灰色区”内也不适合采用纯显式云物理方案。这是因为:①实际对流降水是在中  $\gamma$  尺度饱和且强上升区而不是由中  $\beta$  尺度的抬升造成;②要达到初始的可分辨尺度饱和所需时间要比实际长得多,这往往容易使模式降水滞后 1~3 h 不等;③由于可分辨尺度垂直运动较实际弱,消除对流不稳定所花的时间长而容易首先在中低层导致 CISK-like 现象的发展。一些云模式的研究表明,对流云中的下沉气流对网格距的大小十分敏感。要合理模拟出下沉气流的动力学特征,网格距至少需在 5 km 以下。尽管如此,用在此“灰色区”内的网格距,纯显式方案还是可能成功预报那些大尺度动力强迫较强而对流降水较少的降水量和降水分布。

当然,上述网格距的问题并非绝对,其实质取决于模式所能产生的垂直运动的大小。

### 3.2 混合方案的特征

当网格距在 20~50 km 之间需同时采用隐式对流和显式云物理方案是因为中  $\beta$  尺度内的对流不稳定仍较强,且由对流在中上层的云卷出产生的层状降水占比例较大(有时达 40%)。因此需要用隐式对流方案在低层达饱和前有效地消除对流不稳定并在中上层增湿以提供适当的水汽凝结物,同时采用显式方案来描述水汽凝结物随着气流的运动。此外,当这些凝结物被平流到次饱和区将先后出现升华、融化和蒸发而形成下沉气流。由于潜热释放和降温发生在不同位置和高度,如模式能合理复制出较大尺度的环流

和云分布,那就可能模拟出如中 $\beta$ 高、低压、涡旋和 MCSs 的其它内部结构。这些现象在系统相对风较强时更为明显<sup>[22]</sup>。

显式方案中除融化、升华和蒸发降温外,水负荷对 CISK-like 现象也有一定抑制作用,特别是在饱和区<sup>[1]</sup>。水负荷在非静力平衡模式中通过水汽凝结物的拖曳作用直接影响上升气流,而在静力平衡模式中是通过降低饱和区的虚温间接影响上升运动<sup>[1]</sup>。一般来说,模式中的垂直速度要比实际大气小得多。这意味着对粗网格大量水汽凝结物悬浮于空中的时间要比实际短得多,这容易使模式上升速度过强。这一点在模拟 PRE-STORM 飑线时效果明显<sup>[21]</sup>。在原先的控制模拟中云粒子的下落速度已被减小 70% (见图 1a)。但当此限制取消后,下落速度增加,水负荷作用减小。故 MM4 模拟出与强上升运动有关的深厚尾低压,但却是很弱的中 $\beta$ 高压脊,如图 1c 所示,其地面气压波动与控制模拟及实测都不符。这也说明有 CISK-like 发展的迹象。

在混合方案中,隐式物理过程是用来对付在对流层内发生的整层对流不稳定,而显式物理过程是处理在对流稳定和接近于中性层结下的层状降水。如大量显式降水产生在对流不稳定区是极为不合理的,这说明有绝对不稳定存在。如该现象持续 2~3 h 以上,在科里奥利力的作用下有可能导致 CISK-like 现象。

需要指出的是在模拟 MCSs 时存在隐式和显式物理过程的“能量竞争<sup>[24]</sup>”。即如果隐式方案不能有效地消除对流不稳定,其剩余部分必然将由显式过程进行。由于后者是逐层缓慢向上,所需时间要比隐式方案长得多。加之显式加热率较大,最大加热高度偏低,如模式无其他机制来有效抑制由此造成的 CISK-like 现象,容易造成模式积分的“崩溃”。

为说明上述隐式和显式物理过程的相互作用,图 5 给出用 Kain-Fritsch 方案与一显式方案结合模拟 PRE-STORM 飑线所得到的瞬时降水分布。此飑线是由西北向东南方向移动,值得注意的是,大部分层状降水是发生在对流区后方。这与许多观测一致,也与图 2 中飑线内降水分布的概念模式相符。对流与层状降水有部分重叠,原因之一是 Kain-Fritsch 方案使用 30~60 min 的对流时间尺度;此外是由于在接近中性层结的过渡区两种方案同时并存造成的。

图 6 给出垂直于飑线的相当位温  $\theta_e$ 、系统的相对环流、隐式和显式加热率廓线的剖面结构。采用混合方案成功地模拟出与实测一致的飑前上升回流,由前向后的上升入流和由后向前的下沉入流<sup>[27]</sup>。Kain-Fritsch 方案仅在由 C 点向前的潜在不稳定区起作用(见图 6a、b)。其最大加热率在 400

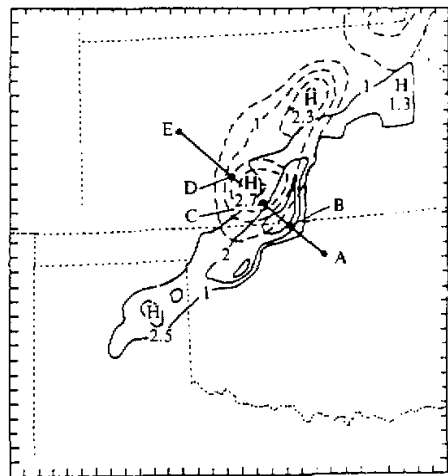


图 5 与图 3 相同,但是对流加热率的垂直积分(实线,间隔  $1^{\circ}\text{C} \cdot \text{h}^{-1}$ )和可分辨尺度水汽凝结物总量(虚线,间隔  $0.5 \text{ g} \cdot \text{kg}^{-1}$ )的水平分布

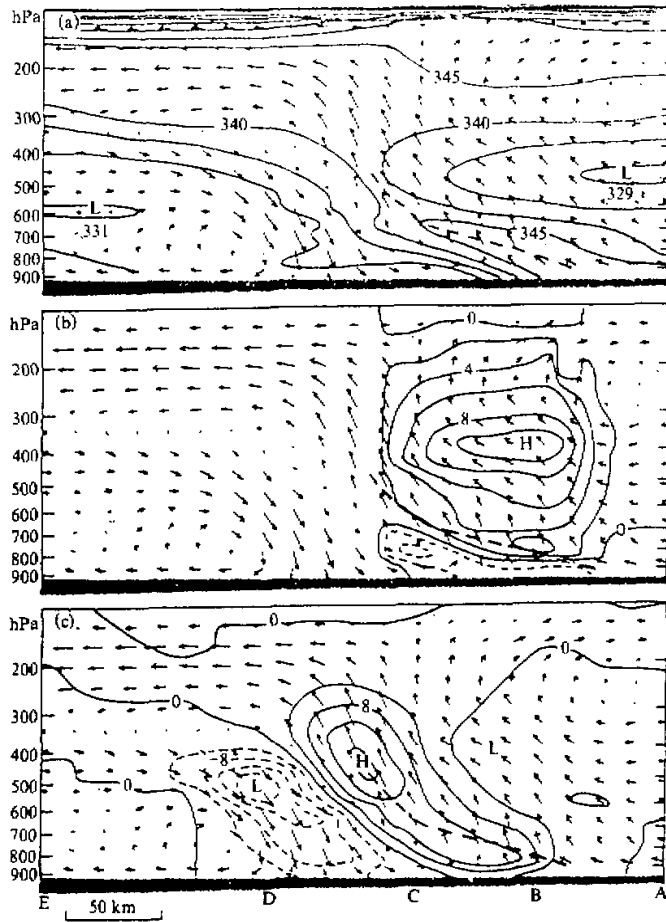


图6 与图5相同,但是 (a) 相当位温 $\theta_e$  (间隔 $5^{\circ}\text{C}$ ), (b) 隐式对流加热率 (间隔 $2^{\circ}\text{C}\cdot\text{h}^{-1}$ ), (c) 显式潜热加热率 (间隔 $4^{\circ}\text{C}\cdot\text{h}^{-1}$ ) 沿图5中直线AE的剖面分布  
实线为正, 虚线为负值。粗虚线为稳定与不稳定层间的过渡层

hPa 即最小 $\theta_e$ 值层以上。如前所述, 这将趋于中层干冷空气的辐合以利于稳定对流区。同时注意由前向后逐步增厚的低层减温区。由减温到加热的过渡层可视为云底高度, 它由飑前的 850 hPa 增高到对流区尾部的 650 hPa。这说明对流不稳定是由前向后逐渐消除。

与垂直的隐式加热分布相比, 显式加热轴线基本对应于上述过渡层或中性层并发生在由前向后的上升气流中 (见图 6c)。最大显式加热是在层状云区的稳定层, 也发生在 400 hPa 左右而不是在中低层。这显然是由于 Kain-Fritsch 方案在低层降温减湿、高层加热增湿的结果。后者已被证明是产生飑线后部大量层状降水的重要因素<sup>[27,28]</sup>。当随风运动的水汽凝结物与后部入流中的干冷空气接触, 由于升华、融化和蒸发在 500 hPa 产

生  $16^{\circ}\text{C} \cdot \text{h}^{-1}$  以上的降温率。这股冷空气下沉在 C 点形成中  $\beta$  高压<sup>[22]</sup>。但在 C 点向后, 可用于蒸发的水汽凝结物逐渐减少, 后部入流慢慢在干燥下沉而增温, 故在 D 点左右逐渐形成一尾低压, 且这附近的模式温度-湿度廓线呈“宝石”状<sup>[29]</sup>, 即高层在层状云、饱和区而下层在干下沉、干燥区。

由图 6 可见, 隐式方案趋于逐步加深低层冷气堆。在与风切变的作用下, 使高 $\theta_e$ 空气在前方入流中抬升形成新的对流。同时隐式方案使对流不稳定由前向后逐渐减弱直至过渡到隐、显式方案共存的中性区。显然这两种物理方案缺一不可, 否则模式不可能模拟出所观测到的中  $\beta$  地面气压波动和飑线的内部环流结构。这已被我们的一系列敏感性试验所证实<sup>[22]</sup>。

### 3.3 冰相物理过程的重要性

早在 60 年代前人们就注意到冰相或 Bergeron 过程在降水形成中的重要性。但冰相过程对 MCSs 的影响是到 70 年代初观测到上湿下干的“宝石”型廓线<sup>[29]</sup>才引起重视的。这热力学廓线说明存在如 3.2 节所述由固态云粒子融化和蒸发产生的中尺度干下沉气流。加之大部分层状降水如 2.3 节所述是与在对流高层卷出的固体云粒子向后方平流有关。因此无论在显式或隐式对流方案中都有必要考虑加入冰相过程。

包括冰相过程的重要性在于: ①由冻结和凝华产生的潜热有利于加强  $0^{\circ}\text{C}$  层以上的上升气流; ②相对于水相, 冰相过饱和更容易实现, 从而缩短显式方案常出现的降水滞后现象; ③由升华和融化产生的减温易在  $0^{\circ}\text{C}$  层以上触发下沉气流, 有助于模拟出许多中  $\beta$  环流结构和抑制 CISK-like 现象的发展。特别是由冰相过程产生的中  $\beta$  尺度上升/下沉气流已被广泛认为是 MCSs 的重要组成部分<sup>[29,30]</sup>。它对形成图 6 中的前方上升入流和后部下沉气流极为重要。如忽略冰相过程, 这两股气流要弱得多, 且后部入流也不能与地面接触<sup>[22]</sup>。由图 1d 可见, 由此造成的地面气压场未能出现所观测到的中  $\beta$  高压和尾低压。模式仅产生与其相对应的一中  $\beta$  高压脊和一尾低压槽, 中层涡旋也比控制模拟弱得多。

下面以图 7 采用混合方案产生的显式降水来说明冰相过程各分量在模拟一次大暴雨过程中的敏感度<sup>[30]</sup>。首先, 加入冰相 (ICE) 使降水比无冰相的控制模拟 (CTR) 提前 1 h 以上。虽然总降水量由于 Bergeron 效应有所增加, 但 ICE 模拟中的中  $\beta$  涡旋和地面中  $\beta$  低压有明显减弱, 最大加热层也提高了 50 hPa, 详见文献<sup>[30]</sup>。当从 ICE 模拟中取消融化过程 (MLT), 敏感度最明显。如可分辨尺度总降水在前 5 h 迅速增加, 然后缓慢减小, 12 h 累积降水比 ICE 高出一倍以上。由此可见, 融化对 CISK-like 现象的抑制作用可与蒸发、水负荷相比拟, 详见文献<sup>[1,30]</sup>。从 ICE 模拟中忽略冻结 (FRZ) 或升华 (SBM), 有关的潜

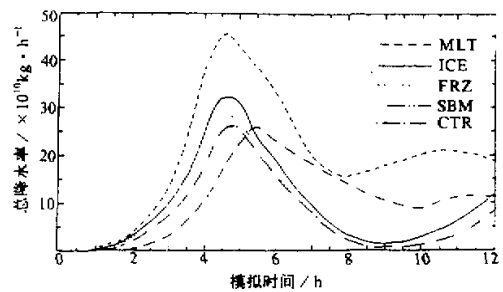


图 7 在模拟美国一次大暴雨所进行的一系列冰相过程敏感性实验得到的可分辨尺度区域总降水率 ( $\text{kg} \cdot \text{h}^{-1}$ ) 随时间的演变

热使总降水减少, 最大上升速度变弱, 这些结果正如所期望。

最后对加入冰相各分量所需考虑的因素作一讨论。因云水/冰不具有下落速度, 如无其他机制使其沉降, 风场的平流最终必使中高层布满水汽凝结物。这说明加入云雨/雪预报方程使云分布合理的必要性。否则可采用 Sundquist 方案<sup>[31]</sup>使部分云水/冰直接变成地面降水。由于可分辨尺度上升运动比实际小, 水汽凝结物在空中的停留时间要相对短使水负荷作用减小, 故需通过减小下落速度来尽可能如实地模拟实际大气中的水负荷作用<sup>[4,30]</sup>。至于是否需加入霰、雹的预报方程, 完全取决于可分辨尺度平均上升速度的强弱。只有当上升运动高于  $3\sim 4\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  才有可能支撑云霰的动力条件。而上升速度高于  $10\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  以上有必要加入冰雹预报方程。

图 4 中其他随时间演变的海平面气压迹线显示上述各分量在模拟 1992 年 Andrew 飓风<sup>[5]</sup>中的作用。我们的初始试验实际是从最简单的暖云过程 (WCD) 开始, 在系统登陆前即 68 h 的纯显式模拟与实测相差 40 hPa。当加入简单的冰相物理过程 (ICE), 由于额外的冻结、升华潜热使系统平均比 WCD 加深  $6\sim 8\text{ hPa}$ 。加入云霰预报方程 (GAD) 但无浅对流过程使该系统进一步加深  $12\sim 15\text{ hPa}$ 。云霰的作用似乎与水负荷作用有关, 即云霰下落速度较大使水汽凝结物的悬浮时间缩短。这样减小水负荷作用有利于加强飓风眼壁内的上升速度和飓风眼内的干下沉气流, 从而造成飓风中心气压的迅速加深。这些结果说明热带风暴的发展不仅受制于洋面温度和大尺度环流, 还取决于各种云微物理过程。

#### 4 各种物理过程的耦合和模式的局限性

除了相变过程, 边界层和其日变化以及云与辐射相互作用的处理在中尺度模拟中也十分重要。这是因为边界层的日变化造成对流能量的积累或减弱。在一定大尺度环境场里, 边界层的发展有助于低空急流的形成, 是促进夜间降水最大值的因素。此外, 一旦对流中的下沉气流进入边界层会使原先的动力和热力演变过程受到破坏。这些都说明需要考虑如何在模式里将这些过程耦合。如在有的模拟研究中, 当对流降水发生时, 模式边界层在该网格点上仍受地面加热影响。再如地面有降水后仍按原先确定量决定地面蒸发量。此外, 目前的中尺度模式还未对次网格地形、地表加热与对流下沉气流间的相互作用如何激发新对流的过程作出考虑。故我们不能将目前的中尺度模式作为“黑匣子”使用。

大气长波辐射与云的相互作用在云顶降温、云底增温而有助于静力稳定度减小。如 MCSs 生命史在 24 h 以上, 有必要加入大气辐射的作用。在洋面上发展的 MCSs 如中尺度气旋、热带风暴, 低层层状云顶的长波辐射降温对这些系统的加深十分明显。Krishnamurti 等<sup>[32]</sup>和其他研究<sup>[5,33]</sup>都发现如无云的长波辐射作用, 模拟出的热带风暴可与实测相差  $10\sim 20\text{ hPa}$ 。

在强调上述物理过程改善的同时, 在此也需指出获得合理初始条件的重要性, 因中尺度数值天气预报也是一初值问题。一般来说, 由大尺度动力驱动 (如涡度或温度平流、锋面) 的 MCSs, 即使用常规资料初始化也能得到较好的中尺度可预报性, 正如 2.1 节所述。但当温度水平梯度较弱而局地热力过程 (如对流能量、水汽辐合) 起主导

作用时, 何时何地发生对流对随后的天气系统的发展甚为重要。一些研究<sup>[34,35]</sup>表明, 中尺度模式对初始条件中风、温、湿场的一些小的变化都十分敏感。因此除了在初始化中考虑通过四维同化加入一些非常规或遥感资料外, 还有必要根据三维分析或概念模式适当更正初始热力和动力场, 以加入在初始时刻已发生的对流活动的影响<sup>[2,34]</sup>。

即使我们有完善的初值, 中尺度天气系统的可预报性仍是有限的。这是因为我们所使用的数值微分方程是一套含有若干近似和假设的平均方程, 许多次网格现象都是由经验参数化。如受 5~6 量级尺度运动影响的相变过程在模式中已被大大简化, 尤其是对流降水; 边界层的处理也是实际大气的理想化。此外, 仍有许多次网格现象被今天的模式忽略, 如受对流影响的水平动量输送和小地形在激发对流中的作用。这些都表明 MCSs 可预报性的进一步改善有待于多学科间的长期合作研究。

## 5 结语

本文讨论了当中尺度模式的网格距不断减小后需要考虑加入一些非绝热物理过程的必要性。在积云参数化中包括湿下沉气流、中上层的云卷出和非降水性浅对流。在显式物理方案中包括与各种水、冰相物理过程有关的预报方程。本文强调混合方案在中  $\beta$  尺度天气预报中的作用, 即采用积云参数化有效地消除局地对流不稳定, 而采用显式云物理方案对付在对流稳定和接近中性层结下的降水。本文所讨论的各种非绝热物理过程已经近年来一些暖季中  $\beta$  尺度天气现象的数值模拟所证实, 说明作用明显, 特别是其中一些物理过程如水负荷、升华、蒸发和融化对抑制 CISK-like 现象的发展十分有效。本文也指出当计算条件允许时, 应尽可能考虑使用 5 km 以下的水平网格距和与之匹配的纯显式云物理方案来从事中小尺度的天气预报。

不管怎样, 跟大尺度天气预报相比, 中小尺度的数值研究仍处于幼年时期。但随着计算能力的进一步增强, 近代遥感观测手段的发展以及四维同化技术的进步, 不久的将来定会出现大量的中小尺度天气现象的研究。这将有助于推动对这些现象的认识和预报, 尤其是大暴雨和其他灾害性天气的研究。我们相信, 虽然高分辨率预报模式仍会有错报和漏报现象, 但至少今后漏报和错报的次数将会不断减少。

致谢: 过去长期与作者合作的许多同事对本文都有不同程度的贡献, 特别是 J. M. Fritsch, H.-R. Cho, M. W. Moncrieff, 高坤和刘玉宝等, 谨在此表示感谢。

## 参 考 文 献

- 1 Zhang, D.-L., E.-Y. Hsie and M. W. Moncrieff, 1988, A comparison of explicit and implicit predictions of convective and stratiform precipitating weather systems with a meso- $\beta$  scale numerical model, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **114**, 31~60.
- 2 Zhang, D.-L. and J. M. Fritsch, 1986, Numerical simulation of the meso- $\beta$  scale structure and evolution of the 1977 Johnstown flood. Part I: Model description and verification, *J. Atmos. Sci.*, **43**, 1913~1943.
- 3 Zhang, D.-L. and J. M. Fritsch, 1988, A numerical investigation of a convectively generated, inertially stable, extratropical warm-core mesovortex over land. Part I: structure and evolution, *Mon. Wea. Rev.*, **116**, 2660~

- 2687.
- 4 Zhang, D.-L., K. Gao and D. B. Parsons, 1989, Numerical simulation of an intense squall line during 10-11 June 1985 PRE-STORM. Part I: Model verification, *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 960~994.
  - 5 Liu, Y., D.-L. Zhang and M. K. Yau, 1997, A multiscale numerical study of Hurricane Andrew (1992). Part I: Explicit simulation and verification, *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 3073~3093.
  - 6 Emanuel, K. A. and D. J. Raymond, 1993, The representation of cumulus convection in numerical models, *Meteorological Mono.*, **46**, Amer. Meteor. Soc., 246pp.
  - 7 Molinari, J. and M. Dudek, 1992, Parameterization of convective precipitation in mesoscale numerical models: A critical review, *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 326~344.
  - 8 Kuo, Y.-H., J. Bresch, M.-D. Cheng, J. Kain, D. B. Parsons, W.-K. Tao and D.-L. Zhang, 1997, Summary of a mini-workshop on cumulus parameterization for mesoscale models, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **78**, 475~491.
  - 9 Kuo, H.-L., 1994, Further studies of the parameterization of the influence of cumulus convection on large-scale flow, *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1232~1240.
  - 10 Anthes, R. A., 1977, A cumulus parameterization scheme utilizing a one-dimensional cloud model, *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 270~286.
  - 11 Arakawa, A. and W. H. Schubert, 1974, Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment. Part I., *J. Atmos. Sci.*, **31**, 674~701.
  - 12 Betts, A. K. and M. J. Miller, 1986, A new convective adjustment scheme. Part II: Single column tests using GATE wave, BOMEX, ATEX and arctic air-mass data sets, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **112**, 693~709.
  - 13 Fritsch, J. M. and C. F. Chappell, 1980, Numerical prediction of convectively driven mesoscale pressure systems. Part I: Convective parameterization, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1722~1733.
  - 14 Kain, J. S. and J. M. Fritsch, 1993, Convective parameterization for mesoscale models: The Kain-Fritsch scheme. Cumulus Parameterization, *Meteor. Monogr.*, **46**, Amer. Meteor. Soc., 165~170.
  - 15 Zhang, D.-L. and J. M. Fritsch, 1988, Numerical sensitivity experiments of varying model physics on the structure, evolution and dynamics of two mesoscale convective systems, *J. Atmos. Sci.*, **45**, 261~293.
  - 16 Wang, W. and N. L. Seaman, 1997, A comparison study of convective parameterization schemes in a mesoscale model, *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 252~278.
  - 17 Ogura, Y. and H. R. Cho, 1973, Diagnostic determination of cumulus populations from large-scale variables, *J. Atmos. Sci.*, **30**, 1276~1286.
  - 18 Fritsch, J. M., C. F. Chappell and L. K. Hoxit, 1976, The use of large scale budgets for convective parameterization, *Mon. Wea. Rev.*, **104**, 1408~1418.
  - 19 Rotunno, R., J. B. Klemp and M. L. Weisman, 1988, A theory for strong, long-lived squall lines, *J. Atmos. Sci.*, **45**, 463~485.
  - 20 Frank, W. M. and C. Cohen, 1987, Simulation of tropical convective systems. Part I: A cumulus parameterization, *J. Atmos. Sci.*, **44**, 3787~3799.
  - 21 高坤、张大林, 1994, 非绝热物理过程在模拟飑线系统中 $\beta$ 尺度结构中的作用, *气象学报*, **52**, 321~331.
  - 22 Zhang, D.-L. and K. Gao, 1989, Numerical simulation of an intense squall line during 10-11 June 1985 PRE-STORM. Part II: Rear inflow, surface pressure perturbations and stratiform precipitation, *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 2067~2094.
  - 23 Biggerstaff, M. L. and R. A. Houze, Jr., 1991, Kinematic and precipitation structure of the 10-11 June 1985 squall line, *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 3034~3065.
  - 24 Zhang, D.-L., J. S. Kain, J. M. Fritsch and K. Gao, 1994, Comments on: "Parameterization of convective precipitation in mesoscale numerical models: A critical review", *Mon. Wea. Rev.*, **122**, 2222~2231.
  - 25 Lin, Y. L., R. D. Farley and H. D. Orville, 1983, Bulk parameterization of the snow field in a cloud model, *J. Climate. Appl. Meteor.*, **22**, 1065~1092.
  - 26 Tao, W.-K. and J. Simpson, 1993, The Goddard cumulus ensemble model. Part I: model description, *Terrestrial Atmos. and Ocean. Sci.*, **4**, 35~72.
  - 27 Houze, R. A., Jr., S. A. Rutledge, M. I. Biggerstaff and B. F. Smull, 1989, Interpretation of Doppler weather-radar displays of midlatitude mesoscale convective systems, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **70**, 608~619.

- 28 Johnson, R. H. and P. J. Hamilton, 1988, The relationship of surface pressure features to the precipitation and air flow structure of an intense midlatitude squall line, *Mon. Wea. Rev.*, **116**, 1444~1472.
- 29 Zipser, E. J., 1977, Mesoscale and convective-scale downdrafts as distinct components of squall-line structure, *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 1568~1589.
- 30 Zhang, D.-L., 1989, The effect of parameterized ice microphysics on the simulation of vortex circulation with a mesoscale hydrostatic model, *Tellus*, **41A**, 132~147.
- 31 Sundqvist, H., 1978, A parameterization scheme for non-convective condensation including prediction of cloud water content, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **104**, 677~690.
- 32 Krishnamurti, T. N., K. S. Yap and D. K. Oosterhof, 1991, Sensitivity of tropical storm forecast to radiative destabilization, *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 2176~2204.
- 33 Zhang, D.-L. and N. Bao, 1996, Oceanic cyclogenesis as induced by a mesoscale convective system moving offshore. Part I: A 90-h real-data simulation, *Mon. Wea. Rev.*, **124**, 1449~1469.
- 34 Zhang, D.-L. and J. M. Fritsch, 1986, A case study of the sensitivity of numerical simulation of mesoscale convective systems to varying initial conditions, *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 2418~2431.
- 35 Chang, C.-B., D. J. Perkey and C. W. Kreitzberg, 1986, Impact of missing wind observations on the simulation of a severe storm environment, *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 1278~1287.

## Roles of Various Diabatic Physical Processes in Mesoscale Models

Da-Lin Zhang

(Department of Meteorology, University of Maryland, College Park, MD 20742, U.S.A.)

**Abstract** As the grid resolution continues to increase, it is essential to implement more sophisticated diabatic physical processes into mesoscale numerical weather prediction models. Specifically, cumulus parameterization schemes ought to incorporate the effects of subgrid-scale moist downdrafts, middle to upper-level cloud detrainments and nonprecipitation shallow convection, while explicit cloud physics schemes should contain the prognostic equations for both liquid and solid cloud particles such that the impact of water loading, condensation/evaporation, freezing/melting and sublimation can be included. In this paper, we present first the roles of the above physical processes in generating various meso- $\beta$ -scale circulations based on observations, and then examine numerical sensitivity experiments to see how they can be succeeded in simulating various types of circulations in mesoscale convective systems (MCSs). The relative importance of the above physical processes in predicting MCSs depends on the grid size or the intensity of resolvable-scale vertical motion. When the grid size falls into the range of 20~50 km, it is strongly recommended to use simultaneously a cumulus parameterization and an explicit cloud physics scheme — the so-called hybrid approach. The coupling of different physical processes in mesoscale models and their limitations are finally discussed.

**Key words** mesoscale numerical weather prediction physics model