

# 层积云覆盖的海洋边界层云详细 微物理过程的数值模拟\*

赵春生

(暴雨与旱涝灾害教育部实验室, 北京大学物理学院大气科学系, 北京, 100871)

石坂隆

(名古屋大学地球水循环中心, 名古屋, 日本)

## 摘 要

文中建立了一个含显式分档的云微物理模式和辐射传输模式的一维 3 阶湍流闭合模式, 该模式可用于研究海洋边界层云中气溶胶和云的相互作用过程, 同时提出了一种新的动力模式和微物理模式耦合方法, 该方法可使动力模式中液态水相关项可以直接由微物理模式变量计算得到。作为模式的初步应用模拟了 2001 年 APEX/ACE-Asia 在西太平洋上所观测到的一个个例。模拟结果和观测资料比较表明该模式基本上模拟出层积云覆盖的海洋边界层的基本结构。

关键词: 云凝结核, 气溶胶, 云, 海洋边界层, 数值模拟。

## 1 引 言

卫星资料表明海洋层积云比海洋表面反射更多的太阳光进而减少达到地球表面的短波辐射, 这是因为海洋层积云的反射率(30%~40%)远远高于海洋表面的反射率(10%)。研究海洋层积云的发生、发展和消散过程对于理解它们在全球能量平衡中的作用是十分必要的<sup>[1,2]</sup>。Twomey 等<sup>[3,4]</sup>的研究表明水云的光学厚度随着大气云凝结核(CCN)的增加而增加。大气气溶胶的这种间接效应可以抵消因温室气体增加引起的全球增温<sup>[5]</sup>。

海洋层积云在全球气候中的作用主要决定于其特性, 如云状, 云高, 云的寿命, 云光学特性, 云内温度的垂直分布和云滴尺度分布等。而云微物理过程又是决定这些云基本特征的最重要因素。同时, 为了得到更真实的微物理参数化方案, 也要求模式在一个相对详细的动力学框架下对微物理过程能有一个完整详细的描述。就云微物理形成过程而言, 云滴尺度分布的发展演变研究对于建立并改进全球气候模式中云参数化方案是至关重要的。因此, 显式描述层积云中云滴谱的发展变化是利用模式研究云

微物理过程所必须的。

国内在云的分档模式方面也做了一些研究<sup>[6,7]</sup>。许焕斌等<sup>[6]</sup>指出一些重要的云-降水物理过程应当用分档方法来处理, 这在学科发展上和实际应用中都是有必要的。目前云分档模式主要是对云和雨滴粒子分类, 没有包括气溶胶过程, 在分档模式中加入了分档气溶胶过程的计算。

在过去的十几年中, 发展了一系列的数值模式来模拟云覆盖的边界层。从整体水参数化方案的混合层模式到含显式微物理过程的大涡模式(LES)。在这些模式中大涡模式从数学和物理方法上讲是最完善的模式, 但是巨大的计算量限制了它的应用。高阶湍流闭合模式在有云边界层的模拟方面有广泛的应用, 它不仅模拟分层云现象<sup>[8~10]</sup>, 而且还可以模拟风切变和浮力及其对卷夹速率的影响<sup>[11]</sup>。因此, 近年来人们开始致力于高阶湍流闭合模式与显式微物理分档模式(Bin model or Section model)的耦合<sup>[12,13]</sup>。但是, 虽然这些模式包含了显式微物理过程, 但耦合过程中未考虑动力过程与微物理过程的相互作用, 仍然对液态水相关项采用参数化的方法, 本文提出了一种耦合方法, 液态水相关项可以

\* 初稿时间: 2003 年 7 月 15 日; 修改稿时间: 2003 年 10 月 24 日。  
资助课题: 国家自然科学基金项目 40005001。

由微物理模式的变量计算得到。

文中首先建立了一个含显式分档云微物理模式和辐射模式的一维 3 阶湍流闭合模式, 并提出了一种新的耦合方法; 利用该模式模拟了 2001 APEX (Asian Atmospheric Particulate Environment Change Studies) / ACE-Asia (Asian Pacific Regional Aerosol Characterization Experiment) 外场试验飞机观测的一个层积云个例。

## 2 模式描述

### 2.1 动力模式

本模式中的 3 阶湍流闭合方案采用类似 Bougeault<sup>[14]</sup> 和 Wang<sup>[15]</sup> 的方法, 不同之处是与液态水相关的所有变量都采用新的计算方法。有云边界层的热动力特性由两个守恒变量假相当位温和总水量(水汽和液态水之和)来描述。液态水含量由显式预报的云滴谱计算得出。位温和水汽含量用以下的公式计算:

$$\bar{\theta} = \bar{\theta}_1 + \left(\frac{P_0}{P(z)}\right)^k \frac{L}{c_p} \bar{q}_1 \quad (1)$$

$$\bar{q}_v = \bar{q}_t - \bar{q}_l \quad (2)$$

这里  $L$  是水汽的蒸发潜热,  $c_p$  是湿空气的定压比热,  $q_t$  是模式预报的总水量,  $q_l$  是液态水含量。

### 2.2 气溶胶云的微物理模式

本模式中的分档气溶胶模式最初由赵春生<sup>[16, 17]</sup> 建立并用来研究遥远海洋大气边界层中气溶胶产生和发展的演变过程。这里只是对模式的基本特征作一个简单的描述。在本文所模拟的个例中, 大气气溶胶粒子参与碰并过程, 干沉降过程和核化过程, 活化的粒子也就是小的云滴粒子, 可以通过凝结生长, 碰并过程进一步长大。模式考虑的微物理过程有凝结、蒸发过程, 粒子的核化过程, 和粒子间的相互凝并过程。粒子的尺度分布都是 20 档。分档原则是相邻两档的质量(体积)比是常数, 分档方法的详细描述可参见文献<sup>[17]</sup>。  $n(r) dr$  表示粒子在半径  $r$  和  $r + \delta r$  之间的数浓度, 包含各种物理过程控制方程可如下表示:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} w n_i - w \frac{\partial n_i}{\partial z} + S - R - \frac{\partial}{\partial m_i} (g m_i) + \int_{r_{\min}}^r n(r') n(r - r') K_1 dr' - \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} n(r) n(r') K_2 dr' \quad (3)$$

这里右边第 1 和 2 项是粒子的输送项, 第 3 和 4 项是粒子的源汇项, 对于两类不同的粒子有着不同的源汇项。第 5 项是粒子的凝结生长(蒸发)项。最后两项是碰并项, 不同机制的碰并和收集过程有着不同的碰并收集核  $K$ 。

### 2.2.1 CCN 活化过程

每个时步在每个格点上模式都由当时的水汽浓度和温度显式计算过饱和比, 为了保证计算的稳定性, 采用可变步长的方法。当过饱和比超过临界过饱和比时, CN 就被核化成相应大小的含水粒子, 然后进行凝结生长过程。过饱和比的最大值由 Kohler 方程计算得到<sup>[18]</sup>:

$$\frac{e_a}{e_{\text{sat}, w}} = \exp \left[ \frac{2M_w \delta_{S/a}}{RT\rho_w r} - \frac{\gamma \Phi_s m_s M_w / M_s}{(4\pi\gamma^3 \rho_s^3 / 3) - m_s} \right] \quad (4)$$

这里  $e_a$  是液滴表面的饱和蒸汽压,  $e_{\text{sat}, w}$  是水面的饱和蒸汽压,  $M_w$  是水分子量(18),  $M_s$  是盐的分子量,  $\delta_{S/a}$  液滴的表面张力,  $\rho_w$  是水密度,  $r$  是云滴半径,  $\gamma$  溶解于水中盐的离子数,  $\Phi_s$  渗透系数,  $m_s$  盐粒子质量,  $\rho_s$  液态盐溶液的密度。水面的饱和水汽压采用 Buck<sup>[19]</sup> 的计算公式

$$e_{\text{sat}, w} = 6.1121 \times 10^3 \frac{\exp(18.729 - \frac{T}{227.3}) T}{257.87 + T} \quad (5)$$

### 2.2.2 凝结(蒸发)过程

粒子的凝结生长过程的处理方法采用赵春生<sup>[16, 17]</sup> 的计算方法。云滴的生长速率决定于准稳态的质量和热量的扩散输送过程。经 CCN 活化的粒子通过凝结过程的生长速率采用 Barkstrom<sup>[20]</sup> 的公式

$$\frac{dm}{dt} = \frac{4\pi r f_2 k_1 [(S - 1) - \frac{2S}{\rho_L R_w T r} + \phi]}{\frac{L^2}{R_w T^2} + \frac{f_2 k_1}{f_1 D} \cdot \frac{R_w T}{e_s^0}} \quad (6)$$

其中,  $S$  是每个时步由温度和水汽含量计算的过饱和比,  $e_s^0$  是饱和水汽压,  $k_1$  是热扩散系数,  $f_1, f_2$  水分子动力校正系数,  $\rho_L$  液态水的质量密度,  $D$  水汽扩散系数。

### 2.2.3 碰并过程

致使粒子间碰并的物理过程很多, 如粒子的布朗运动, 重力收集, 风切变和湍流过程等。大气中通常布朗运动和粒子的重力收集过程比较重要, 布朗运动对小粒子作用明显而重力收集过程是大于几个微米的粒子间碰并的主要机制。不同碰并机制的过程在粒子浓度方程中的碰并项中表现为不同的碰并

核。本模式中碰并系数的确定参考了 Hall<sup>[21]</sup> 和赵春生<sup>[16]</sup> 的工作。对于碰并过程的计算方法采用赵春生<sup>[16]</sup> 的计算方案。

#### 2.2.4 干沉降过程

虽然重力沉降过程仅对于大粒子比较明显, 但它对于一个完善的气溶胶云模式是非常重要的。Feingold 等<sup>[22]</sup> 的研究表明重力干沉降过程对于海洋边界层云的模式很重要。本模式中不同大小粒子有着不同的下落速度, 下落速度的计算公式采用 Pruppacher<sup>[18]</sup> 的计算方法。

### 3 辐射传输模式

辐射参数化的目的是为其他模式提供一个快速、全面、详细和精确的辐射计算方案。对于上面采用的详细微物理过程的云模式来讲, 辐射计算必须能够分别计算不同水物质的辐射特性。这里采用米散射理论, 用不同水物质的有效半径和含水量来表示不同尺度水物质的单散射参数。

计算气体吸收的光学厚度采用相关 K 分布法, 简称 CKD 法。最近十几年, 国内外对于 CKD 已经进行了不少的研究和应用<sup>[23-27]</sup>。模式中主要考虑非灰气体 H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>, CH<sub>4</sub> 和 N<sub>2</sub>O 的吸收。利用 &4 流近似方法<sup>[26, 27]</sup> 求解各层向上和向下的太阳辐射和长波辐射的通量, 进而可以得到对各层大气的变温率。详细的计算方法描述可参考文献[25~27]。选取地表比辐射率为 1.0, 太阳高度角固定为 60°, 太阳常数为 1370 W/m<sup>2</sup>, 地表反照率为 0.2, 假设 CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub> 和 N<sub>2</sub>O 在大气中均匀分布, 其体积分数分别为 330 × 10<sup>-6</sup>, 1.6 × 10<sup>-6</sup> 和 0.28 × 10<sup>-6</sup>。

$$\frac{\partial \overline{w' n'_i}}{\partial t} = - \frac{\partial \overline{w' w' n'_i}}{\partial z} - \overline{w' w'} \frac{\partial \overline{n'_i}}{\partial z} - (1 - C_7) \left\{ \overline{w' n'_i} \frac{\partial \overline{w}}{\partial z} - \beta \overline{\theta' v n'_i} \right\} - \frac{C_6}{\tau} \overline{w' n'_i} \quad (9)$$

$$\frac{\partial \overline{n' i n'_j}}{\partial t} = - \frac{\partial \overline{w' n' i n'_j}}{\partial z} - \left\{ \overline{w' n'_j} \frac{\partial \overline{n'_i}}{\partial z} + \overline{w' n'_i} \frac{\partial \overline{n'_j}}{\partial z} \right\} - \frac{C_6}{\tau} \overline{n' i n'_j} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{w' w' n'_i}}{\partial t} = & - \overline{w' n'_i} \frac{\partial \overline{w' w'}}{\partial z} - 2 \overline{w' w'} \frac{\partial \overline{w' n'_i}}{\partial z} - \overline{w' w' w'} \frac{\partial \overline{n'_i}}{\partial z} + \\ & \left\{ - 2 \overline{w' w' n'_i} \frac{\partial \overline{w}}{\partial z} - 2 \beta \overline{w' \theta' v n'_i} \right\} (1 - C_{11}) - \frac{C_8}{\tau} \overline{w' w' n'_i} \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{w' n' i n'_j}}{\partial t} = & - \overline{w' w'} \frac{\partial \overline{n' i n'_j}}{\partial z} - \overline{w' n'_i} \frac{\partial \overline{w' n'_j}}{\partial z} - \overline{w' n'_j} \frac{\partial \overline{w' n'_i}}{\partial z} - \overline{w' w' n'_i} \frac{\partial \overline{n'_j}}{\partial z} - \\ & \overline{w' w' n'_j} \frac{\partial \overline{n'_i}}{\partial z} + \left\{ - \overline{w' n' i n'_j} \frac{\partial \overline{w}}{\partial z} + \beta \overline{\theta' v n' i n'_j} \right\} (1 - C_{11}) \frac{C_8}{\tau} \overline{w' n' i n'_j} \end{aligned} \quad (12)$$

方程中的系数和常数与 Bougeault<sup>[14]</sup> 所用的一致。

模式中虚位温的计算公式如下

### 4 一种新的耦合方法

一般在含显式微物理模式的动力模式中, 与液态水相关的变量都是由所谓的凝结参数化方法计算得到<sup>[14, 15, 28, 29]</sup>。例如 Ackerman 等<sup>[12]</sup> 在含显式微物理模式的高阶模式中采用 Bougeault<sup>[14]</sup> 的方法。实际上, 液态水相关项可由云滴粒子浓度的相关项来计算, 这样就把动力过程和云微物理过程有机地结合了起来。

液态水含量  $q_l$  是由微物理模式预报出的水滴数浓度计算得到的, 即

$$q_l(z) = \sum_i^{N_{bin}} \frac{4}{3} \pi r_i^3 \rho_w \overline{n'_i}(z) \quad (7)$$

式中  $n_{bin}$  是水滴粒子的总档数,  $r_i$  是第  $i$  档粒子的中值半径, 水滴密度  $\rho_w$  为 1 g/cm<sup>3</sup>。

同理, 类似式(7)可计算由水滴数浓度通量 ( $w' n'$ ) 得到的液态水通量 ( $w' q'_l$ ), 即

$$w' q'_l = \sum_i^{N_{bin}} \frac{4}{3} \pi r_i^3 \rho_w \overline{w' n'_i} \quad (8)$$

高阶湍流闭合模式为所有变量提供了一种闭合方法<sup>[14, 15]</sup>。这里假设在每一个档内的粒子数浓度也像其他标量如温度一样, 采用同样的闭合计算方法, 可以计算得到与粒子有关的 2 阶量 ( $\overline{a' n'_i}$ ) 和 3 阶量 ( $\overline{a' b' n'_i}$ ), 这里  $a$  和  $b$  可以是变量  $\theta$ ,  $q$ ,  $U$ ,  $V$  和  $W$  中的任一个。例如, 2 阶量  $\overline{a' n'_i}$  就是  $\overline{w' n'_i}$ ,  $\overline{u' n'_i}$ ,  $\overline{v' n'_i}$ ,  $\overline{n' n'_i}$ ,  $\overline{q' n'_i}$  和  $\overline{\theta' n'_i}$ 。求解这些新变量的相关方程的方法详见 Bougeault<sup>[14, 15]</sup> 的计算方案, 以下仅是求解  $\overline{w' n'_i}$  有关的计算公式

$$\overline{\theta'} = \overline{\theta}_1 + 0.61 T_0 \overline{q}_1 +$$

$$\left[ \left( \frac{p_0}{p_r(z)} \right)^k \frac{L}{c_p} - 1.61 T_0 \right] \frac{1}{q_1} \quad (13)$$

这里  $T_0$  是平均温度,  $L$  是凝结潜热,  $c_p$  是湿空气定压的比热,  $p_0$  是地面参考气压 1000 hPa,  $p_r(z)$  是高度  $z$  处的平均气压。

所有浮力项相关的变量 ( $\beta \overline{a' \theta'_v}$  和  $\beta \overline{a' b' \theta'_v}$ ) 都可以由模式计算的预报量 ( $\overline{a' \theta'_1}$ ,  $\overline{a' q'_w}$  和  $\overline{a' q'_1}$ ) 来计算。举个例子, 如浮力通量 ( $\overline{w' \theta'_v}$ ) 可由变量  $\overline{w' \theta'_1}$ ,  $\overline{w' q'_w}$  和  $\overline{w' q'_1}$  (由  $\overline{w' n'_i}$  计算得到) 来得到,

$$\overline{w' \theta'_v} = \overline{w' \theta'_1} + 0.61 T_0 \overline{w' q'_1} + \left[ \left( \frac{p_0}{p_r(z)} \right)^k \frac{L}{c_p} - 1.61 T_0 \right] \overline{w' q'_1} \quad (14)$$

这里,  $\overline{w' \theta'_1}$  和  $\overline{w' q'_w}$  是模式的预报变量,  $\overline{w' q'_1}$  可由  $\overline{w' n'_i}$  计算得到 (式 (8))。

这种耦合方法的主要想法是不仅可以得到不同尺度的粒子数浓度, 而且还可以得到不同尺度的各阶相关项。采用同样的湍流闭合方案, 不同尺度粒子的各阶量也可以显式求解出来。这样, 所有与云有关的变量都可以由分档的微物理模式计算得到。这样做的优点是减少了人为的假设, 在物理数学方法上较为一致, 使得云的微物理模式与高阶湍流闭合模式较好地统一。缺点是增加了一些新的变量和方程, 使得计算量增大。

## 5 模式的初始化

2001年4月21日在西太平洋对气溶胶和云特性进行了飞机观测。测量结果表明这是一个层积云覆盖的均匀混合的海洋边界层。在这次飞行之中, 飞机分别在云下、云中和云上作了水平飞行测量。模式的初始条件基本基于飞机的观测结果。海表面温度是 288 K。在边界层中存在稳定的干位温廓线, 从海面的 288 K 到 690 m 处的 288.32 K, 然后迅速增加到逆温层顶 785 m 处的 294 K。海洋边界层中的水汽混合比是常数 (8.1 g/kg), 到逆温层顶减小为 4.6 g/kg。空间格距是 20 m。采用分步长的积分方法, 动力时步是 4 s, 辐射计算是每隔 2 min, 微物理时步采用变步长的方法以保证计算的稳定性。

模式的初始化中大气气溶胶粒子的初始分布是最为关键的。飞机观测中利用 CCN 计数器和气溶胶散射分光仪 (ASASP, Active Scattering Aerosol Spectrometer Probe) 对粒子尺度分布的观测。新的

CCN 计数器 (Model ACN-1000, 日本 SIGMATEC 公司) 由日本名古屋大学的石坂博士设计, 它有 4 个可控制过饱和比的通道, 不同于传统的 CCN 计数器, 它不仅可以提供在某过饱和比下的 CCN 数浓度, 而且还可以测量 CCN 的谱分布。

为了应用这些 CCN 数据, 对粒子数浓度的尺度分布进行了对数正态分布的拟合。许多实际的观测表明大多数粒子的尺度分布符合对数正态分布, 而且广泛应用于云和辐射研究中。为了得到干 CN 的粒子分布, 利用 Kohler 方程将观测到的 CCN 数据转化为相对湿度为 99% 的干粒子谱分布。对转化后的粒子尺度分布进行对数正态分布的拟合, 相关的参数由以下的公式计算得到

$$R_n = \exp \left\{ \frac{\sum_{i=1}^{N_{bin}} n(i) \cdot \lg r_i}{\sum_{i=1}^{N_{bin}} n(i)} \right\} \quad (15)$$

$$\sigma = \exp \left\{ \left[ \frac{\sum_{i=1}^{N_{bin}} n(i) \cdot (\lg r_i - \lg R_n)^2}{\sum_{i=1}^{N_{bin}} n(i)} \right]^{1/2} \right\} \quad (16)$$

这里  $R_n$  是几何平均半径,  $\sigma$  是几何标准差,  $n(i)$  是  $i$  档粒子的数浓度。

同样对 ASASP 的粒子谱分布也做同样的处理, 由于这些粒子的尺度小于 0.1  $\mu\text{m}$ , 因此对整个粒子尺度分布采用 2 个对数正态分布来描述整个粒子的尺度分布, 作为微物理模式的初始粒子分布

$$\frac{dN(r)}{d(\lg r)} = \sum_{i=1}^2 \frac{n_i}{(2\pi)^{1/2} \lg \sigma_i} \exp \left\{ -\frac{(\lg \frac{r}{R_i})^2}{2(\lg \sigma_i)^2} \right\} \quad (17)$$

这里

$$R_1 = 0.0078, \quad \sigma_1 = 2.2, \quad n_1 = 500$$

$$R_2 = 0.0460, \quad \sigma_2 = 2.3, \quad n_2 = 1500$$

其中  $r$  是粒子半径 ( $\mu\text{m}$ ),  $N(r)$  是粒子数浓度 (个/ $\text{cm}^3$ ),  $R$  是粒子平均半径 ( $\mu\text{m}$ ),  $\lg \sigma_i$  表示粒子分布的散度,  $n_i$  是粒子总浓度数。

图 1 是利用观测数据拟合得到的初始粒子尺度分布, 这里假设在均匀混合的海洋边界层中粒子的初始垂直分布不变。

## 6 结果与讨论

### 6.1 0421 个例的模拟

2001年4月21日, APEX 的观测项目在日本的

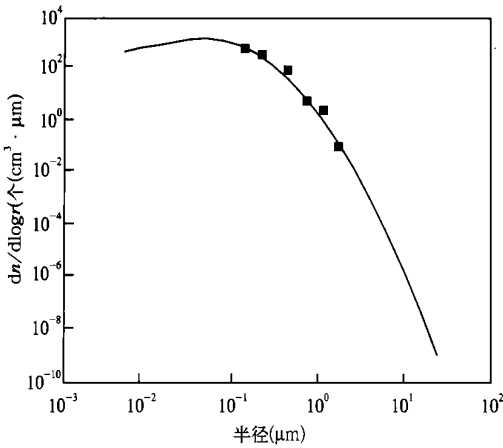


图 1 CCN 观测数据处理后的初始粒子分布 (方块是 2001 年 4 月 21 日飞机观测的 CCN 数据, 实线是对 CCN 观测数据对数拟合后的结果)

Fig. 1 The initial size distribution for dry particles based on fitting of CCN measurement data. Square marks are aircraft CCN data of April 21 2001. The line is the lognormal fitting results

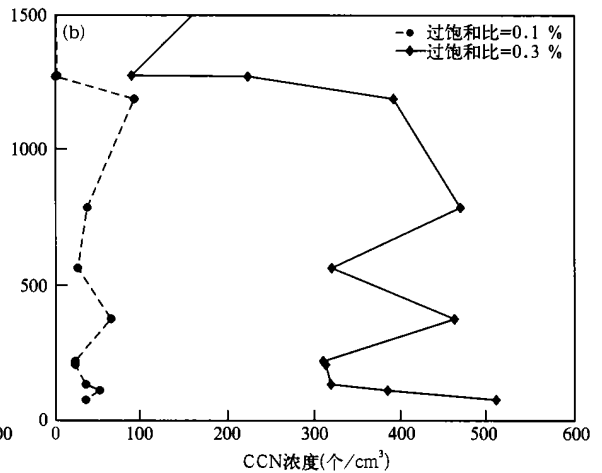
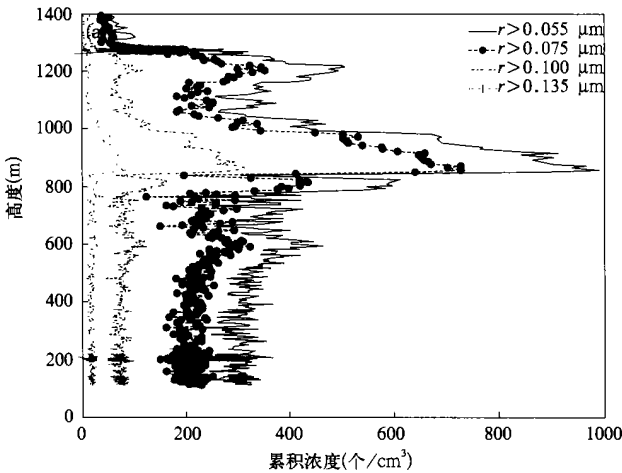


图 2 2001 年 4 月 21 日飞机观测的 ASASP 和 CCN 数据

(a. ASASP 的累计数浓度廓线; b. 过饱和度 0.3% 和 0.1% 下的 CCN 浓度值)

Fig. 2 ASASP and CCN data of April 21, 2001

(a. Profiles of ASASP accumulative particle number concentrations, b. profiles of CCN concentration at supersaturation of 0.3% and 0.1%)

南部海域对海洋边界层云做了飞机观测。位温、水汽混合比廓线和 ASASP 观测的小粒子浓度垂直廓线表明当时海洋边界层是一个均匀混合的大气边界层, 边界层高度约为 800 m。水汽混合比是 8.01 g/kg。这次飞行可以测量海面 80 m 以上的气溶胶粒子浓度, ASASP 数据表明小粒子的浓度达到 1000 个/cm<sup>3</sup>, 过饱和度为 0.3% 的 CCN 浓度达到 500 个/cm<sup>3</sup>, 表明测量区域的空气已被污染(图 2)。总体上讲, 这是一个典型的层积云覆盖的海洋边界层。

图 3 是模拟的温度廓线与飞机观测结果比较, 方块和圆圈线分别表示飞机上升和下降时的观测结果。测量温度廓线表明此时云下是一个干绝热层上部覆盖了一个强逆温层。模式计算的温度廓线基本上符合飞机观测的结果, 800 m 上部有一个温度梯度达到 6.1 K 的厚度为 100 m 的逆温层。

云层的发展演变以及和飞机观测的比较由图

4b 给出。10 h 的模拟后, 模式产生了一个 300 m 的云层。当时飞机在云中的观测只有一层, 大约 690 m 的高度。一维模式的结果代表了水平平均的情况, 图 4b 中标出了飞机观测的云水含量的平均值。观测得到的最大云水含量是 0.59 g/kg。可以看到计算结果和观测的结果基本一致。10 h 后模式计算的云水含量的最大值在云顶, 为 0.32 g/kg。图 4a 表示了云的发展演变过程, 图中云水含量的间隔

为 0.05 g/kg, 最大云水含量是 0.32 g/kg。云层中的浮力通量最大, 总水通量从海表面到云顶线性增加。Moeng 等<sup>[30,31]</sup>的结果表明一般守恒量通量从表面到云顶是线性关系, 在云顶这些量的值由卷夹和辐射通量的辐散决定。在 2001 APEX 的外场观测, 尤其是飞机观测中没有湍流量的测量, 尽管模式中有大量的通量计算值, 但没有直接和观测的结果相比较。

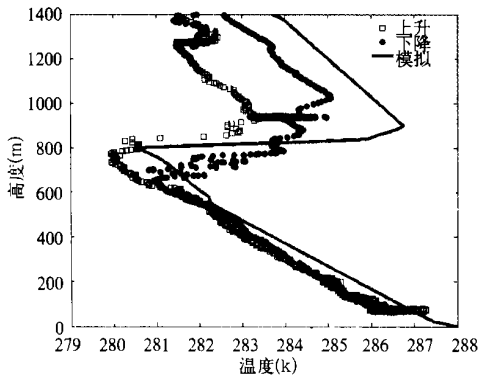


图3 模式计算的温度廓线和飞机观测的温度廓线比较  
(实线是模式 10 h 时的结果, 方块和圆圈线  
分别是飞机上升和下降时的观测结果)

Fig. 3 Comparison between modeled temperature profile and aircraft measurements. Square marks are ascending aircraft data and circle marks are descending aircraft data. Solid line is the model results at 10hr

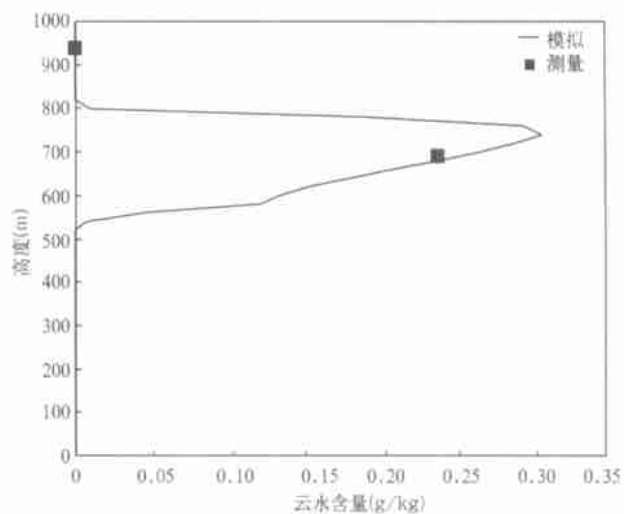
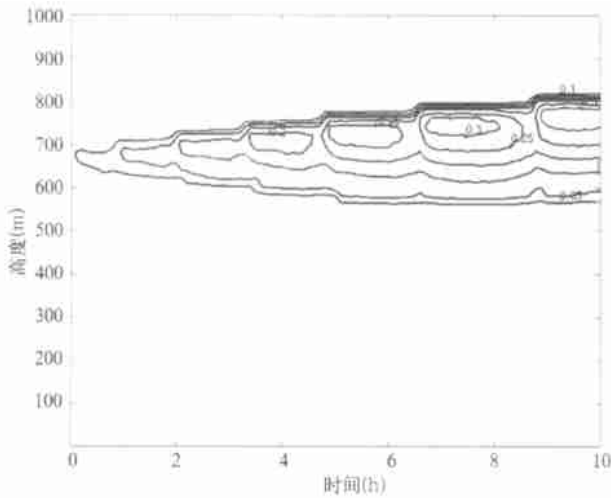


图4 0421 个例云水含量的结果

(a. 云水混合比(g/kg)的演变过程, b. 计算的液态水垂直廓线和飞机的观测值)

Fig. 4 Results of cloud liquid water content for 0421 simulation  
(a. time evolution of the liquid water mixing ratio (in g/kg), and  
b. modeled profile of the liquid water content and the measured data)

要更多的 CN 被活化成小云滴, 因此在这一区域有较多的小云滴粒子出现。

## 7 结论

文中建立了一个含显式分档的云微物理模式和辐射传输模式的一维 3 阶湍流闭合模式, 该模式可用于研究海洋边界层云中气溶胶和云的相互作用过

程。从辐射变温率的垂直廓线(图 5)可以看到。辐射冷却集中在云顶的 100 m 之内, 达到 6 K/h。云底由于长波辐射作用有一个明显辐射加热作用(0.4 K/h)。长波辐射在云顶的冷却作用导致云顶附近不稳定性的增加, 这会使得云层变得不稳定, 同时也会增加云层和云下层之间的湍流混合作用。

图 6 表示了不同高度上云滴谱的发展演变过程。一个很明显的特性是各个高度上的云滴数浓度分布的峰值集中在 10  $\mu\text{m}$  附近。由于大云滴的凝结生长速度与小云滴相比较慢, 对于由凝结过程控制的云滴发展的云来讲云滴谱随着云的发展会趋向一致。云顶的粒子尺度分布与其他高度的分布略有不同, 在云顶有更多的小粒子出现。

前面讨论过, 云滴的长波辐射冷却作用非常明显, 而且由于湍流输送作用云顶是水汽输送通量的最大值。这些过程加强了云顶附近的过饱和比, 主

程。发展了一种新的动力和微物理模式耦合方法, 可以直接计算动力模式中液态水相关项。作为模式的初步应用模拟了 2001 年 APEX/ACE-Asia 在西太平洋上所观测到的一个个例。通过对模拟结果的讨论可以发现模式可以基本描述覆盖海洋边界层的层积云的动力和热力结构。

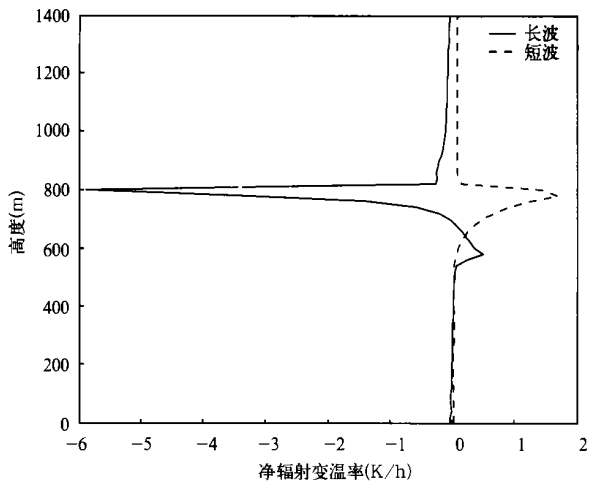


图 5 模式计算的净辐射变温率廓线

Fig. 5 Modeled profile of net radiative heating/cooling rate of longwave and shortwave radiation( in K/hr) .

Left panel is the enlarged plot.

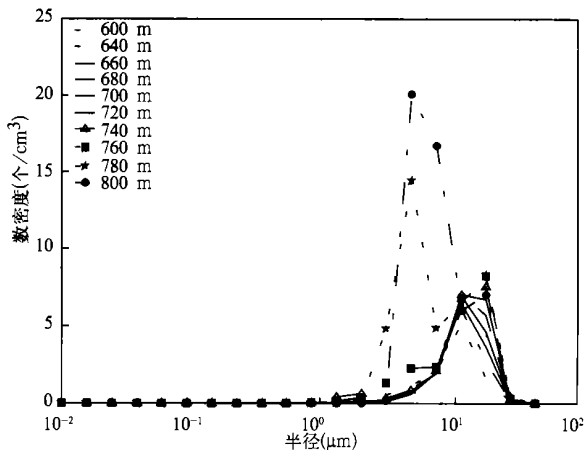


图 6 0421 个例 10 h 时不同高度上云滴的尺度分布

Fig. 6 Cloud drops size distributions at different levels at 10 hr of 0421 case

尽管模式可以描述层积云覆盖的海洋边界层的一般特性,但对海洋边界层层状云长时间演变过程的研究而言,目前在多维模式或大涡模式(LES)中加入描述详细微物理过程的模式还是不现实的,所以含详细分档的气溶胶云模式一维模式对于研究动力过程、云物理过程和辐射过程的相互作用是一个

非常有效的工具。

致谢: 本工作(尤其是耦合方法的研究)最初开展于1997年与美国海军研究生院的Wang Q.教授的合作研究。非常感谢NASA的Wang S. P.教授提供了一维高阶闭合模式。同时也感谢日本APEX计划能够为本工作提供必要的观测数据。

### 参考文献

- Nicholls S. The dynamics of stratocumulus: Aircraft observations and comparisons with a mixed layer model. *Quart J Roy Meteor Soc*, 1984, 110: 783~ 820
- Randall DA, Coakley J A, Fairall C W, et al. Outlook for research on subtropical marine stratiform clouds. *Bull Amer Meteor Soc*, 1984, 65: 1290~ 1301
- Twomey S. Atmospheric Aerosols. In: *Developments in Atmospheric Science*, Elsevier, Amsterdam, 1977. 251pp
- Twomey S, Piepgrass M, Wolfe T L. An assessment of the impact of pollution on global cloud albedo. *Tellus*, 1984, 36: 356~ 366
- Slingo A, Nicholls S, Schmetz J. Aircraft observations of marine stratocumulus during JASIN. *Quart J Roy Meteor Soc*, 1982, 108: 833~ 856
- 许焕斌,段英. 云粒子谱演化研究中的一些问题. *气象学报*, 1999, 57(4): 450~ 460
- 郭学良,黄美元,徐华英等. 层状云的雨滴谱分档数值模拟研究. *大气科学*, 23(4): 411~ 421
- Nicholls S. A model of drizzle growth in warm, turbulent, stratiform clouds. *Quart J Roy Meteor Soc*, 1987, 113: 1141~ 1170
- Bougeault P. The diurnal cycle of the marine stratocumulus layer: A higher-order model study. *J Atmos Sci*, 1985, 42: 2826~ 2843
- Duykerke P G, Driedonks A G M. A model for the turbulent structure of the stratocumulus-topped atmospheric boundary layer. *J Atmos Sci*, 1987, 44: 43~ 64
- Duykerke P G, Driedonks A G M. Turbulent structure of a shear-driven stratus-topped atmospheric boundary layer: A comparison of model results with observations. *J Atmos Sci*, 1988, 45: 2343~ 2351
- Ackerman A, Toon O, Hobbs P. A model for particle microphysics, turbulent, and radiative transfer in the stratocumulus-topped marine boundary layer and comparisons with measurements. *J Atmos Sci*, 1995, 52: 1204~ 1236
- Bott A, Trautmann T, Zdankowski W. A numerical model of the cloud-topped planetary boundary layer: radiation, turbulence and spectral microphysics in marine stratus. *Quart J Roy Meteor Soc*, 1996, 122: 635~ 667
- Bougeault Ph. Modeling the trade wind cumulus boundary layer. Part I: Testing the ensemble cloud Relations Against numerical data. *J Atmos Sci*, 1981, 38: 2414~ 2428

- 15 Wang S, Wang Q. Roles of drizzle in a one dimensional third-order turbulence closure model of the nocturnal stratus-topped marine boundary layer. *J Atmos Sci*, 1994, 51(11): 1559~ 1576
- 16 赵春生. 遥远海洋边界层中大气气溶胶的产生和演变过程的数值模拟: [学位论文]. 北京: 北京大学, 1981. 115pp
- 17 赵春生, 张代洲, 秦瑜. 海洋边界层中大气气溶胶产生和发展的数值模拟. *自然科学进展*, 1998, 8(4): 440~ 448
- 18 Pruppacher H R, Klett J D. *Microphysics of clouds and precipitation*. Kluwer Academic Publishers, 1997. 955pp
- 19 Buck A. New equations for computing vapor pressure and enhancement factor. *J Appl Meteor*, 1981, 20: 1527~ 1532
- 20 Barkstom B R. Some effects of 8- 12 $\mu$ m radiant energy transfer on the mass and heat budgets of cloud droplets. *J Atmos Sci*, 1978, 35: 665 ~ 673
- 21 Hall W D. A detailed microphysical model within a two-dimensional dynamic framework: Model description and preliminary results. *J Atmos Sci*, 1980, 37: 2486~ 2507
- 22 Feingold G, Stevens B, Cotton W R, et al. On the relationship between drop in-cloud residence time and drizzle production in numerically simulated stratocumulus clouds. *J Atmos Sci*, 1996, 53: 1108~ 1122
- 23 石广玉. 计算 9.6 $\mu$ m 臭氧带冷却率的一种新方法. *中国科学 B*, 1984, 14(4): 378~ 385
- 24 石广玉. 大气辐射计算的 K- 分布模式. *大气科学*, 1998, 22: 659~ 676
- 25 丁守国. 辐射传输过程对积云过程的影响: [学位论文]. 北京: 北京大学, 2001. 109pp
- 26 Liou K N, et al. A simple formulation of the delta-four-stream approximation for radiative transfer parameterizations. *J Atmos Sci*, 1998, 45: 1940~ 1947
- 27 Liou K N. *Radiation and Cloud Processes in the Atmosphere*. Oxford: Oxford University Press, 1992
- 28 Sommenia G, Deardorff J W. Subgrid-scale condensational models of nonprecipitation clouds. *J Atmos Sci*, 1977, 34: 345~ 355
- 29 Mellor G L. The Gaussian cloud model relations. *J Atmos Sci*, 1977, 34: 358~ 365
- 30 Moeng G-H. Large eddy simulation of a stratus-topped boundary layer. Part I: Structure and budgets. *J Atmos Sci*, 1986, 43: 2886~ 2990
- 31 Moeng G-H, Cotton W R, Bretherton C S, et al. Simulation of a stratocumulus-topped PBL: Intercomparison among different numerical codes. *Bull Amer Meteor Soc*, 1996, 77: 261~ 278



# NUMERICAL STUDY ON CLOUD MICROPHYSICS OF STRATOCUMULUS-TOPPED MARINE BOUNDARY

Zhao Chunsheng

(*Department of Atmospheric Science, School of Physics, Peking University, Beijing 100871*)

Yutaka Ishizaka

(*HyARC, Nagoya University, Nagoya, Japan*)

## Abstract

Marine boundary layer stratus and stratocumulus clouds are of great importance for the heat balance of the earth-atmosphere system. Due to be highly variable in time and space, direct measurement of clouds is never sufficiently dense to determine temporal and spatial variability in cloud depth, cloud droplet number, and effective radius from the observations alone, nor can feedback mechanisms be easily quantified solely on the basis of field data. Modeling of stratocumulus has received much attention in the past years.

A one-dimensional 3rd-order turbulence closure model is developed to investigate the aerosol-cloud-radiation-turbulence interactions in the stratocumulus topped marine boundary layer. The model has three coupled components: a size-resolved microphysical model that resolves explicitly the size distributions of aerosols and cloud droplets, a detailed radiative model that calculates heating and cooling rate, and a one-dimensional 3rd-order turbulence closure model that calculates the dynamical and thermal dynamical processes. A new method is presented for coupling between dynamical model and microphysical model. This scheme allows the liquid water related correlations are directly calculated rather than parameterized. On April 21, 2001 a marine stratocumulus was observed by the Caesar aircraft over the west Pacific Rim south to Japan during 2001 APEX/ACE-Asia field measurements. This was simulated as April 21, 2001 case by the model we presented here. Model results have shown that the general features of the stratocumulus-topped marine boundary layer predicted by the model are in agreement with the measurements. A new onboard CCN counter provides not only total CCN number concentration as the traditional CCN counters do at a certain supersaturation but also the CCN size distribution information. The model results are consistent with both observations and expectations. Model results agree with the observed bulk thermodynamics and cloud properties. A one-dimensional model with detailed cloud microphysics is an attractive tool for studying the interactions between dynamics, cloud physics, and radiation processes during of the evolutions of stratocumulus clouds' microstructure.

**Key words:** CCN, Aerosol, Cloud, Marine stratocumulus, Modeling.