

积云中云滴群凝结增长的数值模拟

徐华英 黄培强* 黄美元 郝京甫

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文用一维非定常积云模式研究积云中云滴群的凝结增长。比较了几种盐核谱及不同湍流交换强度等情况下凝结形成的云滴谱特征。结果表明半径1.5—2.5微米的巨核在凝结过程形成大云滴中起主要作用,而较大的巨核对平衡态凝结谱影响不大,仅起到提早出现大云滴的作用。凝结核浓度过大不利于大云滴的形成,对半径1.5—2.5微米的巨核浓度为 10^{-3} 个/厘米³比较有利。凝结平衡谱随湍流交换和夹卷作用的影响较大,在某些条件下可以模拟出双峰谱。

一、引 言

云滴凝结增长是云雾物理学的一个基本物理过程。不少学者在假设绝热气块与外界不发生交换的前提下,讨论了云滴群凝结增长问题^[1,2],六十年代以来,有人考虑了上升气块和周围环境空气发生混合^[3,4,5]并作过计算,但他们采用拉格朗日方法,这种方法云内外夹卷率是给定的,并且只能讨论气块在上升过程中气象要素和云滴谱的演变。

我们用欧拉方法建立一维非定常的积云动力方程组,并将盐粒和云滴按大小分档,计算各高度上每一档的盐粒和云滴浓度及含盐量随时间变化,探讨积云内云滴群的凝结增长问题。

二、基本方程

云滴是从吸附了水汽的湿盐核(本文仅考虑NaCl核)上凝结增长形成的。给定了盐核谱通过凝结形成云滴群。在模式计算中,初始时刻给定各高度上的干盐核谱,按环境的相对湿度计算相应的湿盐粒子半径,然后计算出对应各档的含盐量和粒子浓度作为初值进行粒子凝结增长和在空间分布的计算,得到各高度上各时刻的云滴谱。

1. 粒子的分档

无论盐核及云滴,所有粒子按其大小分档。最小盐粒半径为0.03微米。最大云滴半径是3.25毫米,共102档。粒子半径分档公式是:

$$r_i = r_0 \exp \left(\frac{i-1}{8.658} \right) \quad (1)$$

1982年9月29日收到修改稿。

* 空军气象学院。

式中 I 是分档的档数, r_i 是 I 档粒子半径, $r_0 = 0.03$ 微米,

粒子的分档是适应凝结增长率与粒子半径成反比的关系以及大气中半径小的粒子浓度大的特征, 因而小粒子划分的间隔较密. 根据含盐粒子凝结和运动等特性, 将前 31 档 ($r < 1$ 微米) 称为湿盐粒子, 32 档以后称为云滴. 它们之间可以通过凝结或蒸发过程相互转换.

2. 盐粒和云滴的凝结增长, I 档粒子质量 x_i 的凝结增长率

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{4\pi r_i(S+1-A)G_i}{\frac{AL_v^2 M_w}{KRT^2 f_{3a}} + \frac{1}{D\rho_{\infty} f_{3b}}} \quad (2)$$

式中表示溶液效应和曲率效应的参数 A 为

$$A = \exp\left(\frac{2\sigma' M_w}{\rho_L R T r_i}\right) \left(1 + \frac{im_i M_w}{W\left(\frac{4}{3}\pi r_i^3 \rho_L' - m_i\right)}\right)^{-\rho_L' / \rho_L'}$$

对于半径大于 1 微米水滴的凝结增长, A 可取简化形式, 即

$$A = 1 + \frac{B}{r_i} - \frac{C}{r_i^3}$$

其中

$$B = \frac{3.2 \times 10^{-5}}{T}$$

$$C = \frac{8.6}{W} m_i$$

(2) 式中通风系数 G_i

$$G_i = 1 + 0.23 Re_i^{\frac{1}{2}},$$

雷诺数 Re_i

$$Re_i = 2r_i V_i \nu^{-1}$$

f_{3a} 及 f_{3b} 是考虑水滴表面热量及水汽扩散特性而引起的修正项

$$f_{3a} = \frac{r_i}{r_i + 1.7 \times 10^{-5}},$$

$$f_{3b} = \frac{r_i}{r_i + 1.5 \times 10^{-3} \beta^{-1}}, \quad \beta = 0.03$$

空气粘性系数 ν 取 0.144 厘米²/秒, V_i 是第 I 档粒子的末速, S 是过饱和度, σ' 和 ρ_L' 是溶液的表面张力和密度, i 是范特荷夫系数 ($i = 2.7$), ρ_L 是水的密度, m_i 是半径 r_i 的一个粒子所含的盐量, W 是盐的分子量 (NaCl 取 58), M_w 是水的分子量, K 是空气热传导率 (2.64×10^3 尔格/厘米·秒·度), D 是水汽在空气中的扩散系数 (0.273 厘米²/秒), ρ_{∞} 是环境温度 T 时的饱和水汽密度, R 是通用气体常数.

3. 凝结增长之后, 各档粒子数密度以及含盐量的重新分配.

湿盐粒子或水滴经凝结增长(或蒸发)之后, 将由第 I 档向新的档位转移, 各档粒子的数目必须重新计算. 重新分配的方案本文采用了 Kovetz-Olund 方法^[7]. 第 I' 档的盐粒(或水滴)质量是 $x_{I'}$, 在 Δt 时间内凝结增长到 $x'_{I'}$, 则

$$x'_{I'} = x_{I'} + \frac{dx_{I'}}{dt} \Delta t$$

如果质量为 x_I 的第 I 档, 原有数密度是 $n^*(I)$, 经过 Δt 时间后, 第 I 档的数密度是由各档 I' 转移而来的, 转移的系数为 $R(I, I')$, 这时第 I 档的数密度 $n^{**}(I)$ 是

$$n^{**}(I) = \sum_{I'=1}^I R(I, I') n^*(I') \quad (3)$$

其中

$$R(I, I') = \begin{cases} \frac{x'_{I'} - x_{I-1}}{x_I - x_{I-1}}, & x_{I-1} < x_{I'} \leq x_I \\ \frac{x_{I+1} - x'_{I'}}{x_{I+1} - x_I}, & x_I < x'_{I'} < x_{I+1} \\ 0, & \text{其它情况} \end{cases} \quad (4)$$

这种计算方案满足粒子数的守恒。

由于凝结增长, 粒子所在档位的变动, 各档所含的盐量也相应地发生变化。因此, 必须重新计算各档的含盐量。重新计算含盐量的方案类同于数密度的重新计算。

4. 由各档盐粒与云滴含量之总和可以求得比含水量 Q_w :

$$Q_w = \frac{1}{\rho} \left(\sum_{I=1}^{31} f_I x_I + \sum_{L=1}^n F_L x_L \right) \quad (5)$$

其中 f_I , F_L 是第 I 档盐粒和第 L 档云滴的浓度, x_I , x_L 是第 I 档盐粒和第 L 档云滴的质量, ρ 是空气密度。

5. 动力学方程组

讨论积云中云滴群的凝结增长问题, 考虑云体是浅薄的。对于这类浅薄的积云, 采用一维柱状模式是恰当的^[6]。假定环境是定常的, 环境的诸参量水平均匀, 只随高度而变, 云内诸参量在云的水平截面上取平均值, 可以写出云的动力学方程组包括运动方程、连续方程、热流入量方程和水汽守恒方程以及粒子浓度方程, 下标 e 表示环境量; 下标 a 表示云柱体周界上的值; 云内的参量值不加下标。

垂直运动方程:

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -w \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2\alpha^2 w}{a} |w| + \frac{2}{a} u_a (w - w_a) + \left(\frac{T_r - T_{re}}{T_{re}} - Q_w \right) g \quad (6)$$

式中 w 为垂直速度, u_a 是径向速度, g 是重力加速度, a 是(柱状)云体的固定半径(取 1 公里), T_r 是虚温, Q_w 是比含水量(单位质量空气中所含的液态水, 克/克), t 是时间, α 是湍流混合系数(文中取 $\alpha = 1$, 对温度、水汽等参量的方程式中, α 同样取 1)。

(6) 式右边第一项表示垂直输送, 第二项表示侧向的湍流交换, 第三项表示连续方程所要求的动力夹卷, 第四项是浮力和云中水滴引起的拖曳力。

由连续方程可以确定径向速度 u_a ,

$$\frac{2}{a} u_a + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) = 0 \quad (7)$$

ρ 是空气密度, 我们假定, 若 $u_a < 0$, 则任意参量中取 $\phi_a = \phi_e$; 否则 $u_a > 0$, 则取 $\phi_a = \phi$.

热流入量方程:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -w \frac{\partial T}{\partial z} - \Gamma_d w + \frac{2\alpha^2}{a} |w| (T_e - T) + \frac{2}{a} u_a (T - T_a) + \frac{L_v}{C_p} \frac{\delta Q_w}{\delta t} \quad (8)$$

式中 T 是温度, Γ_d 是干绝热递减率, L_v 是凝结潜热(取常数), C_p 是空气定压比热, $\frac{\delta Q_w}{\delta t}$ 是凝结引起比含水量的变化率.

水汽守恒方程:

$$\frac{\partial Q_v}{\partial t} = -w \frac{\partial Q_v}{\partial z} + \frac{2\alpha^2}{a} |w| (Q_{ve} - Q_v) + \frac{2}{a} u_a (Q_v - Q_{va}) - \frac{\delta Q_w}{\delta t} \quad (9)$$

式中 Q_v 为水汽混合比.

各档粒子浓度和含盐量分布. 我们认为每一档的粒子浓度和含盐量也与其它宏观参量一样, 受动力因子作用而不断地变化着. 对于云滴应考虑相对空气运动之末速度, 分别写出湿盐粒子(指半径 $r < 1$ 微米的粒子)和云滴(指半径 $r \geq 1$ 微米的粒子)浓度变化方程

$$\frac{\partial f_I}{\partial t} = -w \frac{\partial f_I}{\partial z} + \frac{2\alpha^2}{a} |w| (f_{Ie} - f_I) + \frac{2}{a} u_a (f_I - f_{Ia}) + \frac{f_I}{\rho} w \frac{\partial \rho}{\partial z} + \left(\frac{\delta f_I}{\delta t} \right)_c \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_L}{\partial t} = & -(w - V_L) \frac{\partial F_L}{\partial z} + \frac{2\alpha^2}{a} |w| (-F_L) + \frac{2}{a} u_a (F_L - F_{La}) + \frac{F_L}{\rho} w \frac{\partial \rho}{\partial z} \\ & + \left(\frac{\delta F_L}{\delta t} \right)_c \end{aligned} \quad (11)$$

其中 f_I 是第 I 档湿盐粒子的浓度, F_L 是第 L 档云滴的浓度, V_L 是第 L 档水滴的末速,

$\left(\frac{\delta f_I}{\delta t} \right)_c$ 与 $\left(\frac{\delta F_L}{\delta t} \right)_c$ 是凝结和蒸发作用引起第 I 档粒子和第 L 档云滴浓度的变化率.

每一档盐粒或云滴所含的盐量也受动力因子作用而变动着, 含盐量的变化率是

$$\frac{\partial m_I}{\partial t} = -w \frac{\partial m_I}{\partial z} + \frac{2\alpha^2}{a} |w| (m_{Ie} - m_I) + \frac{2}{a} u_a (m_I - m_{Ia}) + \frac{w m_I}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} + \left(\frac{\delta m_I}{\delta t} \right)_c \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_L}{\partial t} = & -(w - V_L) \frac{\partial M_L}{\partial z} + \frac{2\alpha^2}{a} |w| (-M_L) + \frac{2}{a} u_a (M_L - M_{La}) + \frac{w M_L}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \\ & + \left(\frac{\delta M_L}{\delta t} \right)_c \end{aligned} \quad (13)$$

式中 m_I 是第 I 档盐粒的含盐量, M_L 是第 L 档云滴的含盐量, $\left(\frac{\delta m_I}{\delta t} \right)_c$ 及 $\left(\frac{\delta M_L}{\delta t} \right)_c$ 是凝结和蒸发作用引起第 I 档盐粒及第 L 档云滴中含盐量的变化率.

水滴的末速度 V_L , 对于 $r < 40$ 微米的云滴, 用司托克斯公式计算

$$V = 1.26 \times 10^6 r^2$$

对于 $r > 40$ 微米的云滴用 Gunn 和 Kinzor 的实验公式

$$V = 8000r \quad 40 \text{ 微米} < r < 500 \text{ 微米}$$

$$V = 1400(2r)^{1/2} \quad 500 \text{ 微米} < r$$

三、数值解的顺序和初始条件及边界条件

如上所述,我们用 208 个方程来解 w, u_s, T, Q_v 以及 102 档的浓度 (f_i, F_L) 与含盐量 (m_i, m_L), 可见计算量是很大的。计算的顺序如下:

第一步,给定各个高度上初始干盐核谱,依据环境的相对湿度按盐粒处于该湿度下平衡态计算出各高度、各档湿盐粒子数以及所含的盐量。

第二步,由 w 按 (7) 式计算出 u_s , 用 (8), (9) 式计算出 T 及 Q_v , 时间步长取 20 秒,并计算出饱和比湿 $Q_{vs}(T)$ 以及过饱和度 S

$$S = \frac{Q_v - Q_{vs}}{Q_{vs}} \quad (14)$$

第三步,用 (2) 式计算各档盐粒、水滴的凝结增长。为了计算稳定,对盐粒的凝结增长取时间步长 0.01 秒,对水滴的凝结增长取时间步长 2 秒,也就是对盐粒的凝结增长重复计算 200 次之后,计算一次云滴的凝结增长。此时,再计算云中比含水量 Q_w 、水汽混合比 Q_v^* 、湿度 T^* 及过饱和度 S^* :

$$Q_v^* = Q_v - Q_w \quad (15)$$

$$T^* = T + \frac{L_v Q_w}{C_p} \quad (16)$$

$$S^* = \frac{Q_v^* - Q_{vs}^*(T^*)}{Q_{vs}^*(T^*)} \quad (17)$$

第四步,重复第三步 10 次,再按 Kovetz-Olund 法把盐粒和云滴重新分档。

第五步,用 (6)–(9) 式,取时间步长 20 秒,计算 w, u_s, T 及 Q_v 值。用 (10)–(13) 式取同样时间步长计算 f_i, F_L, m_i, M_L 。重复第三步到第五步,并对各档的含量也重新分配,直至计算终止。

垂直速度和湿度给予初始扰动,其中垂直速度扰动,在 2 公里以下取下列形式:

$$w = \Delta w \sin^2\left(\frac{\pi z}{2z_0}\right),$$

Δw 取 2 米/秒, z_0 取 1 公里。湿度扰动取云柱内 1200 米以下为饱和状态。

垂直网格点取 21 个点,空间步长 200 米。

大气的温度层结可分为三层: 800 米以下 $\gamma_1 = 0.9^\circ\text{C}/100$ 米, 800–3000 米取 $\gamma_1 = 0.7^\circ\text{C}/100$ 米, 3000–4000 米取 $\gamma_2 = 0.8^\circ\text{C}/100$ 米。环境湿度随高度的增加而递减,地面相对湿度为 95%, 1400 米处 $f = 85\%$, 3200 米处 $f = 60\%$, 上边界 $f = 45\%$ 。其间各高度的相对湿度按线性内插。

地面及上边界的垂直速度、径向速度均取为零,地面温度 300K, 地面气压 1000 毫巴, 上边界取恒温。

四、计算结果

计算了各种条件下积云中云滴群的凝结增长。

(一) 积云的宏观特征

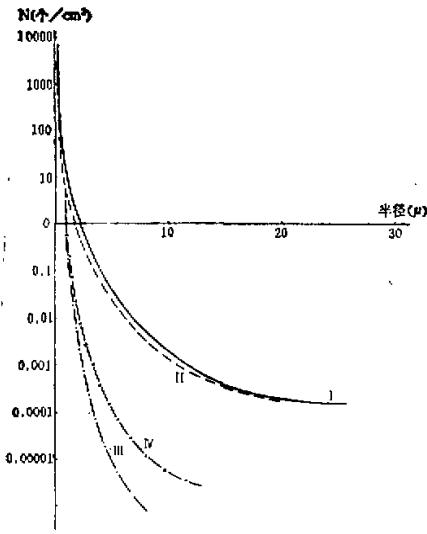


图1 初始盐核谱

1. Woodcock 观测值(称基本盐核谱)1200—1600 微米核谱。II. 0—200 微米核谱。2. 新安江观测值 ($r < 1$ 微米同 Woodcock 值) III. 200—1600 微米核谱。IV. 0—200 微米核谱。

取 Woodcock 观测的盐核谱^[8](如图 1 的曲线 I、II 所示), 作为基本初始核谱, 在上述温湿分布条件下进行计算。图 2 为积云发展到 10 分钟时宏观特征值随高度分布, 由图可见云顶发展到约 1800 米, 云的中上部最强含水量达 0.51 克/千克, 上升速度达 3 米/秒, 云的中下部盛行辐合气流, 水平风速达 2.4 米/秒。云内温度高于云外, 云体中部温度距平值最大, 约为 0.5°C , 有利于云的发展和云滴凝结增长。这些宏观特征值和 Mason (1962) 计算值大致相同^[9], 和观测值也一致^[10], 因此可以认为模式是合理的。

湍流混合作用对积云宏观特征有明显的影响。模式中用 α 值表示湍流强度, 上面的计算取 $\alpha = 1$, 下面取 $\alpha = 0.7$ 表示较弱的湍流混合强度, 计算所得的各宏观参量均比取 $\alpha = 1$ 的大, 云内温度最大正距平为 0.7°C , 云的最大含水量为 1.04 克/千克, 最大上升速度为 5 米/秒(图 2 的实线所示)。可见湍流混合作用弱有利于云体的发展。然而, 在相同宏观条件下, 不同盐核谱计算所得的宏观特征相差甚微, 图 2 (a) 中点划线表示盐核浓度只有基本谱 1/5 的

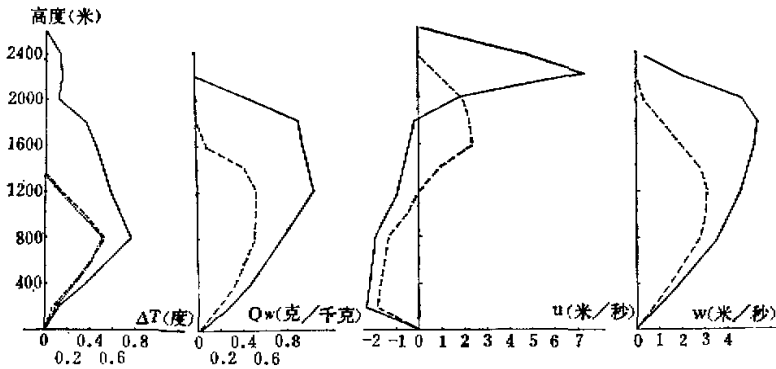


图2 积云宏观特征值随高度的分布

虚线: $\alpha = 1$, 基本盐核谱 实线: $\alpha = 0.7$, 基本盐核谱 点划线: $\alpha = 1$, 盐核浓度为基本谱 1/5。

计算结果, 可见两种核谱计算 10 分钟时的 ΔT 值十分相近, 其它参量值也十分相近, 不再赘述。由此可见, 核谱的差异对积云宏观特征没有显著影响。

(二) 云滴谱的基本特征

图 3 为用基本核谱计算的 800 米高度上各种大小云滴

浓度的演变。由图可见 5 分钟以前滴谱变化比较迅速, $r > 5$ 微米的云滴浓度增加, 5 分钟以后, $r \leq 20$ 微米的三种云滴浓度, 在凝结增长垂直输送、夹卷及湍流混合等因子共同

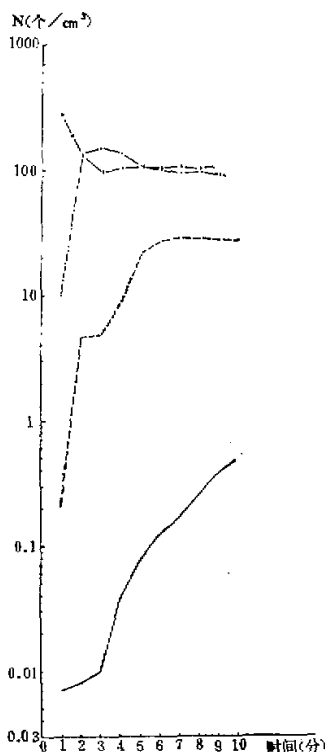


图 3 用基本盐核谱计算 800 米高度上各种大小云滴浓度随时间演变

实线—— $20 \leq r < 40$ 微米,
虚线—— $10 \leq r < 20$ 微米,
点划线—— $5 \leq r < 10$ 微米,
叉划线 $\times - \times$ —— $1 \leq r < 5$ 微米。

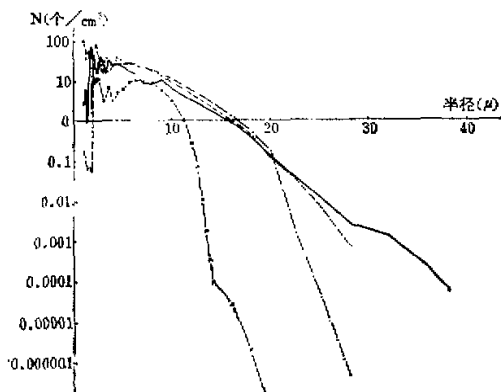


图 4 用基本盐核谱计算 10 分钟各高度云滴谱

实线——400 米高度, 虚线——800 米高度,
点划线——1200 米高度, 叉划线 $\times - \times$ ——1600 米高度。

作用下稳定少变, 只有 $r > 20$ 微米的大云滴仍在继续增多。因此, 可以认为 5 分钟以后, $r = 1-20$ 微米的滴谱型式基本稳定, 因此 10 分钟滴谱可以看作是平衡态云滴谱, 具有一定的代表性。

图 4 是 10 分钟 400 米、800 米、1200 米、1600 米四个高度的滴谱。800 米高度上 10 分钟时 $r > 1$ 微米的云滴已达 249 个/厘米³, $r > 20$ 微米的大云滴也有 0.39 个/厘米³。MacGready 和 Takeuch (1968) 在液态含水量 1 克/米³ 的大陆性积云中, 观测到 $r = 10-30$ 微米的云滴只有 0.02 个/厘米³; Durbin (1959) 在小积云中观测到 $r > 30$ 微米的云滴浓度高达 1 个/厘米³。我们的计算结果介于两者之间, 可以代表一般情况。从图 4 还可

以看出 1200 米以下凝结谱都比较宽, $r \geq 16$ 微米的云滴浓度均超过 1 个/厘米³。这有利于碰并增长形成大云滴。而 1600 米处大云滴十分稀少。因处于云顶附近水汽量少且夹卷、湍流等作用不利于大云滴的形成。云的中下部水汽充沛是形成大云滴的有利区域。

(三) 盐核浓度对大云滴形成的贡献 大云滴的形成是云和降水物理的一个重要问题, 吸湿性盐核是大气中重要的凝结核之一, 为了讨论盐核对大云滴形成的作用, 我们选用三种不同浓度的盐核谱作为初始值进行计算, 第一种为 Woodcock 观测的基本谱, 盐核总浓度取 340 个/厘米³, 第二种盐核浓度取基本谱的一半 (170 个/厘米³), 第三种盐核浓度取基本谱的 $\frac{1}{5}$ (68 个/厘米³)。计算结果是: 10 分钟时三种情形的小云滴和中云滴浓度

与盐核浓度一致, 即第一种情形最大, 第二种情形次之, 第三种情形最小, 较大云滴的浓度三种情形大致相当, 但大云滴 ($r > 20$ 微米) 浓度却不同, 盐核浓度最小的第三种情形, 大云滴最多, 为 3 个/厘米³; 第二种情形次之, 约有 1.4 个/厘米³, 而盐核浓度最大的第一种情形, 大云滴浓度最小, 不到 0.5 个/厘米³。结果说明在相同宏观条件下盐核浓度大, 则分配到每个盐核上可供凝结的水汽少, 不容易长成大云滴; 反之, 争夺水汽的盐核少, 有利于凝结增长成大云滴。

上述三种核谱形成的凝结谱中最大云滴半径也不相同, 800 米高度上第一种情形的最大云滴出现在半径为 28.4 微米这一档, 其浓度值为 0.6×10^{-3} 个/厘米³; 第二种情形最大云滴半径仍在 28.4 微米这档, 但该档的浓度要大一个量级, 达 0.7×10^{-2} 个/厘米³, 第三种情形云滴半径 28.4 微米的一档云滴浓度达 0.7×10^{-1} 个/厘米³, 而且云滴半径 32 微米这一档的云滴浓度也有 0.6×10^{-5} 个/厘米³。因此, 看来盐核浓度较少有利于大云滴的形成。

(四) 巨盐核对大云滴形成的贡献 为了探讨巨盐核对大云滴生成的贡献。首先,

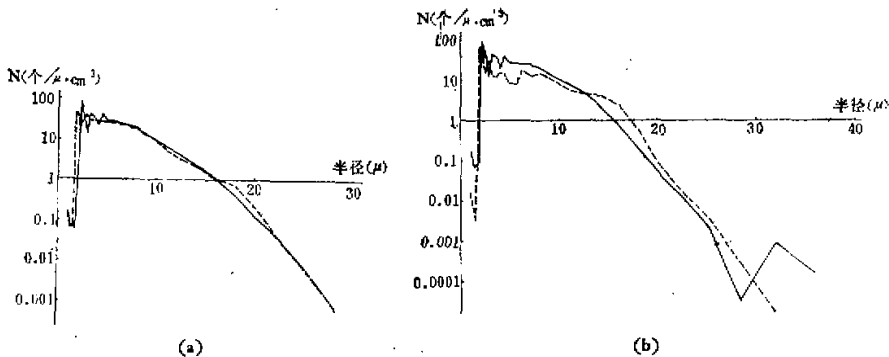


图 5 用不同盐核谱计算 800 米的云滴谱

(a) 基本盐核谱中有无 $r > 2.5$ 微米巨核 10 分钟的结果对比。实线——有 $r > 2.5$ 微米, 虚线——无 $r > 2.5$ 微米。

(b) 基本盐核谱与新安江观测值, 7 分钟结果对比。实线——基本盐核谱, 虚线——新安江观测值。

除去基本核谱中 $r > 2.5$ 微米的巨核, 这样 10 分钟 800 米高度上的滴谱如图 5(a) 的虚线。图 5(a) 中的实线是用基本核谱计算的, 两者对比可见, 基本一致。尤其是 $r > 22$ 微米的大云滴浓度更相近。所以, 看来 $r > 2.5$ 微米巨核对积云平衡态的凝结谱中大云滴浓度

表 1 800 米高度大云滴浓度
(个/立方厘米)

核谱类型 时间(分)	基本核谱	无 $r > 2.5$ 微米的核谱	新安江观测的核谱
1	0.05	—	—
2	0.05	—	—
3	0.05	—	—
4	0.07	0.04	—
5	0.80	0.90	8.00

表 2 800 米高度, 7 分钟的云滴含盐量
(10^{-4} 毫克/千克)

云滴半径 盐核谱类型	1—5 微米,	5—10 微米,	10—20 微米,	20—40 微米
基本谱	0.42	1.66	4.36	1.60
无 $r > 2.5$ 微米	0.33	0.51	0.60	0.01
新安江观测值	0.11	0.27	0.14	0.001

贡献不大。但是,从表 1 可知,巨盐核在凝结初期对大云滴的形成有着重大贡献。前 3 分钟,缺少 $r > 2.5$ 微米巨核的情况下,没有 $r > 20$ 微米的大云滴,直到 4 分钟时,才逐渐形成大云滴,而有 $r > 2.5$ 微米巨核的基本谱,在第一分钟就出现了 $r > 20$ 微米的大云滴,这反映了较大巨核的存在,可以较早地形成大云滴。即使两者平衡态滴谱基本相同,但它们的含盐量不同,从表 2 可见含有 $r > 2.5$ 微米巨核的情形下,大云滴含盐量比无 $r > 2.5$ 微米巨核情形大得多,因此可以认为前者积云中大云滴为巨盐核上凝结而成,而后者大云滴是从较小的核 ($r < 2.5$ 微米)慢慢地凝结增长形成的,当然,两者的微物理过程是有区别的。

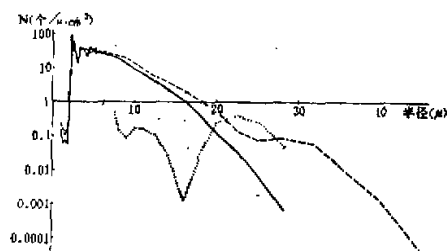


图 6 各种云内外交换条件下, 10 分钟时 800 米高度的云滴谱 (均用基本盐核初始谱)

实线——巨盐核从云底及侧向夹卷, $\alpha = 1$; 虚线——巨盐核从云底及侧向夹卷, $\alpha = 0.7$; 点线——巨盐核只从云底卷入, $\alpha = 1$;

如果我们去掉基本核谱中 $r > 1.5$ 微米的巨核,即假定大气中基本无巨核,则直到 10 分钟时,云中还没有 $r > 5$ 微米的云滴 (表 3)。由此可以推断,较大巨核可以促成大云滴

较早形成;对稳定平衡态滴谱而言,大云滴主要由 $1.5 \leq r < 2.5$ 微米较小的巨核凝结生长而成,相当盐核质量约为 10^{-11} 克。

为了表明较小巨核的浓度对凝结谱的影响,我们取新安江地区的观测值^[22](比基本谱小两个量级,见图 1 曲线 III 及 IV),由表 1 可见前 5 分钟不出现 $r > 20$ 微米的大云滴,5 分钟后大云滴开始形成,图 5(b) 为 7 分钟的云滴谱,可见半径为 16 微米—30 微米的大云滴浓度比基本谱略多,而半径 5 微米左右的小云滴略少一些,看来巨核浓度小一些更有利于大云滴的生成。新安江观测值为 10^{-3} 厘米⁻³ 比较适中。

表 3 800 米 10 分钟的云滴数及含水量

盐核谱类型	云滴数(厘米 ⁻³)				含水量 Q_w (克/千克)
	1—5	5—10	10—20	20—40	
基本谱	109	108	32	0.39	0.51
无 $r > 2.5$ 微米核	106	104	30	0.59	0.50
无 $r > 1.5$ 微米核	0	—	—	—	0.09
浓度为基本谱一半	41	62	33	0.1	0.50
浓度为基本谱 1/5	9	20	24	2.3	0.45
盐核无侧向夹卷 $\alpha = 1$	0	2.16	0.69	2.50	0.24
有盐核侧向夹卷 $\alpha = 0.7$	87	121	47	2.38	0.77

(五) 云内外侧向夹卷及湍流混合作用对凝结谱的影响 我们对比了巨盐核兼有从云底卷入又有侧向卷入的基本情形和巨盐核只有从云底卷入的情形。图 6 是 10 分钟 800 米高度上三种云滴谱。图中点线表示盐核只从云底卷入而没有侧向卷入的情形,由图可见出现了明显的双峰,峰值分别是 7 微米及 22.6 微米。且 $r > 20$ 微米的大云滴浓度达 4 个/厘米³。而有侧向卷入的情况下(实线)没有出现双峰,半径为 7—8 微米的较大云滴浓度比无侧向卷入情况几乎大三个量级。这可能是没有侧向夹卷时,较大云滴可以在云内停留较久,较多的水汽可供它凝结增长为 $r > 20$ 微米的大云滴。有侧向夹卷的情况下,大部分云滴还没长到 20 微米就被夹卷作用带出云外,同时又从云外带进盐核争夺水汽凝结成小云滴,以至小云滴较多而大云滴的浓度不大。

图 6 虚线还画出了考虑侧向夹卷,但湍流交换系数 α 取 0.7 的情形,结果表明湍流交换较弱($\alpha = 0.7$)的情况下更有利于大云滴的形成,这时谱型虽然不是双峰型,但 $25 \leq r < 32$ 微米范围内的云滴浓度较大,均为 10^{-1} 个/微米·厘米³ 量级。湍流混合减弱使云内保持较多水汽,所以各种大小的云滴浓度均比 $\alpha = 1$ 的情况下要多。

根据上面分析我们得到下面几点结果:

1. 半径 1.5—2.5 微米的巨核对平衡态凝结谱中的大云滴形成起主要作用,存在更大的巨核可以提前形成大云滴。
2. 凝结核浓度过大不利于大云滴的形成,对半径为 1.5—2.5 微米的巨核而言,浓度取 10^{-3} 个/厘米³,比较有利,盐核浓度增大,大云滴浓度反而减少。
3. 凝结平衡谱可以较宽,它受云内外湍流交换和夹卷作用影响较大,在某些条件下可以模拟出双峰谱。

4. 不同的盐核谱对积云宏观参量影响不大.

计算是在 TQ-6 机上完成的.

参 考 文 献

- [1] Mordy, W., *Tellus*, 11, 16—44, 1959.
- [2] Fitzgerald, J. *Atmos. Sci.*, 31, 1358—1367, 1974.
- [3] Mason, B. J. and Chien, C. W., *Q. J. R. met. soc.*, 88, 136—142, 1962.
- [4] Warner, J., *J. Atmos. Sci.*, 30, 256—261, 1973.
- [5] Lee In-young and Pruppacher, H. R., *Pure Appl. Geophys.*, 115, 523—545, 1977.
- [6] Takahashi, T., *J. Atmos. Sci.*, 30, 262—277, 1973.
- [7] Takahashi, T., *J. Atmos. Sci.*, 33, 269—286, 1976.
- [8] Woodcock, A. H., *J. Geophys. Res.*, 77, 5316—5321, 1972.
- [9] 梅森《云物理学》中译本, 第三章, 科学出版社, 1978.
- [10] 顾展潮,《云雾降水物理基础》, 第一章, 科学出版社, 1980.
- [11] 同[9].
- [12] 黄美元, 何珍珠, 沈志来, 大气科学, 6, 301—307, 1982.

A STUDY ON THE GROWTH OF CLOUD DROPLETS BY CONDENSATION IN CUMULUS CLOUDS

Xu Huaying Huang Peiqiang* Huang Meiyuan Hao Jingfu

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Abstract

An one-dimensional time dependent cylindrical model of cumulus clouds is used for studying the growth of cloud droplets by condensation in this paper. The characteristics of condensation spectra of cloud droplets formed under the condition of various spectra of condensation nuclei and turbulence exchanges have been compared. The results show that the giant nuclei with radii $1.5\text{--}2.5\mu$ play an important role in the formation of large droplets by condensation. The existence of nuclei larger than 2.5μ only slightly influences the stable spectrum of condensation, but it can promote to produce large droplets ahead of time. It is found that the concentration of giant nuclei with radii $1.5\text{--}2.5\mu$ about $10^{-3}\cdot\text{cm}^{-3}$ is enough for formation of large droplets, the larger concentration is unfavorable. The turbulence exchange and entrainment markedly influence the stable spectrum of condensation, in some specific conditions, those can promote the formation of bimodal spectrum.

* Meteorological Institute of air force