

云粒子谱演化研究中的一些问题*

许焕斌** 段 英

(河北省人工影响天气办公室, 石家庄, 050021)

摘 要

简略介绍了描述云中水凝物粒子群尺度谱演变的方法: 谱函数方法和分档方法, 并给出了分档模式实例。讨论了谱参数本身以及在实际应用中应注意的问题。分析了两类方法的对比研究的结果指出, 一些重要的云-降水物理过程, 如粒子类型间的转化, 涉及粒子运动状态和人工播撒的效应等过程, 应当用分档方法来处理。

关键字: 粒子谱演变, 云参数化, 分档模式。

1 引 言

研究云的问题, 涉及到云天状况、降水预报、辐射传输和云辐射强迫, 因而大气物理学、天气动力学和气候动力学都希望有一个合适的云描述方法。云中水凝结物是以粒子的形式存在的, 云和降水发展的过程, 既是粒子的尺度分布谱的演变, 也是相态的变化(凝结-蒸发, 冻结-融化, 升华-凝华)。在一定的温度、湿度下, 云的粒子谱影响着相变, 但相变对粒子谱演变的影响会更大, 而且正是相变对粒子谱演变的影响才使相变在降水物理学上有重大意义。例如相变影响着粒子增长的方式和速率, 影响着粒子间合并的效率。这些对降水的发展极为重要。由于相变过程带来的尺度变化是一种冰、水、水汽的连续过程, 可以看成粒子与均匀离散介质之间的相互作用; 而粒子间的合并过程带来的尺度变化可以是不连续随机的过程。因此将着重讨论粒子尺度谱演变研究中的问题。

云粒子尺度谱形态是多变的、多样的, 但有统计规律。例如直径为 D 大小的粒子浓度与直径的关系有:

$$N_D = aD^b \quad \text{幂函数分布}(a, b \text{ 二参数定谱}) \quad (1)$$

$$N_D = aD^\alpha \exp(-\lambda D) \quad \text{指数分布}(a, \alpha, \lambda \text{ 三参数定谱}) \quad (2)$$

$$N_D = aD^\alpha \exp(-\lambda D^\beta) \quad \text{修正的 Gamma 分布谱}(a, \alpha, \lambda, \beta \text{ 四参数定谱}) \quad (3)$$

一般常用的是指数谱, a 为分布截距, λ 为分布斜率, α 为谱的形状参数。在定谱形的情况下, 3 个参数就确定了谱, 3 个参数的演变就描述了谱演变, 这种定谱函数由参数决定谱演变即为参数化的方法, 这种方法在国内外得到了广泛的应用。参数化方法只适合于描述自然云粒子的总体(统计)特征, 不适合于描述谱中的某尺度段的粒子变化而引起的演

* 初稿时间: 1998 年 3 月 11 日; 修改稿时间: 1998 年 10 月 27 日。

资助课题: 河北省“九五”重大科技攻关项目(96-95-12-3)。

** 客座研究员, 隶属北京应用气象研究所。

变,因为在参数化方法中某段粒子的变化只能通过谱形整体变化而得到部分反映受到很大的限制。特别不适合于人工播云的效应研究。因此又有分档方法,即把云粒子群按尺度(d)或质量大小(x)分成若干档,每一档内有 $f(x)$ 或 $f(d)$ 同性质的粒子,了解各个档的粒子与外界粒子的作用,就可以描述分布谱的变化。由于这种方法要把粒子群分成许多档,计算量大;涉及到粒子档间并合的演变过程时,又要解随机碰并方程。因而这种方法又可称为分档随机方法。

2 参数化方法

依照式(2),谱参数有3个: a 、 α 和 λ 。对于某种粒子群(如云滴、雨滴、雪等), α 分别可采用给定值。因而,谱可由 a 和 λ 来决定,这可称为双参数演变^[1-5],1978年Srivastva^[6]就提出了双参谱演变思路,但在运用中加了 a/λ 等于常数的限定,这相当于比浓度不变,实际上是在固定一个参数的情况下讨论谱变化。早期的研究者^[7,9]为了简化,往往给定其中一个参数值,谱变化由另一个参数变化来决定,叫单参谱演变。

2.1 单参谱方案

单参谱演变中 λ 的决定,依定义粒子群的比质量:

$$Q = \frac{1}{\rho_a} \int_0^\infty m(D) a D^\alpha \exp(-\lambda D) dD \quad (4)$$

给 $m(D)$, a , α 后,可得到 $Q = Q(\lambda)$ 关系式,由 Q 决定 λ ,而 Q 由微物理变化方程

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + u \frac{\partial Q}{\partial x} + v \frac{\partial Q}{\partial y} + w \frac{\partial Q}{\partial z} = P_Q + \frac{1}{\rho_e} \frac{\partial (\rho_e Q V_Q)}{\partial z} + k \Delta Q \quad (5)$$

来给出,其中 P_Q 是粒子群的发生项, k 为扩散系数, ρ_e 为环境空气密度, V_Q 是粒子群的末速。 V_Q 通常是用质量加权平均速度:

$$V_Q = \frac{\int_0^\infty m(D) V(D) a D^\alpha \exp(-\lambda D) dD}{\int_0^\infty m(D) a D^\alpha \exp(-\lambda D) dD} \quad (6)$$

单参的优点是简单,缺点是只能通过斜率 λ 的变化来反映谱变化,造成只能通过大粒子端的分布变化来反映谱演变,如图1示,这与自然变化相差甚大。

2.2 双参谱方案

在双参方案中,除求 λ 外,还应求 a ,依粒子群的比质量(4)和比浓度

$$N = \frac{1}{\rho_e} \int_0^\infty a D^\alpha \exp(-\lambda D) dD \quad (7)$$

有 $Q = Q(a, \lambda)$ 和 $N = N(a, \lambda)$ 。而

$$\frac{\partial N}{\partial t} + u \frac{\partial N}{\partial x} + v \frac{\partial N}{\partial y} + w \frac{\partial N}{\partial z} = P_N + \frac{1}{\rho_e}$$

$$\frac{\partial (\rho_e N V_Q)}{\partial z} + k \Delta N \quad (8)$$

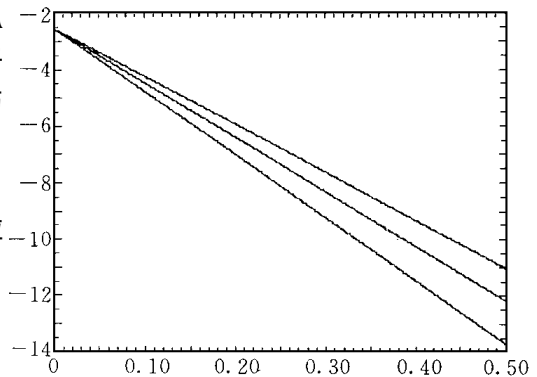


图1 单参谱演变的示意图
(横坐标是粒子直径(cm);纵坐标是比浓度 (cm^{-4}))

由式(5)和式(8),求得 Q 和 N ,从而决定 a 和 λ 。

双参谱演变方案是通过 a 和 λ 的变化来反映粒子谱演变,如图2示,这比较接近于自然变化,对比图1和图2可见,双参谱演变方案比单参方案有明显的改进。

2.3 参数化方案本身存在的问题

除了参数化方案本身需给定谱函数的限制以外,还存在着一些值得重视的问题。

2.3.1 Q 和 N 的物理约束

虽然通过 Q, N 与 a, λ 的关系式,由 Q, N 的变化方程(5)和(8)可以求出 a 和 λ ,形式上是闭合的,但 Q 和 N 之间并没有确定的物理约束,不像动力学方程中 u, v 有连续性条件约束;这样造成 Q 变化了, N 可不变; N 变化了, Q 也可以不变,甚至两者的变化方向不同。这种 Q, N 之间小的约束,使谱变化可以产生不确定性。当

云-降水发展速度快,或某一类粒子初生时,或在处理一些具体过程中,如水滴,由于并合系数或滴破碎取值不准;或对冰粒子,由于攀附系数或冰晶破碎取值不准,就有可能出现这种情况。而这些取值往往依据个别实验得来,很难取准。为了避免不合理的 N 值出现,可以采用两种物理约束,一是极值(最浓,最稀)约束,二是找不动点约束。即 Q 一定时,其粒子最小可能尺寸或质量是 dn 或 mn ,则其最大浓度 $Nm = Q mn^{-1}$;反之,其最大可能尺寸

或质量是 dm 或 mm 则其最小浓度为 $Nn = Q mn^{-1}$ 。这可以把 N 的变化限制在一个相对合理的范围内,之所以取在一定 Q 下,是由于对 Q 的把握比 N 要准确。但这种极值状态不应当常出现,不然,歪曲仍很大。不动点约束,是找出在浓度变化中相对来说少动的点,例如冰粒子融化过程中,其直径变化在可能的大粒子处(dm)最小,即 $N(dm)$ 可视为不变,固定大端,去调整小端,使 Q, N 相适应^[3],与单参方案固定小端相比,这种反向大端固定仍是属于双参方案的,比单参的合理得多,见图3。

2.3.2 粒子群速度

选用参数化的谱函数是想从总体上描述粒子群分布谱即粒子的构成,这些没有直接的动力学含意,用谱函数去表示这种构成或结构可以被接受。但是,粒子是有落速的,它随粒子的大小、相态、形态和气动力特征而有显著差异。但是既然用了参数化方法就需要整

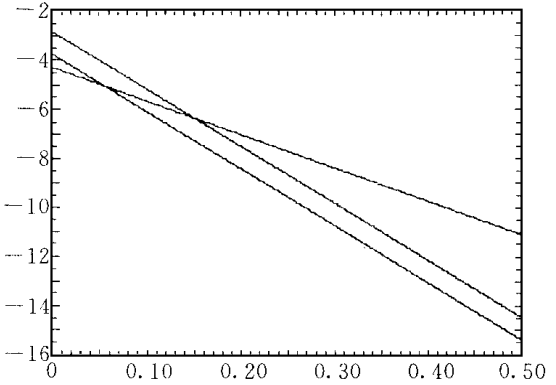


图2 双参谱演变的示意图
(其他说明同图1)

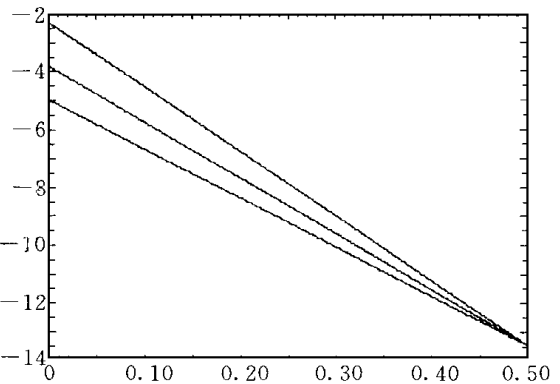


图3 粒子大端固定,由斜率和截距变化反映谱演变的示意图
(其他说明同图1)

体地去表示粒子群的落速, 使用种种平均落速来替代。这种动力的粒子群运动状态的参数化比谱结构的参数化歪曲程度大得多, 粒子的运动是不依把它们视为一体而受到约束的, 彼此的运动是独立的, 而落速的分选作用对谱结构的影响很大。因而这种参数化与自然滴群的运动相差甚远。

滴群的落速有多种, 如质量加权平均落速 V_g , 直径加权平均落速 V_D 和平均落速 V_a 等。对雨滴而言, 对个别粒子, 未速可表示为 $V_r = cD^e$, 而 $V_g = \frac{c\Gamma(4+e)}{\Gamma(4)\lambda^e}$, 对 $Q = 1 \text{ g kg}^{-1}$, $N = 1000 \text{ 个 kg}^{-1}$ 而言, $V_g = 1357.00 \text{ cm s}^{-1}$, 相当于 $D = 5.74 \text{ mm}$ 很大雨滴的落速。如果采用直径加权平均落速, $V_D = 765.32 \text{ cm s}^{-1}$, 也相当于 $d = 2.81 \text{ mm}$ 的雨滴落速。按平均直径雨滴的落速为 $V_a = 2115D_a^{0.8}$, $D_a = 1.471 \text{ mm}$, $V_a = 456.46 \text{ cm s}^{-1}$, 这 3 种平均落速之比 $V_g:V_D:V_a = 2.921 \quad 1.64 \quad 1.0$, 三者之间相差很大。看来, 一般常用的 V_g 是太偏大了, 相当于把雨滴群降落运动等效于可能最大雨滴的下落; 似乎用 V_a 更合适, 但在文献中很少用这个值。

粒子群落速是一个影响很大的参数。例如它影响粒子群的垂直通量 $\alpha \rho_e Q V_Q / \alpha_e$; 影响着粒子间相对运动。这些都直接对模拟研究中的主要云 - 降水过程中的各种并合、降水强度、降水效率, 以及云的宏微观相互作用等产生重大影响。因而对这个参数的选取必需十分小心。选择条件, 有三个着眼点: 一是云 - 降水过程间的协调, 使各类粒子群的相对运动比较合理, 例如皆选用一种平均速度; 二是宏微观之间的相互作用比较合理, 使滴群落速与宏观上升气流速度有合理的匹配, 例如格点平均上升气流计算偏弱, 那么取偏小的滴群落速; 三是与降水实况相比, 调整落速, 以求两者相近。当然, 最好是三者兼顾, 这是努力的方向。

在粒子群间的并合过程参数化中, 涉及粒子落速差处理问题, 例如雹并雨的过程有下式:

$$P_{\text{INR}} = \int_0^\infty E_{\text{rhm}}(D_r) \frac{\pi}{4} (D_r + D_h)^2 V_r - V_h N(D_r) N(D_h) dD_r dD_h,$$

以往人们往往把 $V_r - V_h$ 作为粒子群加权平均落速差提出积分号来处理^[1, 5, 7]。其实不必如此, 由于 V_r 和 V_h 都是 D_r 和 D_h 的函数, 绝对值号外的项皆为正值, 完全可以在积分号内来求解, 这样就可以回避使用粒子群的平均落速带来的误差。我们对比了这二种处理方案, 结果在图 4 中给出。

由图 4 可以看出, 两者相差甚大, 原方案的值为新方案值的一倍以上, 从原理上来看, 新方案是合理的, 而原方案有所夸大。

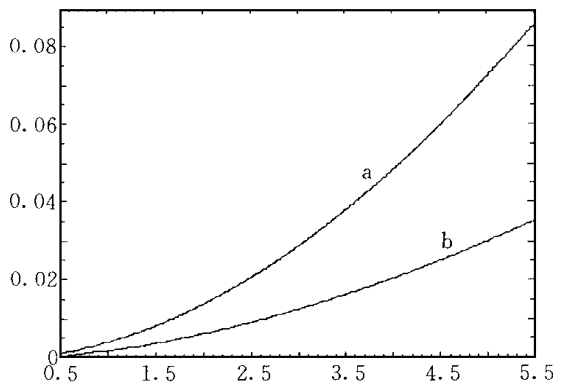


图 4 在雨雹比含量相等, 但取不同值时, 雹并雨的增长率随比含量的变化曲线

(横坐标为比含量 $[\text{g} \cdot \text{g}^{-1}, \times 10^{-3}]$,
纵坐标为碰并增长率 $[\text{g} \cdot \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}, \times 10^{-4}]$;

a 为原方案, b 为新方案)

2.3.3 在气象观测规范和一般常识中,雨、雪、霰、雹都有一个起始大小 D_{\min} (i 代表不同粒子类型),霰的上限和雹的下限相衔接。而一般参数化方案中,为了计算方便,常常把粒子范围从 0 达到无穷大,这样就可以用 Gamma 函数来表达。这就把非零起始的大粒子的质量和数量外延到 $0-D_{\min}$ 区间。由于这里是小粒子区,一般质量占的份额较小的,但数量占的比例则并不小,从而可产生相当大的歪曲。如果模式对谱结构的描述精度要求较高,如在人工播撒模拟研究中,就应注意克服这个缺点,为此我们曾设计了云微物理模式 M89, M91 和 M97^[10~11],可描述非零起始大小的粒子谱密度。

3 分档法

这一方法的描述和应用,见文献[12~16]。现以 Su-Γzaz Soong^[14]的版本为基础,建立了 SGBH 模式来讨论这一方法。之所以选用此版本,是由于它在水物质总量的计算中守恒性很好,而且比较简便。详见附录。

综合上列文献再加上因粒子落速而引起的运动通量变化项,在静止大气中,完整的分档(按质量 x) 比浓度变化方程为:

$$\frac{\partial f(x,t)}{\partial t} = - \frac{\partial f(x,t)x}{\partial x} + P_c + P_{bc} + P_{co} + P_A + \frac{1}{\rho_e} \frac{\partial \rho f(x,t)V}{\partial z}$$

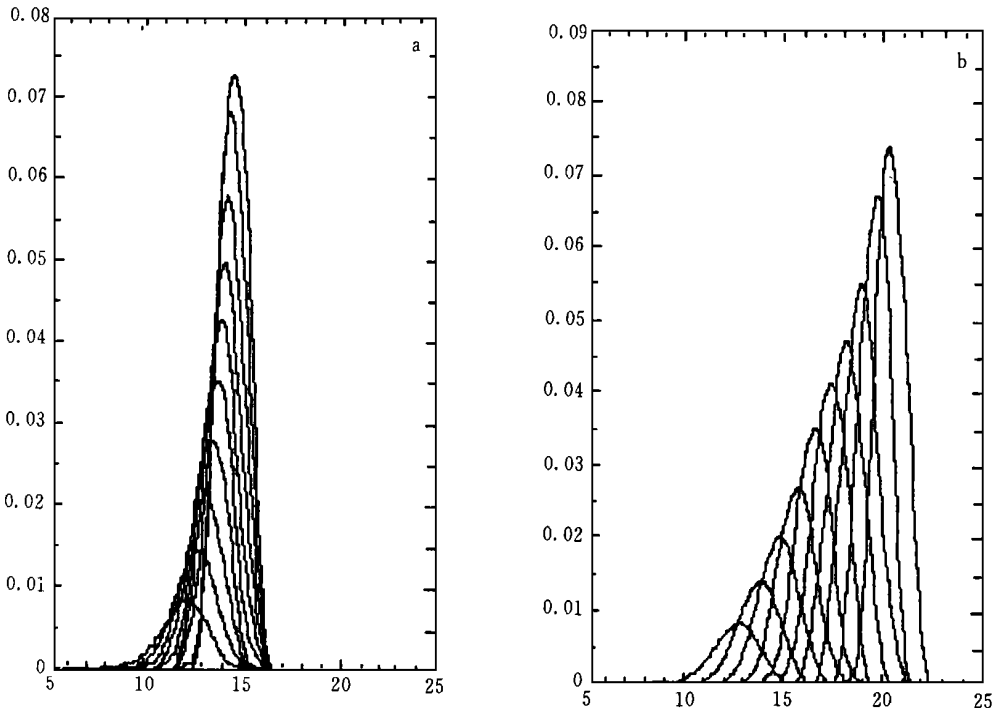


图5 分档模式中用二次矩方法模拟因沉降和并合另一均匀粒子群而增长引起的档间质量传输和谐移动
(横坐标是档次编号,纵坐标是比质量含量。a. 无附加质量位移量,即 $\sigma=0$; b. $\sigma=0.02$)

右边各项依次是: x 档粒子因水汽相变或其它与均匀介质作用造成的质量变化率随 x 的变化引起的变化项、并合作用项、破碎项、与外粒子群并合作用项、源汇项和落速作用项。其中第 2 和 3 项, 具有随机变化的性质, 第 4 项 P_{∞} 可以随机, 也可以处理为分档连续变化, 而 1, 5, 6 项是非随机性的。因连续分档造成的档间传输, 要防止假扩散现象, 经综合比较, 看来二次矩方法^[15-16]来处理这种传输比较简洁和精确。据此我们对于分档粒子群因沉降和并合另一个均匀粒子群增长而带来的谱移动, 用矩方法编制的程序 Moment 作了试验, 发现经过矩方法处理的质量守恒性并不理想, 为此我们作了改进, 引入了本档留下的加向邻档输送的等于原有的这一约束, 大大改进了守恒性。其结果给在图 5 中。图 5b 是在图 5a 的基础上加了附加质量(半径)变化位移量 $\sigma = 0.02$ 。

由图可见, 谱形位移的保形性很好, 假扩散受到了很好的抑制。看来非随机项处理采用二次矩方法较好。对随机项 P_c 和 P_{bc} 项, P_c 项随机性最强, 处理也最麻烦。因而 SGBH 只给出了对 P_c 项的处理方案。在此基础上可以很方便地加入其它各项, 在应用中只会增加复杂性, 而不会有方法上的困难。

分档方法, 由于是把粒子群分档处理合成描述, 与粒子群的粒子间的相互作用的自然图象很接近; 没有给定谱函数的限制; 由于其质量是以分档质量按数来计量的, 因而数浓度和质量之间的关系密切; 也没有以粒子群的平均运动去替代粒子群各档粒子的运动, 可以说是比较理想的方案。缺点是计算量大。当然也与参数化方法一样, 由于粒子间并合效率、破碎、粒子的气动性能等取值不准带来误差, 这不是谱演变描述方法的问题, 是云物理学的基础实验水平问题。

由于分档方法计算量大, 因而参数化方法不得不常被选用。因此, 研究一下哪些研究不宜用参数化方法是有必要的, 为了说明这种不宜, 我们将用 SGBH 模式的结果与参数化模式来对比, 指出参数化方法应用中的问题。

4 参数化方法使用中的问题

从参数化方法本身存在的问题来看, 用来研究谱形的大体演变是可以的, 涉及到粒子动力学和粒子场与云宏观动力场相互作用的问题, 要了解其局限性, 对模拟结果只能定性分析使用, 而涉及到粒子群间转化及在播云模拟研究中, 使用参数化方法会造成大的歪曲。下面举例说明之。

4.1 播撒成冰核(或吸湿核)形成人工冰晶(或小的雨滴)与自然冰晶群(或雨滴群)的叠加处理

自然冰晶有一个分布谱如 $N_i(D) = N_a D^2 \exp(-\lambda D)$ 。人工播撒成冰核, 形成人工冰粒子, 浓度大, 尺度小, 与自然冰晶比, 是小端窄谱, 取谱形参数 $\alpha = 5$ 来体现, 即 $N_{ia}(D) = N_{ia} D^5 \exp(-\lambda_a D)$, $N_{ia} \gg N_a$ 。有些人认为两者都是冰晶, 叠加起来, 使 $Q = Q_i + Q_{ia}$, $N = N_i + N_{ia}$ 。根据 Q, N 关系, 得出一个新谱分布, 如图 6 所示, 比较 3 条曲线可知, 叠加谱的小粒子和大粒子皆被削减了, 特别该说明的是播撒在物理上不可能发生大粒子的减少或消失, 一步调整方法是可以采用的, 但这种调整不能违背实际演变趋势。这种二谱相互作用的实际演变是怎样的呢? 下面是用 SGBH 模式给出二种粒子叠加起来后相互作用的演变图像。

设第一个粒子群, 依据附录 2 式, 该粒子群档间相互作用为

$$\frac{\partial g_1^1(x)}{\partial \alpha} = \int_0^{x/2} g_1(y) g_1(x-y) \alpha dy -$$

$$\int_0^{x/2} g_1(y) g_1(x) \beta dy$$

同理, 第二粒子群有

$$\frac{\partial g_2^2(x)}{\partial \alpha} = \int_0^{x/2} g_2(y) g_2(x-y) \alpha dy -$$

$$\int_0^{x/2} g_2(y) g_2(x) \beta dy$$

第一粒子群与第二粒子群相互作用造成的第一粒子群的变化为

$$\frac{\partial g_1^2(x)}{\partial \alpha} = \int_0^{x/2} g_2(y) g_1(x-y) \alpha dy - \int_0^{x/2} g_2(y) g_1(x) \beta dy$$

同理, 第二粒子群与第一粒子群相互作用造成的第二粒子群的变化为

$$\frac{\partial g_2^1(x)}{\partial \alpha} = \int_0^{x/2} g_1(y) g_2(x-y) \alpha dy - \int_0^{x/2} g_1(y) g_2(x) \beta dy$$

如令 $G(x) = g_1(x) + g_2(x)$

$$\text{则可得到式: } \frac{\partial G(x)}{\partial \alpha} = \frac{\partial g_1^1(x)}{\partial \alpha} + \frac{\partial g_1^2(x)}{\partial \alpha} + \frac{\partial g_2^1(x)}{\partial \alpha} + \frac{\partial g_2^2(x)}{\partial \alpha},$$

$$\text{分解合并后即得 } \frac{\partial G(x)}{\partial \alpha} = \int_0^{x/2} G(y) G(x-y) \alpha dy - \int_0^{x/2} G(y) G(x) \beta dy \quad (9)$$

依照式 (9), 其 $G(x)$ 的演变情况, 如图 7 所示。

从图 7 可以看出, 谱演变中没有出现大粒子的消失和谱变窄的现象。这说明用参数化方法来模拟小端播撒大浓度粒子(冰晶, 小雨滴), 与自然粒子群(云冰晶, 雪晶, 雨滴等)叠

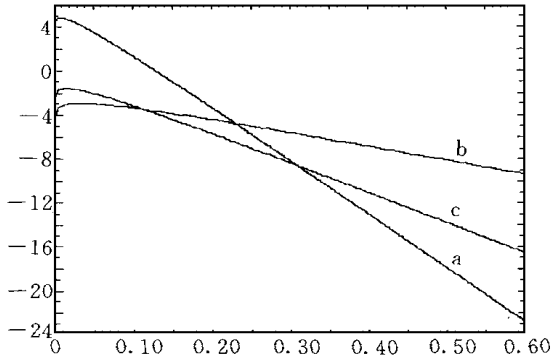


图 6 粒子谱 a 和粒子谱 b 叠加, 按双参方案合成的谱分布 c (其他说明同图 1)

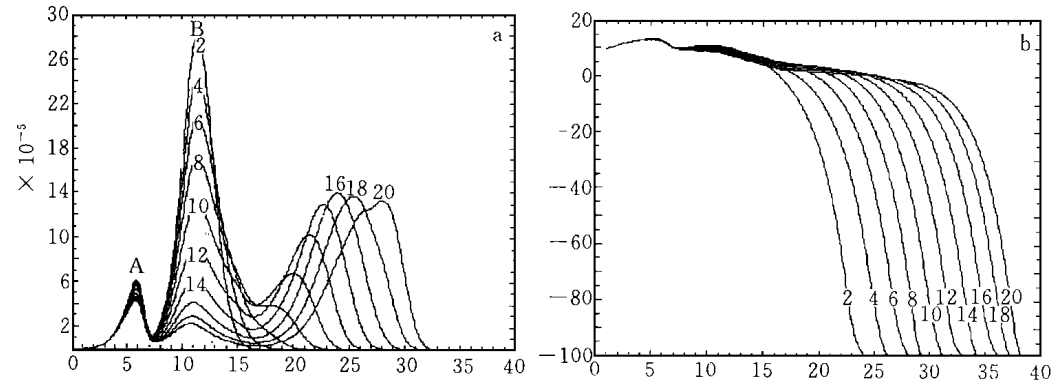


图 7 粒子谱 A (左第一峰外沿线) 和粒子谱 B (左第二峰外沿线) 相互作用, 用分档随机模式(SGBH) 给出的谱演变(左第一峰、第二峰内沿各线和第三峰各线)

(a. 为质量分布, b. 为浓度分布; 横坐标是档次, 纵坐标: a. 为比质量含量, b. 为比浓度的对数值; 曲线旁的数字代表时间, 单位: min)

加处理来描述其影响的作用, 存在着很大的歪曲。这是不能接受的。

4.2 人工播撒形成的粒子群与自然粒子群分离处理

人工播撒形成的粒子群与自然粒子群不进行同类叠加, 考查两者之间的相互作用。这时就不会出现叠加后参数化处理时的现象, 自然谱会因自身并合和与人工粒子并合使谱仍向大端扩展, 人工粒子谱在两者相互作用中与自然谱相融合, 虽然其谱拓宽没有 SG BH 模拟中那么快, 但不会出现反自然的大粒子消减变化。因而, 单列一类人工粒子群, 与自然粒子群相互作用的参数化描述还是可以接受的。

图 8 给出了两类粒子不作谱叠加处理, 而是相互作用的谱演变情况。a 粒子群与 b 粒子群相互并合。图 8a 是单参谱演变情况, 雨水合并云水, b 谱逐渐变成 c 谱, 截距不变, 只有斜率在变小; 图 8b 是双参谱演变情况, 雨水合并云水, 雨滴与雨滴也并合, 雨滴浓度在变小, b 谱逐渐变成 c 谱, 截距和斜率都在变。可以看到, b 谱的演变, 不论用单参谱演变方案或是双参谱演变方案, 都是在拓宽, 虽然单参的变化很小, 但没有大粒子的减少的情况。这与分档模式给出的结果(图 5)在演变趋向上是一致的。

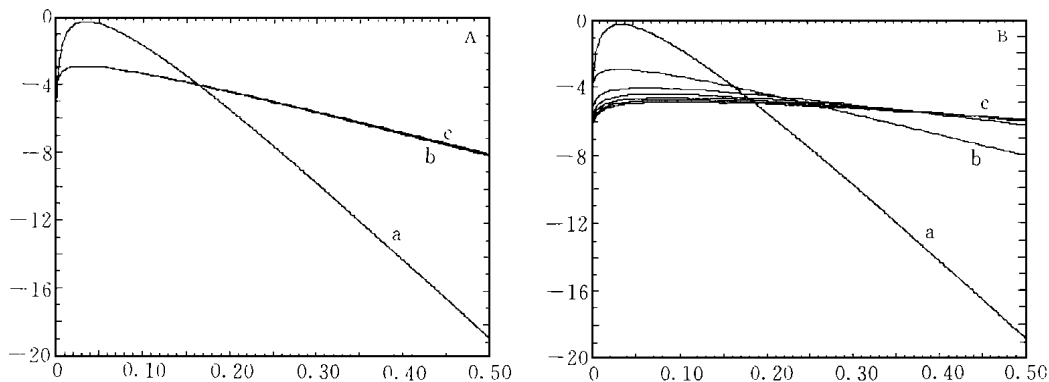


图 8 用参数化模式, 描述二粒子群相互作用引起的谱演变

(A 为单参方案, 因变化小, 只见到 b 线条在大端变粗; B 为双参方案。其他说明同图 1)

4.3 粒子间的转化

云-降水物理中, 云滴向雨滴的转化和云冰向雪晶的转化是两个最基本的, 是云向降水发展的关口。当然贝吉隆过程云冰在云水蒸发的伴随下是迅速长成雪粒子的重要通道, 但这仍属于在极有利的条件下的水汽凝华过程, 是粒子与连续水汽介质场的相互作用, 这也可以用分档方法来模拟, 但也可以用于参数化模式。在单水云或单冰云的情况下, 靠并合(攀附、淞附)增长方式中的云-雨(云冰-雪晶)转化仍是重要的。而分档方法在模拟这一过程中优点多, 除接近自然物理图像外, 还有下述优点。

在分档随机碰并模式中, 一旦分档方案确定, 就存在着一个明确的档次, 这个档次是雨的最小档, 它只能由云水转来, 而不能由雨水产生(除雨破碎过程外, 而一般在没有云-雨转化之前, 不可能出现雨破碎现象)。因此, 云-雨转化量和数量是十分确定的, 因而不含有雨并云水的成份。所以, 可以作为云-雨转化的可靠值, 便于在个例研究中与其他用统计规律拟合出来的方法作比较。

图 9 给出了 SGBH 得到的云-雨转化量 Auto, Berry 给出的自动转化值 P_{rc} 和计算中需要的雨水比含量 Q_c 以及 Kessler 给出的转化值。

由图 9 可以看出, 云-雨转化, 存在着一个酝酿期 (T), 这里 $T = 400s$ 左右。400s 以后, 从总体上来看, SGBH 给出的总转化率与 Berry^[17] 的相当, 只是 Berry 的初期值偏大, 后期偏小。但 Kessler^[18] 的值明显偏小。

我们可以用分档随机方法, 对主要的合并过程进行模拟, 由该方法提供可靠值, 在计算机能力快速提高的今天, 是有可能做到的。起码可以用它来检验一下各种方案的优劣。

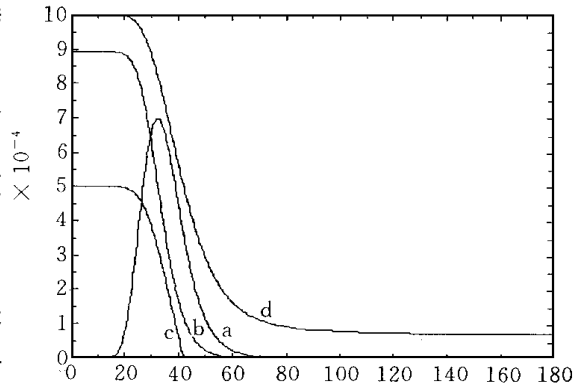


图 9 在含水量 $0.001 [g \cdot g^{-1}]$, 离差 0.38, 滴浓度 $238.7 cm^{-3}$ 时, 由 SGBH(a), Berry(b), Kessler(c) 给出的云-雨自动转化率值和云水值 $Q_c (g \cdot g^{-1})$ (d) 随时间的变化 (纵坐标单位为 $[g \cdot g^{-1}]$, 横坐标是时间单位 $[20s]$)

5 结 语

综上所述, 可以得到以下 4 点结论:

(1) 为了提高云-降水物理过程的模拟精度和人工播撒效应的研究, 全面用分档法并纳入凝结-凝华、破碎、冻结以及气流分选等因子, 在学科发展上和实际应用中都是有必要的。

(2) 在云粒子谱演变的研究中, 使用参数化方法时要了解其本身存在的局限性。参数化方法可以大体上描述粒子的谱形变化, 但对于粒子群的运动状态以及因此而引起的其它物理现象有着严重的歪曲。涉及到这方面的问题, 使用中应谨慎。

(3) 在人工影响云-降水过程中, 播撒粒子群与自然粒子群的谱相差很远, 不可因粒子类型相近就实行叠加谱处理, 这会造成虚假的播撒效应。应当把它们作单独粒子群处理。

(4) 在云-降水的个例研究中, 如果不希望统计特征影响重大。有些重要粒子转化过程, 最好使用分档随机法来处理。或者用该方法的研究结果来指导参数化方法的选用。

参考文献

- 1 许焕斌, 王思微, 杨亚萱. 从暴雨的云物理数值模拟看暴雨形成中的某些问题. 强对流文集, 北京: 气象出版社, 1983. 180~188
- 2 许焕斌, 王思微. 一维时变冰雹云模式研究(一): 反映雨和冰雹谱的双参数演变. 气象学报, 1985, 43(1): 13~15
- 3 许焕斌, 王思微. 一维时变冰雹云模式研究(二): 反映融化对冰雹谱双参数演变的影响. 气象学报, 1985, 43(2): 163~171
- 4 胡志晋, 严采繁. 层状云微物理过程的数值模拟(一): 微物理模式. 气象科学研究所院刊, 1986, 1(1): 37~52
- 5 胡志晋, 何观芳. 积雨云微物理过程的数值模拟(一): 微物理模式. 气象学报, 1987, 45(4):
- 6 Srivastava R C. Parameterization of raindrop size distributions. J Atmos Sci, 1978, 35: 108~117
- 7 Wisner C, Orville H D, Muers C. A numerical model of a hail-bearing cloud. J Atmos Sci, 1972, 29: 1160~1181

- 8 Orville H D, Kopp F J. Numerical simulation of the life history of a hailstorm. *J Atmos Sci*, 1977, 34: 1596– 1614
- 9 Cotton W R, Stephens M A, Neuhorn T, et al. The CSU three-Dimensional cloud/ mesoscale model-1982, Part II: An ice phase parameterization. *J Rech Atmos*, 1982, 16(4): 295– 320
- 10 许焕斌. 中- β 模式研究: 地形云的数值模式. *计算物理*, 1992, 9(4): 731 ~ 734
- 11 许焕斌. 云系模式研究: 云场的宏微观结构模拟. *气象学报*, 1995, 55(3): 349 ~ 357
- 12 Berry E X. Cloud droplet growth by collection. *J Atmos Sci*, 1967, 24: 688– 701
- 13 Berry E X, Reinhart R L. An analysis of cloud drop growth by collection Part I/ Part II: Double/ single distributions. *J Atmos Sci*, 1974, 31: 1814– 1831
- 14 Su-T zai-Soong. Numerical simulation of warm rain development in an axisymmetric cloud model: Computation method of stochastic coalescence equation (appendex B). *J Atmos Sci*, 1974, 31: 1262– 1285
- 15 Man Kong Yau, Austin P M. A model for hydrometeor growth and evolution of raindrop size spectra in cumulus cells. *J Atmos Sci*, 1979, 36: 655– 668
- 16 Egan B A, Mahoney J R. Numerical modeling of advection and diffusion of urban area source pollutants. *J App Meteor*, 1972, 11: 312– 322
- 17 Berry E X. A parameterization of the collection of cloud droplets. *Proc First National Conference on Weather Modification*. Amer Meteo Soc, Albany, New York, 1986. 81– 87
- 18 Kessler E. On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulation. *Meteor Mon*, 1969, 10(32): 32– 84

SOME QUESTIONS IN STUDYING THE EVOLUTION OF SIZE-DISTRIBUTION SPECTRUM OF HYDROMETEOR PARTICLES

Xu Huanbin

(*Beijing Institute of Applied Meteorology, Beijing, Mail Box 9813– 057, 100029*)

Duan Ying

(*Weather Modification Office of Hebei Province, Shijiazhuang, 050021*)

Abstract

The schemes in numerical model of study the evolution of size-distribution spectrum of hydrometeor particles can be divide into two types: parameterization method and category method, and an example of category SGBH model is given. Some questions of itself or in application of parameterization methods are discussed. The results of discussion indicate that the category method have to use in the treatments for the production of future generation particles by autoconversion, artificial seeding effects and the processes concerned obviously the move regime of particles.

Key words: Evolution of size-distribution spectrum of cloud drops, Parameterization of cloud processes, Category model of cloud particles.

附录 SGBH 简介

令 $f(m)$ 为质量 m 的粒子数的比浓度, 则 $m = x$ 与 $m = y$ 的粒子相并合时, $f(x)$ 的变化方程为

$$\frac{\partial f(x)}{\partial t} = \int_0^{x/2} f(y)f(x-y)k(y, x-y)dy - \int_0^x f(y)f(x-y)k(x, y)dy \quad (1)$$

其中 $k(a, b)$ 核函数, 其基本表达式为 $k(a, b) = sE^2(a, b) V_a - V_b$, s 为可并合粒子的截面积, $E(a, b)$ 为两粒子的线性并合系数, V_a, V_b 表示两粒子的落速。

再令 $g(x) = f(x)x$ 则式(1) 则化为

$$\frac{\partial g(x)}{\partial t} = \int_0^{x/2} g(y)g(x-y)k(y, x-y) \frac{x}{y(x-y)}dy - \int_0^x [g(y)g(x)k(x, y)/y] dy \quad (2)$$

把 x 分成 M 档, 则各档处于下列间隔之中

$$0 - X_1, X_1 - X_2, X_2 - X_3, \dots, X_{M-2} - X_{M-1}, X_{M-1} - X_M,$$

而每一档的比质量为:

$$G_k = \int_{X_k}^{X_{k+1}} g(x) dx$$

且使 $X_{k+1} = 2X_k$,

下一步即考察 G_k 的变化, $\frac{\partial G_k}{\partial t} = \int_{X_k}^{X_{k+1}} \frac{\partial g(x)}{\partial t} dx$

令 $\alpha = k(y, z)(z + y)/yz$, $\beta = k(x, y)/y$, 其中 $z = x - y$,

则式(2) 变成

$$\frac{\partial G_k}{\partial t} = \int_{l-1}^{k-1} \int_{j=k-1}^k A_{ijk} G(y)g(y)g(z)\alpha dy dz - \int_{i=1}^m B_{ik} g(y)g(x)\beta dy dx \quad (3)$$

α 和 β 在积分区域内可取常数, 并以 α_{ik} 和 β_{ik} 代表之, 其分布见文献[14]。令

$$P_1 = \alpha_{ik+1} \int A_{ijk+1} g(y)g(z) dy dz \quad (4)$$

$$P_2 = \alpha_{ik} \int A_{ijk} g(y)g(z) dy dz \quad (5)$$

$$P_3 = \beta_{ik} \int B_{ik} g(y)g(x) dy dz \quad (6)$$

$$P_4 = \beta_{ik} \int B_{ik} g(y)g(x) dy dz \quad (7)$$

为了保持质量守恒, 要求 $P_1 + P_2 = P_3 + P_4$, 其中 P_1 表示 $k+1$ 档内的比质量增加率; P_2 表示 k 档内比质量增加率; P_3 表示 k 档内的比质量减少率; P_4 表示为 i 档内比质量减少率。在求得 P_1 和 P_4 后, 即求得 $P_2 - P_3$, 此即为 k 档的变化率。