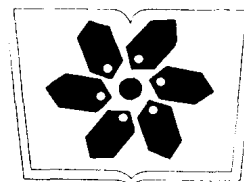


云和降水物理

黄美元 徐华英 等著

科学出版社





中国科学院科学出版基金资助出版

云和降水物理

黄美元 徐华英 等 著

科学出版社

1999

内 容 简 介

本书系统地论述了云物理学的基本知识、基本理论以及云物理学在近代的发展。着重从云动力学与云微物理学相结合的观点,采用数值模拟的方法,定量阐述各种云和降水的物理过程。

全书共分八章,内容包括暖云微物理过程、冷云微物理过程、积云动力学、云和降水的数值模拟基础、积云降水物理过程、强风暴物理、层状云和雾的物理过程以及锋面云系降水物理。

本书可供从事大气科学、云物理和人工影响天气的研究和实际工作人员参考,也可作为大专院校大气物理学系的师生和研究生的教学参考书。

图书在版编目(CIP)数据

云和降水物理/黄美元等著. - 北京:科学出版社,1999.1

ISBN 7-03-006197-7

I. 云… II. 黄… III. ①云物理学②降水-物理学 IV. P426.5

中国版本图书馆 CIP 数据核字(97)第 17485 号

科学出版社出版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码 100717

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

1999 年 1 月第 1 版 开本: 787 × 1092 1/16

1999 年 1 月第一次印刷 印张: 18 3/4

印数: 1—4 000 字数: 442 000

定价: 39.00 元

(如有印装质量问题,我社负责调换(科印))

前 言

云物理的研究开始很早,但作为独立的一门学科,大概从 40 年代开始。到 60 年代中期以前,云物理学内容着重于云的微物理学。以后云的动力学得到发展,70 年代开始,特别是 80 年代以来,云物理学发展到一个新的现代化阶段。其主要标志有二:一是用现代化的技术装备(先进的多功能雷达、配有多种仪器的探测飞机、快速的数据处理系统、卫星探测等多种遥感手段)来研究云、云系、强风暴的内部结构和发生发展过程;二是用现代快速计算机,以云中微物理过程和动力过程、云与环境紧密结合,进行数值模拟和试验,从而阐明云和降水发生发展的条件、物理过程、控制因素及其变化规律。因此云物理学已经成为一门定量的、复杂的学科。对近代云物理研究成果进行系统的概括和阐述是非常必要的,也是很有价值的。

云物理学与其他大气科学分支关系十分密切,80 年代以来,云和降水物理学与当代一些大气科学的前沿学科和课题的关系愈来愈密切。气候变化是当今一个重大问题,而云的分布、结构及其演变严重地影响大气辐射,进而影响气候。对大气污染物和痕量气体来说,云和降水是一种有严重影响的汇和源。因此,云和降水物理与大气化学、酸雨、污染物的输送和清除等密切相关。中尺度灾害天气(如暴雨等)与强对流云和云系有关,准确和定量的降水预报必须考虑云物理学。因此总结和介绍近代云和降水物理方面的成果,将对从事气候变化、大气化学、大气环境、中尺度气象学等学科的研究是有益的;而对人工影响天气(人工降水、人工防雹、人工消雾等)和中小尺度灾害天气(暴雨、冰雹、龙卷、下击暴流等)的预测,则可提供理论基础、思路和模式。

本书力求从云的微物理过程和动力过程紧密结合、云与环境密切联系的角度,着重采用数值模拟方法,来全面阐述云、雾、降水的物理过程。书中将分别论述各种主要类型的云、雾、降水的物理过程,如积状云、强风暴、层状云、锋面云系、辐射雾、平流雾、低云等;总结国内外 80 年代以来的云物理学进展,优先概括近十多年来我们(中国科学院大气物理研究所云和降水物理研究室)和国内的研究成果。

全书共八章。第一、第二章重点扼要地分别阐述暖云和冷云微物理过程。第三章介绍积云动力学及其近代进展。第四章讲述对流云的各种数值模式及微物理过程的处理,这是进行云和降水数值模拟计算的基础。第五章为积云降水物理过程,通过数值模拟具体论述各种因素(凝结核、大气层结、环境气象场、下垫面等)对积云降水过程的影响,也讨论云与云之间、云与环境之间的相互影响。第六章论述几种强风暴(冰雹、局地风暴、雷暴等)的结构、运动及其发生发展的物理过程。第七章层状云降水和雾的物理过程,介绍层状云动力学,各种层状云和雾的数值模拟。第八章为锋面云系和降水的物理过程,其中概括了锋面云系降水的近代观测分析结果,也介绍了数值模拟的研究成果。本书第一、二和四章由徐华英编写,第三章大部分由孙立谭编写,其余由徐华英编写。第五、七和八章由黄美元编写。第六章由黄美元和孔凡铀共同编写。

本书力求较好地总结反映云和降水物理过程的近代研究成果,但由于作者学识和能力有限,而且该研究领域发展迅速,文献浩瀚,因此错误、疏漏恐在所难免,欢迎读者批评指正。

目 录

前言

第一章 暖云微物理过程	(1)
第一节 暖云微物理特征	(1)
第二节 云滴的凝结增长	(6)
第三节 云滴和雨滴的碰并增长	(22)
参考文献	(40)
第二章 冷云微物理过程	(42)
第一节 云中冰晶的形成	(42)
第二节 冰晶的凝华增长	(45)
第三节 冰晶凝华增长的实验研究	(49)
第四节 冰晶的碰并增长	(52)
第五节 冰晶的繁生过程	(54)
参考文献	(55)
第三章 积云动力学方程组	(56)
第一节 积云对流原始方程组	(56)
第二节 积云对流的动力学特征	(58)
第三节 积云对流中水汽等特征	(63)
第四节 基本方程组所包含的波动过程	(66)
第五节 基本方程组的积分守恒性质	(69)
第六节 声波的滤除——非弹性模式	(72)
第七节 声波的压缩——灵活的准弹性模式	(82)
第八节 积云动力学模式的误差比较	(86)
参考文献	(87)
第四章 积云数值模式	(89)
第一节 数值模式中云的微物理过程	(89)
第二节 积云数值模式的动力学结构	(104)
参考文献	(116)
第五章 积云降水的物理过程	(118)
第一节 降雨的产生与大云滴的关系	(119)
第二节 降雨与雷达回波参数的关系	(120)
第三节 积云降雨与气象环境条件的关系	(121)
第四节 湍流状况对积云降雨的影响	(123)
第五节 大气凝结核对降雨形成的影响	(123)

第六节	薄云降水	(126)
第七节	风切变对积云发展的影响	(128)
第八节	中尺度辐合对积云发展的影响	(138)
第九节	山地对积云降水的影响	(144)
第十节	冷水面对移行积云发展的影响	(149)
第十一节	积云的并合及相互影响	(157)
第十二节	层状云对积云降水发展的影响	(166)
	参考文献	(171)
第六章	强风暴物理	(173)
第一节	冰雹云的类型和结构特点	(173)
第二节	风暴的运动和分裂	(177)
第三节	冰雹云和冰雹生长的数值模拟	(180)
第四节	强风暴数值模拟	(186)
第五节	强风暴中微物理过程作用	(193)
第六节	下击暴流	(199)
第七节	强风暴中的电过程	(207)
	参考文献	(216)
第七章	层状云和雾的物理学	(218)
第一节	层状云的种类、特点及基本观测事实	(218)
第二节	层状云动力学过程	(220)
第三节	层状冷云降水	(225)
第四节	播种云-供应云降水机制	(227)
第五节	辐射雾形成的物理过程	(232)
第六节	平流雾	(237)
第七节	二维非定常低云和平流-辐射雾模式	(241)
	参考文献	(249)
第八章	锋面云系和降水	(251)
第一节	锋面气旋云系和降水	(251)
第二节	梅雨锋云系和降水	(268)
第三节	锋面云系和降水的数值模拟	(282)
	参考文献	(290)

第一章 暖云微物理过程

云是由许多小水滴和冰晶粒子构成的。这些液相和固相粒子有的在云中能长得较大成为降水粒子,以雨、雪、霰或雹等形式降落到地面上。云的微物理过程就是讨论这些粒子在云中的生长和演变以及形成降水的过程。

对于云的形成与发展过程来说,除了云的微物理过程即粒子的生长和演变以外,还有云的宏观物理过程。宏观物理过程主要讨论云的形态,包括云厚和水平尺度以及云中流场等。自然,云的宏观与微观物理过程是相互联系的。

我们将由液相粒子,即水滴构成的云称为暖云,一般处于温度 0°C 以上的空间里。而将有冰相粒子,包括液相与固相共存的云称为冷云。由于液相粒子与固相粒子的生长演变不同,我们首先来讨论暖云的微物理过程。

第一节 暖云微物理特征

暖云的微物理特征可以用暖云中各种大小云滴的浓度分布,即云滴谱来描述。云滴谱是在动力和热力条件下通过宏观和微物理过程形成的。云滴生长理论也要用云滴谱实际资料来检验。

云滴谱可以用 $n(r)$ 来描述, $n(r)dr$ 表示单位体积空气中云滴半径在 r 与 $r+dr$ 之间云滴的个数。以往主要用惯性捕获原理取样,然后划分等间隔 Δr 进行读数并整理成滴谱分布。近年来广泛使用光电原理探测,可直接将电讯号送入计算机处理得出滴谱。

云的微物理其它参量均可用云滴谱资料求得。如云滴浓度或数密度 n 即单位体积空气中云滴的总数,可由各种大小云滴浓度 $n(r)$ 求和得到。云的含水量 q 即单位体积空气中云水的质量也可由滴谱 $n(r)$ 求得: $q = (4/3)\pi\rho_l \int r^3 n(r)dr$, 还有云滴谱宽度、平均半径、立方平均半径、峰值半径等参数,以及云滴大小 r 与云滴间距 L 的比值 L/r 表示云滴的自由路径。

云滴直径一般在 $50\mu\text{m}$ 以下,最大可达 $100\mu\text{m}$,云滴总浓度 $10^1 \sim 10^3$ 个/ cm^3 ,云滴谱分布一般为单峰谱或单调下降谱,即小云滴浓度大于大云滴的浓度,它们之间浓度差 1~2 个量级,有的云滴谱出现双峰或多峰谱分布,除了直径 $10\mu\text{m}$ 以下第一峰以外,在较大云滴范围如 $50\mu\text{m}$ 左右又出现第二个峰。

雨滴是直径大于 $100\mu\text{m}$ 的水滴,它的浓度要比云滴小 6 个量级左右。在云滴与雨滴之间直径 $50 \sim 100\mu\text{m}$ 的水滴称为大云滴。云滴、大云滴和雨滴的浓度相差甚大,表 1.1.1 列出云雨粒子的大小和浓度概量。

云滴谱分布随云型而异,积云的云滴谱较层状云宽,积云中的滴谱一般随云中对流加强云滴谱增宽,云滴总浓度减小,但众数半径的变化不大。图 1.1.1 各类云的平均云滴大

小分布。

表 1.1.1 云雨粒子大小和浓度的概量

种 类	直径(μm)	浓度(个/ cm^3)
云滴	1 ~ 50	100
大云滴	50 ~ 100	0.1 ~ 1
雨滴	100 ~ 3000	$10^{-4} \sim 10^{-3}$

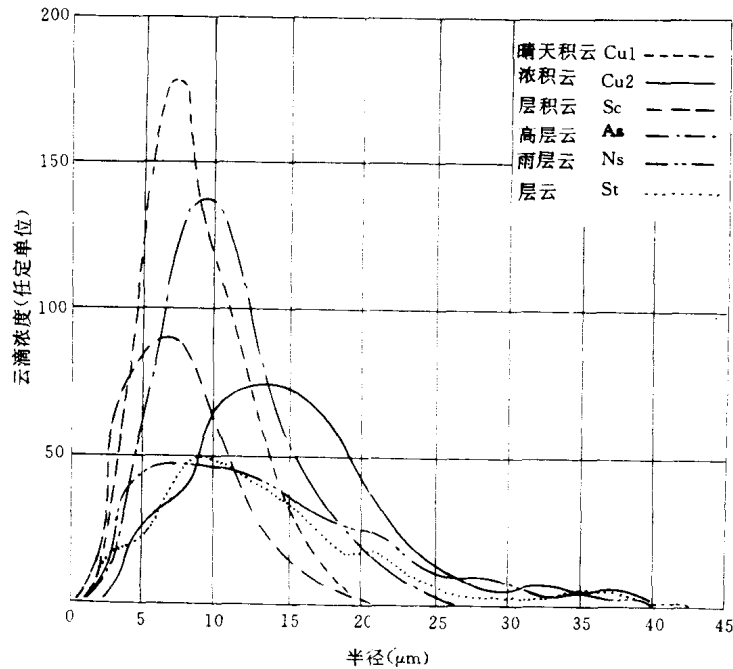


图 1.1.1 各类云的平均云滴大小分布(Diem, 1948)

积云中各高度上的滴谱也不相同,一般从云底部到云的中上部,谱宽增大,总浓度减小,峰值相对浓度也减小,但众数半径增大,到云顶部滴谱又变窄。图 1.1.2 为黄美元(1962)在原苏联观测积云中各高度上的平均谱。

对比海洋上的积云与大陆上的积云中的滴谱可以反映各自凝结核浓度和大小等差异造成的结果。图 1.1.3 为 Squires(1958)给出海洋上信风积云和大陆性积云的云滴谱,可见海洋积云的滴谱宽浓度小,大陆积云反之。

由湖南南岳的长期观测还表明,层状云不仅在一次天气过程中滴谱有着明显的变化,而且在一年中存在着季节变化。图 1.1.4 是南岳秋季、冬季、春季、夏季的四张平均层状云滴谱。可以看到一年中春季和秋季滴谱宽,冬夏两季滴谱窄。其中春季滴谱最宽。这个季节正是当地多雨的季节。春季云中部之最大直径为 $70\mu\text{m}$,而冬季和夏季最大直径只有 $50\mu\text{m}$ 。峰值直径春秋为 $12\mu\text{m}$,而夏季和冬季峰值直径只有 $7\mu\text{m}$ 左右。这种滴谱的季节变化与大气环流形式的季节变化有关。

无论在积云还是层状云的滴谱观测中,都发现有双峰谱,因为出现双峰反映了滴谱形成中某些物理过程而被人们注意。

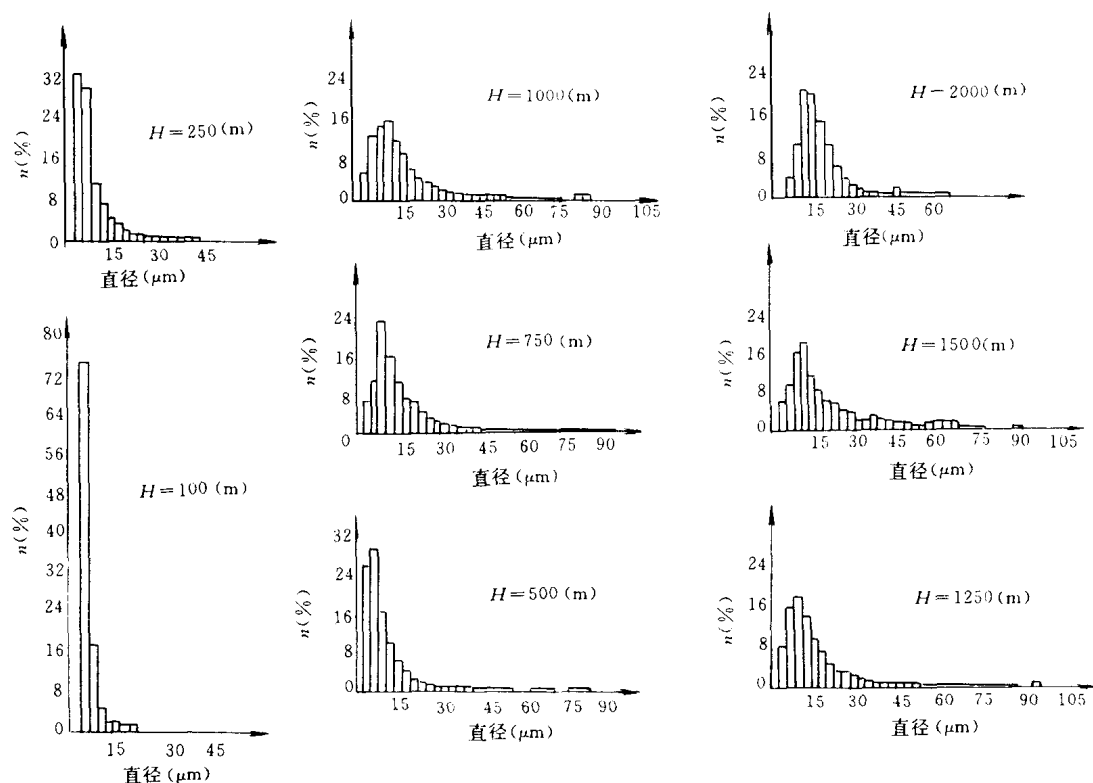


图 1.1.2 浓积云在不同高度上的平均云滴谱(黄美元,1961)

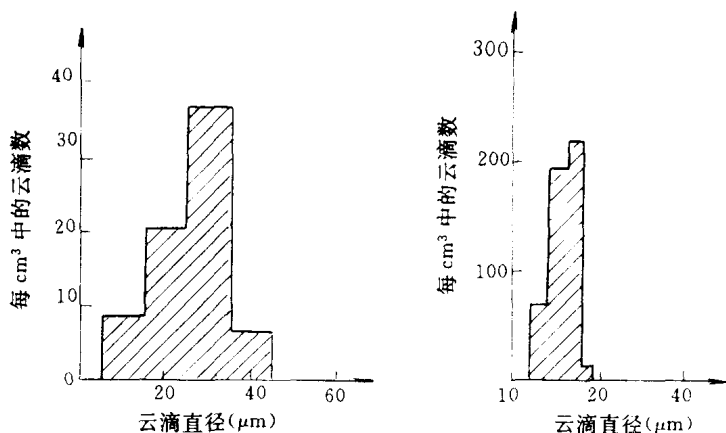


图 1.1.3 积云的云滴谱(Squires, 1958)

左图:信风积云 $q = 0.50 \text{ g/m}^3$; 右图:大陆性积云 $q = 0.35 \text{ g/m}^3$

1960 年在南岳山上云滴谱观测中,就发现浓积云的中部有双峰谱。1962 年在南岳一次冷峰云系的连续观测中,发现在峰面过境时的层状云中,有规律地出现双峰谱。图 1.1.5 为在南岳一次冷峰过境时云滴谱的演变过程,由图可见,滴谱中第二峰值的形成和

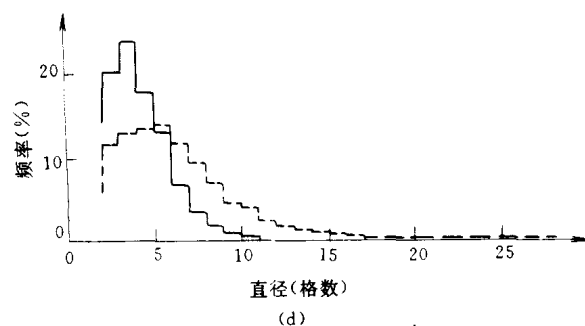
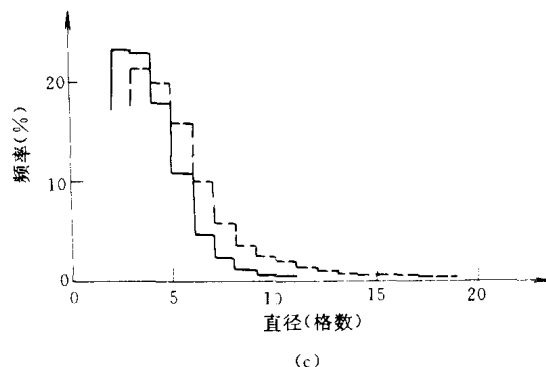
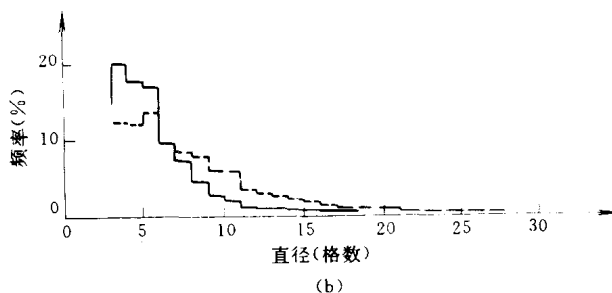
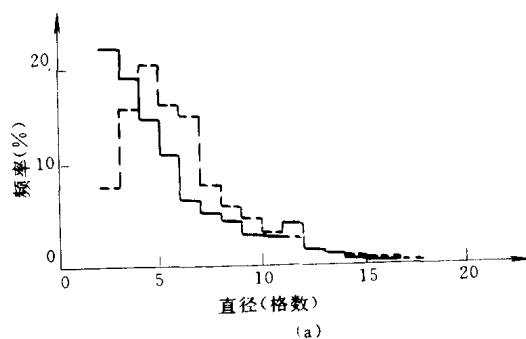


图 1.1.4 四个季节层状云平均云滴谱(顾震潮,1980)

(a)冬季(1960年12月~1961年2月),实线:层积云中部,虚线:层状云中部;(b)春季(1961年3~5月),
实线:层状云底部,虚线:层状云中部;(c)夏季(1961年6~8月),实线:层状云底部,虚线:淡积云底部;
(d)秋季(1961年9~11月),实线:层状云底部,虚线:层状云中部;图中每格 = $2.5\mu\text{m}$

消失的演变,与峰面过境时强烈扰动有关。

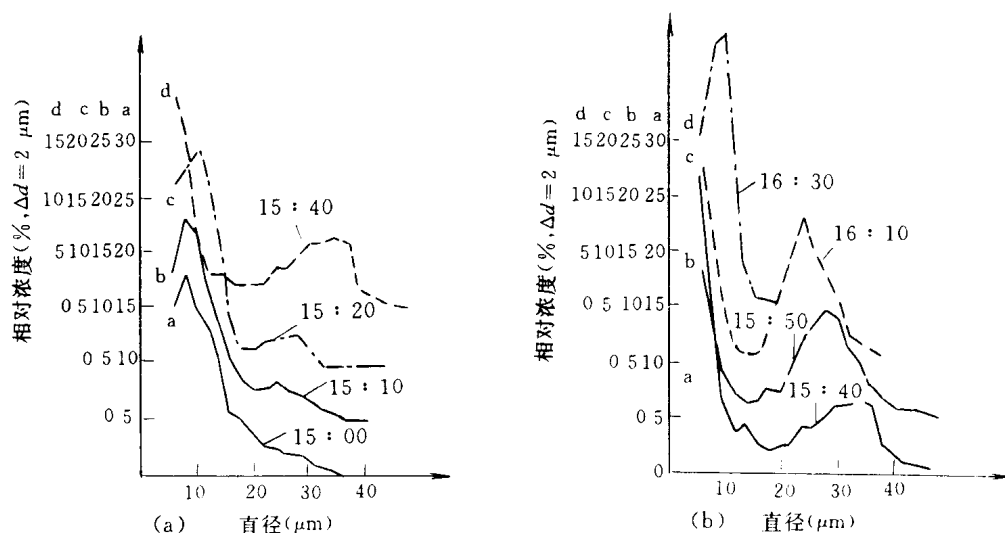


图 1.1.5 云滴谱双峰的演变(顾震潮,1980)

(a)云滴谱双峰形成过程;(b)云滴谱双峰消失过程

Warner(1969)在积云的顶部附近,观测到明显的双峰谱(见图 1.1.6),这种双峰谱主要由于云内外空气的混合造成的。

根据观测资料用 2 个参数表达的云滴谱分布公式有(Левин,1961)

(1) Смолюховский

$$n(d) = Ad^2 e^{-bd^3} \quad (1.1.1)$$

(2) Колмогоров 对数正态分布

$$n(d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma d} \exp\left[-\frac{1}{2\sigma^2}\left(\ln \frac{d}{d_0}\right)^2\right] \quad (1.1.2)$$

式中 σ 为直径的离差, d_0 为中数直径。

(3) Best

$$1 - F = \exp\left[-\left(\frac{d}{c}\right)^k\right] \quad (1.1.3)$$

$1 - F$ 为直径大于 d 的云滴数与云滴总数之比。

(4) Хргиан 和 Мазин

$$n(d) = Ad^2 e^{-bd} \quad (1.1.4)$$

(5) Левин 的 Γ 分布

$$n(d) = \frac{1}{\Gamma(\alpha + 1)\beta^{\alpha+1}} d^\alpha \exp\left(-\frac{d}{\beta}\right) \quad (1.1.5)$$

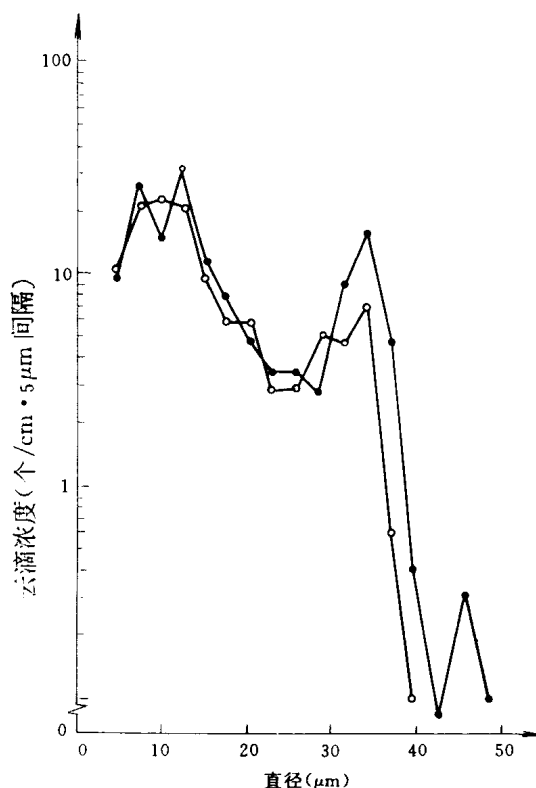


图 1.1.6 积云顶部附近的双峰云滴谱(Warner,1975)

第二节 云滴的凝结增长

1. 云滴的形成

从单一水汽相态中产生液相水滴的过程并不是由水汽连续转变而来的,而是先在水汽中产生水滴胚胎,在适宜条件下胚胎长大形成水滴。这种生成水滴胚胎的过程称为核化。仅仅由水汽分子自身聚集而成水滴胚胎称为均质核化,有其它物质参与下形成水滴胚胎称为异质核化。

在水汽中形成水滴胚胎能够生存并长大形成水滴的条件可以用热力学来讨论。热力学中指出化学均质系统中,在等温等压条件下,液汽两相之间的变化以平衡态的吉布斯函数为最小。在水汽压 e 的环境中生成半径 r 水滴的吉布斯函数改变为

$$\Delta G = 4\pi r^2 \sigma - \frac{4}{3}\pi r^3 nKT \ln \frac{e}{E} \quad (1.2.1)$$

式中 σ 为表面张力系数,右边第一项为生成半径 r 水滴增加的表面能, n 为单位体积水滴的水分子数, K 为玻尔兹曼常数, T 和 E 分别为温度和饱和水汽压,右边第二项为生成半径 r 水滴相态化学势的改变。

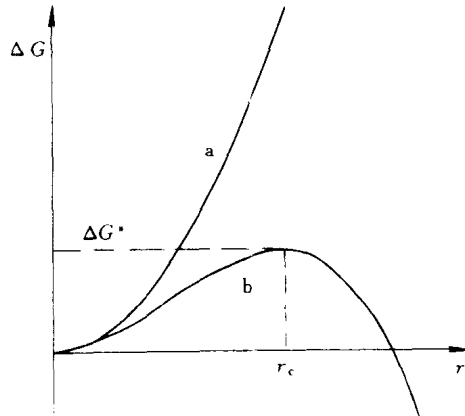


图 1.2.1 胚胎大小对应的吉布斯函数的改变

曲线 a: $e/E < 1$, 曲线 b: $e/E \geq 1$

上式也可以用图来表示。图 1.2.1 给出了 ΔG 随胚胎半径 r 的变化。曲线 a 为未饱和条件下, ΔG 恒为正,且随 r 增大而增加,因此胚胎尺度应减小,即发生蒸发,直至 $r=0$ 达到平衡。也就是在未饱和空气中形成的水滴胚胎都要蒸发掉。当水汽过饱和时即, $e/E > 1$,由图 1.2.1 中曲线 b 可见 ΔG 可正可负,当半径为 r_c 时 ΔG 有一个极大值 ΔG^* ,它是不稳定平衡点,按照使吉布斯函数减小的自发变化趋势,小于 r_c 的水滴将蒸发,大于 r_c 的水滴将凝结长大。可以从 $\frac{\partial \Delta G}{\partial r} = 0$ 求得临界半径 r_c 和对应的吉布斯函数最大值 ΔG^*

$$r_c = \frac{2M\sigma}{\rho_l RT \ln \frac{e}{E}} \quad (1.2.2)$$

$$\Delta G^* = \frac{16\pi\sigma^3 M^2}{3\left(\rho_l RT \ln \frac{e}{E}\right)^2} \quad (1.2.3)$$

式中 ρ_l 和 M 分别为水的密度和分子量, R 为通用气体常数。

由上式可得到半径 r 大小水滴的平衡水汽压 E_r , 即汤姆逊公式

$$E_r = E \exp\left(\frac{2\sigma M}{\rho_l RT r}\right) = E \exp \frac{c_r}{r} \quad (1.2.4)$$

当 $T = 273\text{K}$, $\sigma = 0.75 \times 10^{-7} \text{J/mm}^2$, $R = 8.314 \text{J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ 时 $c_r = 1.2 \times 10^{-6} \text{mm}$, 对于 $r \gg 10^{-6} \text{mm}$ 时上式作泰勒展开略去高次项有:

$$E_r = E \left(1 + \frac{c_r}{r}\right) \quad (1.2.5)$$

c_r/r 为水滴曲线率对饱和水汽压的修正, 水滴半径 r 越小, 要求的平衡水汽压越高。因此在不太高的水汽过饱和度下, 只有比较大的水滴才能生存, 不致蒸发掉。表 1.2.1 为平衡水汽压与水滴半径的关系。

表 1.2.1 各种大小水滴的平衡水汽饱和度

水滴半径 $r(\text{mm})$	10^{-6}	10^{-5}	10^{-4}	10^{-3}	10^{-2}
水汽饱和度 $S = E_r/E_\infty$	3.23	1.125	1.012	1.0012	1.0001

如果空气纯净没有杂质, 水滴胚胎将只能由水汽分子随机碰撞聚集而成。按统计物理学玻耳兹曼分布考虑, 单位体积中具有临界半径 r_c 的水滴胚胎数为

$$N = N_0 \exp(-\Delta G^*/KT)$$

式中 N_0 为饱和水汽条件下, 单位体积空气中的水汽分子数、 ΔG^* 为吉布斯函数的极大值。

在 $e/E > 1$ 条件下, 对于半径 r_c 的胚胎处于不稳定平均状态, 只要接受一个分子就会脱离平衡态而凝结长大, 即胚胎活化。单位体积中半径 r_c 水滴胚胎的活化率 J 应正比于表面积 $4\pi r_c^2$ 和单位面积上的分子碰撞率 $e/\sqrt{2\pi mKT}$, 则

$$J = Z \cdot 4\pi r_c^2 \frac{e}{\sqrt{2\pi mKT}} \cdot N_0 \exp\left(-\frac{\Delta G^*}{KT}\right) \quad (1.2.6)$$

式中 m 为水汽分子量, Z 为比例因子, 量级为 0.01。在实际大气条件下水汽过饱和值很少超过 1%, 这时胚胎尺度要大于 10^{-4}mm 才不致于蒸发掉, 而靠分子随机碰撞结合而成这么大胚胎的概率十分小, 几乎不可能。在人工条件下, 如膨胀型的威尔逊云室, 在清除外来粒子后, 可以达到百分之几百的水汽过饱和度, 而具备了均质核化的条件。

在通常大气中含有大量气溶胶粒子, 某些气溶胶粒子可以作为凝结核生成水滴的初

始胚胎,这就是水滴的异质核化过程,在大气中凝结核是形成云滴的必要条件。

2. 凝结核的作用

凝结核有不可溶性和可溶性的,它们的作用不同。

(1) 不可溶性核

有些粒子可以在表面吸附水汽形成水滴胚胎,粒子表面被水浸润的程度可以用接触角 φ 表示

$$m = \cos \varphi = \frac{\sigma_{cv} - \sigma_{cl}}{\sigma_{lv}} \quad (1.2.7)$$

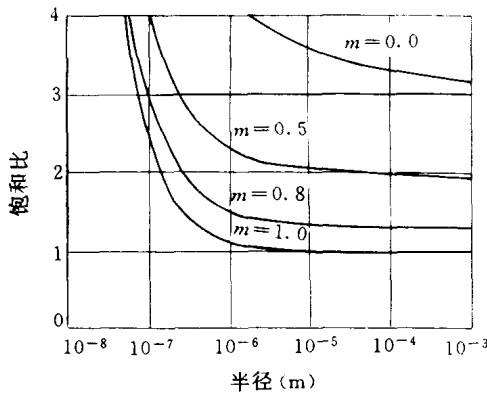


图 1.2.2 不可溶粒子的临界饱和比与尺度 r 和浸润度 m 的关系(Fletcher, 1962)

σ_{cv} , σ_{cl} 和 σ_{lv} 分别为粒子与水汽、粒子与液水和液水与水汽之间的表面张力,完全浸润的粒子 $\varphi_m = 0$, $m = 1$ 。在这种不可溶性核上生成胚胎的核化率和临界过饱和度均随浸润度 m 和核的半径 r 而变。由图可见,随 m 增加,饱和比减小。只有半径不太小的浸润性核($m \approx 1$)才能在大气中成为凝结核。

(2) 可溶性核

水溶液表面平衡水汽压低于纯水表面的饱和水汽压 E'_r , 半径 r 溶液滴表面水汽压 E'_r 与同温度下纯的平面水饱和水汽压 E_∞ 有如下的关系

$$\frac{E'_r}{E_\infty} = \exp\left(\frac{2\sigma'M'}{\rho'_1 RT r}\right) \left[1 + \frac{imM}{W\left(\frac{4}{3}\pi r^3 \rho'_1 - m\right)}\right]^{-\left(\rho_1/\rho'_1\right)} \quad (1.2.8)$$

式中 σ' , ρ'_1 为溶液的表面张力和密度, R 是通用气体常数, T 是温度, M 是水的分子量, ρ_1 为水的密度, m 为以克为单位的溶质质量, i 是范德霍夫系数,它取决于溶质的化学性质和离解程度。

近似写成

$$\frac{E'_r}{E_\infty} = 1 + \frac{A}{r} - \frac{iBM'}{r^3} \quad (1.2.9)$$

其中

$$A = \frac{2\sigma'M}{\rho'_1 RT} \quad B = \frac{3M}{4\pi\rho'_1} \quad M' = \frac{m}{W}$$

式中 W 是溶质的分子量。

可见右边第二项表示曲率的影响,它使饱和水汽压增加,第三项表示溶质的影响,它的作用是降低饱和水汽压。

对于不同盐核质量 m ,可以作出相对湿度 $f(f/100 = E'_r/E_\infty)$ 与溶液滴半径 r 的关系

曲线,即盐溶液滴的平衡相对湿度曲线(图 1.2.3),图最上面一条曲线表示纯水(不含盐)即公式右边第三项等于零,由曲线可见滴半径愈小其平衡相对湿度愈大。从其它几条曲线可见含盐水滴溶质对相对湿度的作用,即半径很小时溶质的作用显著,随半径增大其作用降低,出现相对湿度 f 的极大值,称为临界相对湿度 f_c 和临界半径 r_c 。质量大的盐核在不太大的过饱和度下便能活化达到临界半径并长大为云滴。

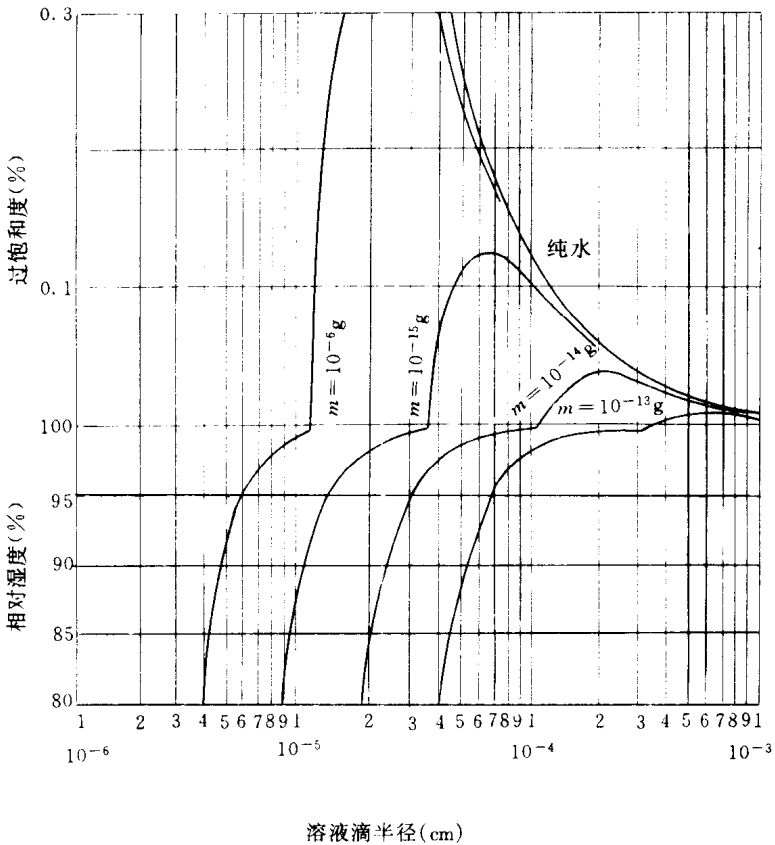


图 1.2.3 氯化钠溶液滴半径与平衡相对湿度(或过饱和度)的关系 (Mason, 1978)

大气中含有大量的处于悬浮状态的固体和液体微粒,称为气溶胶粒子,其中一部分气溶胶粒子在大气过饱和或接近饱和情况下,可以作为核心形成水滴胚胎的称为凝结核。

大气凝结核按它们的大小可以分成三类:埃根核(Aitken)、大核和巨核。它们的浓度变化很大,在海洋上空不到 1 个/cm³,而在大工业城市可大到 10⁶ 个/cm³,各地区不同天气条件下浓度也有很大差异,一般随核半径增大浓度减小,其概量见表 1.2.2 和图 1.2.4。

表 1.2.2 各类凝结核大小和浓度(个/cm³)的概量

	埃根核	大核	巨核
半径(μm)	$5 \times 10^{-3} \sim 0.2$	$0.2 \sim 1$	> 1
工业城市	10^4	10^2	1
大洋中部	$10^2 \sim 10^3$	$1 \sim 10$	1

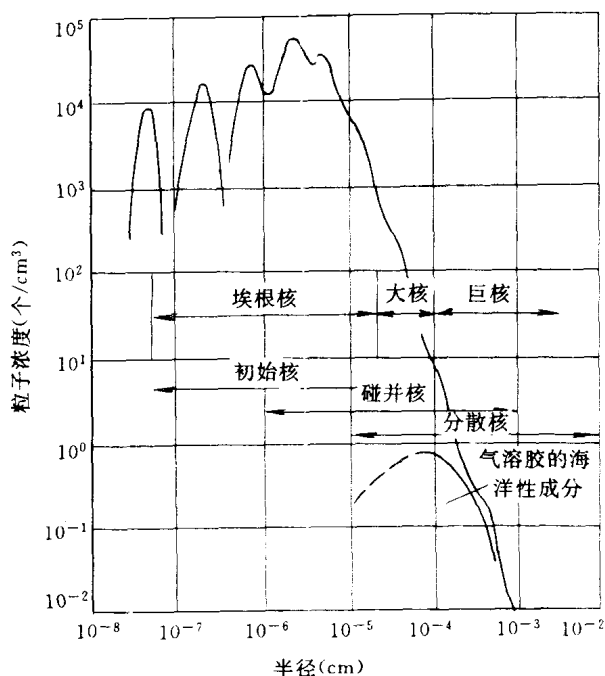


图 1.2.4 严重污染空气中的气溶胶尺度分布(Jange, 1952)

大气凝结核浓度通常要比滴浓度高得多,实际上只有其中一部分粒子被利用作为凝结核。凝结发生在具有吸湿性的较大的核上,云滴的浓度取决于在给定的水汽条件下活化的凝结核的浓度。测量表明,大陆气团中所含在 1% 过饱和度下活化的凝结核数较海洋气团中高一个量级,这与大陆性云中云滴浓度比海洋性云中高得多是相符的。

在一定水汽条件下,云滴浓度小则出现大云滴的概率增大,另一方面巨核浓度大也有利于出现大滴。在海洋上空比大陆上凝结核浓度小而巨核浓度较大,数值模拟结果表明,凝结核浓度小是出现大云滴的主要原因,巨核能较快形成大云滴。大气凝结核主要是吸湿性核也可称为可溶性核。由于溶液表面上水汽压小于纯水表面水汽压,因此在空气接近饱和时在吸湿核上便能发生凝结。

3. 静稳条件下云滴的凝结增长

云滴的凝结增长是云滴增长的一个基本过程,它是云滴胚胎生成并长大到直径 40 ~ 50 μm 云滴的重要过程。水滴的凝结增长是指水汽分子聚集到水滴表面上转变成液态而使水滴长大的过程,与此相反的是蒸发过程。

从微观上看水滴的蒸发和凝结就是水滴表面层的水分子脱离水滴和水滴周围介质中的水汽分子聚集到水滴上的过程。当介质中的水分子聚集到水滴上多于脱离的水分子时,则发生凝结,这时贴近水滴的气层中水分子浓度降低,周围具有较大浓度的水汽分子就移向水滴表面层,凝结得以继续进行。因此水滴的凝结速度取决于水汽分子向水滴表面扩散的速度,同时凝结过程中还放出潜热,使水滴温度升高阻碍凝结,而水滴表面的热量通过分子热传导向周围介质传输。因此水滴凝结增长规律实质上就是分子扩散和热传