

动力气象学

杨大升

刘余滨

刘式适 编著

气象出版社

P433
YPS

动力气象学

(修订本)

杨大升 刘余滨 刘式适 编著

气象出版社

196101

内 容 简 介

本书包括大气热力学和大气动力学的内容。全书共十八章，包括现行动力气象学教学计划全部内容，适于作大专院校气象专业的教材或教学参考书，也可供气象科技工作者阅读。

动 力 气 象 学

(修订本)

杨大升 刘余庆 刘式适 编著

气 象 出 版 社 出 版

(北京西郊白石桥路 46 号)

北京印刷一厂印刷

新华书店北京发行所发行 全国各地新华书店经售

开本 787×1092 1/16 印张：27

字数：643 千字 印数：5,501—20,500

1983年5月第二版 1983年5月第二次印刷

统一书号：13194·0011 定价：3.50元

修 订 版 序

本书发行以后,受到有关同志的热情关注,在不到一年的时间里,收到不少的来信。尤其是南京空军气象学院的欧阳子济、吕美仲等同志,从本书的编写到发行以后的试用,他们始终表示了很大的热情,给予编著者以极大的鼓励;他们以及兰州大学的程麟生同志、云南大学的卜玉康同志并作了大量的认真的检校工作,为这次修订提供了有利条件。在收集意见方面,气象出版社的同志们作了大量的富有成效的工作。还要提到的是,美国伊连诺大学麦文健(Mak ManKin)教授见到本书以后,不远万里热情地为本书提出宝贵的意见。趁本书修订再版之际,谨向他们以及其他关心本书的同志们表示深切的谢意!

这次修订再版,基本上保持原版的体系,除了纠正已发现的错误之外,在部分内容上略有增删,文字和符号方面也作了一些适当的改动。另外还对书中比较不太基本或内容较深的各节标上了*号,在教学过程中,可根据具体情况,适当省略。

这次修订再版,虽然经过了一定的努力,但难免仍有不当和错误之处,热切地欢迎读者发现之后予以指正。

作者

一九八二年四月

于北京大学

序

1961年杨大升等编写的《动力气象学》，基本上总结了那个时期以前搜集的教学材料和积累的教学经验。此后近廿年时间，动力气象学又有了新的进展，主要是将热力过程和动力过程紧密结合起来的大气运动的理论更加完善，中小尺度运动系统理论的建立，及其在实际问题中显示的巨大的能力；以及对于大气波动的更加深入地认识和所得规律在实践中卓有成效的应用。本书在原书的基础上加以改编，除了去掉现在看来显然已是比较陈旧的内容以外，增加了大气波动、稳定度理论、中纬度天气尺度系统的发生、发展机制和中小尺度运动系统的动力学基础等各章，扩充了大气运动的能量一章，并对原书中已发现的错误和部分内容进行了修订。

根据过去教学实践的经验，我们认为通过这门课程的学习，应当对有关大气运动的流体动力学的基础理论有确切的理解，并打下比较坚实的基础；在用数学、物理等基础学科理论解决具体气象问题的基本技能方面，受到一定的和比较严格的训练。因此，本书在内容的选择上尽量选用理论比较成熟的更为基础的部分，并且在编写过程中较为侧重于物理的说明。此外，除最后一章外，每章末都附有一定数量的习题，供学习时选用，借以训练理论联系实际的能力。

一般动力气象学教科书都有大气环流和数值预报的内容。考虑到这两部分内容已十分丰富，已经成为气象学的重要分科，所以本书没有包括这两部分内容，以免重复。

本书第一至九章和第十一章是刘余滨同志编写的；第十三至第十五章是刘式适同志编写的；第十章、第十二章和最后三章是杨大升同志编写的。在编写过程中，得到中央气象局有关同志的关怀和督促，对于原稿的大部分内容曾得到兄弟院校有关同志的审阅，并提出宝贵意见，又承中国科学院大气物理所周晓平同志供给原图和本校肖文俊同志绘制全书附图，谨向这些为本书作出宝贵贡献的同志们表示深切的谢意！

最后，限于编著者的学识水平，本书一定有不少的缺点和错误，恳切地欢迎读者批评指正！

作者

一九八〇年十月

于北京大学

目 录

绪论	(1)
第 一 章 大气热力学的物理基础	(2)
§ 1 描述热力系统平衡态的状态参量, 干空气状态方程	(2)
§ 2 湿度参量, 湿空气状态方程	(4)
§ 3 热力学第一定律	(6)
§ 4 准静力条件下的膨胀功, 比热	(7)
§ 5 内能和焓	(9)
§ 6 热力学第二定律, 熵	(11)
§ 7 水汽的相变和潜热, 克拉贝龙-克劳修司方程	(13)
§ 8 本章总结	(16)
习题	(17)
第 二 章 大气中的热力过程	(18)
§ 1 未饱和湿空气的绝热过程, 位温	(18)
§ 2 未饱和湿空气的多元过程	(19)
§ 3 饱和湿空气的绝热过程	(20)
§ 4 大气静力学方程	(23)
§ 5 大气绝热直减率	(25)
§ 6* 凝结高度	(27)
§ 7 绝热图解	(28)
§ 8* 等焓蒸发和凝结过程, 湿球温度和相当温度	(31)
§ 9 位假湿球温度, 位假相当温度	(33)
§ 10 本章总结	(36)
习题	(37)
第 三 章 大气层结的稳定度	(39)
§ 1 判别层结稳定度的气块法	(39)
§ 2 条件性不稳定和不稳定能量	(42)
§ 3 整个气层抬升或下沉时温度层结的变化	(44)
§ 4 判别层结稳定度的薄层法	(47)
§ 5* 挟卷过程对上升气块变温的影响	(50)
§ 6 本章总结	(54)
习题	(55)
第 四 章 大气中的辐射热量传递过程	(56)
§ 1 辐射能的量度	(56)
§ 2 热辐射的辐射和吸收定律	(59)
§ 3 太阳辐射, 没有大气影响时太阳辐射的地理和季节分布	(62)
§ 4 大气对太阳辐射的吸收和散射	(64)
§ 5 太阳辐射通过大气时的削减规律, 太阳直接辐射	(66)

§ 6	地面和大气对长波辐射的吸收	(69)
§ 7	长波辐射传递方程及其积分	(70)
§ 8	长波辐射图解	(72)
§ 9	长波有效辐射	(75)
§ 10	辐射平衡条件下的大气垂直温度场	(76)
§ 11	本章总结	(80)
	习题	(80)
第五章	大气运动的基本规律	(82)
§ 1	旋转坐标系的速度和加速度	(82)
§ 2	作用在空气微团上的外力, 运动方程的向量形式	(84)
§ 3	运动方程在球坐标系的标量形式	(87)
§ 4	连续(性)方程	(92)
§ 5	局地坐标系的运动方程和连续方程	(93)
§ 6	闭合运动方程组, 初始条件和边界条件	(95)
§ 7	大气湍流的概念和平均运动方程组	(96)
§ 8	本章总结	(99)
	习题	(100)
第六章	运动方程组的简化	(101)
§ 1	大气运动的尺度和运动的分类	(101)
§ 2	运动方程的尺度分析和简化	(102)
§ 3	连续方程和热力学方程的尺度分析和简化	(105)
§ 4	几个动力学参数及其意义	(106)
§ 5	本章总结	(107)
	习题	(108)
第七章	p 坐标系、θ 坐标系和 σ 坐标系的运动方程组	(109)
§ 1	等压面图分析, 位势高度	(109)
§ 2	z 坐标系和 p 坐标系导数的一般转换关系式	(111)
§ 3	p 坐标系的运动方程组	(114)
§ 4	θ 坐标系的运动方程组	(117)
§ 5	σ 坐标系的运动方程组	(119)
§ 6	本章总结	(122)
	习题	(122)
第八章	自由大气中的平衡运动	(124)
§ 1	地转风	(124)
§ 2	正压大气和斜压大气, 地转风随高度的变化——热成风	(126)
§ 3	自然坐标系的运动方程, 流线和轨迹曲率的关系	(132)
§ 4	梯度风	(135)
§ 5	旋衡风, 惯性风	(138)
§ 6	本章总结	(139)
	习题	(140)
第九章	地转偏差, 大范围垂直运动的计算	(142)

§ 1	地转偏差的性质和作用	(142)
§ 2	决定地转偏差的因子	(144)
§ 3	大范围垂直运动的计算	(147)
§ 4	本章总结	(151)
	习题	(152)
第十章 大气中的地转适应过程		(154)
§ 1	洋流中简单情形下的地转适应过程	(154)
§ 2	正压大气中的地转适应过程	(158)
§ 3*	斜压大气中的地转适应过程	(166)
§ 4	本章总结	(169)
	习题	(170)
第十一章 环流和涡度, 涡度方程和散度方程		(172)
§ 1	绝对环流定理, 力管	(172)
§ 2	相对环流定理	(175)
§ 3	涡度和涡度方程	(177)
§ 4	位势涡度	(183)
§ 5	散度方程及其简化	(185)
§ 6	本章总结	(187)
	习题	(188)
第十二章 中纬度天气尺度系统的发生发展机制		(191)
§ 1	倾向方程	(191)
§ 2	准地转涡度方程, 热力学方程的应用	(194)
§ 3	准地转重力位势倾向方程	(201)
§ 4	准无辐散的流函数倾向方程	(204)
§ 5	ω 方程	(207)
§ 6	发展斜压扰动的理想模式	(209)
§ 7	中纬度天气尺度扰动的发生发展	(210)
§ 8	锋和锋生	(217)
§ 9	本章总结	(220)
	习题	(222)
第十三章 大气中的波动		(224)
§ 1	波的一些基本概念	(224)
§ 2	微扰方法, 方程组与边条件的线性化	(226)
§ 3	大气声波	(232)
§ 4	大气重力波	(234)
§ 5	大气惯性波	(239)
§ 6	大气长波	(240)
§ 7	大气超长波	(244)
§ 8	大气混合波	(246)
§ 9	“噪音”和滤波	(251)
§ 10	波群与群速度	(253)

§ 11 上下游效应·····	(257)
§ 12 本章总结·····	(262)
习题·····	(261)
第十四章 大气波动的稳定度·····	(266)
§ 1 稳定度的基本概念·····	(266)
§ 2 惯性稳定度·····	(268)
§ 3 密度不连续的分界面上重力波的斜压稳定度·····	(270)
§ 4 重力惯性波的稳定度·····	(272)
§ 5 风速不连续的分界面上或切变线上大气长波的正压稳定度·····	(275)
§ 6 一般大气长波的正压稳定度·····	(278)
§ 7 一般大气长波的斜压稳定度·····	(283)
§ 8* 李雅普洛夫稳定性理论及其应用·····	(288)
§ 9* 群波对稳定度的影响·····	(292)
§ 10 本章总结·····	(294)
习题·····	(295)
第十五章 大气运动的能量·····	(296)
§ 1 大气中的主要能量形式·····	(296)
§ 2 铅直气柱中大气的能量·····	(301)
§ 3 能量方程与能量守恒定律·····	(304)
§ 4 平均能量平衡方程·····	(307)
§ 5 大气能量的平衡及转换函数·····	(311)
§ 6 大尺度运动的能量转换及循环·····	(318)
§ 7 湍流脉动增强和减弱的判据——理查孙数 Ri ·····	(323)
§ 8 大气能量与稳定度·····	(325)
§ 9 本章总结·····	(328)
习题·····	(329)
第十六章 大气中动量、热量和水汽的湍流输送过程·····	(332)
§ 1 动量、热量和水汽的湍流输送通量密度·····	(332)
§ 2 行星边界层中风速随高度的分布·····	(342)
§ 3* 地球大气平均温度场的形成·····	(352)
§ 4 本章总结·····	(357)
习题·····	(358)
第十七章 近地面层气温和土壤温度的日变化·····	(362)
§ 1 湍流热量输送过程对近地面层气温和土壤温度日变化的作用·····	(362)
§ 2* 夜间最低温度的预报·····	(371)
§ 3 气团的温度变性·····	(378)
§ 4 本章总结·····	(382)
习题·····	(383)
第十八章 中小尺度运动系统的动力学基础·····	(386)
§ 1 中小尺度运动的动力学和热力学方程·····	(386)
§ 2* 地形扰动·····	(394)

§ 3* 锋区的垂直结构.....	(398)
§ 4* 热对流.....	(403)
§ 5* 积云对流.....	(409)
§ 6 本章总结.....	(420)
参考文献.....	(422)
附 录	
主要物理常数	(423)
温度对数压力图解和埃尔色沙大气辐射图	

绪 论

动力气象学是包括大气热力学和大气动力学的气象学的一个分科。到现在，这门学科由于广泛地应用了数学和物理学各方面的成就，已经发展成为气象学的主要分科之一。尤其是最近二、三十年间，这门学科有了更为迅速的进展，无论是关于中纬度扰动的发展，还是大气环流、中小尺度运动系统以及热带环流和台风的发展过程等方面，都逐步形成了比较合理的和协调的理论，而应用这些理论于天气预报实践，形成了系统完整的数值天气预报这门学科。动力气象学的目的就在于应用热力学和流体力学的概念和原理，系统地说明关于大气热力和动力过程的基本规律，并指出这些规律的实践意义。

动力气象学和其它的气象学分科以及数学、物理等基础科学有很密切的关系。首先，动力气象学和天气学有最直接的关系。天气学是一门把有关大气运动过程发展的知识直接应用到天气预报上去的学科，因此动力气象学乃是天气学的理论基础。而且事实也正是如此，天气学的发展从一开始就是和利用动力气象学中所确立的关于地球大气的各种规律相联系的。同时，天气学也影响和推动了动力气象学的发展。天气学根据分析和综合天气资料所总结出的规律，对动力气象学提出了具体要求，指出其发展的方向，并提供了用于研究和验证理论的事实。只有在本世纪初，由于生产实践的需要，天气学有了巨大的发展以后，动力气象学才发展到现在的阶段。近年来，这两门学科在解决数值预报这个重要的实际问题，尤其表现出明显的共同发展的趋向。

还需要指出，近年来观测和实验的气象学科也和动力气象学发生了直接的关系。这些学科对动力气象学提供了大量的实际事实。同时，动力气象学也对这些实验学科具有以下的指导作用：1) 根据理论分析，指出需要进行实验研究的最重要的问题；2) 推论需用实验验证的新事实；3) 根据理论决定综合观测事实，以及设置实验和进行大气过程模型化的合理途径。

动力气象学研究天气现象或与大气环流相联系的大气的各种运动，因此数理科学中的理论力学、热力学、数学和流体动力学等都是动力气象学的理论基础。只有当这些学科有了相当程度的发展以后，动力气象学才开始了它的萌芽和发展时期，而这些学科的后来发展和近代成就，也进一步推动了动力气象学的发展。需要指出的是，流体动力学和动力气象学都研究流体运动的性质和规律，其差别只在于前者研究有关流体运动的一般动力学规律，后者则着重研究发生在旋转地球上的大气运动的特殊规律。对于地球大气的运动，大气被看作是连续的流体介质。动力气象学的目的就是应用流体动力学和热力学的规律来研究大气过程发生和发展的机制，从而最终完成预报天气和气候的任务。因此，流体动力学和动力气象学这两门学科的关系也特别密切。

到目前为止，动力气象学还是一门年青的正在发展的学科。由于影响大气运动的因素十分复杂，因此这门学科现在已经取得的成就还只不过是一些初步的结果，离开问题的最后解决还有很大的距离。不过我们相信，随着对大气运动过程认识的逐渐深入，随着数学、物理等其它科学日新月异的进展，动力气象学将对完成客观天气预报和人工影响局部天气的任务起愈来愈大的作用。

第一章 大气热力学的物理基础

大气作为一个热力系统，其中所进行的各种热力过程都必然遵循适用于一切热力系统的物理热力学规律。

本章主要阐述物理热力学的基本原理和某些基本概念，并且把它们表述成能直接用于大气系统的数学形式，以作为后面几章的物理基础。

§ 1 描述热力系统平衡态的状态参量， 干空气状态方程

热力学研究物质系统热运动在宏观方面表现出来的性质和规律。而经典热力学则主要是以宏观平衡态为基础的理论。所谓平衡态指的是，置于一定环境之中的热力系统，在不受外界影响的条件下，系统各部分的宏观性质将不随时间变化。任一有限的热力系统，在不受外界影响的条件下，总要自发地趋向平衡态，并且长久地保持下去。

为把热力学的结果用于大气，以后我们将总是假定大气处于平衡态或准平衡态之中，后者虽说不是严格的平衡态，但却以足够的精确程度接近于平衡态。

处于平衡态的系统，其状态具有确定性，于是就可以用一些宏观物理量定量地描述该系统的状态。这种表征系统物理状态的宏观物理量称作状态参量。

各部分物理性质完全相同的系统称作均匀系统或单相系统。描述一定质量的均匀系统，其状态参量一共有三个，即压强 p 、体积 V 和温度 T 。但是这三个状态参量并不是孤立的，它们之间存在着一定的函数关系

$$f(p, V, T) = 0. \quad (1.1)$$

上式称作系统的状态方程。需要指出，只有均匀系统才有状态方程，对于非均匀系统只能把它分为若干均匀部分，写出各自的状态方程。

由(1.1)可知，三个状态参量当中只须选定其中的两个，系统的状态就被完全确定。一切物理量只要是状态参量的单值函数，就称为“态函数”。因此由(1.1)，第三个参量实际上就是其它两个独立参量的态函数。至于选取哪两个作为独立参量，哪一个作为态函数，则完全是任意的。

状态方程在热力学中具有重要的意义，因为只有在给定了状态方程以后，一切热力学计算才能进行。

状态方程的具体形式不能由热力学理论推得，它取决于系统的物质性质，只能由实验来确定。

在气象学要求的精确度范围内，可以把大气视作理想气体。我们知道，含有质量为 M ，体积为 V ，压强为 p ，温度为 T 的单一成分的理想气体，由波义耳-查理 (Boyle-Charles) 定律得到的状态方程如下：

$$pV = \frac{M}{\mu} R^* T, \quad (1.2)$$

其中 R^* 称为通用气体常数, $R^* = 8.314$ 焦耳·克分子⁻¹·度⁻¹; μ 是一个克分子气体的质量——克分子量。

作为大气热力学对象的大气是多种气体的混合物。我们把不含水汽的空气称为干空气, 把包含水汽的空气称为湿空气, 当然实际的空气是湿空气。组成干空气的各种成分, 在大气可能出现的温度范围内, 总是以气态存在的, 同时从地面一直到 90 公里的高度各主要成分的比例几乎是不变的。表 1.1 列出了大气中几种主要成分的比例。水汽的情况则完全不同, 经常地发生相变, 转变成液态或固态, 含量随环境的变动很大。

表 1.1

气 体 成 分	含 量 的 百 分 数		分 子 量
	容 积	质 量	
氮(N ₂)	78.09	75.52	28.013
氧(O ₂)	20.95	23.15	31.999
氩(Ar)	0.93	1.28	39.948
二氧化碳(CO ₂)*	0.03	0.05	44.010

* CO₂ 因受燃烧和光合作用等的影响, 其浓度在近地层变动较大, 在较高层仍近似不变, 其含量比例即表中数值。

本节我们先求干空气的状态方程。根据混合理想气体的道尔顿 (Dalton) 定律(1) 混合气体的压强等于各成分的分压强之和; 2) 混合气体的各成分都遵守自己的状态方程; 3) 混合气体的各成分都完全充满整个体积), 则对于组成干空气的某一种气体有:

$$p_i V = \frac{M_i}{\mu_i} R^* T, \quad (1.3)$$

下标“i”是组成干空气的某一种气体的标号。对上式求和, 得到

$$V \sum_i p_i = R^* T \sum_i \frac{M_i}{\mu_i}.$$

因

$$\sum_i p_i = p_d$$

和

$$\sum_i M_i = M_d,$$

则

$$p_d V = R^* T \sum_i \frac{M_i}{\mu_i} = M_d R^* T \sum_i \frac{1}{\mu_i} \frac{M_i}{M_d}, \quad (1.4)$$

式中下标“d”代表干空气, p_d 、 M_d 是指干空气的压强和质量。令

$$\sum_i \frac{1}{\mu_i} \frac{M_i}{M_d} = \frac{1}{\mu_d}, \quad (1.5)$$

于是得干空气的状态方程为

$$p_d V = \frac{M_d}{\mu_d} R^* T. \quad (1.6)$$

由(1.5)可知, μ_d 为干空气的分子量, M_i/M_d 是干空气中某一成分占有的质量比(是已知量), 于是算得

$$\mu_d = \frac{1}{\sum_i \frac{1}{\mu_i} \frac{M_i}{M_d}} = 28.966.$$

(1.6)与单一的理想气体的状态方程(1.2)在形式上完全一样, 只是 μ 改成了 μ_d 。(1.6)经常被写成如下的形式:

$$p_d = \rho_d R_d T, \quad (1.7)$$

或

$$p_d \alpha_d = R_d T, \quad (1.8)$$

式中 $R_d = \frac{R^*}{\mu_d} = 2.870 \times 10^{-1}$ 焦耳·克⁻¹·度⁻¹, 是单位质量干空气的气体常数, 称作干空气的比气体常数; $\alpha_d = \frac{1}{\rho_d}$ 是单位质量干空气的容积, 称作干空气的比容。

§ 2 湿度参量, 湿空气状态方程

前面已经提到, 大气中的水汽含量随时间、空间有显著变化, 因此需要把水汽含量作为一个独立的状态参量——湿度参量。在气象学中, 为了处理不同问题时的方便, 湿度参量采用了许多不同的表述方法, 其中常用的有: 水汽压 e 、水汽密度 ρ_v 、比湿 q 、混合比 w 、相对湿度 r 和露点温度 T_d 等。在没有引出湿空气的状态方程之前, 先对这些湿度参量的概念加以说明。

水汽压 e 即水汽的压强。水汽密度 ρ_v 又称为绝对湿度, 即单位体积中的水汽质量。水汽压和水汽密度满足水汽的状态方程。在大气中, 水汽亦可近似地作为理想气体处理, 于是由(1.2),

$$eV = \frac{M_v}{\mu_v} R^* T. \quad (1.9)$$

上式也可以写作以下的常用形式:

$$e = \rho_v R_v T, \quad (1.10)$$

或

$$e \alpha_v = R_v T, \quad (1.11)$$

式中 M_v 、 α_v 分别表示水汽的质量和比容; R_v 是水汽的比气体常数, 因水汽的分子量 $\mu_v = 18.016$, 故 $R_v = \frac{R^*}{\mu_v} = 4.615 \times 10^{-1}$ 焦耳·克⁻¹·度⁻¹。

取总质量为 M 的湿空气, 其中含有质量为 M_d 的干空气和质量为 M_v 的水汽, 则

$$M = M_d + M_v. \quad (1.12)$$

比湿 q 定义为: 湿空气中含有的水汽质量与湿空气质量之比, 即

$$q = \frac{M_v}{M} = \frac{\rho_v}{\rho}, \quad (1.13)$$

式中 ρ 是湿空气的密度。

混合比 w 定义为：湿空气中的水汽质量与其中干空气质量之比，即

$$w = \frac{M_v}{M_d} = \frac{\rho_v}{\rho_d} \quad (1.14)$$

由定义， q 和 w 两者显然有以下关系：

$$q = \frac{M_v}{M} = \frac{M_v}{M_d + M_v} = \frac{w}{1+w} \quad (1.15)$$

或

$$w = \frac{q}{1-q} \quad (1.16)$$

对于绝对干燥的空气，因 $M_v = 0$ ，故 $q = w = 0$ ；而对于纯水汽， $w = \infty$ ， $q = 1$ 。在实际大气中， $w < 0.04$ ，故 $q/w > \frac{1}{1.04} \approx 0.96$ ，两者最多相差 4%，所以常可令 $w = q$ 。在大气中， q 和 w 的数值一般在 0—0.04 之间。为了方便起见， q 和 w 有时用克·千克⁻¹为单位。

把(1.7)、(1.10)代入(1.14)，

$$w = \frac{\rho_v}{\rho_d} = \frac{e/R_v T}{p_d/R_d T} = \frac{R_d}{R_v} \frac{e}{(p-e)} \quad (1.17)$$

其中 $p = p_d + e$ 为湿空气的气压， $p \gg e$ 。因

$$\frac{R_d}{R_v} = \frac{R^*/\mu_d}{R^*/\mu_v} = \frac{\mu_v}{\mu_d} \approx 0.622,$$

则

$$w = 0.622 \frac{e}{p-e} \approx 0.622 \frac{e}{p} \quad (1.18)$$

又

$$q = \frac{\rho_v}{\rho} = \frac{\rho_v}{\rho_d + \rho_v} = \frac{0.622e}{p-0.378e} \approx 0.622 \frac{e}{p} \quad (1.19)$$

相对湿度 r 定义为：实际水汽压与同温度下饱和水汽压之比，即

$$r = \frac{e}{E} \quad (1.20)$$

式中 E 是饱和水汽压，是温度的函数(参见本章§7)。 r 又可表示成

$$r = \frac{0.622e/p}{0.622E/p} = \frac{w}{w_s} = \frac{q}{q_s} \quad (1.21)$$

式中 w_s 和 q_s 是同温度下的饱和混合比和比湿。

露点温度 T_d 定义为湿空气等压冷却到使水汽饱和时的温度。这一温度愈高湿度愈大。根据定义， T_d 即是 $e = E$ 时所对应的温度。

以下讨论湿空气状态方程。已知干空气和水汽的状态方程为

$$p_d = \rho_d R_d T,$$

$$e = \rho_v R_v T,$$

两式相加得

$$p_d + e = p = (\rho_d R_d + \rho_v R_v) T. \quad (1.22)$$

令

$$\rho R = \rho_d R_d + \rho_v R_v, \quad (1.23)$$

则湿空气状态方程(1.22)成为

$$p = \rho R T, \quad (1.24)$$

式中 R 是湿空气的比气体常数。这样，方程(1.24)就和干空气状态方程(1.7)具有同一形式

了。由(1.23),

$$R = R_d \frac{\rho_d}{\rho} + R_v \frac{\rho_v}{\rho} = R_d \left(\frac{\rho - \rho_v}{\rho} + \frac{\rho_v}{\rho} \frac{R_v}{R_d} \right) = R_d \left(1 - q + \frac{1}{0.622} q \right) \\ \doteq R_d (1 + 0.608 q) \doteq R_d (1 + 0.608 w), \quad (1.25)$$

故 R 为 q 或 w 的函数。在实用中, 气体常数为变量有时并不是很方便的, 为此我们把(1.25)代入(1.24), 得

$$p = \rho R_d T (1 + 0.608 q). \\ \text{令} \quad T_v = (1 + 0.608 q) T, \quad (1.26)$$

于是

$$p = \rho R_d T_v, \quad (1.27)$$

或

$$p \alpha = R_d T_v. \quad (1.28)$$

这样, 在湿空气的状态方程中, 原是由于水汽的存在对气体常数的修正, 现已转嫁为对绝对温度 T 的修正, 因此在湿空气状态方程中仍利用干空气的气体常数。订正后的温度 T_v 称作绝对虚温。由(1.26), 绝对虚温可被理解为干空气具有湿空气的气压 p , 使此干空气的密度等于湿空气密度 ρ 时, 所对应的绝对温度。

根据虚温定义,

$$T_v - T = 0.608 q T. \quad (1.29)$$

如空气为饱和湿空气, 则此差值(订正值)只是气压和温度的函数。表 1.2 列出了 $p=1000$ 毫巴和 $p=500$ 毫巴时的饱和虚温订正值。对于未饱和湿空气的虚温订正值用相对湿度乘以对应的饱和虚温订正值即可得到。

表 1.2

温度 (°C) 气压 (毫巴)	-40	-30	-20	-10	0	10	20	30	40
1000	0.0	0.0	0.1	0.3	0.6	1.3	2.6	4.9	9.0
500	0.0	0.1	0.2	0.6	1.3	2.6	—	—	—

由表 1.2 可见, 在高温时饱和虚温订正值可达几度, 但在一般情况下, 订正值在地面不超过 $1-2^\circ\text{C}$, 在高空不超过 1°C , 因此这种订正值往往可以不计。

§ 3 热力学第一定律

能量守恒与转化定律是由大量经验事实概括起来的普遍原理, 它可以应用于任何系统和任何过程, 把它用在与热现象有关的宏观过程, 其表现形式就是热力学第一定律。

热力学第一定律, 在大气热力学中应用得最为广泛。为了准确地掌握这一定律和导出其数学表达式, 必须深刻地理解与之有关的基本概念。

做功和热量交换是系统传递能量的两种不同方式。做功时, 外界把力作用于系统(或相反), 能量是靠宏观的物理作用进行传递的; 而热量交换是靠辐射、热传导和相变时释放

或吸收潜热等微观物理作用进行能量传递的。

热量曾采用过“卡”作为单位。一卡热量相当于 4.1868 焦尔的功，称为热功当量，用 J 表示。

内能是系统内部的总能量，因为我们考虑的只是系统的热性质，则内能只包括系统内分子不规则运动的总动能和分子间的总位能。系统状态参量没有变化时，系统的内能也不会发生变化，因此，内能是态函数。

系统从状态 I 变到状态 II，内能的变化最一般的情形是通过做功和热量交换两种方式。如果以 ΔU 表示系统内能的增量，以 ΔQ 表示在这一过程中外界传递给系统的热量，以 ΔW 表示系统对外界所作的机械功，那么，

$$\Delta U = \Delta Q - \Delta W,$$

或
$$\Delta Q = \Delta U + \Delta W. \quad (1.30)$$

上式说明在任一热力过程中，系统所吸收的热量等于系统内能的增加与对外做功之和。这就是热力学第一定律。

上面所述的热力学第一定律是从狭义方面来理解的。有时也可将热力学第一定律理解为普遍的能量守恒与转化定律，这时要把内能扩展为系统内一切形式的能量，把功扩展为广义的功，即不只是机械功，还应包括其它各种形式的功。

如果系统作无限小的变化，则(1.30)成为

$$\delta Q = dU + \delta W. \quad (1.31)$$

对于单位质量的系统，对应的各量用小写字母来表示，则

$$\delta q = du + \delta w, \quad (1.32)$$

其中 u 称为比内能， du 是比内能的全微分。因为内能是态函数，只取决于系统的初终态，这在数学上就意味着这一无穷小增量即为全微分；而功和热量不是态函数，与经历的过程有关，因此不能用全微分表示，我们用“ δ ”符号表示其无穷小的改变量。

§ 4 准静力条件下的膨胀功，比热

为把热力学第一定律用于大气，需要把功、热量和内能写成对理想气体的适于计算的数学形式。本节先讨论功和热量。

在大气热力学中，只需考虑大气系统由于膨胀和压缩过程所作的功。实际膨胀过程是这样进行的，先是由于系统与外界发生力的不平衡，如外界减压，这时系统内压强大于外压强，系统膨胀，而在系统膨胀的同时，系统内也出现了力的不平衡，经过一定时间之后，系统达到新的平衡。因此，系统的膨胀过程就是破坏原来的平衡态并再建立新的平衡态的过程。于是系统在实际膨胀过程中，不能利用状态参量来描述，而功的计算也就相当复杂。为简单起见，我们引进一个理想过程，使系统在变态过程中的每一步都处于平衡态——准静态过程。当然一切实际过程都不会是这样的，但是我们可以使过程进行得如此缓慢，以致过程的每一时刻，系统都可被看作近似地处于平衡态，准静态过程就是这一无限缓慢过程的极限。把实际过程看作准静态过程，系统膨胀过程的状态就可以用状态参量来描述，而状态参量的变化就描述了过程的进行。