


〔日〕加藤进著



高层大气动力学

31.43
41-43

高层大气动力学

〔日〕加藤进 著

马淑英 李 钧 译

梁百先 校

科 学 出 版 社

1 9 8 8

8 9 9 1

内 容 简 介

本书是日本著名学者力武常次教授主编的《地球与行星科学的发展》丛书的第一卷。书中阐述了地球高层大气动力学的基本理论,着重介绍了人造卫星、大型计算机和大功率雷达出现以后,大气声重波和大气潮汐等分支学科的最新进展。第一章介绍大气运动的基本方程组;第二章介绍大气的扰动方程,详细讨论了声重波的色散关系与传播特性,以及这种波动所引起的电离层扰动;第三章介绍大气潮汐理论的最新进展,并对六十年代发展起来的经典潮汐理论从数学上作了详细的介绍;第四章介绍电离层中的电动力学;第五章详细地介绍电离层发电机理论。本书内容新颖,物理概念清晰,数学推导严谨、可作为电离层物理、地磁学和高层大气物理等专业高年级大学生和研究生的专业课教材,也可供地球物理、空间物理、大气物理和电波传播等专业的科学工作者与教学人员参考。

Susumu Kato

DYNAMICS OF THE UPPER ATMOSPHERE

Center for Academic Publications Japan, 1980

高 层 大 气 动 力 学

〔日〕加藤进 著

马淑英 李 钧 译

梁百先 校

责任编辑 侯建勤 方开文

科 学 出 版 社 出 版

北京朝阳门内大街 137 号

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

1988年9月第一版 开本: 787×1092 1/32

1988年9月第一次印刷 印张: 93/8

印数: 0001—1,020 字数: 209,000

ISBN 7-03-000416-7/O·115

定价: 4.90 元

前 言

这是一本偏重数学方法的地球高层大气动力学导论，着重介绍声重波和潮汐波及其电离层效应。在第一章中，我们介绍描述大气运动和大气层平衡状态的一些基本方程式。在第二章中，首先就等温平面大气层，考察围绕基本状态的扰动方程。然后详细考察联系波动频率与水平波长及垂直波长的色散方程，以确定波动的传播特性。接着讨论由简单源激发这些波动的几个具体例子。最后讨论这些大气波动所引起的电离层扰动。第三章专门介绍大气潮汐（非等温球面大气层的周期为一天的整数分之一的全球振荡）理论的发展。我们将详尽地从数学上介绍经典潮汐理论，因为这种理论至今仍然适用，同时对学生来说，这是一种有益的数学训练。此外，我们还将介绍潮汐理论最近的发展与观测结果。第四章概述电离层电动力学。在这一章中，将介绍一些基本的等离子体概念，重点阐述各向异性电导率和电离层电流系。最后，第五章将详尽讨论大气发电机理论，这种理论用潮汐风驱动的电离层电流系的作用来解释磁静日地磁场的扰动。

作者感到，近二十年来人们对高层大气动力学认识的许多进展，是火箭与卫星、计算机以及大功率雷达这三种技术创新的直接结果。空间飞行器使得在高层大气中进行就地测量成为可能。计算机的使用使人们有可能建立更加接近实际的高层大气动力学数学模式。

六十年代初期，建造了很大的非相干散射雷达来研究地球电离层。其后连续十多年的工作证明，这些雷达同时也是

研究中性大气层动力学的最有力的工具之一。这些地面雷达能够连续地和在大高度范围内同时测量各种电离层参量，在波动现象的研究中具有巨大的优越性。最近已表明，这些雷达还能够在大高度和中层大气中进行一些重要的测量。本书将在多处讨论这些雷达的观测结果。

本书的许多内容取自作者最初于1973年至1974年在美国洛杉矶加利福尼亚大学讲授研究生课程时的讲稿，当时作者是该大学气象学系的客座教授。

作者感到幸运的是，在编写这本书期间，美国赖斯(Rice)大学(得克萨斯州，休斯敦)的 R. M. Harper 博士正作为访问科学家在京都大学电离层研究实验室。作者非常感谢 Harper 博士仔细阅读了原始手稿并提出一些有益的建议。

作者还要感谢许多允许使用他们著作中图表的同事们。感谢京都大学电离层研究实验室的 T. Aso 博士仔细阅读了手稿，感谢该室研究助理 T. Tsuda 先生为表 3.1 和图 3.1—3.3 所作的数值计算。

作者非常感谢力武常次教授主管本书的编辑工作。作者还要向加藤夫人和 Tatsukawa 小姐表示诚挚的谢意，她们分别打印了原稿和帮助校对了参考文献与图表。

这本书的出版得到日本教育、科学与文化省的部分资助。

加藤进

符 号 表

这里只给出经常出现的符号, 其它符号在需要的地方定义. 数学公式的编号用 (i, j) 表示, 其中 i 是章的序号, j 是该章中的公式序号. 附录中的公式用 (A, i, j) 表示.

符号	定 义
a	行星半径; 对于地球, $a=6370$ 公里
f	以 2Ω 归一的频率, 即 $f=\omega/(2\Omega)$
g	重力加速度; 在地球表面 $g=9.81$ 米/秒 ²
e	电子电荷, 1.60×10^{-19} 库仑
k	波数
$m_{e, i}$	分别为电子质量和离子质量
m	马赫数, 对于音速 $m=1$, 超音速 $m>1$, 亚音速 $m<1$
m_0	ω_g/ω_s , 对于双原子气体, m_0 约为 0.9
$n_{e, i}$	分别为电子数密度和离子数密度
p	大气压强, $p_{0, 1}$ 分别表示压强的静态部分与扰动部分, $p=p_0+p_1$
r	由行星中心算起的径向距离
$s_g(x)$	符号函数, $x>0$ 时 $s_g(x)=1$, $x<0$ 时 $s_g(x)=-1$
t	时间
x, y, z	右旋笛卡儿坐标; 通常取 x 向南为正, y 向东为正, z 向上为正; z 由地面量起, $r=a+z$
B	磁通量密度; B_0 是地磁场的磁通量密度,
	$B_\theta = \frac{1}{2} B_{00} \sqrt{1+3\cos^2\theta}$
	$B_{0\theta} = -\frac{1}{2} B_{00} \sin\theta$
	$B_{0\phi} = 0$
	$B_{0z} = -B_{00} \cos\theta$
	对于与地球自转轴平行的中心偶极磁场, $B_{00}=0.63$ 高斯 $=6.3 \times 10^{-5}$ 韦伯/米 ²
C	声速, $\sqrt{\kappa RT}$
E	电场
H	大气标高, RT/g

$H(x)$	阶跃函数, $H(x) = \begin{cases} 0 & x < 0 \\ 1 & x > 0 \end{cases}$
ΔH	地球变化磁场(在 § 5.1 中), $\Delta H(\Delta H^z, \Delta H^y, \Delta H^x)$
I	地磁倾角
I	积分水平电流, $I = \int J_{z,y} dz$
J	电流密度
R	气体常数
Q	每单位时间单位质量的热量输入
T	温度, $T_{0,1}$ 分别表示温度的静态部分与扰动部分, $T = T_0 + T_1$
W	大气运动速度, $W_{0,1}$ 分别表示速度的静态部分与扰动部分, $W = W_0 + W_1$
α, β, γ	分别表示波数 k 的 x, y, z 分量
$\delta(x)$	δ 函数, $x \neq 0$ 时 $\delta(x) = 0$, 且 $\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = 1$
θ	余纬, $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$
σ	玻耳兹曼常数, 1.38×10^{-23} 焦耳/K
$\mu_{e,i}^{(1),(2),(0)}$	下标 e 和 i 分别表示电子迁移率和离子迁移率, 上标 (1), (2), (0) 分别表示佩德森迁移率, 霍耳迁移率和平行迁移率
μ_0	粘滞系数
μ_V	运动粘滞度, $\mu_V = \mu_0 / \rho_0$
$\nu_{e,i}$	分别为电子碰撞频率和离子碰撞频率
ρ	大气质量密度, $\rho_{0,1}$ 分别为密度的静态部分与扰动部分, $\rho = \rho_0 + \rho_1$
κ	定压比热与定容比热之比
$\sigma_{0,1,2}$	分别为平行电导率, 佩德森电导率与霍耳电导率
ϕ	经度, 向东为正
ω	角频率
ω_g	Brünt-Väisälä 频率*, 对于等温大气层, $\omega_g = \sqrt{(\kappa - 1)g/C}$
ω_a	声截止频率; 对于等温大气层, $\omega_a = \kappa g / (2C)$

* 又称浮力频率 (buoyancy frequency). — 译者注

∇_H
 A
 \mathbf{x}

水平面内的梯度
 重力潮汐势
 速度的散度,

$$\frac{\partial W_x}{\partial x} + \frac{\partial W_y}{\partial y} + \frac{\partial W_z}{\partial z}$$

$$= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 W_r) + \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (W_\theta \sin \theta)$$

$$\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial W_\phi}{\partial \phi} \simeq \frac{\partial W_z}{\partial z} + \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (W_\theta \sin \theta)$$

$$+ \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial W_\phi}{\partial \phi}$$

Ω
 Ω_e
 $\Omega_{e,1}$
 Ω_0

行星自转角速度
 $(|z|/\sqrt{y^2+z^2})\omega_e$
 分别为电子迴旋频率和离子迴旋频率, $eB_0/m_{e,1}$
 $\sqrt{|(m^2-m^2_0)/(m^2-1)|}\omega_e$

目 录

前言.....	iii
符号表.....	v
第一章 概论	1
§ 1.1 大气运动的基本方程.....	3
§ 1.2 流体静力学平衡.....	7
§ 1.3 大气温度分布和 Brünt-Vaisälä 频率.....	11
§ 1.4 稳定的水平运动.....	13
第二章 声重波	17
§ 2.1 等温大气层中的声重波.....	18
§ 2.2 高层大气中激发声重波的几个简单例子.....	29
§ 2.3 行进电离层扰动 (TID) 和其它观测到的 声重波现象.....	46
第三章 大气潮汐	72
§ 3.1 经典潮汐理论.....	74
§ 3.2 潮汐理论最近的发展.....	118
§ 3.3 潮汐观测.....	139
第四章 高层大气电动力学	170
§ 4.1 带电粒子的运动, 迁移率, 电流和电场.....	170
§ 4.2 风剪切效应.....	181
第五章 大气潮汐发电机	199
§ 5.1 S_q 内场与外场的分离.....	200
§ 5.2 大气发电机理论的基本内容.....	206
§ 5.3 大气发电机理论最近的发展及其与观测结	

果的比较	217
§ 5.4 传统理论的正确性	227
附录	242
参考文献	263
汉英对照主题索引	274

第一章 概 论

大气层定义为“包围一个天体的球状气体覆盖层”(牛津字典, 1923)。大气层在行星重力的作用下, 通常保持在行星周围, 近似处于流体静力学平衡状态。围绕这种平衡状态, 可能发生小的波动。本书将研究这些大气波动及其在地球高层大气中的地球物理效应。地球大气层的大部分是电中性的, 但在大约50公里高度以上, 有很小一部分是电离的。电离具有重要作用的区域, 自从1924年 Appleton 发现它们以来, 一直称为电离层。后来, 又发现电离层中不同区域具有不同的特性, 并把这些区域分别命名为D区(70—80公里), E区(80—160公里), F_1 区(160—250公里), F_2 区(250—500公里)。然而, 这些区域之间没有截然的分界。电离主要是由太阳远紫外和紫外辐射(对于E区和 F_1 , F_2 区)以及太阳软X射线辐射(对于D区和E区)引起的。高能沉降粒子也会使中性大气电离。

地球大气层还有另一种命名系统(见图1.1), 它根据温度随高度的分布把大气层划分为对流层(从地面至15公里高度, 温度下降), 平流层(15至50公里, 温度上升), 中层(50至80公里, 温度下降)和热层(80公里以上, 温度上升)。最近, 把平流层和中层(the mesosphere)统称为中层大气(the middle atmosphere)。

大气层的最外部分称为外逸层。在这里, 中性粒子几乎无碰撞地沿弹道轨道运动。外逸层起始于400公里左右的高度。

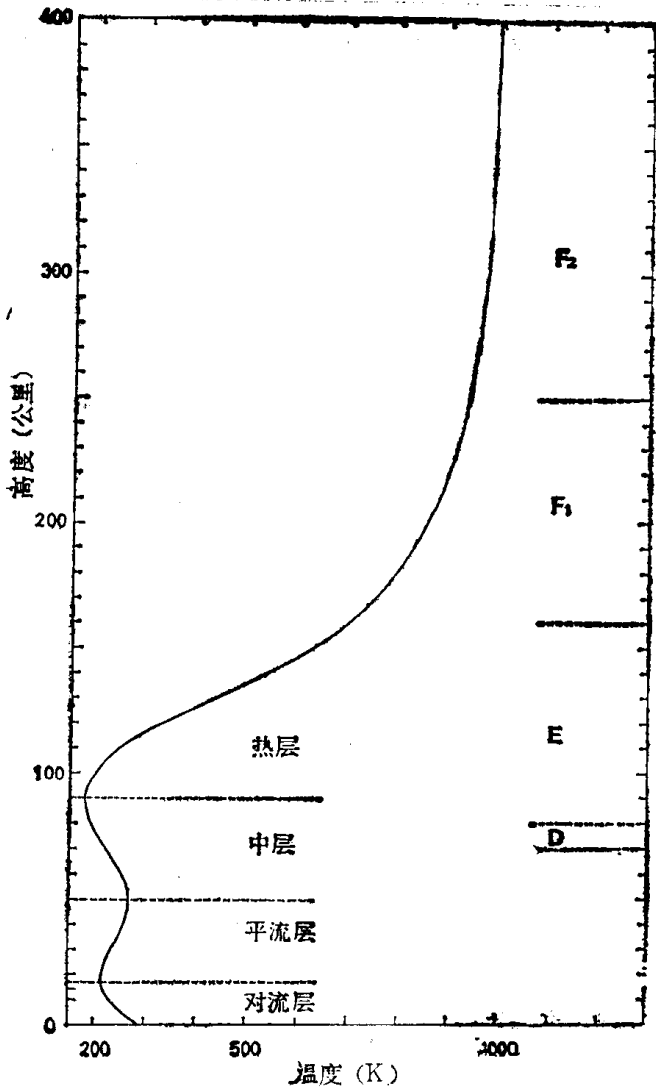


图 1.1 地球的大气层; 大气温度垂直分布 (CIRA, 1972) 和大气的分层命名

§ 1.1 大气运动的基本方程

在本书中,我们采用流体动力学方法. 大气的密度在对流层和热层之间变化非常大. 气体粒子数密度的量级在地球表面附近为 $10^{25}/\text{米}^3$,在100公里高度下降到 $10^{19}/\text{米}^3$,在400公里高度下降到 $10^{13}/\text{米}^3$. 在稀薄气体中采用流体动力学方法是否合理,与所研究的物理现象的空间尺度及时间尺度有关. 如果在比有关现象的时空特征尺度小得多的空间与时间尺度内碰撞频繁地发生,以致可以定义与宏观量(诸如密度、温度、压强、电导率等等)相应的各种平均量的话,那么就可以采用流体动力学方法. 本书讨论的主题——大气波,就属于这种范畴. 这些波动具有至少几十分钟的周期和几公里的波长. 如果我们把气体粒子看作是半径为 10^{-10} 米,以 5×10^2 米/秒的速度作随机运动的硬球,那么每个粒子与具有数密度为 $10^{13}/\text{米}^3$ 的粒子碰撞的频率大约是 $10^{-4}/\text{秒}$,在 $(10^2 \text{米})^3$ 的体积里和 10^2 秒的时间内,总的碰撞次数是 10^{15} . 在许多场合下我们可以采用流体动力学方法,甚至对于外层空间或太阳风中的非常稀薄的气体,也能采用这种方法.

我们以下的流体动力学方程为出发方程来描述大气层的运动:

$$\frac{D\mathbf{W}}{Dt} + 2(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{W}) = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{g} + \mathbf{F}, \quad (1.1)$$

式中 $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{W} \cdot \nabla$,它表示运动速度除了按 $\frac{\partial}{\partial t}$ 随时间变化外,当空气团 (air mass) 以随空间变化的速度 \mathbf{W} 运动时,运流 (advection) 项 $\mathbf{W} \cdot \nabla$ 也会引起速度随时间的变化. 算符 $\frac{D}{Dt}$ 叫做 D 算符,它表示随流微分. 在数学上, $\frac{D}{Dt}$ 的意义

是求全微商。因此，(1.1)式是单个粒子的牛顿运动方程的直接推广，这个粒子在(1.1)式右边的各种力的作用下以速度 \mathbf{W} 运动。由于我们所关心的是大气层相对于地球或行星的运动，所以采用与行星一起旋转的坐标系是很方便的。为了用角速度 Ω 旋转的坐标系描述大气层的运动，必须引入科里奥利力 $2(\Omega \times \mathbf{W})$ ，科里奥利力项在运动方程左边时也可以叫做科里奥利加速度。这个表观力使大气运动的处理变得更复杂，因为这时大气运动不再平行于外力。比较一下科里奥利力与惯性力 $\frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t}$ 的大小很容易发现，对于缓慢变化的运动，亦即频率低于 2Ω 的运动，科里奥利力起重要作用。因此，在讨论周期为一天或半天的潮汐运动时，科里奥利力是重要的。

密度 ρ 按下式随时间和空间变化：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{W}) = 0. \quad (1.2)$$

(1.2) 式表明，某点的密度随质量流 $\rho \mathbf{W}$ 的发散或汇聚情况而变化。因此，这个方程表示流体动力学中的质量守恒。如果有某种化学反应改变气体粒子的成分，那么这个方程还必须包括这种效应。但是，除了在后面将给出的离子和电子连续性方程外，在本书中一般不考虑这种情况。

(1.2) 式还可以写作

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{W} = 0.$$

热力学中的能量守恒定律指出，单位时间内，单位质量的热量输入 Q 全部消耗于使温度升高和通过压强 p 对外作功。由于空气团的运动速度随空间变化，所以这种能量守恒关系必须用算符 D 来表示：

$$Q = C_v \frac{DT}{Dt} + p \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{\rho} \right), \quad (1.3)$$

其中 C_v 是定容比热. T, ρ, p 和气体常数 R 之间有以下关系:

$$p = \rho RT. \quad (1.4)$$

这是理想气体的状态方程. 对真实大气层, (1.4) 式近似成立. 当气体变相时, 会偏离 (1.4) 式. 但是对于干燥空气 (这是我们主要关心的), 不可能发生变相. 在 (1.3) 式中, Q 既可以是正的也可以是负的热源. 辐射加热或辐射冷却, 焦耳加热或焦耳热损耗, 热传导和化学加热等等都可以是这种热源. 方程 (1.1) — (1.4) 构成了一组描述运动大气层行为所必需的方程. 另外还有一个表达式, 常用来代替 (1.3) 式. 利用 (1.4) 式消去 (1.3) 式中的 T 后可得到这个表达式:

$$\frac{Dp}{Dt} - C^2 \frac{D\rho}{Dt} = (\kappa - 1) Q \rho. \quad (1.3')$$

其中 C 是声速:

$$C = \sqrt{\kappa RT} = \sqrt{\kappa \frac{p}{\rho}}, \quad (1.5)$$

κ 是定压比热与定容比热之比, 对于双原子分子, $\kappa = 1.4$.

在高层大气, F 所代表的各种力中, 粘滞力和磁流体力是重要的, 这是因为运动粘滞性 (它正比于分子的扩散) 随高度的增加而逐渐增大, 以及在 70 公里以上大气层是电离的.

粘滞性可使大气的宏观动量消散在构成大气的各种中性粒子之中, 而离子则可通过碰撞从大气层获取动量. 在这方面, 粘滞力与磁流体力是相似的, 都对高层大气的运动起衰减作用. 可是我们将看到, 这些力还会引起其它复杂的效应. (1.1) 式 F 中的磁流体力为 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}_0 / \rho$, 其中 \mathbf{J} 是电流密度, \mathbf{B}_0 是地磁场的磁通量密度. 至于粘滞力, 其一般表达式是相当复杂的 (例如 Pitteway 和 Hines, 1963), 因为这种表达

式与运动的尺度有关并且表达式的系数随高度变化。在通常采用的对粘滞力所作的各种简化当中，有一种简化采用正比于 W 的线性形式，称为瑞利 (Rayleigh) 摩擦力。这样做，处理问题比较容易，但在某些场合会引起误解。当粘滞力和磁流体力引起动量损失时，常伴随着能量损失，即分别引起热传导和焦耳加热。这些能量损失必须以自洽的方式同时在能量方程的 Q 中也加以考虑。最近，曾试图进行过这种自洽处理，但是目前的情况还远远不能令人满意。辐射冷却在中层大气中是一种重要的热损耗机制；它的一种简单表达式是(1.3)式中的正比于温度的线性项。这称之为牛顿冷却。

为讨论动力学能量通量，由(1.1)和(1.2)式得出的下列关系式是有用的：

$$-\frac{\nabla \cdot (\rho \mathbf{W})}{\rho} = \frac{D}{Dt} \left(\frac{W^2}{2} \right) - \mathbf{g} \cdot \mathbf{W} - \mathbf{F} \cdot \mathbf{W} + \left(\frac{p}{\rho^2} \right) \left(\frac{D\rho}{Dt} \right), \quad (1.6)$$

式子右边各项分别表示单位时间内、每单位质量动能 $\frac{W^2}{2}$ 的增加，重力所作的功 $\mathbf{g} \cdot \mathbf{W}$ ，其它力所作的功 $\mathbf{F} \cdot \mathbf{W}$ ，以及压力所作的功 $\left(-\frac{p}{\rho^2} \right) \left(\frac{D\rho}{Dt} \right)$ 。(1.6)式表明，这种能量变化是由能量通量 $\rho \mathbf{W}$ 来维持的，能量通量穿过表面进入单位体积的汇聚速率是 $-\nabla \cdot (\rho \mathbf{W})$ ，因此 $-\frac{\nabla \cdot (\rho \mathbf{W})}{\rho}$ 是对单位质量占据的体积而言的能量通量的汇聚速率。

利用热能关系式(1.3)，可把(1.6)式改写为

$$Q - \frac{\nabla \cdot (\rho \mathbf{W})}{\rho} = \frac{D}{Dt} \left(\frac{W^2}{2} + \frac{1}{\kappa - 1} \frac{p}{\rho} \right) - \mathbf{g} \cdot \mathbf{W} - \mathbf{F} \cdot \mathbf{W}. \quad (1.7)$$

(1.7)式定义的每单位质量的流体能量密度为 (Lamb, 1945)

$$\frac{W^2}{2} + \frac{1}{\kappa - 1} \cdot \frac{p}{\rho} \quad (1.8)$$

(1.7)式左边的热能流与动力学能流消耗在使(1.8)式代表的能量密度的增加以及消耗在作功上。

§ 1.2 流体静力学平衡

地球大气层与其它行星大气层一样，由于总存在各种各样的扰动，事实上不可能处于静止状态。但我们仍然可以把平均状态近似看作是静止的。真实状态可以表示成叠加在这一静态之上的各种变化。忽略(1.1)式中的 $\frac{\partial}{\partial t}$, \mathbf{W} 和 \mathbf{F} , 就可以得到这种静止状态,这时(1.1)式化简为

$$\frac{dp_0}{dz} = -\rho_0 g, \quad (1.9)$$

式中脚标 0 表示静态部分。由于在水平方向没有平衡力,所以 p_0 不随经纬度变化。理想气体状态方程是 $p_0 = \rho_0 RT_0$, 其中 R 是气体常数,它等于玻耳兹曼常数 σ 对平均分子质量 \bar{m} 之比: $R = \frac{\sigma}{\bar{m}}$. 因此,将(1.9)式积分可得

$$\begin{aligned} p_0 &= p_{00} \exp\left(-\int \frac{dz}{H}\right), \\ \rho_0 &= \rho_{00} \left(\frac{T_{00}}{T_0}\right) \exp\left(-\int \frac{dz}{H}\right), \end{aligned} \quad (1.10)$$

其中 H 是标高:

$$H = \frac{RT_0}{g}, \quad (1.11)$$

ρ_{00} , p_{00} 和 T_{00} 分别是 ρ_0 , p_0 和 T_0 在参考高度 $z = 0$ 处的值。