

天气学原理和方法

(修订本)

朱乾根 林锦瑞 编著
寿绍文 唐东昇

气象出版社

修订版前言

自从本书出版以来已有十余年了。在此期间,作为一本高等院校天气学教材,得到高等院校师生和广大气象工作者的普遍采用,曾经两次印刷,目前社会仍然需求。然而,随着大气动力学研究不断发展,天气学原理不断深化,通过动力诊断分析和数值试验研究,新的天气事实不断揭示,新的大气运动规律不断发现,新的天气学概念不断提出,天气分析和预报方法也在不断更新之中,本书必须进行修订,才能反映现代天气学的发展。例如季风原本是一个经典气候学的概念,而今已逐步发展成为既是气候学又是天气动力学的概念。人们已经运用天气动力学方法揭示了许多亚洲季风的短、中期变化规律。像这样的一些内容应该及时吸收进天气学中。以上事实说明本书有修订的必要。

本书修订的原则是在基本保持本书总体系的前提下,进一步充实本科生学习所必需的天气学研究成果和分析预报方法;尽量选用新的数据图表更新旧的资料;删除一些地方性的经验以压缩篇幅。在本版中仍然遵循天气学和动力气象学紧密结合的原则,着重物理机制的分析和应用方法的介绍。为了便于读者学习,本书自成完整体系,对动力气象学在天气学后开课的学生或对不开设动力气象学课程的专业学生,可以应用此教材独立讲授。而对动力气象学在天气学前开课的学生则可删去第一章而从第二章开始讲授。这样的体系也便于自学者学习。

由于天气学实习已有专门教材,因此在本版中删去了原书第3篇的天气图分析、辅助天气图分析和高原、低纬及中小尺度天气分析。此外,将形势预报原理和方法及气象要素预报合并为一章并增加了数值预报产品的释用。由于东亚季风与我国夏季暴雨

洪涝及冬季冷涌关系密切，特增加了东亚季风环流一章。并在低纬天气过程中增加了高原影响和高原环流系统部分内容。

经过以上内容的增删和章节调整，本书从原来的十四章减为十一章，总文字压缩了1/4左右。大体上从第一章至第五章为天气学一般原理和预报方法部分，第六章至第十章为东亚和中国天气过程及与其有关的环流系统部分，最后一章为常用的诊断分析方法。

参加本次修订的除原作者朱乾根、林锦瑞和寿绍文外，还有唐东昇。

陶诗言先生、黄士松先生和党人庆教授对本书修订提供了重要的修改意见，在修订之前曾广泛征求了广大气象院校老师和气象台站天气工作者的意见，对于他们所提供的宝贵意见，在此一并致以衷心的感谢！

本书虽经修订，但由于水平有限，缺点错误仍会存在，请读者批评指正。

目 录

修订版前言

第一章 大气运动的基本特征	(1)
§1.1 影响大气运动的作用力	(1)
§1.2 控制大气运动的基本定律	(15)
§1.3 大尺度运动系统的控制方程	(33)
§1.4 “ p ”坐标系中的基本方程组	(40)
§1.5 风场和气压场的关系	(51)
第二章 气团与锋	(87)
§2.1 气团	(87)
§2.2 锋的概念与锋面的坡度	(90)
§2.3 锋面附近气象要素场的特征	(98)
§2.4 锋面分析	(121)
§2.5 锋生与锋消	(134)
第三章 气旋与反气旋	(153)
§3.1 气旋、反气旋的特征和分类	(153)
§3.2 涡度与涡度方程	(155)
§3.3 位势倾向方程与 ω 方程	(167)
§3.4 温带气旋与反气旋	(175)
§3.5 东亚气旋与反气旋	(193)
第四章 大气环流	(208)
§4.1 大气平均流场特征与季节转换	(208)
§4.2 控制大气环流的基本因子与大气环流 的基本模型	(216)
§4.3 极地环流概况	(236)

§4.4	热带环流概况	(241)
§4.5	西风带大型扰动	(247)
§4.6	急流	(274)
§4.7	东亚环流基本特征	(280)
第五章	天气形势及天气要素的预报	(288)
§5.1	天气系统及天气形势的天气学预报方法	(288)
§5.2	气象要素和天气现象的天气学预报方法	(351)
§5.3	数值预报产品的释用	(359)
第六章	寒潮天气过程	(377)
§6.1	概述	(377)
§6.2	寒潮天气系统	(380)
§6.3	寒潮天气过程	(387)
§6.4	寒潮天气过程的成因分析	(414)
§6.5	寒潮的预报	(418)
第七章	大型降水天气过程	(451)
§7.1	降水的形成与诊断	(451)
§7.2	大范围降水的环流特征	(484)
§7.3	降水的天气尺度系统	(519)
§7.4	暴雨中尺度系统	(544)
第八章	对流性天气过程	(564)
§8.1	雷暴的结构及雷暴天气的成因	(565)
§8.2	中小尺度天气系统	(580)
§8.3	对流性天气预报的物理基础	(593)
§8.4	对流性天气的预报方法	(615)
第九章	低纬度和高原环流系统	(651)
§9.1	低纬度大气运动的基本特征	(652)
§9.2	低纬度环流的基本特征	(661)
§9.3	太平洋副热带高压	(670)
§9.4	南亚高压	(683)

§9.5 赤道辐合带	(694)
§9.6 热带波动和热带涡旋	(699)
§9.7 云团	(711)
§9.8 台风	(715)
§9.9 高原影响和高原环流系统	(783)
第十章 东亚季风环流	(797)
§10.1 东亚季风环流系统	(797)
§10.2 东亚季风的形成	(815)
§10.3 东亚季风与低频振荡	(826)
第十一章 天气诊断分析	(843)
§11.1 客观分析方法	(843)
§11.2 水平流场分析	(854)
§11.3 垂直运动的诊断	(872)
§11.4 水汽通量、水汽通量散度及降水量 的计算	(896)
附表 常用数据	(906)
参考文献	(909)

第一章 大气运动的基本特征

地球大气中的各种天气现象和天气变化都与大气运动有关。大气运动在空间和时间上具有很宽的尺度谱，天气学所研究的是那些与天气和气候有关的大气运动。对这些运动，可忽略离散的分子特性，可以视大气为连续的流体介质，表征大气状态的物理变量（如气压、密度、温度）在大气连续介质中具有单一的值，这些场变量和它们的导数是空间和时间的连续函数，控制大气运动的流体力学和热力学的基本定律可以用场变量作为因变量和空间、时间作为自变量的偏微分方程表示。

大气运动受质量守恒、动量守恒和能量守恒等基本物理定律所支配。为了应用这些物理定律讨论在气象上有意义的相对于自转地球的大气运动，本章首先讨论影响大气运动的基本作用力和在旋转坐标系中所呈现的视示力（外观力），然后导出控制大气运动的基本方程组，并在此基础上分析大尺度运动系统的风场和气压场的关系，并引出天气图分析中应遵循的一些基本指导原则。

§1.1 影响大气运动的作用力

牛顿第二运动定律适用于惯性参考系，它说明单位质量空气块相对于空间固定坐标系的运动加速度等于所有作用力之和。这里所指的力是真实作用于大气的力，一般称为基本力或牛顿力，包括气压梯度力、地心引力、摩擦力等。对于相对于自转地球的大气运动而言，单位质量空气块的相对运动加速度，除决定于基本作用力外，还决定于由于坐标系随地球一起旋转所呈现出的视示力（外观力），它包括同地球旋转有关的惯性离心力和地转偏向

力。若在作用力中包含视示力，牛顿第二运动定律仍然适用于随地球一起旋转的非惯性参考系。

一、基本作用力

基本力是大气与地球或大气之间的相互作用而产生的真实力，它们的存在与参考系无关。

1. 气压梯度力

大气中任一微小的气块都被周围的大气包围着，因而气块的各个表面都受到周围气压的作用。当气压分布不均匀时，气块就会受到一种净压力的作用，作用于单位质量气块上的净压力称为气压梯度力。

为了便于导出气压梯度力的数学表达式和了解其物理意义，我们把气块视为一个微立方体，取局地直角坐标系，其体积为 $\delta V = \delta x \delta y \delta z$ (图1.1)。

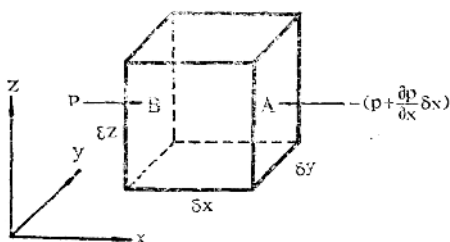


图1.1 作用于气块上的气压梯度力的 x 分量

设周围大气作用于 B 面上的压力为 $p\delta y\delta z$ ，则作用于 A 面上的压力应为 $-\left(p + \frac{\partial p}{\partial x}\delta x\right)\delta y\delta z$ (负号表示其方向与 x 方向相反)。因此，在 x 方向上周围大气作用于体积元上的净压力为此两力之和

$$p\delta y\delta z - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x}\delta x\right)\delta y\delta z = -\frac{\partial p}{\partial x}\delta x\delta y\delta z.$$

同理，在 y 方向和 z 方向作用于体积元上的净压力为：

$$-\frac{\partial p}{\partial y}\delta x\delta y\delta z \text{ 和 } -\frac{\partial p}{\partial z}\delta x\delta y\delta z.$$

作用于体积元上的总净压力为三者的向量和

$$-\left(\frac{\partial p}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial p}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial p}{\partial z}\vec{k}\right)\delta x\delta y\delta z = -\nabla p\delta x\delta y\delta z.$$

设气块的密度为 ρ ,该体积元所含的大气质量为 $m = \rho\delta x\delta y\delta z$,因而作用于单位质量气块上的净压力,即气压梯度力为:

$$\vec{G} \equiv -\nabla p\delta x\delta y\delta z / \rho\delta x\delta y\delta z = -\frac{1}{\rho}\nabla p. \quad (1.1)$$

式中 $-\nabla p$ 是由气压分布不均匀而造成的气压梯度。显然,气压梯度力是与气压梯度成正比,而不是与气压成比例。

(1.1)式表明:气压梯度力的方向指向 $-\nabla p$ 的方向,即由高压指向低压的方向;气压梯度力的大小除与气压梯度成正比外还与空气密度成反比。

2. 地心引力

牛顿万有引力定律说明,宇宙间任何两个物体之间都具有引力,其大小与两物体的质量乘积成正比,与两物体之间的距离平方成反比。如图1.2所示,有两个物体,它们的质量分别为 M 和 m ,

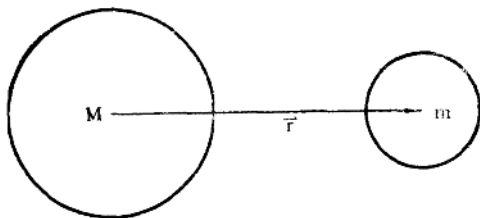


图1.2 地心引力

其间距离为 $r \equiv |\vec{r}|$ ($\vec{r}$ 的方向由 M 指向 m),那么 M 对 m 的引力,为

$$\vec{F}_g = -\frac{GMm}{r^2}\left(\frac{\vec{r}}{r}\right).$$

式中 G 为引力常数。假定 M 为地球的质量, m 为空气质块的质量,那么地球对单位质量空气的引力(称地心引力)为:

$$\frac{\vec{F}_g}{m} = -\frac{GM}{r^2} \left(\frac{\vec{r}}{r} \right) = \vec{g}^*.$$

设地球平均半径为 a (即中心至海平面的距离), z 为海拔高度,则上式可写成:

$$\begin{aligned} \vec{g}^* &= -\frac{GM}{(a+z)^2} \left(\frac{\vec{r}}{r} \right) = -\frac{GM}{a^2} \cdot \frac{1}{(1+z/a)^2} \left(\frac{\vec{r}}{r} \right) \\ &= \frac{\vec{g}_0^*}{(1+z/a)^2}. \end{aligned} \quad (1.2)$$

这里 $\vec{g}_0^* = -\frac{GM}{a^2} \left(\frac{\vec{r}}{r} \right)$,是海平面上的地心引力。在气象学应用范围内, Z 值一般仅为数十公里,而地球半径 a 竟达六千多公里,故 $g^* \approx g_0^*$,可作为常数处理。地心引力是始终作用于大气的实在的力。

3. 摩擦力

大气是一种粘性流体,它同任何实际流体一样都受内摩擦的影响。全面讨论作用于大气的摩擦力较为复杂,我们在这里仍取一微立方体形式的气块进行讨论,着重阐明其物理概念。

大气中的任一气块,当其与周围大气以不同的速度运动时,由于粘性作用,立方体的各个面都与它周围的空气互相拖拉,即互相都受到粘滞力的作用。

如图1.3所示,假设沿 x 方向的风分量 $u > 0$,并且 u 随高度线性增大,即 $\frac{\partial u}{\partial z} > 0$, $\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0$ 。在此条件下,按分子运动论的观点,任一瞬间分子的不规则运动会引起动量的上下传递,由上向下穿过任一 z 平面的分子携带较大的动量使下层的 u 增大,而向上穿过任一 z 平面的分子携带较小的动量使上层的 u 减小。从宏观力学考虑,如以 z_0 平面为参考面, z_0 面上部流体层施于该面下部流

体层一个沿 x 方向的作用力 f_{zx} （下标 zx 表示由 x 方向的风分量在 z 方向的垂直切变所引起），下部流体必施于 z_0 面上部流体层一个反作用力 $-f_{zx}$ ，这种作用力是因流体粘性引起的切变流中的粘滞力。实验表明，这种粘滞力与 u 的垂直切变和流体层间的作用面积成正比，即：

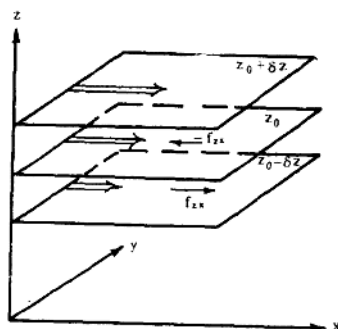


图1.3 u 随高度线性增大时的粘滞力

$$f_{zx} = \mu A \frac{\partial u}{\partial z}.$$

式中 μ 是比例常数，称为动力粘滞系数。这种力是一种表面力。令 τ_{zx} 表示作用于单位面积上的粘滞力，则：

$$\tau_{zx} \equiv \mu \frac{\partial u}{\partial z}. \quad (1.3)$$

这种单位面积上的粘滞力称为切应力或雷诺应力。

(1.3) 式表明：切应力与 $\frac{\partial u}{\partial z}$ 成正比，而不是与 u 本身成比例。

显然，在 u 随高度呈线性分布的条件下，作用于其中每一个气块上界面的切应力与作用于下界面的切应力恰好相等，且方向相反，因而没有净粘滞力。

为了考虑气块单位质量所受的净粘滞力，取一微立方体，其体积为 $\delta V = \delta x \delta y \delta z$ 。假设 u 随高度的变化如图1.4所示， $u > 0$ ，

$$\frac{\partial u}{\partial z} > 0, \quad \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} > 0.$$

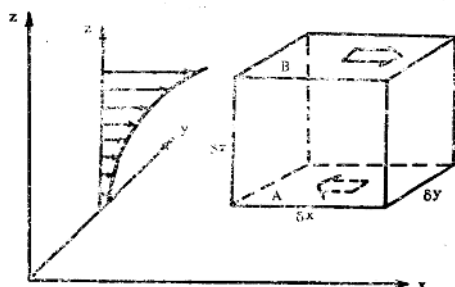


图1.4 摩擦力

由 $\frac{\partial u}{\partial z} > 0$ 可知, 周围大气作用于立方体上界面(B面)上的切应力 $(\tau_{xz})_B$ 沿 x 正方向, 周围大气作用于立方体下界面(A面)上的切应力 $(\tau_{xz})_A$ 沿 x 反方向。由于上下界面附近的垂直切变大小不同, 上下界面上的切应力大小也不相同。因此, 体积元在 x 方向受到的净粘滞力是:

$$(\tau_{xz})_B \delta x \delta y - (\tau_{xz})_A \delta x \delta y = \delta \tau_{xz} \delta x \delta y.$$

对此除以立方体的质量, 并取极限 $\delta x, \delta y, \delta z \rightarrow 0$, 得出周围大气作用于单位质量的净粘滞力:

$$F_{xz} = \lim_{\delta x, \delta y, \delta z \rightarrow 0} \frac{1}{\rho \delta x \delta y \delta z} \delta \tau_{xz} \delta x \delta y = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z}.$$

或

$$F_{xz} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right).$$

这种单位质量所受到的净粘滞力称为摩擦力。 F_{xz} 是由风的 u 分量的垂直切变决定的 τ_{xz} 在 z 方向的变化所引起的 x 方向的摩擦力。同理可得出与 v 分量和垂直速度 w 在 z 方向的变化有关的 τ_{yz} 和 τ_{zx} 在

z 方向上分布不均所引起的 y 和 z 方向的摩擦力分量:

$$F_{zy} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial z} \right),$$

$$F_{zz} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial z} \right).$$

若 μ 为常数, 三个分量式可改写为:

$$F_{xx} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad F_{zy} = \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}, \quad F_{zz} = \nu \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}.$$

式中 $\nu = \frac{\mu}{\rho}$, 称为运动学粘滞系数。显然, 水平方向的摩擦力与

$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$ 和 $\frac{\partial^2 v}{\partial z^2}$ 成正比, 而不是与 $\frac{\partial u}{\partial z}$ 和 $\frac{\partial v}{\partial z}$ 成正比, 在 z 方向上也是

与 $\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}$ 成正比。如图1.4所示, $\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} > 0$, 周围大气施于气块上界

的向右切应力大于周围大气施于气块下界向左的切应力, 其合力向右, 即 $F_{xx} > 0$, 因而摩擦力使气块得到向 x 正方向的加速度。

对于由风的水平切变引起的切应力在各方向的变化所决定的摩擦力, 可以进行类似的推导, 在笛卡儿坐标三个方向合成的摩擦力分量是:

$$F_x = \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right),$$

$$F_y = \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right),$$

$$F_z = \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right).$$

通常情况下, 这三个分量式右端的前两项远小于第三项, 前两项可以忽略不计。于是总的摩擦力可简化为

$$\vec{F} = \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \vec{i} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \vec{j} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \vec{k} \right). \quad (1.4)$$

大气是一种低粘性流体，在100km以下的大气层内 ν 很小（在海平面标准大气状态下， $\nu = 1.46 \times 10^{-5} \text{米}^2/\text{秒}$ ），除了在近地面几厘米的薄层内因风的垂直切变很大而需要考虑分子粘性外，在其它气层都可忽略分子粘滞性作用。在地面分子边界层以外，大尺度流场中到处都存在着小尺度的湍流涡旋，动量主要由湍流运动来传递。若以涡动粘滞系数代替分子粘滞系数，上述简单公式也适用于考虑湍流运动所引起的摩擦力。

二、视示力

为了观测和研究地球上的大气运动，理应选取随地球一起旋转的坐标系作为参考系。根据牛顿第一运动定律，在固定于空间的坐标系（称作惯性坐标系或绝对坐标系）中，当物体不受外力作用时，将保持静止或匀速运动。但是，相对于随地球一起旋转的坐标系呈现静止或匀速运动的物体，相对于惯性坐标系并不是静止或作匀速运动，实际上是加速运动。因此，旋转坐标系是一种非惯性参考系。在这种坐标系中，只有计入坐标系的加速度才能应用牛顿运动定律。为此需要引入按照旋转坐标系的加速效应而假想的视示力（外观力）。对于一个匀角速转动的坐标系，需要引入两个视示力，即惯性离心力和地转偏向力。

1. 惯性离心力

为了便于了解惯性离心力的意义和导出其表达式，我们引用一个简单的例子进行讨论。

我们用一根绳子牵着一个具有单位质量的球，并使其以均匀的角速度 Ω 作旋转运动，球距转动中心的距离为 R 。设在 δt 时间内，旋转角度 $\delta\theta$ （图1.5）。如果我们站在不随球一起转动的固定坐标中观察，则会看到球在作匀速圆周运动，其速度大小是不变的，但其方向不断地变化，因而其速度向量是变化的，在 δt 时间内其变化量为 $\delta\vec{V}$ ，由图可见：

$$|\delta \vec{V}| = \delta \theta |\vec{V}|.$$

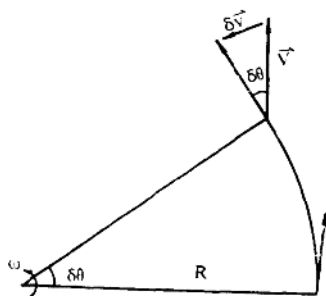


图1.5 惯性离心力

上式两边同除以 δt ，并使 $\delta t \rightarrow 0$ ，则 $\delta \vec{V}$ 的方向指向旋转中心，因而得：

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = |\vec{V}| \left| \frac{d\theta}{dt} \right| \left(-\frac{\vec{R}}{R} \right).$$

又因 $\frac{d\theta}{dt} = \Omega$ ， $|\vec{V}| = \Omega R$ 故上式可写为：

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = -\Omega^2 \vec{R}.$$

这就是在固定坐标系中所观察到的球的加速度，称为向心加速度。按照牛顿第二定律，产生向心加速度必定是有一个力作用于其上。这个力就是绳子对球的牵引力，称之为向心力。

现在，如果我们站在随球一起转动的坐标系中来观察，则发现球是静止的。但是绳子对球的牵引力是真实存在的。这就是说球受了向心力的作用，但不作加速运动，这是违背牛顿第二定律的。为了解释这种现象，我们在这转动坐标系中引进一个力，其大小与向心力相等而方向相反。由于这个力与向心力平衡，因而

球静止。这个力就叫做惯性离心力。用数学式可以表示成

$$\vec{C} = \Omega^2 \vec{R} \quad (1.5)$$

由上可见，惯性离心力不是真实存在的，而只是由于我们站在非惯性坐标系内观察运动，并企图运用牛顿第二定律来解释它的结果。

地球围绕地轴自西向东转，一天旋转一周，其角速度

$$\Omega = 2\pi/24\text{小时} = 7.29 \times 10^{-5} \text{秒}^{-1}.$$

因此，当我们站在地球上观察时（实际是位于相对坐标系中），地表上每一静止的物体都受到一惯性离心力。

2. 地转偏向力

对于相对于旋转坐标系处于静止状态的空气块，只要在作用力中包括惯性离心力，就可以在旋转坐标系中应用牛顿第二运动定律。但当空气块相对旋转坐标系运动时，除了需要引入惯性离心力外，还需要引入另一种视示力，即科里奥利力（气象上一般称为地转偏向力），才能应用牛顿第二运动定律描述旋转坐标系中的相对运动。

地转偏向力是影响旋转坐标系中大尺度运动特征的一个很重要的力。为了便于了解其性质和对大气运动特征的影响，我们取固定于地球表面上的局地直角坐标系，即原点取在某纬度 φ 处的地表面上， x 轴沿原点所在纬圈切线方向指向东， y 轴沿原点所在经圈切线方向指向北， z 轴指向当地的天顶方向，通过分析旋转坐标系的坐标平面相对惯性坐标系的旋转与气块运动中呈现偏向加速度的关系，来讨论地转偏向力的意义。

如图1.6所示，地球自转角速度 $\vec{\Omega}$ 在 x ， y ， z 方向的投影分量分别是：

$$\begin{aligned}\Omega_x &= 0, \\ \Omega_y &= \Omega \cos \varphi, \\ \Omega_z &= \Omega \sin \varphi.\end{aligned}$$

这表明： yOz 坐标平面不存在绕 x 轴的旋转，而 xOz 坐标平面以

$\Omega \cos \varphi$ 的角速度绕 y 轴旋转, xOy 坐标平面以 $\Omega \sin \varphi$ 的角速度绕 z 轴旋转。显然, 当空气块以速度 $\vec{V} (= u\vec{i} + v\vec{j} + w\vec{k})$ 相对地面运动时, 从旋转坐标系观察, 就会看到由于 Ω_x 和 Ω_z 使坐标平面相对于惯性参考系旋转, 空气块的运动相对旋转坐标平面出现偏转。为了直观显示这一特征, 可分别假设 $u > 0$ (吹西风), $v > 0$ (吹南风), $w > 0$ (上升运动) 三种情况进行讨论。

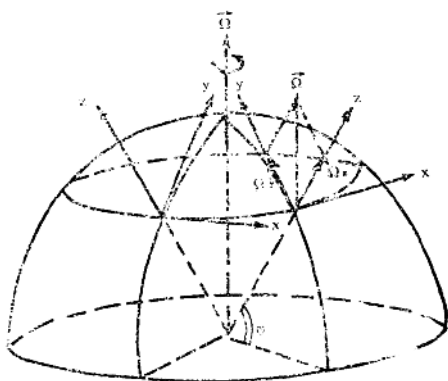


图1.6 局地直角坐标系和 $\vec{\Omega}$ 的分解

当 $u > 0$ (吹西风) 时, 若在 t_0 时刻惯性坐标系的 x_0Oy_0 平面与旋转坐标系的 xOy 平面重合, 经过 δt 时间, Ω_x 引起 xOy 平面绕 z 轴逆时针方向旋转了 $\delta\theta$ (图1.7(a)), x 轴向 x_0 轴左侧偏转, 空气块的位置相对 x 轴向右偏离了 δy 。同时, Ω_z 引起 xOz 平面绕 y 轴旋转了 $\delta\theta$ (图1.7(b)), x 轴相对 x_0 轴向 z 轴的反方向偏转, 空气块的位置偏离到 x 轴上方 δz 处。于是空气块相对旋转坐标系出现了沿 y 方向和 z 方向的偏向加速度 $\left(\frac{dv}{dt}\right)_A$ 和 $\left(\frac{dw}{dt}\right)_A$ (下标 A 表示偏向加速度)。

由图1.7可看出:

$$\delta y = u \delta t \delta\theta = u \delta t \Omega_x \delta t = u \Omega_x \delta t^2,$$