

第三章 涡旋动力学

章节引入

中纬度大气运动是准涡旋的，为了描述大气中的涡旋运动及其变化规律，要对大气基本方程组做一些处理，并引入新的物理量：环流和涡度。

3.1 环流与环流定理

3.1.1 环流

3.1.1.1 环流的定义

环流 任取定一有向物质环线 \vec{S} ，定义： $C = \oint_S \vec{V} \cdot \delta \vec{r}$ ，即沿着环线速度的积分。

意义 流体沿闭合曲线的流动趋势

展开式 $C = \oint_S \vec{V} \cdot \delta \vec{r} = \oint_S |\vec{V}| \cos \alpha \delta r$ 标量式： $C = \oint_S \vec{V} \cdot \delta \vec{r} = \oint_S u dx + v dy + w dz$

观点情况 ① 任取定：任意选取一物质环线，此环线上的质点是确定的，环线的形状位置是变化的。
② 物质环线是闭合的，环流表示流体随闭合环线运动趋势，描述了涡旋的强度，是积分量。

注意 环线方向有正负之分，沿环线走，积分区域在左侧，则为正方向。
单联通区域：以逆时针方向为正；环流大于0，称为气旋式环流；环流小于0，称为反气旋式环流。

3.1.1.2 环流形式

纬圈环流 zonal circulation, L 取为纬圈，正向为自西向东，对环流有贡献的只有纬向速度 u ，则原式变为：
 $C_1 = \oint_S u \delta x$ 称为纬向环流或者西风环流。

经圈环流 meridional circulation, L 取为由经线和垂线构成的闭合回路，规定其正方向在低层自北向南，高层自南向北，则对环流有贡献的是 v 和 w ，则有 $C_2 = \oint_S v \delta y + w \delta z$ ，称为经圈环流。例如 Hadley 环流

气旋/反气旋 水平面环流， L 为水平面上闭合流动的流线，则对环流有贡献的水平风场 $V_h(u, v)$ ，原式化为：
 $C_3 = \oint_S u \delta x + v \delta y$ 在北半球，气旋 $C_3 > 0$ ，则 C_3 称为气旋式环流，反之， $C_3 < 0$ 为反气旋式环流。

3.1.1.3 环流的应用

主要作用 由环流概念引出环流定理，用以考察环流随时间的变化，以及引起环流变化的原因，可以用来定性解释海陆风，山谷风的形成。

3.1.2 绝对环流定理

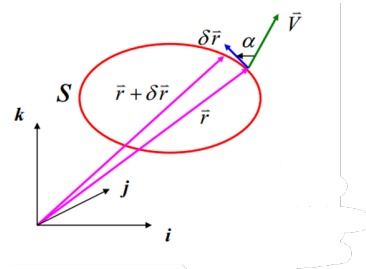
3.1.2.1 定理的推导与形式

开尔文定理 $\frac{dC_a}{dt} = \frac{d}{dt} \oint_L \vec{V} \cdot \delta \vec{r} = \oint_L \frac{d\vec{V}_a}{dt} \cdot \delta \vec{r}$ 环流的加速度=加速度的环流

环流变化 $\frac{dC_a}{dt} = \oint_L \frac{d\vec{V}_a}{dt} \cdot \delta \vec{r} = -\oint_L \frac{1}{\rho} \nabla p \cdot \delta \vec{r} + \oint_L \vec{g}^* \cdot \delta \vec{r} + \oint_L \vec{F}_r \cdot \delta \vec{r}$ $\frac{dC_a}{dt} = -\iint_A \nabla \alpha \times \nabla p \cdot \vec{n} dA + \oint_L \vec{F}_r \cdot \delta \vec{r}$

定理推导

有绝对环流： $C_a \equiv \oint \vec{V} \cdot \delta \vec{r}$ ，则 $\frac{dC_a}{dt} = \frac{d}{dt} \oint \vec{V}_a \cdot \delta \vec{r} = \oint \frac{d\vec{V}_a}{dt} \cdot \delta \vec{r} + \oint \vec{V}_a \cdot \frac{d(\delta \vec{r})}{dt}$ ，其中 $\frac{d(\delta \vec{r})}{dt} = \delta \left(\frac{d\vec{r}}{dt} \right) = \delta \vec{V}_a \Rightarrow \oint \vec{V}_a \cdot \frac{d(\delta \vec{r})}{dt} = \oint \vec{V}_a \cdot \delta \vec{V}_a = \oint \delta \frac{1}{2} \vec{V}_a^2 = 0$ 。因此 $\frac{dC_a}{dt} = \frac{d}{dt} \oint \vec{V}_a \cdot \delta \vec{r} = \oint \frac{d\vec{V}_a}{dt} \cdot \delta \vec{r}$



3.1.2.2 摩擦力

摩擦力 $\vec{F}_r = -\kappa \vec{V}$ 其中 κ 为大于零的摩擦系数，认为摩擦力正比于速度，且与其相反。

即**摩擦力的作用总是使得环流减弱**： $\frac{dC_a}{dt} = -\oint \kappa \vec{V} \cdot \delta \vec{r} = -\kappa C_a$ 。

3.1.2.3 万有引力

万有引力 $\frac{dC_a}{dt} = \oint \vec{g}^* \cdot \delta \vec{r} = -\oint \nabla \Phi_a \cdot \delta \vec{r} = -\oint \left(\frac{\partial \Phi_a}{\partial x} \cdot \delta x + \frac{\partial \Phi_a}{\partial y} \cdot \delta y + \frac{\partial \Phi_a}{\partial z} \cdot \delta z \right) = -\oint \delta \Phi_a = 0$

万有引力对环流变化没有影响。

3.1.2.4 气压梯度力：力管项

力管项 $\frac{d_a C_a}{dt} = -\iint_A \nabla \alpha \times \nabla p \cdot \vec{n} dA$ 表示积分环线 s 包围的力管数目。即**皮耶克尼斯定理**，反映了压力-密

度项(斜压性)引起环流的变化：取决于等密度面或者等比容面与等压面是否斜交。

力管项大小 由单位面积上力管数决定， $|\nabla \alpha \times \nabla p| = |\nabla \alpha| \cdot |\nabla p| \cdot \sin \gamma$ ， γ 为等压面与等比容面的交角。

正压大气中力管项为零；斜压大气中 $|\nabla \alpha| \cdot |\nabla p|$ 越大， $\sin \gamma$ 约接近 1 (交角为 90 度)，则斜压性越强。

力管项方向 即 $-\nabla p$ 到 $-\nabla \alpha$ 的旋转方向 ($-\nabla \alpha \times \nabla p = (-\nabla p) \times (-\nabla \alpha)$)，若为逆时针，则引起的环流变化为正。

力管项的推导

$$\frac{d_a C_a}{dt} = -\oint \alpha \nabla_3 p \cdot \delta \vec{r} = -\iint_A \nabla_3 \times (\alpha \nabla_3 p) \cdot \vec{n} dA = -\iint_A \nabla_3 \alpha \times \nabla_3 p \cdot \vec{n} dA - \iint_A \alpha \nabla_3 \times \nabla_3 p \cdot \vec{n} dA$$

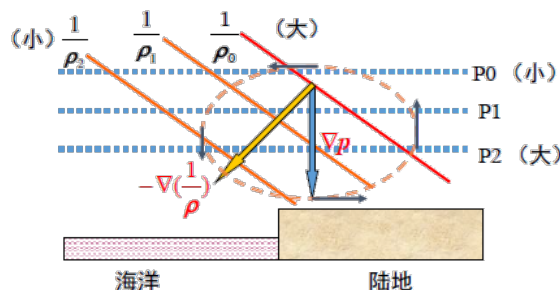
$$= -\iint_A \nabla_3 \alpha \times \nabla_3 p \cdot \vec{n} dA = -\oint \alpha dp \quad \text{其中 } A \text{ 为闭合曲线 } S \text{ 包围的面积，} \vec{n} \text{ 为 } A \text{ 上某点外法线方向。}$$

$$\text{其中：} \nabla_3 \times \nabla_3 p = \left(\frac{\partial}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{k} \right) \times \left(\frac{\partial p}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial p}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial p}{\partial z} \vec{k} \right) = 0, \nabla_3 p \cdot \delta \vec{r} = \left(\frac{\partial p}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial p}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial p}{\partial z} \vec{k} \right) \cdot (\delta x \vec{i} + \delta y \vec{j} + \delta z \vec{k})$$

热力环流

- ① 等压线基本与地表面平行
- ② 白日受太阳辐射，**陆地升温更快**，引起等密度线(红色直线)斜交，温度高，体积膨胀大，由此同一层次上，**陆地密度更小**。压力梯度向下，比容负值由大向小。涡度值垂直纸面向外。

- ③ $\frac{d_a C_a}{dt} > 0$ ，环流变化为正。



海陆风的形成

白天，低层由海洋吹向陆地；晚上，低层由陆地吹向海洋。根据静力平衡方程，等压面随高度增加向暖区倾斜；同一等压面上高温处比容大，低温比容小，等比容面随高度增加向冷区倾斜。

白天，陆地升温快，陆地温度高于海洋。如图所示 $-\nabla p$ 转向 $-\nabla \alpha$ 为逆时针，环流为正，形成气旋式环流。所以热空气上升，冷空气下沉，低层风由海洋吹向陆地，高层风由陆地吹向海洋。

注意

- ① 力管项存在的充要条件是大气的斜压性，故**斜压性是产生环流加速度的动力因素**。
- ② 斜压项的作用使得**热空气上升、冷空气下沉**。如果大气开始是静止的，则这种环流伴有的空气旋转会使得等比容面跟着旋转，最后**趋于向等压面平行**。即**大气斜压性自身存在使斜压性减弱**。
- ③ 这种环流在**大气斜压状态不变**的情况下不会无限增长。因为**摩擦作用**总是和力管的动力作用相反，并且随着环流的加大而作用加强，最后总会与力管的作用相互抵消而形成一个稳定的环流。

3.1.3 相对环流定理

定理描述 $C_a = C + C_e$ 绝对环流等于相对环流与牵连环流之和

牵连环流 $C_e = \oint (\vec{\Omega} \times \vec{r}) \cdot d\vec{r} = \iint_A \nabla_3 \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}) \cdot \vec{n} dA$ 其中 $\nabla_3 \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}) = \nabla_3 \times (\vec{\Omega} \times \vec{R}) = \nabla_3 \times \vec{V}_e = 2\vec{\Omega}$

具体推导

为方便推导，建立以地轴为 Z 轴的坐标系：

$$\nabla \times (\vec{\Omega} \times \vec{R}) = \nabla \times [\Omega \vec{k} \times (x\vec{i} + y\vec{j})] = \Omega \nabla \times (-y\vec{i} + x\vec{j}) = 2\Omega \vec{k} = 2\vec{\Omega}$$

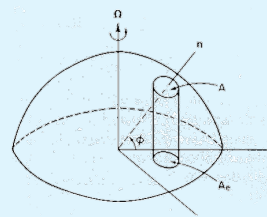
相对定理 $\frac{dC_a}{dt} = - \iint_A \nabla \alpha \times \nabla p \cdot \vec{n} dA - 2\Omega \frac{dA_e}{dt} + \oint \vec{F}_r \cdot \delta \vec{r}$ 力管项+惯性项+摩擦项

具体推导

$$C_e = \iint_A \nabla_3 \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}) \cdot \vec{n} dA = \iint_A 2\vec{\Omega} \cdot \vec{n} dA = \iint_A 2\Omega \sin \phi dA$$

$$= \iint_A 2\Omega dA_e = 2\Omega A_e \text{ 其中 } \phi \text{ 是 } \vec{n} \text{ 与赤道平面的交角；} A_e \text{ 为环线在}$$

赤道平面上的投影面积。又有 $C = C_a - C_e = C_a - 2\Omega A_e$ ，故将 C_a 表达式代入，即得相对环流定理。

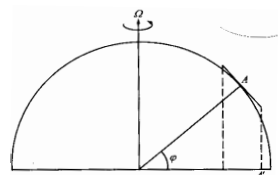


物理意义

若为水平环流，由地球旋转所引起的环流变化： $\frac{dC}{dt} = -2\Omega \frac{dA_e}{dt} = -2\Omega \frac{d(A \sin \phi)}{dt}$ 。

(\vec{n} 与赤道平面的夹角为纬度) 环线包围的面积变化与辐合辐散有关；

纬度改变和南北运动有关。展开有： $C_2 - C_1 = -2\Omega(A_2 \sin \phi_2 - A_1 \sin \phi_1)$



应用案例

假设中心在赤道上半径为 100 千米的圆形区域内的空气，起始时相对于地球是静止的，如果这个圆形气团沿着一等压面不变半径移向北极，则到北极时将以何速度作何运动？

围绕周线的环流将是： $C = -2\Omega \pi r^2 (\sin \frac{\pi}{2} - \sin 0)$ 因而在半径 $r = 100$ 千米处的平均切线速度为：

$$V = \frac{C}{2\pi r} = -\Omega r \approx -7 \text{ m/s} \text{ 表明到达北极时，气团将以 } 7 \text{ m/s} \text{ 的速度做顺时针运动。}$$

总结

导致环流强弱变化的物理因子：

- ① 摩擦力总是使得环流减弱 ② 大气的斜压性 ③ 水平辐合辐散 ④ 气团的南北运动

3.2 涡度与涡度方程

3.2.1 涡度

涡度定义 $\vec{\zeta} = \nabla \times \vec{V} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \partial/\partial x & \partial/\partial y & \partial/\partial z \\ u & v & w \end{vmatrix} = \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) \vec{i} + \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) \vec{j} + \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \vec{k} = \xi \vec{i} + \eta \vec{j} + \zeta \vec{k}$

注意

① 刚体的运动形式有平动和转动；流体的运动形式有平动，转动和形变，涡度表示的是流体涡旋运动的强度；散度表示形变运动的强度。

② 涡度是一个矢量。

③ 可以证明： $\vec{\zeta} = 2\vec{\omega}$ ，涡度 = 2 倍角速度。牵连涡度为： $\nabla \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}) = \nabla \times (\vec{\Omega} \times \vec{R}) = \nabla \times \vec{V}_e = 2\vec{\Omega}$

对于地球旋转所导致的牵连涡度，为地球旋转角速度的两倍。

3.2.2 环流和涡度的关系

关系式 $C = \oint \vec{V} \cdot d\vec{r} = \iint_A \nabla \times \vec{V} \cdot \delta \vec{A} = \iint_\sigma \vec{n} \cdot \nabla \times \vec{V} \delta\sigma$ (stokes 定理)

沿任意闭合环线上的环流，等于环线所包围面积上涡度法向分量的积分。

对该式取面积趋于零的极限： $\lim_{\delta\sigma \rightarrow 0} \frac{\delta C}{\delta\sigma} = (\nabla \times \vec{V}) \cdot \vec{n} = \vec{\zeta}$

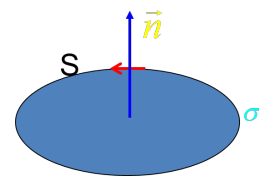
所以，涡度在方向 \vec{n} 的分量就等于单位面积上的环流，可认为涡度是对流体转动的微观度量。

涡度：流体旋转程度的微观表达

环流：流体旋转程度的宏观表达

环流与涡度 ① 环流是拉氏观点：任意选取一物质环线，此环线上的质点是确定的，环线的形状位置是变化；物质环线闭合，环流表示流体随闭合环线运动的趋势；环流是积分量，是标量。

② 涡度是欧氏观点：是微分量，是矢量。



3.2.3 大尺度大气涡旋运动

涡度简化 大尺度大气运动是准水平运动，所以涡度主要是在垂直方向上，即： $\vec{\zeta} \approx \zeta \vec{k}, \zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$

绝对涡度 绝对涡度 = 相对涡度 + 牵连涡度(地转涡度) $\zeta_a = \zeta + f$ $f = 2\Omega \sin \varphi$ (行星涡度的垂直分量)

推导

$$\zeta_a = (\nabla \times \vec{V}_a) \cdot \vec{k} = (\nabla \times \vec{V}) \cdot \vec{k} + 2\vec{\Omega} \cdot \vec{k} = \zeta + 2\vec{\Omega} \cdot \vec{k} \quad \text{涡度的垂直分量: } (\nabla \times \vec{V}) \cdot \vec{k} = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = \zeta$$

$$\text{行星涡度的垂直分量: } 2\vec{\Omega} \cdot \vec{k} = 2\Omega \sin \varphi \equiv f \text{ 最终得到 } \Rightarrow \zeta_a = \zeta + f$$

天气学意义 表征涡旋运动强度的物理量，如涡度代表天气系统的强度。

注意：不论南北半球，气旋性环流涡度为正，反气旋性环流涡度为负。

自然坐标系 $\zeta = V \frac{\partial \beta}{\partial s} - \frac{\partial V}{\partial n} = \frac{V}{R_s} \text{曲率涡度} - \frac{\partial V}{\partial n} \text{切变涡度} = VK_s - \frac{\partial V}{\partial n}$

曲率涡度 表示由于流线(或等高线)弯曲造成的涡度，风速愈大，曲率愈大，涡度就愈大。

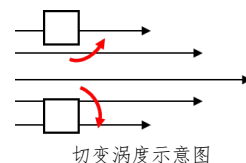
气旋性弯曲时，曲率涡度为正；反气旋性弯曲时，曲率涡度为负；等高线平直，曲率涡度为零。

切变涡度 速度在法线方向分布不均匀也就是等高线沿着法线方向分布不均匀。急流附近切变涡度较为明显。

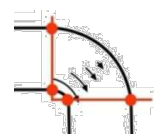
急流轴的两侧：北侧具有正的切变涡度 $-\frac{\partial V}{\partial n} > 0$ ，南侧具有负的切变涡度 $-\frac{\partial V}{\partial n} < 0$ ，导致高空辐散

注意 弯曲流场的涡度可能等于零。只要流体微团的环流保持不变。

$$\oint_L \vec{V} \cdot d\vec{l} = 0 \quad \zeta = \frac{V}{R_s} - \frac{\partial V}{\partial n} = -\frac{a}{R^2} + \frac{a}{R^2} = 0$$



切变涡度示意图



3.2.4 涡度与散度

3.2.4.1 速度势函数 χ

定义 据矢量分析知识，任意一函数的梯度，取旋度恒等于零 $\nabla \times \nabla \chi \equiv 0$

对于无旋流动，必定存在一个函数 $\chi(x, y, z, t)$ 满足如 $\vec{V} = -\nabla \chi$ 无旋流动的速度矢总可以用函数 χ 的

梯度来表示，把函数 $\chi(x, y, z, t)$ 叫做速度的(位)势函数。 $u = -\frac{\partial \chi}{\partial x}, v = -\frac{\partial \chi}{\partial y}, w = -\frac{\partial \chi}{\partial z}$

散度 假如流体的散度为： $D = \nabla \cdot \vec{V} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}$ 又有 $\vec{V} = -\nabla \phi$

根据势函数的定义有： $D = -\nabla^2 \chi$ (泊松方程) 其中 $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ 为三维拉普拉斯算子

如果 $\nabla^2 \chi = 0$ ，则称其为拉普拉斯方程

3.2.4.2 速度流函数 ψ

定义 考虑二维无辐散流动，即满足
$$\begin{cases} w = 0 \\ u = u(x, y, t), \quad v = v(x, y, t) \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{\partial v}{\partial y} \Rightarrow \delta\psi = v\delta x - u\delta y$$

流速与该函数满足： $\mathbf{u} = -\frac{\partial\psi}{\partial y}, \mathbf{v} = \frac{\partial\psi}{\partial x}$ 矢量形式： $\vec{V} = -\nabla\psi \times \vec{k}$

涡度 由涡度的定义 $\zeta = \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right)$ ，可以得到用流函数来表示的涡度表达式： $\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} = \nabla^2\psi = \zeta$

可见，对流函数取拉普拉斯运算即可得到流体的涡度。

3.2.5 铅直涡度方程

小节概述 由涡度概念引出涡度方程，用以考察涡度随时间的变化，以及引起涡度变化的原因。

方程推导思路

我们想要知道涡度变化的原因，而涡度本身 $\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$ ，我们想得到 $\frac{\partial\zeta}{\partial t}$ 。同时，运动方程是已知的，故对其两边做 $\frac{\partial\vec{V}_h}{\partial t}$ ，再作 $\nabla_h \times$ ，可得最终的方程。

涡度方程
$$\frac{\partial\zeta}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \nabla\zeta - (\zeta + f)\nabla \cdot \vec{V} - \frac{\partial f}{\partial y}v + \left(\xi \frac{\partial w}{\partial x} + \eta \frac{\partial w}{\partial y}\right) + \left(\frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial \alpha}{\partial y} - \frac{\partial p}{\partial y} \frac{\partial \alpha}{\partial x}\right) + \nabla \times \vec{F}_\gamma|_z$$

相对涡度的平流变化+涡度垂直输送+散度项+β效应项+扭转项+力管项+粘性耗散项

涡度局地变化， $\frac{\partial\zeta}{\partial t} > 0$ 表示气旋性涡度增加， $\frac{\partial\zeta}{\partial t} < 0$ 表示反气旋性涡度增加。

相对平流项 相对涡度的平流变化+涡度垂直输送 $-\vec{V} \cdot \nabla\zeta = -\mathbf{u} \frac{\partial\zeta}{\partial x} - \mathbf{v} \frac{\partial\zeta}{\partial y} - \mathbf{w} \frac{\partial\zeta}{\partial z}$
相对涡度水平分布不均匀和由于大气的水平运动所引起的涡度局地变化和相对涡度垂直分布不均匀和由于大气的垂直运动所引起的涡度局地变化。

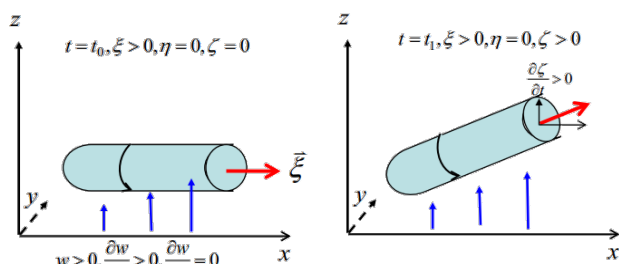
散度项 $-(\zeta + f)\nabla \cdot \vec{V}$ 对于中纬度地区大尺度运动： $\vec{\zeta} = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \propto \frac{V}{L} \approx 10^{-5} s^{-1} \ll f \approx 10^{-4} s^{-1}$ ，所以
 $-(\zeta + f)\nabla \cdot \vec{V} \approx -f\nabla_h \cdot \vec{V}$ 因此辐合导致涡度增加。

β效应项 $-\frac{\partial f}{\partial y}v = -\beta v$ 科氏参数 f 随纬度变化+南北运动：向北运动，涡度减小

扭转项 $\xi \frac{\partial w}{\partial x} + \eta \frac{\partial w}{\partial y} = (\vec{\zeta} \cdot \nabla)\vec{V}|_z$ 表示垂直运动在水平方向分布不均匀，而使水平涡度 ξ, η 向垂直涡度 ζ 转变，一般很小，可以忽略。其中 $\xi = \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}\right)\hat{i}$ ， $\eta = \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}\right)\hat{j}$

力管项 $\frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial \alpha}{\partial y} - \frac{\partial p}{\partial y} \frac{\partial \alpha}{\partial x} = -\nabla \alpha \times \nabla p|_z = -\vec{k} \cdot \nabla \alpha \times \nabla p$ 力管项：单位面积上的力管数
大气的斜压性的作用，等压面和等容面相交

粘性耗散项 $\nabla \times \vec{F}_\gamma|_z$ Rayleigh 摩擦力： $\vec{F}_\gamma = -\kappa\vec{V}$ 该项总是使得涡度减小



水平涡度和垂直涡度的转换

3.2.6 大尺度运动的涡度方程

涡度方程的物理图景

简化方程
$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} = -f \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \beta v \Rightarrow \boxed{\frac{d_h \zeta}{dt} = -f \nabla_h \cdot \vec{V} - \beta v}$$

相对涡度的变化由水平辐合辐散和 β 效应引起。

$$\frac{d_h(\zeta+f)}{dt} = -f \nabla_h \cdot \vec{V} \quad \left(\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} + v \frac{\partial f}{\partial y} \text{ 由此可由上式推得} \right)$$

绝对涡度的变化由水平辐合辐散决定。

辐合辐散

辐散: $\nabla_h \cdot \vec{V} > 0$, 则 $\zeta \downarrow \Rightarrow$ 反气旋加强, 气旋减弱
辐合: $\nabla_h \cdot \vec{V} < 0$, 则 $\zeta \uparrow \Rightarrow$ 气旋加强, 反气旋减弱

辐合辐散变化 $\Rightarrow \zeta$ 变化

物理解释: 若有辐合作用, 即 V 有一分量指向圆心 \Rightarrow 科氏力 F 如图示方向 \Rightarrow 产生气旋性力矩 \Rightarrow 使气旋性转动加强; 反之, 辐散作用 \Rightarrow 产生反气旋力矩气旋性转动减弱。

南北移动

向北 $v > 0 \Rightarrow f \uparrow$, 则 $\zeta \downarrow$
向南 $v < 0 \Rightarrow f \downarrow$, 则 $\zeta \uparrow$ 系统南北运动, f 变化 $\Rightarrow \zeta$ 变化

物理解释: 假设气旋系统整体作向南的运动, 因为北边的科氏力 $>$ 南边的科氏力, 所以气旋性的力矩 $>$ 反气旋性力矩 \Rightarrow 气旋性转动加强。反之, 系统整体作向北的运动 \Rightarrow 反气旋性转动加强。

零级简化

$$\frac{d(f+\zeta)}{dt} = -(f+\zeta) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad \text{绝对涡度变化由水平散度项决定}$$

$$\Rightarrow \frac{d\zeta_a}{dt} + \zeta_a \nabla_h \cdot \vec{V} = 0 \quad \text{与连续方程: } \frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \cdot \vec{V} \text{ 形式一致, 体现了绝对角动量守恒}$$



绝对角动量守恒

水平散度 = 水平截面积的相对变化率, 即: $\nabla_h \cdot \vec{V} = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dt} \quad \frac{d\zeta_a}{dt} + \zeta_a \nabla_h \cdot \vec{V} = 0 \Rightarrow$

$$\frac{d\zeta_a}{dt} + \zeta_a \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dt} = 0 \Rightarrow \frac{d}{dt}(\sigma \zeta_a) = 0 \quad \text{因为刚体的角动量} = I\omega, I \text{ 是转动惯量, 正比于 } r^2,$$

又因为 $\sigma \propto r^2$, $\zeta_a \approx 2\omega_a$, 所以绝对角动量守恒。

例如 $(\zeta + f)\sigma = \text{Const}$ 气柱或者系统在运动过程中相对涡度变化取决于二个因素: f, σ

无辐散层

应用在无辐散层 (一般在 500hPa 左右) 即水平散度为零, 则绝对涡度守恒: $\frac{d(\zeta+f)}{dt} = 0$

故 $\frac{d\zeta}{dt} = -\frac{df}{dy} v = -\beta v$ 此时引起涡旋变化的是 β 效应项

β 效应

由于科氏参数随纬度变化 (北边 f 大), 当气块作南北运动时, 牵连涡度 f 发生变化; 为了保持绝对涡度守恒, 这时相对涡度 ζ 会发生相应的变化 (系统发生变化), 这种效应称为 β 效应。

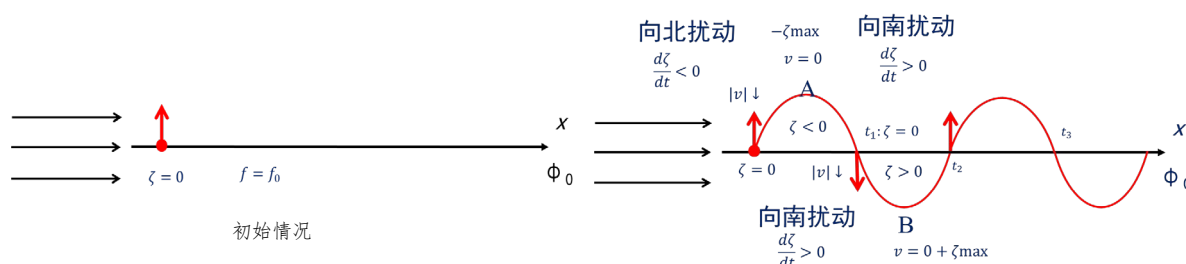
具体应用

解释均匀西风气流受扰动后呈波状轨迹的现象。

波状轨迹的解释

假设基本气流为均匀西风。初始时刻, 质点未受到扰动, $\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = 0$, $f = f_0 = 2\Omega \sin \phi_0 \Rightarrow \zeta + f = f_0$ 。

现在, 质点受到向北的扰动, 由于 β 效应, $\frac{d\zeta}{dt} < 0$, 产生反气旋式运动, 到一定时刻, 必然要产生向南的运动 ($v < 0$), 由于 β 效应, 相对涡度 $\zeta \uparrow$, 这样反气旋式曲率要逐渐转化为气旋式曲率, 所以空气微团水平运动过程中, 要维持绝对涡度守恒, 就要形成一个波状的轨迹。



3.2.7 p 坐标系中涡度方程

涡度方程 $\frac{d(f+\zeta)}{dt} = \left(\frac{\partial \omega}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial p} - \frac{\partial \omega}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial p} \right) - (f + \zeta) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)$ 绝对涡度个别变化=涡度倾侧-绝对涡度水平散度项

局地变化 $\frac{\partial \zeta}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right) - \left(u \frac{\partial f}{\partial x} + v \frac{\partial f}{\partial y} \right) - \omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} + \left(\frac{\partial \omega}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial p} - \frac{\partial \omega}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial p} \right) - (f + \zeta) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)$

涡度局地变化 = -相对涡度平流 - 地转涡度平流 - 涡度垂直输送 + 涡度倾侧项 - 绝对涡度水平散度项

- 注意
- ① 方程中少了力管项，这是由于等压面是力管的管壁。
 - ② 尽管 p 坐标涡度方程中不含力管项，但绝不意味着大气的斜压性对涡度变化不起作用，实际上，斜压性的作用隐藏在散度项中。

不同坐标系中的涡度

ζ_z 和 ζ_p 有所区别: $\zeta_z = \frac{\partial v}{\partial x} \Big|_z - \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_z$, 利用转换关系: $\frac{\partial v}{\partial x} \Big|_z = \frac{\partial v}{\partial x} \Big|_p - \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial x} \Big|_p$, $\frac{\partial u}{\partial y} \Big|_z = \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_p - \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial y} \Big|_p$, 可以得到:

$$\zeta_z = \frac{\partial v}{\partial x} \Big|_z - \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_z = \frac{\partial v}{\partial x} \Big|_p - \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_p + \rho \vec{k} \cdot [\nabla_p \phi \times \frac{\partial \vec{V}_h}{\partial p}]_{\text{小项}}, \text{ 故有 } \zeta_z \approx \zeta_p = \frac{\partial v}{\partial x} \Big|_p - \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_p$$

3.3 位势涡度方程

小节引入

描述大气完整运动需要有动力学场（环流、涡度）、热力学场（连续方程、热流量方程），如何将两者统一起来，构建一个新的约束条件？需要有位势涡度 *Potential Vorticity* 的参与。

3.3.1 位涡与位涡方程

Ertel 位涡 $\frac{1}{\rho} \vec{\zeta}_a \cdot \nabla \theta$ 由 ρ, ζ, θ 组成的综合反映大气动力学、热力学性质的物理量。

位涡方程 $\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \vec{\zeta}_a \cdot \nabla \theta \right) = \frac{1}{\rho} \left[\nabla \theta \cdot (\nabla \times \vec{F}_r) + \vec{\zeta}_a \cdot \nabla \left(\frac{Q}{c_p T} \right) \right]$ 由涡度方程、连续方程、位温方程三个方程导出。

左边包含三项: $\frac{d\rho}{dt} = \dots$ 连续方程、 $\frac{d\theta}{dt} = \dots$ 位温方程(热力学方程)、 $\frac{d\vec{\zeta}_a}{dt} = \dots$ 涡度方程(运动方程)

右边包含摩擦力在位温梯度上的投影项、非绝热加热项。

守恒条件 绝热无摩擦 $\vec{F}_r = 0; Q = 0 \Rightarrow \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \vec{\zeta}_a \cdot \nabla \theta \right) = 0$, 得到位涡守恒。

干绝热: 空气微团位温守恒, 空气微团沿等位温面运动。

3.3.2 大尺度大气运动

条件假设 大尺度大气运动, 且是均质大气。

方程变形 因为铅直涡度大 $\vec{\zeta} = \zeta \vec{k}$, $\rho = \text{Const}$, $\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \vec{\zeta}_a \cdot \nabla \theta \right) = 0$

$$\text{可化为 } \frac{d}{dt} \left(\zeta_a \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) = 0$$

公式 绝热: 上(下)层空气位温守恒: 由于干绝热位温守恒,

$$\text{上层 } \frac{d\theta_2}{dt} = 0, \text{ 下层 } \frac{d\theta_1}{dt} = 0, \frac{d}{dt} \left(\zeta_a \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) = 0 \xrightarrow{\frac{\partial \theta}{\partial z} \sim \frac{\theta_2 - \theta_1}{H}} \frac{d}{dt} \left(\frac{\zeta_a}{H} \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{\zeta + f}{H} \right) = 0$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\zeta_a \sigma}{\tau} \right) = \frac{1}{\tau} \frac{d}{dt} (\zeta_a \sigma) = 0 \Rightarrow \frac{d}{dt} (\zeta + f) \sigma = 0$$

均质大气情形, 位涡守恒可以化为涡度方程 (纯动力过程)

