第三章 气旋与反气旋

章节概述 本节讲授涡度方程、位势倾向方程、ω方程的物理意义及其在分析温带气旋与反气旋发展机制方面的定性应用；影响我国的温带气旋、反气旋的结构特征与活动规律；用位势涡度守恒原理解释天气系统在上山、下山时强度的变化；并用地转适应的观点解释气旋发展。

3.1 气旋、反气旋的特征和分类

气旋 气旋是占有三度空间的，在同一高度上中心气压**低于**四周的流场中的涡旋。涡旋中的空气在**北半球逆时针旋转，在南半球顺时针旋转**。**在北半球具有正的涡度，南半球具有负的涡度。**

反气旋 反气旋是占有三度空间的，在同一高度上中心气压**高于**四周的流场中的涡旋。涡旋中的空气在**北半球顺时针旋转，在南半球逆时针旋转**。**在北半球具有负的涡度，南半球具有正的涡度。**

3.1.1 气旋和反气旋的水平尺度

尺度定义 气旋、反气旋的水平尺度以最外围的闭合等压线的直径长度来表示，反气旋尺度大于气旋。

气旋尺度 平均而言，气旋：$1000km - 3000km$，东亚气旋比欧洲和北美的水平尺度小

反气旋尺度 大者面积可达亚洲大陆的$3/4$

3.1.2 气旋和反气旋的强度

强度定义 使用**中心气压值**表征。气旋中心气压值越低，气旋越强；反气旋中心气压值越高，反气旋越强

气旋可以表述为加强或加深发展(等高面低于周围)，但反气旋只能说加强。

强度范围 气旋：$970 - 1010hPa$ 反气旋：$1020 - 1030hPa$

平均而言，温带的气旋和反气旋冬季强于夏季，海上的气旋强于陆上的，陆上的反气旋强于海上的。

3.1.3 气旋和反气旋的分类

气旋 地理区域：**热带气旋**和**温带气旋**

热力性质：**锋面气旋**(有温度对比)和**无锋气旋**(无温度对比，如台风、热低压)

反气旋 地理区域：**极地、温带和副热带反气旋**(西太平洋副热带高压)

热力性质：**冷性反气旋**(西伯利亚冷高压)、**暖性反气旋**(西太平洋副热带高压)

气旋与反气旋会相互转化。无锋气旋可以转化为锋面气旋(台风北上)、冷高压也可以受热变为热高压

温带气旋 源地：不是均匀分布在温带地区的。

北半球气旋源地的特点：① 1、7 月**北太平洋和北大西洋**两个气旋最大频率中心(阿留申低压、冰岛低压)、② 源地分布基本**与纬圈平行**、③ 巨大山地背风一侧及其以东地区、④ 海湾以及内陆胡泊（非绝热加热影响：冬季温度高）

东亚无论冬夏，$30\sim35N, 45\sim50N$ 生成频率最多。 与锋生带有关

3.2 涡度和涡度方程

引入 使用气压的变化率误差较大，但发现大尺度大气运动具有涡旋和准地转平衡的特点，可以用涡度衡量。

3.2.1 涡度

涡度 度量空气块**旋转程度和旋转方向**的物理量 单位：$1/s$ 量纲：$\boldsymbol{\zeta \sim V/L}$

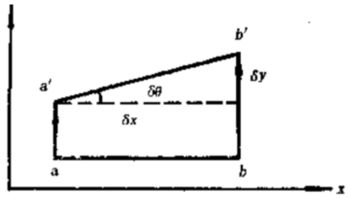
量级 $\vec{\zeta} \sim 10^{-5}$ 大尺度 $\vec{\zeta} \sim 10^{-4}$ 中尺度 $\vec{\zeta} \sim 10^{-3}$ 小尺度 $f \sim 10^{-4}$ 中高纬度

$f=2\Omega\sin\varphi$ 称为地转参数，也称为**地转涡度**，对于大尺度运动，地转涡度要更大。

公式 $\vec{\zeta}=\nabla\times\vec{V}=\begin{vmatrix}\vec{i} & \vec{j} & \vec{k}\\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z}\\ u & v & w\end{vmatrix}=\left(\frac{\partial w}{\partial y}-\frac{\partial v}{\partial z}\right)\vec{i}+\left(\frac{\partial u}{\partial z}-\frac{\partial w}{\partial x}\right)\vec{j}+\left(\frac{\partial v}{\partial x}-\frac{\partial u}{\partial y}\right)\vec{k}$ 大尺度准水平，前两项不考虑

我们关注的是 $\boldsymbol{\zeta_z=\frac{\partial v}{\partial x}-\frac{\partial u}{\partial y}}$ P坐标系中相对涡度的垂直分量 $\boldsymbol{\zeta_p=\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_p-\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_p}$

方向 **涡度的方向是指旋转轴的方向**，不在气流旋转平面。



相对涡度 $\frac{\partial v}{\partial x}$ 分量的物理意义

物理意义 涡度的物理意义：简化问题：设$u=0$ $\frac{\partial u}{\partial y}=0$ 只考虑 $\frac{\partial v}{\partial x}>0$

由于**风速分布不均匀**，原线段ab变化为$a'b'$，**平移外发生了转动**。

转动角速度有：$(v_b-v_a)\delta t=\delta x\delta\theta\Rightarrow\lim_{\delta t\to 0}\frac{\delta\theta}{\delta t}=\frac{v_b-v_a}{\delta x}\Rightarrow\frac{d\theta}{dt}=\frac{\partial v}{\partial x}$

可得$\partial v/\partial x$表示与x轴平行的气块边界转动角速度，同理$-\partial u/\partial y$表示与y轴平行的气块边界角速度。

如果把气块换为刚体，则 $\frac{\partial u}{\partial x}=-\frac{\partial u}{\partial y}$，于是 $\zeta_z=2\frac{d\theta}{dt}$，**涡度为刚体旋转角速度的两倍**。

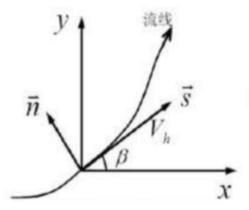
风场在空间分布不均匀，导致质点在流场中发生旋转。

3.2.1.1 绝对涡度与相对涡度

绝对涡度 $\vec{V}_a$表示绝对速度，$\vec{V}$表示空气相对于地球的相对速度，$\vec{V}_e$为牵连速度。

$\vec{V}_a=\vec{V}+\vec{V}_e\Rightarrow\vec{\zeta}_a=\vec{\zeta}+\vec{\zeta}_e$ **绝对涡度=相对涡度+地转涡度**

如果涡度没有矢量符号，则表示垂直分量



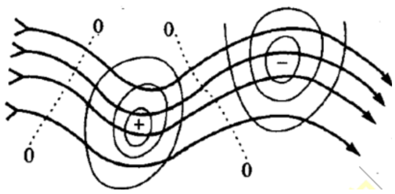
自然坐标系的转换

3.2.1.2 曲率涡度与切变涡度

自然坐标 令水平方向全风速为V_h，则有：$\vec{V}_h=V_h\vec{s}\Longrightarrow\begin{cases}u=V_h\cdot\vec{i}=V_h\cos\beta\\ v=V_h\cdot\vec{j}=V_h\sin\beta\end{cases}$

$\frac{\partial v}{\partial x}=\frac{\partial V_h}{\partial x}\sin\beta+V_h\cos\beta\frac{\partial\beta}{\partial x}$ $\frac{\partial u}{\partial y}=\frac{\partial V_h}{\partial y}\cos\beta-V_h\sin\beta\frac{\partial\beta}{\partial y}$

$\zeta=V\frac{\partial\beta}{\partial s}-\frac{\partial V}{\partial n}=\underbrace{\frac{V}{R_s}}_{曲率涡度}-\underbrace{\frac{\partial V}{\partial n}}_{切变涡度}=\boxed{VK_s-\frac{\partial V}{\partial n}}$

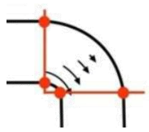


曲率涡度 表示由于**流线(或等高线)弯曲造成的涡度**，风速愈大，曲率愈大，涡度就愈大。
气旋性弯曲时，曲率涡度为正；反气旋性弯曲时，曲率涡度为负；等高线平直，曲率涡度为零。

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。



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

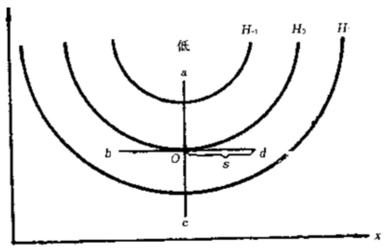
3.2.1.3 地转风涡度、热成风涡度与行星涡度

地转风涡度 以**地转风代替实际风**，得**地转风涡度**：

$\zeta_g=\frac{\partial v_g}{\partial x}-\frac{\partial u_g}{\partial y}=\underbrace{\frac{g}{f}\left(\frac{\partial^2 z}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 z}{\partial y^2}\right)}_{拉普拉斯算子}=\frac{9.8}{f}\left(\frac{\partial^2 H}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 H}{\partial y^2}\right)$

说明等高线的**不同弯曲状态**，决定了地转风**涡度的正负和大小**

二阶导数反应**等高线曲率**，如右图 $\zeta_g\approx\frac{v_d-v_b}{\Delta x}$



地转风涡度的计算

槽线上曲率涡度最大

热成风涡度 以**热成风**：$u_T=-\frac{g}{f}\frac{\partial(z_2-z_1)}{\partial y}=-\frac{g}{f}\frac{\partial h}{\partial y}$ $v_T=\frac{g}{f}\frac{\partial(z_2-z_1)}{\partial x}=\frac{g}{f}\frac{\partial h}{\partial x}$ 代入

得到：$\boldsymbol{\zeta_T}=\frac{\partial v_T}{\partial x}-\frac{\partial u_T}{\partial y}=\boldsymbol{\frac{g}{f}\left(\frac{\partial^2 h}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 h}{\partial y^2}\right)=\frac{g}{f}\nabla^2 h}$ 冷舌中有正的热成风涡度，暖舌中有负的热成风涡度

行星涡度　牵连速度代入 $\vec{V}_e = \vec{\Omega} \times \vec{R}$　取自然坐标有 $\zeta_e = \frac{V_e}{R} + \frac{\partial V_e}{\partial R} = 2\Omega$　向量形式为 $\vec{\zeta}_e = 2\vec{\Omega}$

可见行星涡度的方向与地球自转方向一致，大小是自转角速度的两倍。

绝对涡度垂直分量：$(\vec{\zeta}_a)_z = (\vec{\zeta})_z + 2\Omega \sin\phi$　$(\vec{\zeta}_a)_p = (\vec{\zeta})_p + 2\Omega \sin\phi$

其中 $f = 2\Omega \sin\varphi$ 为行星涡度的垂直分量，又称**地转参数**。 北半球$f > 0$，南半球$f < 0$

3.2.2 涡度方程（p坐标）

3.2.2.1 涡度方程的推导与公式

引入　我们想通过旋转程度来分析气旋或反气旋的增强情况，需要推导涡度与时间的关系。

推导　对运动方程 $\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + \omega\frac{\partial u}{\partial p} = -g\frac{\partial z}{\partial x} + fv$ ①　$\frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} + \omega\frac{\partial v}{\partial p} = -g\frac{\partial z}{\partial y} - fu$ ②

要凑出**涡度的表达式$\zeta_p = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$，可以对②求$x$偏导数，对①求$y$偏导数，并相减：**

$$①：\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right) + u\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right) + \frac{\partial u}{\partial x}\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial y}\frac{\partial u}{\partial y} + v\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right) + \frac{\partial \omega}{\partial y}\frac{\partial u}{\partial p} + \omega\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right) = \cancel{-g\frac{\partial^2 z}{\partial x \partial y}} + v\frac{\partial f}{\partial y} + f\frac{\partial v}{\partial y}$$

$$②：\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right) + u\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right) + \frac{\partial u}{\partial x}\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right) + \frac{\partial \omega}{\partial x}\frac{\partial v}{\partial p} + \omega\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right) = \cancel{-g\frac{\partial^2 z}{\partial x \partial y}} - u\frac{\partial f}{\partial x} - f\frac{\partial u}{\partial x}$$

$$② - ①：\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u\frac{\partial \zeta}{\partial x} + \zeta\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) + v\frac{\partial \zeta}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial x}\frac{\partial v}{\partial p} - \frac{\partial \omega}{\partial y}\frac{\partial u}{\partial p} + \omega\frac{\partial \zeta}{\partial p} = -u\frac{\partial f}{\partial x} - v\frac{\partial f}{\partial y} - f\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right)$$

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

涡度方程　$\boxed{\frac{d(f+\zeta)}{dt} = \left(\frac{\partial \omega}{\partial y}\frac{\partial u}{\partial p} - \frac{\partial \omega}{\partial x}\frac{\partial v}{\partial p}\right) - (f + \zeta)\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right)}$　**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　$\boxed{\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\left(u\frac{\partial \zeta}{\partial x} + v\frac{\partial \zeta}{\partial y}\right) - \left(u\frac{\partial f}{\partial x} + v\frac{\partial f}{\partial y}\right) - \omega\frac{\partial \zeta}{\partial p} + \left(\frac{\partial \omega}{\partial y}\frac{\partial u}{\partial p} - \frac{\partial \omega}{\partial x}\frac{\partial v}{\partial p}\right) - (f + \zeta)\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right)}$

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**

或记忆为：$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \nabla\zeta - \omega\frac{\partial \zeta}{\partial p} - \beta v + \left(\frac{\partial \omega}{\partial y}\frac{\partial u}{\partial p} - \frac{\partial \omega}{\partial x}\frac{\partial v}{\partial p}\right) - (f + \zeta)\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right)$

$\frac{\partial \zeta}{\partial t} > 0$ 表示气旋性涡度增加，反气旋涡度减小　$\frac{\partial \zeta}{\partial t} < 0$ 表示反气旋性涡度增加，气旋性涡度减小

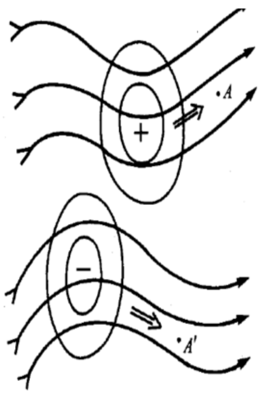
3.2.2.2 涡度方程的物理意义

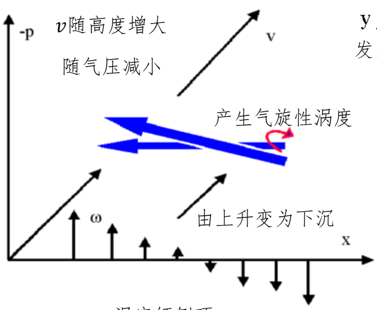
涡度倾侧项　$\left(\frac{\partial \omega}{\partial y}\frac{\partial u}{\partial p} - \frac{\partial \omega}{\partial x}\frac{\partial v}{\partial p}\right)$　**由于垂直速度在水平方向分布不均匀，使涡度水平分量转化为铅直分量**

相对涡度　相对涡度与水平散度 $-\zeta\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right)$　$\zeta > 0$时（具有气旋性涡度时），水平辐散使气旋性涡度减小

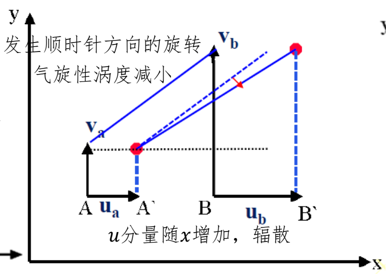
$\zeta < 0$时（具有反气旋性涡度时），水平辐散使反气旋性涡度减弱　**辐散使得旋转系统减弱**

地转涡度　地转涡度与水平散度 $-f\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right)$　辐散使反气旋性涡度增加，气旋性涡度减小；辐合使气旋性涡度增加，反气旋性涡度减小　水平辐散时，$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} > 0$ 有 $-f\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) < 0$

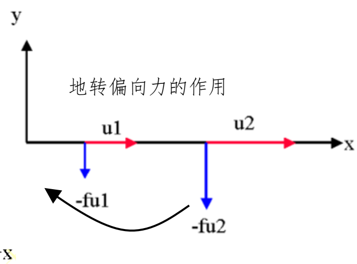




涡度倾侧项



相对涡度



地转涡度

槽脊情况 **槽线上相对涡度最大，槽前有正的相对涡度平流，槽后有负的相对涡度平流**

① 槽前脊后，沿着气流方向相对涡度减小，**有正涡度平流**，局地涡度增加 $\Delta\zeta > 0$ **附加气旋性环流**

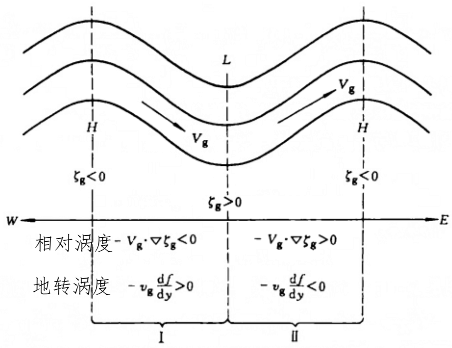
② 槽后脊前，沿着气流方向相对涡度增加，**有负涡度平流**，局地涡度减小 $\Delta\zeta < 0$ **附加反气旋环流**

附加的环流结合地转偏向力导致辐散(高空槽前有辐散)

③ 槽前脊后同时有高空辐散，低层辐合上升，冷却，导致$-\boldsymbol{\Delta H}$；槽后脊前同时有高空辐合，$+\boldsymbol{\Delta H}$

④ 槽脊线为**涡度平流零线**，正圆形的高低压系统涡度平流为零

短波槽($L \leq 3000km$)以相对涡度平流为主，长波槽以地转涡度平流为主，稳定西退



相对平流 $-\left(u\frac{\partial\zeta}{\partial x}+v\frac{\partial\zeta}{\partial y}\right)$ 空气**作水平运动时**产生的涡度局地变化

相对涡度**分布不均匀**和**大气水平运动**所引起的**局地涡度变化**

地转平流 $-\left(u\frac{\partial f}{\partial x}+v\frac{\partial f}{\partial y}\right) = -\beta v_{\text{方向速度，空气块南北运动}}$ $\frac{\partial f}{\partial x}=0$ $\frac{\partial f}{\partial y}=\beta$

北半球，$f>0$，$\beta>0$ 当吹南风时($v>0$)，气块f增大，为保持绝对涡度守恒，气块ζ必须减小，使得局地相对涡度减小。

垂直输送 $-\omega\frac{\partial\zeta}{\partial p}$ 涡度垂直输送，**取决于相对涡度随高度的变化**

$\frac{\partial\zeta}{\partial p}>0$ 相对涡度随高度减小，$\omega<0$ 上升运动局地涡度增加，$\omega>0$ 下沉运动局地涡度减小

$\frac{\partial\zeta}{\partial p}<0$ 相对涡度随高度增加，$\omega<0$ 局地涡度减小，$\omega>0$ 局地涡度增加

高空槽前下方有气旋，槽前正涡度平流随高度增强，低层辐合上升加强，触发气旋发展。

3.2.3 涡度方程的简化

尺度分析

$\frac{\partial\zeta}{\partial t}$	$=-\left(u\frac{\partial\zeta}{\partial x}+v\frac{\partial\zeta}{\partial y}\right)$	$-v\frac{\partial f}{\partial y}$	$-\omega\frac{\partial\zeta}{\partial p}$	$+\left(\frac{\partial\omega}{\partial y}\frac{\partial u}{\partial p}-\frac{\partial\omega}{\partial x}\frac{\partial v}{\partial p}\right)$	$-(f+\zeta)\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)$、
$\frac{V^2}{L^2}$	$\frac{V^2}{L^2}$	$V\cdot10^{-13}$	$\frac{WV}{LH}$	$\frac{WV}{LH}$	$f_0\cdot10^{-6}$
$\mathbf{10^{-10}}$	$\mathbf{10^{-10}}$	$\mathbf{10^{-10}}$	10^{-11}	10^{-11}	$\mathbf{10^{-10}}$

零级简化 $\frac{d(f+\zeta)}{dt}=-(f+\zeta)\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)$

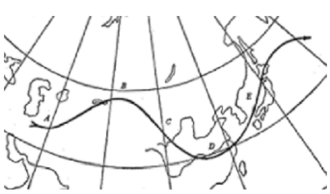
运动方程中速度的时间导数项比气压梯度力小一个数量级；气压局地变化项为小项

物理解释 相对涡度的局地变化主要由**涡度的平流变化**，**空气微团的南北运动**以及**水平辐合辐散造成**。

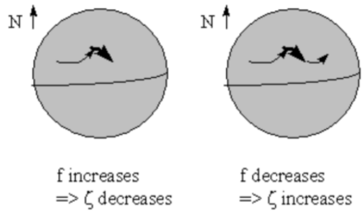
又因为 $f\gg\zeta$ 有 $\frac{d(f+\zeta)}{dt}=-f\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)$ **当大气准水平无辐散时**，有 $\frac{d(f+\zeta)}{dt}=0$

即**水平无辐散大气中绝对涡度守恒**，由此导致了罗斯贝波的生成。

3.2.4 位涡(位势涡度)及位涡守恒



空气块受扰动后的路径



罗斯贝波的生成

垂直位涡度 $\frac{f+\zeta}{H}$ 或 $\frac{f+\zeta}{\Delta p}$ **绝对涡度与气柱厚度的比值**

称为正压大气的**垂直位涡度**。

位涡守恒 $\frac{d}{dt}\left(\frac{f+\zeta}{H}\right)=0$ 位涡是一个常数

位涡 位涡是一个综合描述大气**运动状态和热力状态**的物理量。

位涡守恒定律揭示了大气热力结构对涡度变化的约束效应。

位涡度方程 由涡度方程、连续方程、热力学能量方程以及状态方程，通过变换，可以得到 Ertel 位涡度方程

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\vec{\zeta}_a\cdot\nabla s}{\rho}\right)=\frac{1}{\rho}\nabla s_{\text{熵}}\cdot\nabla\times\vec{F}_{\text{摩擦力}}+\frac{1}{\rho}\vec{\zeta}_a\cdot\nabla\left(\frac{Q_{\text{非绝热加热}}}{T}\right)$$

其中 $\frac{\vec{\zeta}_a\cdot\nabla s}{\rho}$ 称为位涡度

在**绝热无摩擦**条件下，则位涡度方程变为 $\frac{d}{dt}\left(\frac{\vec{\zeta}_a\cdot\nabla s}{\rho}\right)=0$ 称为**位涡守恒定律**。

形式推导　因大气的水平运动远大于垂直运动，且物理量的垂直变化远大于水平变化，近似有

$$\frac{\vec{\zeta}_a\cdot\nabla s}{\rho}\xrightarrow{\text{简化为垂直方向}}\frac{(f+\zeta)}{\rho}\cdot\frac{\partial s}{\partial z}\xrightarrow{\text{熵的表达形式}}\frac{c_p}{\rho}(f+\zeta)\frac{\partial\ln\theta}{\partial z}\qquad s=c_p\ln\theta$$

$$\frac{d}{dt}\left[\frac{f+\zeta}{\rho}\frac{\partial\ln\theta}{\partial z}\right]=\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\rho}\frac{\ln\theta}{\partial z}-\left(\frac{\partial F_y}{\partial x}-\frac{\partial F_x}{\partial y}\right)+\frac{f+\xi}{\rho c_p}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{Q}{T}\right)\qquad \frac{d}{dt}\left[(f+\zeta)\frac{\partial\ln\theta}{\partial p}\right]=\frac{\partial\ln\theta}{\partial p}\left(\frac{\partial F_y}{\partial x}-\frac{\partial F_x}{\partial y}\right)+\frac{f+\xi}{c_p}\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{Q}{T}\right)$$

若绝热无摩擦 $\frac{d}{dt}\left[(f+\zeta)\frac{\partial\ln\theta}{\partial p}\right]=0$　　进一步的，在干绝热过程中，**空气微团始终在等位温面或等熵面上运动**，在两个等熵面之间的空气柱尽管在运动过程中有所伸缩，但始终被禁锢在两个等熵面(位温面)间。介于两个等位温面间的气柱，设其气压差为Δp，因绝热过程中空气微团的位温保持守恒，则：

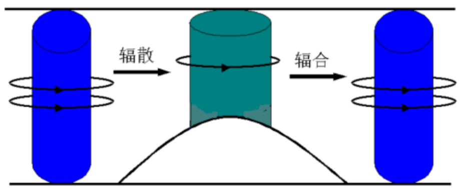
$$(f+\zeta)\frac{\partial\ln\theta}{\partial p}=(f+\zeta)\frac{\ln\theta_2-\ln\theta_1}{\Delta p}=\frac{(f+\zeta)}{\Delta p}\ln\frac{\theta_2}{\theta_1}\quad\Rightarrow\frac{d}{dt}\left(\frac{f+\zeta}{\Delta p}\right)=0$$

若假定气层厚度为H，且空气不可压，则有 $AH=const$，A为气柱底面积，H为厚度

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}=\frac{1}{A}\frac{dA}{dt}\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}=-\frac{1}{H}\frac{dH}{dt}\qquad\frac{d(f+\zeta)}{dt}=-(f+\xi)\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)\qquad\frac{d(f+\zeta)}{dt}=(f+\zeta)\frac{1}{H}\frac{dH}{dt}$$

$\frac{d}{dt}\left(\frac{f+\xi}{H}\right)=0$　　H增大，为辐合　　H减小，为辐散

气柱被禁锢在等位温面之间



应用　① **气柱上山**，H减小，辐散，f不变，则**气旋性涡度减小，反气旋性涡度增大**。**上山一侧有利于反气旋生成发展，背风坡一侧有利于气旋的生成**。

② **正压绝热过程下的位涡守恒**：$\frac{d}{dt}\left(\frac{f+\xi}{\Delta p}\right)=0$

具体解释　**如下方左图，均匀广阔的西风气流，遇到南北向无限宽的山脉地形**

① 上山前，均匀西风气流，因此**相对涡度为0**

② 上山，**厚度H减小**，f不变，因此**相对涡度ζ减小**；此时$\boldsymbol{\zeta<0}$，是反气旋性涡度，导致**空气块向南运动**，进一步导致$\boldsymbol{f}$**减小**

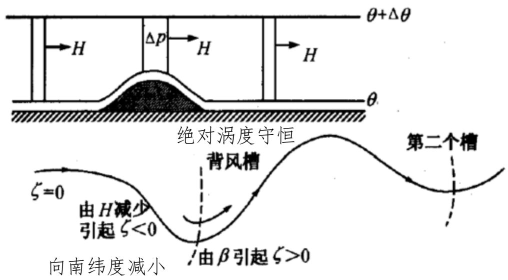
③ 越过山顶后，因为$\boldsymbol{\beta}$**效应**，即**绝对涡度守恒**，f减小，则**相对涡度增加**。同时下山中，$\boldsymbol{H}$**增加**，**位涡守恒要求相对涡度增加**。

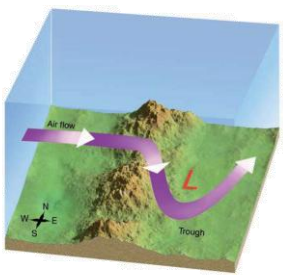
④ 因此气块运动将按照气旋式环流轨迹，使得**在山后形成第一个槽：背风槽**（下方右图）。此后按照**绝对涡度守恒**，向下游形成一些列的槽。　　真实情况下，有地形的摩擦作用、绕流作用。

问题　为何使用涡度方程可以预测天气变化？

因为大尺度天气过程中，大气基本上是**做涡旋运动的**，且满足**准地转关系**，知道了涡度变化也就大致知道了气压变化，因而可以利用涡度变化做大尺度天气预报。 $\zeta_g=\frac{1}{f}\nabla^2\phi\propto-\phi$

sin()函数求两次导变为负号　所以 $\boldsymbol{\frac{\partial\zeta_g}{\partial t}\propto-\frac{\partial\phi}{\partial t}}$　由此引入涡度方程





3.3 位势倾向方程与ω方程

引入 涡度方程不能直接用于判断形势发展(右端水平辐散项不能直接从天气图上的位势高度判断)，为此需要将涡度方程**变化为位势倾向方程**。同时为了理解气旋发展的物理实质，常引入ω方程。

倾向 某地**物理量随时间的变化**，也就是通常所说的**物理量的局地变化**，表示为$\boldsymbol{\partial/\partial t}$

3.3.1 位势倾向方程

3.3.1.1 方程形式与推导

推导 1. 将**连续方程** $\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}=-\frac{\partial \omega}{\partial p}$ 代入**涡度方程**：$\frac{d(f+\zeta)}{dt}=-f\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)$，并展开个别变化为局地变化和平流变化之和，得到 $\frac{\partial \zeta}{\partial t}+\vec{V_g}\cdot\nabla(f+\zeta)=f\frac{\partial \omega}{\partial p}$ 准地转关系则为：$\frac{\partial \zeta_g}{\partial t}+\vec{V_g}\cdot\nabla(f+\zeta_g)=f\frac{\partial \omega}{\partial p}$ ①

2. 假设**准地转关系**，以**地转风** $\begin{cases}u_g=-\frac{1}{g}\frac{\partial \phi}{\partial y}\\ v_g=\frac{1}{f}\frac{\partial \phi}{\partial x}\end{cases}\Rightarrow \zeta_g=\frac{\partial v_g}{\partial x}-\frac{\partial u_g}{\partial y}=\frac{1}{f}\nabla^2\phi$ 代入得到：

$\boldsymbol{\nabla^2\frac{\partial \phi}{\partial t}}+f\vec{V_g}\cdot\nabla(f+\zeta_g)=f^2\frac{\partial \omega}{\partial p}$ ② 其中有两个变量ϕ,ω，ϕ是未知数保留，我们**希望消去ω**

注意：第一项ϕ是连续的，可以偏导交换；中间一项表示涡度平流项，是已知项，可以通过等高线分析判断得到。 平流补充：$-\vec{V}\cdot\nabla(\square)$ 其依赖于风速、物理要素梯度和两者的夹角。

3. 从**位温**出发：$\theta=T\left(\frac{1000}{p}\right)^{\frac{AR}{c_p}}\Rightarrow \boldsymbol{\ln\theta=\ln T+\frac{AR}{c_p}(\ln 1000-\ln p)}$ **取微分**：$\frac{1}{\theta}d\theta=\frac{1}{T}dT-\frac{AR}{c_p p}dp$

乘以系数凑整：原式$\times Tc_p\Rightarrow \frac{Tc_p}{\theta}d\theta=c_p dT-\frac{ART}{p}dp$ 利用**热力学第一定律**：$dQ=c_p dT-\frac{ART}{p}dp$

(系统内能变化等于加入系统的热量与系统对环境做功的差)。则 $\frac{Tc_p}{\theta}d\theta=dQ\Rightarrow\frac{dQ}{c_pT}=\frac{d\theta}{\theta}$

对**单位时间**而言(求dt)：$\frac{1}{c_pT}\frac{dQ}{dt}=\frac{1}{\theta}\frac{d\theta}{dt}$ 位温的个别变化 展开：$\frac{1}{\theta}\left(\frac{\partial\theta}{\partial t}+\vec{V}\cdot\nabla\theta+\omega\frac{\partial\theta}{\partial p}\right)=\frac{1}{c_pT}\frac{dQ}{dt}$ ③

4. 对**位温公式**取对数后在**等压面上**($p=const$)，**两端求$\frac{\partial}{\partial t}$**：$\frac{\partial}{\partial t}\ln\theta=\frac{\partial}{\partial t}\ln T\Rightarrow\frac{1}{\theta}\frac{\partial\theta}{\partial t}=\frac{1}{T}\frac{\partial T}{\partial t}$

引入气体状态方程 $p=\rho RT,T=\frac{p}{R\rho},\alpha=\frac{1}{\rho}$ 得到：$\frac{1}{T}\frac{\partial T}{\partial t}=\frac{\rho R}{p}\cdot\frac{p}{R}\cdot\frac{\partial(1/\rho)}{\partial t}=\frac{1}{\alpha}\frac{\partial\alpha}{\partial t}$

所以 $\frac{1}{\theta}\frac{\partial\theta}{\partial t}=\frac{1}{\alpha}\frac{\partial\alpha}{\partial t}$ 两端求 $\frac{\partial}{\partial x},\frac{\partial}{\partial y}$：$\frac{1}{\theta}\frac{\partial\theta}{\partial x}=\frac{1}{\alpha}\frac{\partial\alpha}{\partial x}$ 和 $\frac{1}{\theta}\frac{\partial\theta}{\partial y}=\frac{1}{\alpha}\frac{\partial\alpha}{\partial y}$ 由此可得**位温和比容的关系**：$\frac{1}{\theta}\nabla\theta=\frac{1}{\alpha}\nabla\alpha$

5. 代入③式，取地转近似，得到 $\frac{1}{\alpha}\frac{\partial\alpha}{\partial t}+\frac{1}{\alpha}\vec{V_g}\cdot\nabla\alpha+\frac{1}{\theta}\omega\frac{\partial\theta}{\partial p}=\frac{\rho R}{c_pp}\frac{dQ}{dt}$ 两端同乘α并移项，得到：

$\frac{\partial\alpha}{\partial t}+\vec{V_g}\cdot\nabla\alpha=\frac{R}{c_pp}\frac{dQ}{dt}-\frac{\alpha}{\theta}\omega\frac{\partial\theta}{\partial p}$ 令**稳定度**：$\sigma=-\frac{\alpha}{\theta}\frac{\partial\theta}{\partial p}$ 得到：$\boldsymbol{\frac{\partial\alpha}{\partial t}+\vec{V}_g\cdot\nabla\alpha=\frac{R}{c_pp}\frac{dQ}{dt}+\sigma\omega}$

该式同时也为ω方程推导的中间过程 注意稳定大气中 $\frac{\partial\theta}{\partial p}<0\Rightarrow\sigma>0$

6. 由于比容 $\boldsymbol{\alpha=\frac{1}{\rho}=-\frac{\partial\phi}{\partial p}}$ ($\partial p=-\rho g\partial z=-\rho\partial\phi$) 应用到上式：$\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{\partial\phi}{\partial t}\right)+\vec{V_g}\cdot\nabla\frac{\partial\phi}{\partial p}=-\frac{R}{c_pp}\frac{dQ}{dt}-\sigma\omega$

7. 上式两端求 $\frac{\partial}{\partial p}\times\frac{f^2}{\sigma}$，得到 $\frac{f^2}{\sigma}\frac{\partial^2}{\partial p^2}\left(\frac{\partial\phi}{\partial t}\right)+\frac{f^2}{\sigma}\frac{\partial}{\partial p}\left(\vec{V_g}\cdot\nabla\frac{\partial\phi}{\partial p}\right)=-\frac{f^2R}{\sigma c_pp}\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{dQ}{dt}\right)-f^2\frac{\partial\omega}{\partial p}$ ④

与②式比较，发现可以消去ω：**②式+④式**，得到最终方程。 此处近似σ与高度无关

方程

$$\boxed{\left(\nabla^2+\frac{f^2}{\sigma}\frac{\partial^2}{\partial p^2}\right)\frac{\partial\phi}{\partial t}=-f\vec{V}_g\cdot\nabla(f+\zeta_g)+\frac{f^2}{\sigma}\frac{\partial}{\partial p}\left(-\vec{V}_g\cdot\nabla\frac{\partial\phi}{\partial p}\right)-\frac{f^2R}{c_pp\sigma}\frac{\partial}{\partial p}\frac{dQ}{dt}}$$

位势倾向整个空间的 Laplace **地转风的绝对涡度平流**
温(厚)度平流随高度的变化 **非绝热加热随高度的变化**

3.3.1.2 方程的物理意义

左端第一项 $\left(\nabla^2+\frac{f^2}{\sigma}\frac{\partial^2}{\partial p^2}\right)\frac{\partial\phi}{\partial t}$ **位势倾向整个空间的 Laplace** 前面有一串系数，

假设$\frac{\partial\phi}{\partial t}$的分布是**正负相间出现的正弦波动**：则 $\frac{\partial\phi}{\partial t}=\left(\frac{\partial\phi}{\partial t}\right)_{A振幅}\sin kx\sin ly\sin mp$ k,l,m为波数

求水平方向的拉普拉斯：$\frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(\frac{\partial\phi}{\partial t}\right)=-k^2\left(\frac{\partial\phi}{\partial t}\right)_A\sin kx\sin ly\sin mp$ 则**拉普拉斯对应有负号**

则：在稳定大气中($\sigma>0$) $\left(\nabla^2+\frac{f^2}{\sigma}\frac{\partial^2}{\partial p^2}\right)\frac{\partial\phi}{\partial t}=-\left(k^2+l^2+\frac{(fm)^2}{\sigma}\right)\frac{\partial\phi}{\partial t}\propto-\frac{\partial\phi}{\partial t}$ 忽略系数，有正比关系

则稳定大气位势倾向方程可以简化为：$-\frac{\partial\phi}{\partial t}\propto-f\vec{V}_g\cdot\nabla(f+\zeta_g)+\frac{f^2}{\sigma}\frac{\partial}{\partial p}\left(-\vec{V}_g\cdot\nabla\frac{\partial\phi}{\partial p}\right)-\frac{f^2R}{c_p p\sigma}\frac{\partial}{\partial p}\frac{dQ}{dt}$

右端第一项 $-f\vec{V}_g\cdot\nabla(f+\zeta_g)$ **地转风绝对涡度平流** 其可拆分：$-\vec{V}_g\cdot\nabla f-\vec{V}_g\cdot\nabla\zeta_g$ **地转涡度平流+相对涡度平流**

对于一般**波长 <3000km 的短波**(八个以上的槽脊)，上式**右端第二项**较大，因此**地转风绝对涡度平流的强弱**主要取决于**地转风相对涡度平流**。波长越长，相对平流的贡献变小。

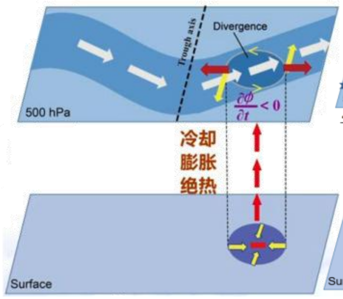
槽前脊后：正的地转风相对涡度平流 $-\vec{V}_g\cdot\nabla\zeta_g>0$ $-\frac{\partial\phi}{\partial t}>0\Rightarrow\frac{\partial\phi}{\partial t}<0$ **负变高**

物理意义：西南风→正相对涡度平流输送→气旋性涡度增加→水平地转偏向力→高层辐散→地面减压(整层气柱质量)**→气压梯度力→地面辐合→大气运动的连续性→上升运动→绝热情况下膨胀冷却**(非绝热由第三项单独考虑)**→气柱收缩→等压面高度降低→负变高** 【流场→气压场】

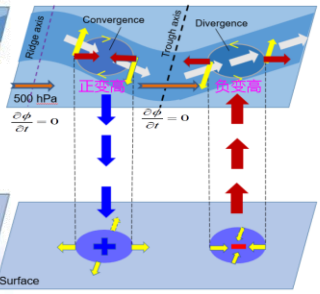
槽后脊前：负的地转风相对涡度平流 $-\vec{V}_g\cdot\nabla\zeta_g<0$ $-\frac{\partial\phi}{\partial t}<0\Rightarrow\frac{\partial\phi}{\partial t}>0$ **正变高**

物理意义：西北风→负相对涡度平流→反气旋性涡度增加→水平地转偏向力→高层辐合→地面加压→气压梯度力→地面辐散→下沉运动→绝热情况下压缩增温→气柱膨胀→等压面高度升高→正变高

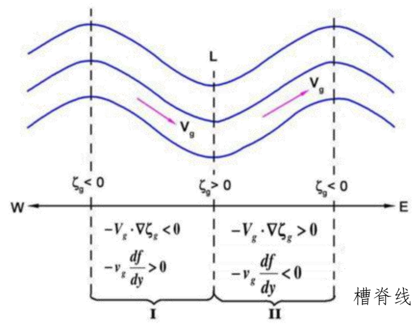
在对称槽、脊线上：涡度平流为0，变高为零，因而槽脊不会发展，而是**向前移动（变高的梯度方向)**



槽前负变高的物理过程



槽前槽后情况汇总



槽脊线相对涡度平流为零

长波地转涡度平流的作用： $-\vec{V}_g\cdot\nabla f=-\left(u\frac{\partial f}{\partial x}+v\frac{\partial f}{\partial y}\right)=-v_g\beta$ 在北半球 $\frac{\partial f}{\partial y}>0\Rightarrow\beta>0$

槽前：西南风 $v_g>0,-\vec{V}_g\cdot\nabla f<0,\frac{\partial\phi}{\partial t}>0$ **正变高** **（负的涡度平流）**

槽后：西北风 $v_g<0,-\vec{V}_g\cdot\nabla f>0,\frac{\partial\phi}{\partial t}<0$ **负变高** **（正的涡度平流）**

作用：对于长波，其占据主导作用，导致后退。 不改变槽脊强度。

右端第二项 $\frac{f^2}{\sigma}\frac{\partial}{\partial p}\left(-\vec{V}_g\cdot\nabla\frac{\partial\phi}{\partial p}\right)$ **温(厚)度平流随高度的变化** 将 $\frac{\partial\phi}{\partial p}=\frac{g\partial z}{-\rho g\partial z}=-\frac{1}{\rho}=-\frac{RT}{p}$ 代入原式可得：

$-\vec{V}_g\cdot\nabla\frac{\partial\phi}{\partial p}=-\vec{V}_g\cdot\nabla\left(-\frac{RT}{p}\right)=\frac{R}{p_{特定等压面}}\vec{V}_g\cdot\nabla T\propto\vec{V}_g\cdot\nabla T$ 所以 $-\frac{\partial\phi}{\partial t}\propto\frac{f^2}{\sigma}\frac{\partial}{\partial p}\left(\vec{V}_g\cdot\nabla T\right)$

当 $-\vec{V}_g\cdot\nabla T>0$，为暖平流 **当 $-\vec{V}_g\cdot\nabla T<0$，为冷平流**

一般事实：在对流层自由大气中，一般来说**温度平流总是随高度减弱的**。

① 若冷平流随高度减弱(暖随高度增加) $\frac{\partial}{\partial z}(-\vec{V}_g\cdot\nabla T)>0$ $-\frac{\partial\phi}{\partial t}>0\Rightarrow\frac{\partial\phi}{\partial t}<0$ 负变高

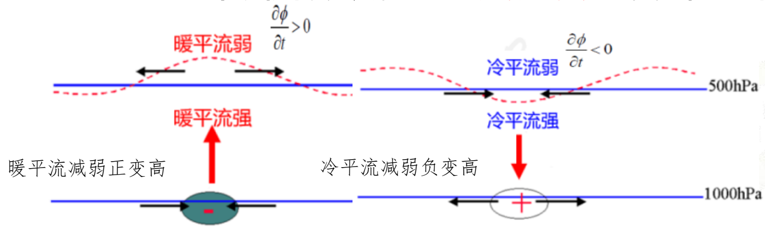
850 冷平流较强(-5)，500 冷平流较弱(+2)，则 $\frac{\partial}{\partial z}\left(-\vec{V}_g\cdot\nabla T\right)\approx\frac{(-\vec{V}_g\cdot\nabla T)_{z_2}-(-\vec{V}_g\cdot\nabla T)_{z_1}}{z_2-z_1}>0\Rightarrow\left(\frac{\partial\phi}{\partial t}\right)<0$

物理意义：冷平流随高度减弱→下层气柱收缩→厚度减小→高层等压面降低→$\frac{\partial\phi}{\partial t}<0$ 负变高

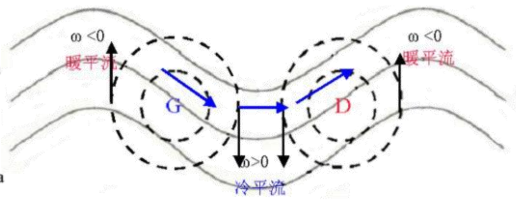
② 若暖平流随高度减弱(冷随高度增加) $\frac{\partial}{\partial z}(-\vec{V}_g\cdot\nabla T)<0$ $-\frac{\partial\phi}{\partial t}<0\Rightarrow\frac{\partial\phi}{\partial t}>0$ 正变高

850 冷平流较强(5)，500 冷平流较弱(2)，则 $\frac{\partial}{\partial z}\left(-\vec{V}_g\cdot\nabla T\right)\approx\frac{(-\vec{V}_g\cdot\nabla T)_{z_2}-(-\vec{V}_g\cdot\nabla T)_{z_1}}{z_2-z_1}<0\Rightarrow\left(\frac{\partial\phi}{\partial t}\right)>0$

物理过程：暖平流随高度减弱→下层气柱膨胀→厚度增加→高层等压面升高→$\frac{\partial\phi}{\partial t}>0$正变高



暖平流减弱正变高 冷平流减弱负变高



冷暖平流在槽脊系统的分布

问题：天气图哪个位置有暖平流高度减弱的情况发生？

低压后部与高压前部的**槽线，地转风随高度逆转，冷平流**

低压前部与高压后部的**脊线，地转风随高度顺转，暖平流**，进一步地，气柱增温膨胀，500hPa 等压面脊线处位势高度增加，$\partial\phi/\partial t>0$，即**脊加强**。

作用：改变槽、脊的强度，并让两者增强。理想状态**不改变地面高低压强度。**

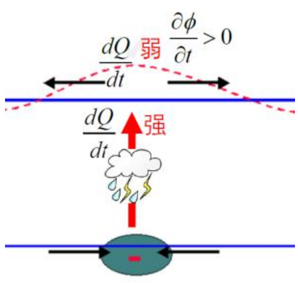
右端第三项 $-\frac{f^2R}{c_p p\sigma}\frac{\partial}{\partial p}\frac{dQ}{dt}$ **非绝热加热随高度的变化 潜热、湍流、相变等**

$-\frac{\partial\phi}{\partial t}\propto-\underbrace{\frac{f^2R}{c_p p\sigma}}_{\text{已知正数}}\frac{\partial}{\partial p}\frac{dQ}{dt}\to-\frac{\partial}{\partial p}\frac{dQ}{dt}\Longrightarrow-\frac{\partial\phi}{\partial t}\propto\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{dQ}{dt}\right)$ 即正比于非绝热加热随高度的变化

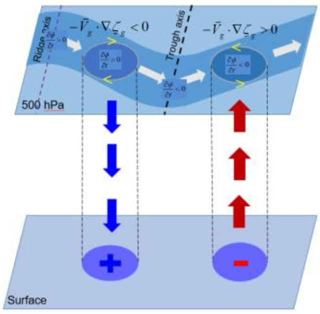
① $\frac{\partial}{\partial z}\frac{dQ}{dt}>0\Rightarrow\frac{\partial\phi}{\partial t}<0$ **上层热源负变高** 如果有非绝热加热随高度增加，则等压面高度变低

② $\frac{\partial}{\partial z}\frac{dQ}{dt}<0\Rightarrow\frac{\partial\phi}{\partial t}>0$ **下层热源正变高** 如果有非绝热加热随高度减小，则等压面高度升高

物理过程：dQ/dt 随高度减弱→下层气柱受热膨胀→厚度增加→高层等压面升高→$\partial\phi/\partial t>0$正变高→气压梯度力→水平辐散→地面减压（如果低压伴随强烈降水，释放大量凝结潜热，将使得对流层中上层**维持较强的辐散**，低层减压增强，低压得以更快地发展）**【正反馈】**



底部有潜热释放



综合情况

结论 位势 $\begin{bmatrix}下降\\上升\end{bmatrix}\sim\begin{bmatrix}+\\-\end{bmatrix}$ 相对涡度平流 $+\begin{bmatrix}冷\\暖\end{bmatrix}$ 平流随高度减小 $+$ 非绝热加热随高度 $\begin{bmatrix}增大\\减小\end{bmatrix}$

如果后三项都有利于位势下降，这种情况有爆发性气旋，非绝热加热的作用很大。

注意 ① 本节讨论的都是理想化的，对称化的系统，更贴近实际的情况将在第五章描述。

② 本方程各项都容易计算，且和气旋紧密联系，故可以帮助理解中纬度气旋反气旋发展的物理机制。

3.3.2 ω方程

3.3.2.1 方程形式与推导

引入 ω方程与位势倾向方程描述的是同一个过程，但是从不同的角度推导。该方程用于**分析哪些因素影响了上升或下沉的运动**，为了更好的理解气旋发展的过程。

推导 由位势倾向方程的②式出发：$\nabla^2\frac{\partial\phi}{\partial t}+f\vec{V_g}\cdot\nabla(f+\zeta_g)=f^2\frac{\partial\omega}{\partial p}$ 总体思路是凑出 $\left(\boldsymbol{\nabla}^2+\frac{\boldsymbol{\partial}^2}{\boldsymbol{\partial p}^2}\right)\boldsymbol{\omega}\propto-\boldsymbol{\omega}$

对上式求 $\frac{\partial}{\partial p}$：$\nabla^2\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial\phi}{\partial p}\right)+f\frac{\partial}{\partial p}\left(\vec{V_g}\cdot\nabla(f+\zeta_g)\right)=f^2\frac{\partial^2\omega}{\partial p^2}$ 用**静力平衡方程、密度比容关系**代入：

$-\nabla^2\frac{\partial\alpha}{\partial t}+f\frac{\partial}{\partial p}\left(\vec{V_g}\cdot\nabla(f+\zeta_g)\right)=f^2\frac{\partial^2\omega}{\partial p^2}$ ① 且 $\frac{\partial\alpha}{\partial t}+\vec{V_g}\cdot\nabla\alpha=\frac{R}{c_pp}\frac{dQ}{dt}+\sigma\omega$ 热流量方程已知

进行∇^2，得 $\nabla^2\frac{\boldsymbol{\partial\alpha}}{\boldsymbol{\partial t}}+\nabla^2\vec{\boldsymbol{V}}_{\boldsymbol{g}}\cdot\boldsymbol{\nabla\alpha}=\frac{\boldsymbol{R}}{\boldsymbol{c_pp}}\nabla^2\frac{\boldsymbol{dQ}}{\boldsymbol{dt}}+\boldsymbol{\sigma}\,\nabla^2\boldsymbol{\omega}$ ② **①+② 直接得到：**

$$\nabla^2\frac{\partial\alpha}{\partial t}+\nabla^2\vec{V_g}\cdot\nabla\alpha-\nabla^2\frac{\partial\alpha}{\partial t}+f\frac{\partial}{\partial p}\left(\vec{V_g}\cdot\nabla(f+\zeta_g)\right)=\frac{R}{c_pp}\nabla^2\frac{dQ}{dt}+\sigma\,\nabla^2\omega+f^2\frac{\partial^2\omega}{\partial p^2}$$

方程

$$\boxed{\left(\boldsymbol{\sigma\nabla}^2+\boldsymbol{f}^2\frac{\boldsymbol{\partial}^2}{\boldsymbol{\partial p}^2}\right)\boldsymbol{\omega}=\boldsymbol{f}\frac{\boldsymbol{\partial}}{\boldsymbol{\partial p}}\left[\vec{\boldsymbol{V}}_{\boldsymbol{g}}\cdot\boldsymbol{\nabla}(\boldsymbol{f}+\boldsymbol{\zeta_g})\right]-\boldsymbol{\nabla}^2\left[\vec{\boldsymbol{V}}_{\boldsymbol{g}}\cdot\boldsymbol{\nabla}\frac{\boldsymbol{\partial\phi}}{\boldsymbol{\partial p}}\right]-\frac{\boldsymbol{R}}{\boldsymbol{c_pp}}\boldsymbol{\nabla}^2\frac{\boldsymbol{dQ}}{\boldsymbol{dt}}}$$

涡度平流随高度的变化 **温度平流的 Laplace** **非绝热加热的 Laplace**

该方程没有时间的导数，所以可以基于某一时刻的天气图ϕ场判断ω的方向

3.3.2.2 方程的物理意义

左端 为了便于定性讨论：$-\omega\propto f\frac{\partial}{\partial p}\left[\vec{V_g}\cdot\nabla(f+\zeta_g)\right]-\nabla^2\left[\vec{V_g}\cdot\nabla\frac{\partial\phi}{\partial p}\right]-\frac{R}{c_pp}\nabla^2\frac{dQ}{dt}$

右端第一项 $\boldsymbol{f}\frac{\boldsymbol{\partial}}{\boldsymbol{\partial p}}\left[\vec{\boldsymbol{V}}_{\boldsymbol{g}}\cdot\boldsymbol{\nabla}(\boldsymbol{f}+\boldsymbol{\zeta_g})\right]$ **绝对涡度平流随高度的变化**

在北半球，$f>0$ 有$-\omega\propto f\frac{\partial}{\partial p}\left[\vec{V_g}\cdot\nabla(f+\zeta_g)\right]\Rightarrow\boldsymbol{\omega}\propto\boldsymbol{f}\frac{\boldsymbol{\partial}}{\boldsymbol{\partial p}}\left[-\vec{\boldsymbol{V}}_{\boldsymbol{g}}\cdot\boldsymbol{\nabla}(\boldsymbol{f}+\boldsymbol{\zeta_g})_{\text{涡度平流}}\right]$

一般事实：**中纬度地区，系统中心涡度平流（无论正负）总是随着高度增加。**

① **当正涡度平流随高度增加**（负涡度平流随高度减小）：**则$\boldsymbol{\omega}<0$ 上升运动** **【低压，槽前】**

有$-\vec{V_g}\cdot\nabla(f+\zeta_g)>0$，且 $\frac{\boldsymbol{\partial}}{\boldsymbol{\partial p}}(\text{涡度平流})<0$，故$\omega<0$ 表示地面低压中心有上升运动

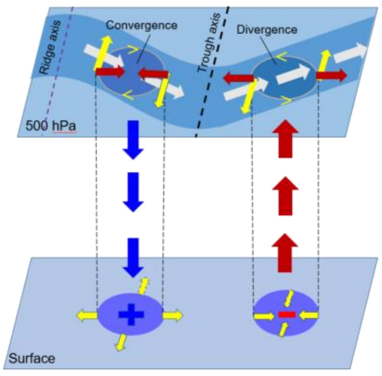
物理过程：正涡度平流随高度增加→气旋性涡度增加→水平地转偏向力→辐散→地面减压→气压梯度力（变压风）→辐合→上升运动

② **当负涡度平流随高度增加**（正涡度平流随高度减小）：**则$\boldsymbol{\omega}>0$ 下沉运动** **【高压，槽后】**

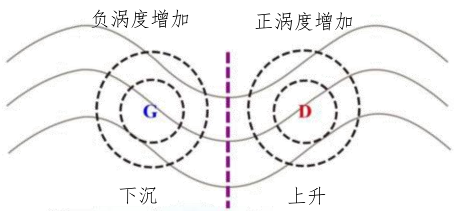
物理过程：负涡度平流随高度增加→反气旋性涡度增加→水平地转偏向力→辐合→地面加压→气压梯度力（变压风）→辐散→下沉运动

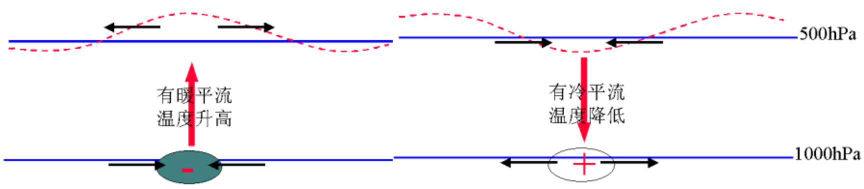
随高度变化的本质在于涡度平流上下层的差异，位势倾向方程中隐藏了低层涡度平流很弱的条件

③ **槽脊线上**：不存在上下差异，对槽脊处的垂直运动作用很小。



涡度平流随高度变化





暖平流导致上升 冷平流导致下沉

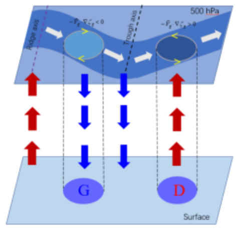
右端第二项 $-\nabla^2\left[\vec{V}_g\cdot\nabla\frac{\partial\phi}{\partial p}\right]$ 温度平流的拉普拉斯 $-\nabla^2\left[\vec{V}_g\cdot\nabla\frac{\partial\phi}{\partial p}\right]\propto\vec{V}_g\cdot\nabla\frac{\partial\phi}{\partial p}=-\frac{R}{p}\vec{V}_g\cdot\nabla T\Rightarrow-\boldsymbol{\omega}\propto-\vec{\boldsymbol{V}}_g\cdot\boldsymbol{\nabla T}$

① **当有暖平流时，$-\vec{V}_g\cdot\nabla T>0\Rightarrow\omega<0$ 上升运动**

物理过程：暖平流→气柱膨胀→厚度增加→高层等压面升高→正变高→气压梯度力→高层辐散→地面减压→气压梯度力→低层辐合→上升运动

② **当有冷平流时，$-\vec{V}_g\cdot\nabla T<0\Rightarrow\omega>0$ 下沉运动**

物理过程：冷平流→气柱收缩→厚度减小→高层等压面降低→负变高→气压梯度力→高层辐合→地面加压→气压梯度力→低层辐散→下沉运动



显著位置：低压中心后部下沉运动最明显，**低压中心前部上升运动**最明显。

对比分析 **相对涡度平流**导致的垂直运动：**高、低压中心附近**
温度平流导致的垂直运动：槽区和脊区（低压后部高压前部、低压前部高压后部）
阻塞高压：由于暖平流很强，导致不断加深，最终闭合，南北向大，维持时间长

右端第三项 $-\frac{R}{c_p p}\nabla^2\frac{dQ}{dt}$ 非绝热加热的 Laplace 同理，$-\nabla^2\frac{dQ}{dt}\propto\frac{dQ}{dt}\Rightarrow-\omega\propto\frac{dQ}{dt}$

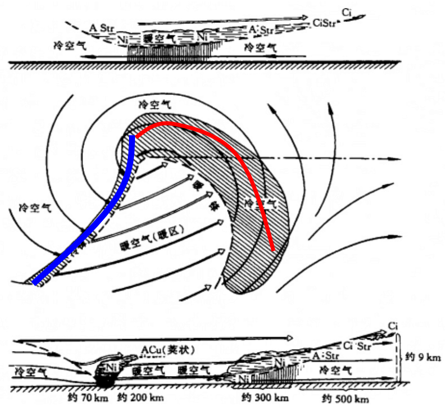
① **非绝热加热区，$\frac{dQ}{dt}>0$，$\omega<0$上升运动**

物理过程：加热→气柱膨胀→厚度增加→高层等压面升高→正变高→气压梯度力→高层辐散→地面减压→气压梯度力→低层辐合→上升运动 【正反馈】（等水汽消耗完毕后，该项作用即消失）
如果低压伴随强烈降水，释放大量凝结潜热，将使得对流中上层维持较强的辐散，低层减压增强， 上升运动加强。（爆发性气旋）

② **非绝热冷却区，$\frac{dQ}{dt}<0$，$\omega>0$下沉运动**

结论 $\begin{bmatrix}\text{上升}\\\text{下沉}\end{bmatrix}$运动$\sim\begin{bmatrix}+\\-\end{bmatrix}$涡度平流随高度增加 $+\begin{bmatrix}\text{暖}\\\text{冷}\end{bmatrix}$平流 $+$ 非绝热$\begin{bmatrix}\text{加热}\\\text{冷却}\end{bmatrix}$

3.4 温带气旋与反气旋



皮耶克尼斯 挪威气象学家，提出气旋的生命史模式：气团与锋面学说、锋面理论与气旋波动理论（右图：其提出的气旋基本模式）

气旋模型 温带气旋形成于一条锋面上，这里有强温度对比，形成一条狭窄的过渡区(锋区)，是一条温度或密度的不连续线，有强的温度梯度和**风气旋式切变**。 逗点云系

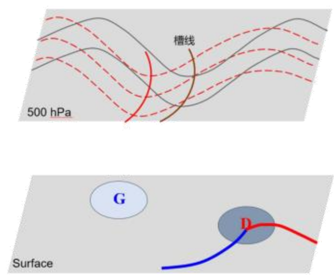
3.4.1 温带气旋发展的动力因子及热力因子

问题引入 温带气旋的发展有不同的研究角度：
① **波动角度**：斜压波动不稳定造成的 ② **气压变化**：大气柱质量辐合辐散与气旋发展的关系
③ **涡度变化**：流场中的涡度生成说明气旋发展 综上，气旋发展是一个**三度空间**的现象，**气压变化与涡度变化应当是统一的**。我们从这个观点出发研究气旋发展的物理过程。

3.4.1.1 温压场初始结构

基本情况 温带气旋主要是在锋区上发展起来，有很大斜压性，**温度场位相落后于高度**，且**高空槽前地面为气旋，槽后地面为反气旋**。从这种基本情况出发，我们先来研究斜压系统发展的理想模式。

初始条件 气压是**准地转的**，流场与气压场是**地转适应**的。
我们从**流场：涡度平流开始**推导随后的演化。（风带着质点运动）



温压场初始结构

3.4.1.2 槽前涡度因子

演变情况 ① 槽前上空有正的涡度平流→**气旋性涡度增加**→导致高空流场与气压场的**不匹配**。

② 高空地转偏向力→高层辐散→**地面减压**→导致地面流场与气压场**不匹配**。

平衡情况 地面气压梯度力→低层辐合→**质量守恒：上升运动** 在此过程中，流场与气压场将达到**新的平衡**。

高空情况 ① **高空辐散**导致**负涡度**的产生，使得高空**气旋性涡度增加不致太快** $\frac{\partial\zeta}{\partial t}+\vec{V}\cdot\nabla(\zeta+f)=-f\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)$

② **上升运动**使大气绝热膨胀**冷却**，空气柱厚度减小，高空**等压面下降**，**气压场改变**，以适应改变了的流场，达到新的地转平衡。

地面情况 ① **低层辐合**补偿了高层辐散，使得**地面减压不致太快**。

② **辐合**导致**气旋性涡度**生成，流场适应地面减压了的气压场。

总结 气压场与风场一定是相互适应的。

高空槽前的正涡度平流(上下层涡度平流的差异)**促进了地面气旋的发展**。温带斜压系统发展本质原因我们称其为气压变化的**动力因子/涡度因子**。此外，气旋的发展必然对应有上升运动的发展，并通过**上升运动**(及其高层的辐散和低层的辐合)使流场和气压场达到新的地转平衡。

3.4.1.3 槽后涡度因子

演变情况 ① 槽后上空有负的涡度平流→**反气旋性涡度增加**→导致高空流场与气压场的**不匹配**。

② 高空地转偏向力→高层辐合→**地面加压**→导致地面流场与气压场**不匹配**。

平衡情况 地面气压梯度力→低层辐散→**质量守恒：下沉运动** 在此过程中，流场与气压场将达到**新的平衡**。

高空情况 ① **高空辐合**导致**正涡度**的产生，使得高空**反气旋性涡度增加不致太快**

② **下沉运动**使大气绝热压缩**增温**，空气柱厚度增加，高空**等压面上升**，**气压场改变**，适变化的流场。

地面情况 ① **低层辐散**补偿了高层辐合，使得**地面加压不致太快**。

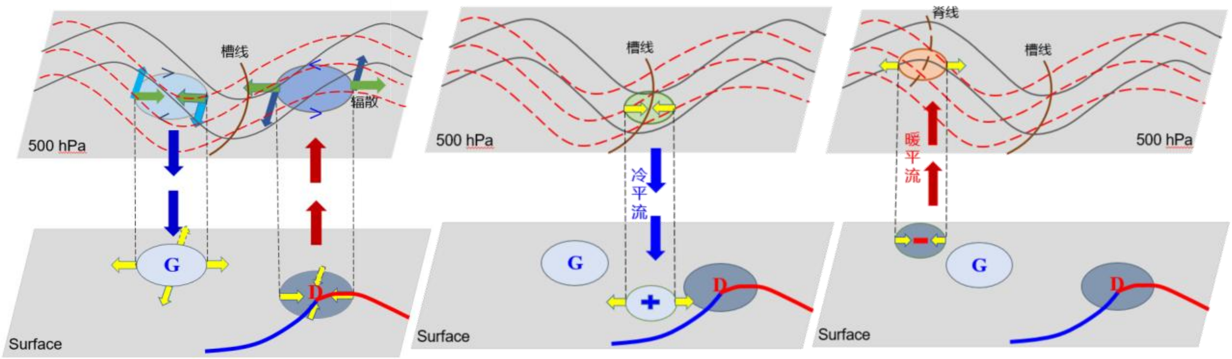
② **辐散**导致**反气旋性涡度**生成，流场适应地面加压了的气压场。

总结 **高空槽后的负涡度平流**(上下层涡度平流的差异)**促进了地面反气旋的发展**。

此外，反气旋的发展必然对应有下沉运动的发展，并通过**下沉运动**使流场和气压场达到新的地转平衡。

对称系统中，涡度因子导致槽脊向前移动，使得地面气旋、反气旋加强发展。 寒潮冷高压即属于该类

槽区脊区 该位置上下层涡度平流差异很小，**涡度因子影响不大，使槽脊向东移动**，主要由热力因子影响。



涡度因子/动力因子　　冷平流　　暖平流

3.4.1.4 槽区热力因子

演变情况 ① 槽区下部为冷平流区→气柱冷却→高空等压面下降→**槽加深**→导致气压场和流场不匹配。

② 高空气压梯度力→高层辐合→**地面加压**→导致地面气压场和流场不匹配。

平衡情况 地面气压梯度力→低层辐散→**质量守恒：下沉运动** 在此过程中，流场与气压场将达到**新的平衡**。

高空情况 ① **高空辐合**导致**正涡度**的产生，下沉运动**绝热增温**部分抵消冷平流，使得**高空减压不致太快**

地面情况 ① **低层辐散**补偿了高层辐合，下沉运动**绝热增温**部分抵消冷平流，使得**地面加压不致太快**。

② **低层辐散**导致**反气旋性涡度**生成，使得地面加压不致太快，适应地面加压了的气压场。

注意 有利于发展的因子(冷平流)在地面高压发展中逐渐减弱(由于地面南北风速减小，热成风逐渐减小)，导致地面槽后的小高压无法进步发展。

总结 **高空槽的冷平流使槽加深，同时使地面气旋后部加压，**下沉运动是此过程中必然出现的现象。

ω方程中冷平流造成下沉运动的物理实质也在于此，称这种产生气压变化的温度平流为**热力因子**。

3.4.1.5 脊区热力因子

演变情况 ① 脊区下部为暖平流区→气柱增温→高空等压面上升→**脊加强**→导致气压场和流场不匹配。
② 高空气压梯度力→高层辐散→**地面减压**→导致地面气压场和流场不匹配。

平衡情况 地面气压梯度力→低层辐合→**质量守恒：上升运动** 在此过程中，流场与气压场将达到**新的平衡**。

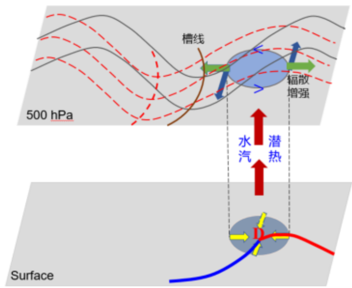
高空情况 ① **高空辐散**导致**负涡度**的产生，上升运动**绝热减温**部分抵消暖平流，使得**高空加压不致太快**

地面情况 ① **低层辐合**补偿了高层辐散，上升运动**绝热减温**部分抵消暖平流，使得**地面减压不致太快**。
② **低层辐合**导致**气旋性涡度**生成，使得地面减压不致太快，适应地面加压了的气压场。

总结 **高空脊的暖平流使脊加强，同时使地面反气旋后部减压，**上升运动是此过程中必然出现的现象。
对称系统中，**热力因子使得高空槽脊加深加强，地面温带气旋、反气旋移动。**

气旋中心 在气旋和反气旋中心**温度平流很弱**，热力因子几乎不起作用。
热力因子导致高空等温线改变后，进一步改变了高空的涡度平流，间接影响了气旋反气旋的强度。

3.4.1.6 非绝热加热因子



位置 **气旋**发展的**上升运动区**

平衡情况 足够的水汽凝结释放潜热，**抵消**了部分绝热**膨胀冷却**的作用，使得**气柱降温不致太快**。

高层情况 高层**减压变慢**→**维持**较强的**辐散**

地面情况 低层**减压增强**→**气旋**加快**发展**→**上升运动**增强

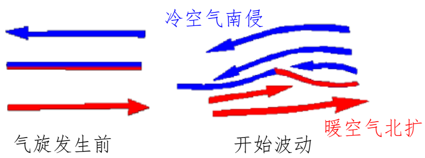
3.4.1.7 斜压地转发展与地转适应理论

理论说明 大尺度大气**一方面在作准地转运动**(地转演变缓慢，以天为单位)
另一方面**风场与气压场又在作适应变化**(很快的过程，迅速适应)
这种变化为我们对大尺度**天气预报**提供了**有利的时间条件**。天气图看不到非地转，因为是快速变化，一旦出现很快又变成地转。这种条件不是全球尺度而是局地的。

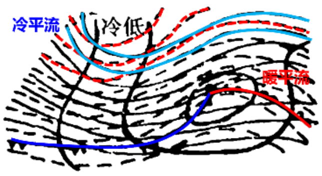
3.4.2 温带气旋的生命史及发展

总述 **波动阶段、成熟阶段、锢囚阶段、消亡阶段**
这几个阶段都需要持续一段时间，每个阶段都有阶段早期和阶段晚期，持续时间可能也不相同。

3.4.2.1 波动阶段



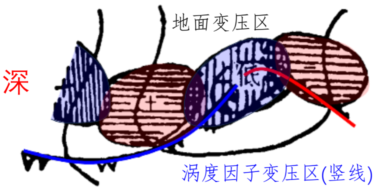
发生前背景 高纬为**东风**，低纬为**西风**。高纬冷，低纬暖，**中间有一条锋面**。
第一根闭合的等压线形成即气旋形成。波动后期出现冷暖锋面及锋面降水。地面图上出现低压中心（可能只较周围低 2~3 百帕）
有时只有一根闭合等压线，低压沿着暖气流的方向自西向东移动，24 小时可以移动十几个经距。
新生气旋能量较强，可以移动$> 1000km$



高空温压场

形势分析 有利：和**典型模态基本一致**：**涡度平流、温度平流**都有利于气旋发展。
不利：存在有**摩擦效应和上升冷却两个不利因子**，但其处于次要地位。

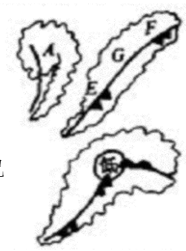
温压场特征 ① **温度场落后于高度场**，地面气旋位于高空槽前，高空未出现闭合等高线
动力因子输送还很强盛
② **温度平流零线穿过气旋中心**，气旋前部为暖平流，后部为冷平流



涡度因子变压区(竖线)
热力因子引起变压区(横线)

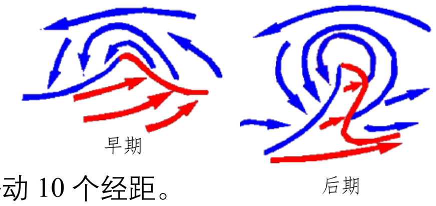
变压场特征 ① 动力因子：槽前为正涡度平流区，动力因子使地面减压气旋发展
② 热力因子使地面气旋前部减压，后部加压，地面气旋移动，高空槽加深
③ 此时地面摩擦影响较小(风速较小)。
④ 低压中心被**负变压控制**。

天气 ① 气旋强度不大，**坏天气区域小**
② 暖锋前：雨层云，连续性降水，较差的能见度
③ 冷锋后：多为第二型冷锋，移动速度快，坡度大
④ 暖区：层云、层积云雾，毛毛雨或较薄的云层



天气情况

3.4.2.2 成熟阶段（青年气旋阶段）



形势分析 波动振幅增加，冷暖锋进一步发展，锋面降水继续增强，雨区扩大

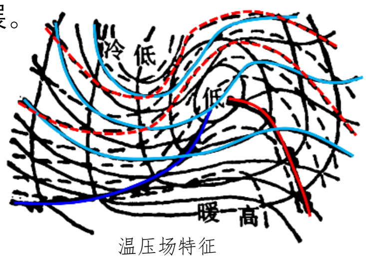
地面图上闭合等压线增多，中心气压可比外围低 10-20 百帕左右，

低压一般仍沿暖区气流方向移动，速度比波动阶段**略减**，24 小时约移动 10 个经距。

有利：此时温压场形势仍有利于气旋发展，同时**上升运动潜热释放**利于发展。

不利：存在有摩擦效应和上升冷却**两个不利因子**，但其处于次要地位。

此阶段**不利因子作用强于初生阶段，综合作用使其继续发展。**



温压场特征

温压场特征 ① **温度场仍落后于高度场**，但低中心和冷中心比前一阶段接近

② 高空图上等高线曲率加大

③ 地面闭合等压线增多，气旋前部为暖平流，后部为冷平流

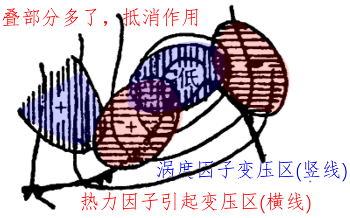
变压场特征 ① 动力因子使地面气旋发展，高空系统移动

② 热力因子使地面气旋移动，高空槽加深（正常理想情况）

③ 地面摩擦影响增大，但还**不占主导地位**

天气情况

重叠部分多了，抵消作用



涡度因子变压区(竖线)
热力因子引起变压区(横线)

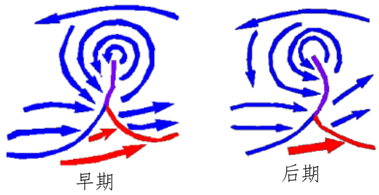
天气 ① 气旋**强度加大，风速加大**

② 暖锋前：暖锋云系，向前伸展很远，离中心越近，云区越宽

③ 冷锋后：视高空槽与地面锋位置而定一型或二型冷锋

（若高空槽在地面锋线后面，地面上垂直于锋的速度小，属于一型）

3.4.2.3 锢囚阶段



形势分析 **冷暖锋相遇，锋面抬升增强**。形成锢囚锋，高空出现暖舌。

气旋发展达到最盛时期，地面高空均出现**圆形闭合**中心。

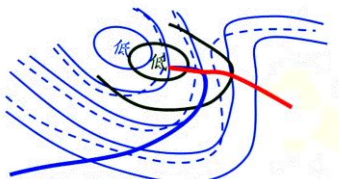
冷锋逐渐追上暖锋，将地面的暖空气向上抬，气旋开始锢囚。

由于地面逐渐被冷空气所占据，成为冷性涡旋，**气旋开始减弱**。

冷涡旋的厚度越来越大，地面低压中心较四周低 20hPa 以上，移速大大减慢（摩擦与强度）

有利：涡度平流、温度平流、非绝热凝结潜热　　不利：摩擦效应、上升冷却

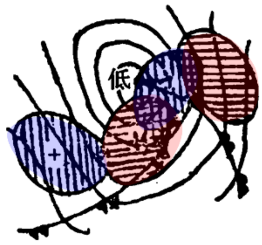
锢囚初期，锢囚点附近仍然有负变压，但涡度、温度平流对气压变化的作用减弱，不利因子作用逐渐占主导地位，综合作用使温带气旋**逐渐填塞**。



温压场特征 ① 温度场仍然落后于高度场，低中心和冷中心更加接近，高空图出现**闭合中心**，涡度平流减弱。

② **高空出现暖舌**，等高线和等温线夹角减小，温度平流减小。

③ 地面气旋中心发展到最强阶段，闭合等压线增多，气旋开始锢囚。

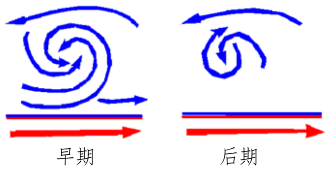


变压场特征 ① 动力因子作用减弱　　② 热力因子作用也减小

③ 摩擦影响增大，相对成为主要因子。

天气 云雨范围**最大**，强度加强，风力增大，天气变化**最剧烈**。

3.4.2.4 消亡阶段



形势分析 气旋逐渐**与锋面脱离成为冷涡旋**，上升运动已消失，受地面摩擦作用气旋减弱慢慢填塞消亡。

有利：动力、热力因子作用都非常小了　不利：摩擦作用占主导。

温压场特征 ① **高空温压场趋于重合，深厚的冷性涡旋**

② 地面气旋变成**一个冷低压**，锋面移动气旋的外侧。

变压场特征 ① 动力和热力因子迅速减弱　　② 摩擦作用使气旋填塞消亡

总体概述 完成这四个阶段**一般需要五天**。欧洲锢囚阶段较长，寿命可远超 5 天；东亚波动与成熟阶段较短，1~2 天即可达到锢囚，寿命在 5 天以下，**常在 3 天左右**。需要注意：上述模型是理想情况，有的气旋没有发展即消亡，有的锢囚后仍能存在，有的四个阶段的情况与上述分析不同。必须具体情况具体分析（空气中水汽含量、垂直上升运动、抬升空气稳定度等）。

3.4.3 温带反气旋的发展

主要阶段 **初生阶段、发展阶段、消亡阶段**。通常从冷锋后部微弱的地面高压脊中发展起来的。

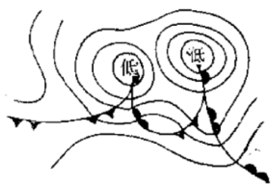
初生阶段 温度场落后于高度场，地面高压脊上空为负涡度平流，高压脊前为冷平流，**热力和涡度因子**共同促进高压脊发展和移动。此外，**下垫面辐射冷却**作用进一步加强反气旋发展。

发展阶段 反气旋发展**最盛时期**。温度脊与反气旋中心逐渐接近，转变为**温度比较对称的深厚暖性反气旋**，涡度和热力因子作用减小，地面反气旋中心无正变压出现，反气旋停止发展。

消亡阶段 ① 转化为暖性反气旋，随后减弱并消亡 ② 减弱、消失并入到副热带高压中。

3.4.3 气旋再生与气旋族


副冷锋


两个锢囚气旋

3.4.3.1 气旋再生

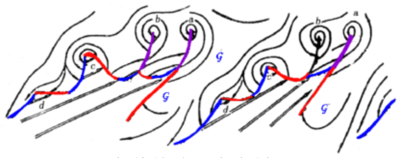
概念 趋于消亡的气旋在一定条件下又**重新发展起来**的过程。

三种情况 ① **副冷锋加入**后的再生（带来新的冷空气）

② **气旋入海**后加强（秋冬季节：入海后水面摩擦减小、由冷到暖下垫面，非绝热作用减压）

③ **两个锢囚气旋合并**加强（后面的气旋给要消亡的气旋注入活力）

3.4.3.2 气旋族


气旋族的两个个例

概念 在**同一锋系上同时出现几个不同发展阶段**的气旋序列，称为**气旋族**。即同一条锋系上出现一连串气旋，最先一个已锢囚，紧跟的一个成熟，再后面的一个波动，呈一系列的气旋。

生命史 天气持续时间变长，平均为 5~6 天，但也有长达 10 天或更长的。

活动规律 ① 在我国境内除江淮地区的**梅雨季节**外，气旋族较少产生；在欧洲气旋族最为常见。

② 一个气旋族的气旋个数多少不等，**多者可达五个**，少者只有两个。据统计大西洋上平均每族有四个气旋，太平洋上和我国沿海多是 2~3 个。

3.4.4 热低压

定义 一种**无锋面气旋**，由于近地面加热，一般只出现在近地面层(700hPa 以下)，3~4km 就不明显的暖性低压系统，浅薄少移动。通常可分为**地方性热低压**和**锋前热低压**。

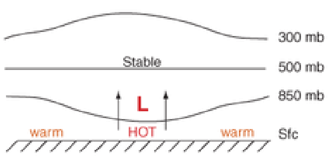
形成 ① **局地加热**：地方性热低压的强度**有明显的日变化**。夜间和早晨，地面温度较低，热低压较弱，有时甚至消失；白天随着地面温度的增高，热低压逐渐增强，到午后达到最强，傍晚又随着地面温度的下降而减弱。$\frac{\partial T}{\partial t}>0 \Rightarrow \frac{\partial H}{\partial t}>0 \Rightarrow \frac{\partial \bar{P}}{\partial t}>0 \Rightarrow \nabla_h \cdot V_h>0 \Rightarrow \frac{\partial P_0}{\partial t}<0 \Rightarrow \nabla_h \cdot V_{h_0}<0 \Rightarrow \frac{\partial \zeta}{\partial t}>0 \Rightarrow$ 热低压

② **锋前热低压**：这种热低压出现在**冷锋前的暖区**里。其成因主要是冷锋前的**暖区上空有暖平流**，引起地面降压（还有局地受热不均的影响）。当冷锋进入后，其可能转化为锋面气旋。

活动规律 ① **一般很少移动**。地方性热低压多在原地消失，但锋前热低压可随锋面一起移动，但移速较慢，往往小于冷锋移速。当锋面进入热低压，随即填塞、消失或转为锋面气旋。

② **四季均可出现**。尤其在**夏季为最多**，初秋次之，冬季最少。在我国多出现在西北、西南地区，地方性热低压最易出现在沙漠地区及盆地，如塔里木盆地和柴达木盆地等。

③ 热低压所产生的天气因其出现的地方、时间和水汽条件的不同而不同。



热低压

3.5 东亚气旋与反气旋

3.5.1 东亚气旋概述

源地　东亚地区(70º-140ºE，20º-55ºN)有**两个**气旋发生频率最大地带（统计得到的~30°南方或~50°北方）

3.5.1.1 北方气旋

范围　**45°-55°N**，70°-140°E　以黑龙江、吉林与内蒙的交界地区产生最多；伴随大风和降温；降水量相对小。

种类　**蒙古气旋、东北气旋、黄河气旋、黄海气旋**

蒙古气旋　多生成在**蒙古中部和东部**。

东北气旋　又称东北低压，多系蒙古气旋或河套、华北以及渤海等地气旋**移到东北地区**而改称。

黄河气旋　生成于**河套及黄河下游地区**。

黄海气旋　生成于**黄海**和由**内陆移来**的气旋。

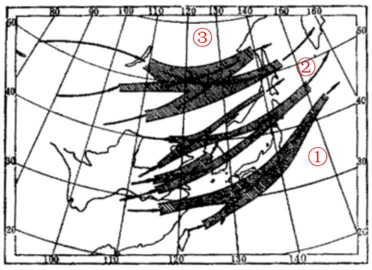
3.5.1.2 南方气旋

范围　**25°-35°N**，70°-140°E　多生成于我国的**江淮流域、东海和日本南部**海面的广大地区。天气以降水为主，降雨量大，有时出现雷阵雨。

种类　**江淮气旋、东海气旋**

江淮气旋　发生地主要在**长江中下游**、淮河流域和湘(湖南)赣(江西)地区。

东海气旋　活动于东海地区，在东海地区生成或江淮气旋东移入海后而改称。



东亚气旋移动路径

3.5.1.3 东亚气旋的路径

路径　**① 日本以东或东南方洋面**　**② 我国东北地区**

③ 朝鲜、日本北部地带　总体往东北方向（引导气流）

移速　每小时 30~40km。夏季慢，**春季快**(气流调整时期)。一般**在初生阶段快**(系统的移动速度与强度成反比)。锋面气旋的移动方向一般沿对流层(500 或 700hPa)气流的方向**(引导气流)**移动

3.5.2 东亚反气旋的活动地区和路径

活动地区　蒙古西部到我国河套地区，呈西北-东南向。**冬夏呈现显著差异**。

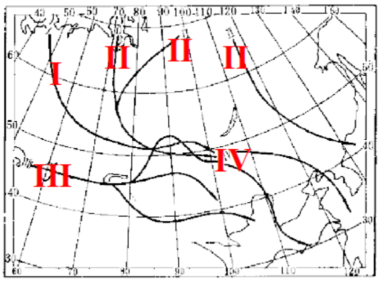
路径　① 亚洲大陆西北-西伯利亚-蒙古-我国 **(冬半年)**

② 亚洲大陆北方自北向南或自东北向西南，转向东南-西伯利亚-蒙古-我国 **(冬半年)**

③ 大陆西方由西向东直接进入我国或折向东北由蒙古进入**(夏半年)**

④ 蒙古-我国 **(冬半年)**

寒潮关键区　95%的冷空气都要经过**西伯利亚中部地区**并在那里积累加强。



东亚反气旋移动路径

3.5.3 蒙古气旋和江淮气旋的生成

3.5.3.1 蒙古气旋的生成过程

生成总述　北方气旋以**蒙古气旋**为代表。蒙古气旋一年四季均可出现，以春秋季为最多。

形成过程　分三类：**暖区新生，冷锋进入倒槽，蒙古副气旋**（后两类参见天气学分析基础）

暖区新生类　出现次数最多。西西伯利亚发展**很深的气旋**向东北或向东移动时，受到**蒙古西部的萨彦岭、阿尔泰山**等山脉的影响，往往减弱填塞，但一旦越过山脉，中东部下坡地形有利于气旋形成加强。

新生条件　迎风坡：高空槽上山减弱变平，冷空气堆积温度槽加深　　背风坡：高空槽下山加深

疏散的高度槽，正涡度平流加深。春季高原下垫面的**非绝热加热作用**使温度脊更为强烈；蒙古中部地面先出现热低压或倒槽或相对暖低压区；**疏散槽**（动力因子正涡度平流叠加，暖低压获得动力性的发展）　温度场落后于高度场，冷暖平流均强烈，促进冷暖锋锋生。

3.5.3.2 江淮气旋的生成过程

形成过程　两类：**静止锋波动型，倒槽锋生型**

静止锋波动　与典型气旋生成类似，高空短波槽移动到江淮静止锋上空。在槽前脊后，**动力因子作用**（正相对涡度

平流使得地面减压）使得静止锋上生成低压中心，偏北气流南压，偏南气流北抬，形成冷暖锋。

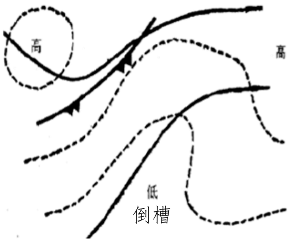
倒槽锋生

① 开始时，由于高空**南支锋区**上西南气流将暖空气向北输送，**地面减压形成倒槽并东伸**。

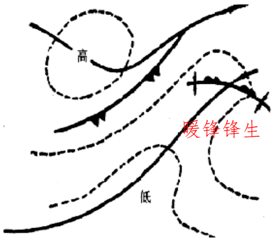
② 这时在**北支锋区**上有一小槽从西北移来，在地面上配合有一条冷锋和锋后冷高压。

南支槽前暖平流增强，暖锋锋生，高空槽东移，地面冷锋逐渐接近倒槽。

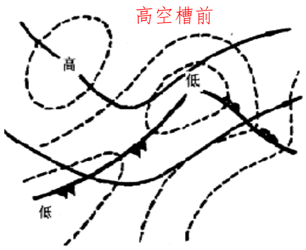
③ 南北两支锋区在江淮**叠加**，**冷锋进入倒槽与暖锋相接**，在**槽前正涡度平流**（动力因子加入）下方，**江淮气旋形成**。



须线是地面等压线



冷锋还没进入低压



两者焊接