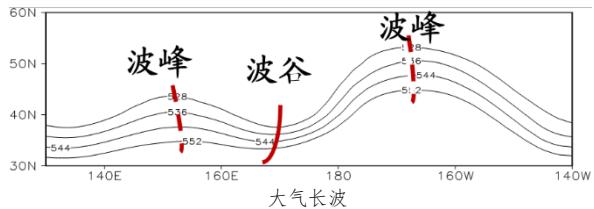


第六章 大气中的基本波动



章节引入

天气图上可见：高度场、温度场基本呈**波状分布**。因此，可用物理学中研究波动现象的方法来讨论大气运动。注意，在高空天气图上直接看到的是气流的流型，并非是波动，但这种西风气流大幅度的弯曲流动的确折射出大气长波的存在。上章我们已经得到：大气运动=纬向平均运动+涡旋运动=大气环流+天气系统。

波动学 以直观的**天气学**（槽脊结构）和**物理学图像**（水波等）作为基础，在气象学中引入**波动**概念，并用**数学方式**进行理论探讨和完善，形成**大气波动理论**和**大气波动学**。目前波动学是**主流理论**。

波动学优点 ① 可以利用**成熟的波动学理论**对天气系统形成机理、发生发展和移动进行研究。

② 由于槽脊的移动是等位相线的运动，即波的移动，所以**槽脊的移速 = 相速 = 波速**。

③ 波动学把气旋（低压）、反气旋（高压）系统联系起来，能够判断涡旋系统的发展和演变。

案例分析

① 气旋增强：漩涡动力学角度是涡度增加；能量学角度是 K' 增加；波动学角度则是槽的加深。

② 系统移动：波动学角度是槽脊东移；涡旋动力学角度是 气旋前： $\frac{\partial \zeta}{\partial t} > 0$, 即 $\zeta \uparrow$
气旋后： $\frac{\partial \zeta}{\partial t} < 0$, 即 $\zeta \downarrow$ } \Rightarrow 气旋东移

波动学目的 通过**大气运动方程组**，利用**波动学理论**讨论**天气系统**（大尺度）的形成、发生发展及移动的机理。

存在问题 大气基本方程中除了大尺度的天气波动外，还存在其他波动的干扰。

基本波动 大气中四类基本波动：**大气长波**，**声波**，**重力波**（水波就是一种重力波），**惯性波**。因为没有电磁学方程，不包含电磁波/光波（不考虑雷电现象）

波动

各种波动的形成机制、性质及对天气产生的影响有所不同，因此在进行大气波动学分析时，不可能把所有波动类型都考虑进去。最早的天气预报使用的是原始方程，因其包含各种波动，次要波动的噪声会将误差放大，导致几小时变压数百百帕的错误结果。

声波 弹性振动（大气的可压缩性） 快波

惯性波 惯性振荡（旋转性）+辐射散 高频波

重力内波 浮力振荡（层结性）+辐射散 高频波

重力外波 辐合辐射 故快波

Rossby 波 β 效应 慢波

滤波 可以把波动分类：{**重要**：大气长波 \Rightarrow 称为**谐音**：需要保留
次要：如声波等 \Rightarrow 称为**噪音**：需要去掉 \Rightarrow **滤波**

滤波目的 去除次要波动的干扰，讨论主要波动，在数值预报中滤波非常重要。

例如声波是由于大气可压缩性引起的，假设大气是不可压的就可以滤去声波，但对天气波动影响不大。因此，有必要研究包括次要波动在内的所有波动的机制和性质，以实现滤波的目的。

误差的增长

如果取时间步长 Δt 为 10 分钟，对于时间尺度为 10^5 s 的天气尺度波动来说，误差就较小。而对于像声波等快波来说，**误差就很大（随机的），且是累积的**，最终导致整体系统的不稳定性，此时就需要**滤去快波**。然而由于计算机资源限制， Δt 也不能取太小。

然而，考虑到大气系统的混沌性（初值敏感），一旦有误差，其放大的效应会十分显著且迅速。因此，一定时段内的天气预报是合理的，一旦超出一定时段，预报就会因为混沌性而失效。

6.1 波动的基本概念

6.1.1 波动的定义

波动定义 质点受力的作用围绕某平衡位置振动，振动在空间的传播形成波动。

基本条件

① 振动（回复力） ② 能够传播（质点与质点之间建立联系）

例如单个单摆摆动，不能引起其它单摆摆动；但用一根线把它们连起来，一个摆动可以传播出去。

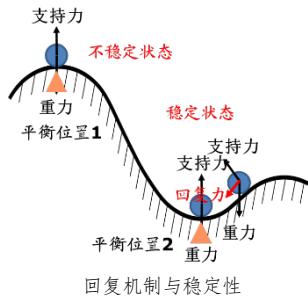
波动机制 波动的机制包括振荡机制和传播机制，二者缺一不可。学习每种波动都需要清楚这两种机制。

震荡机制 亦称回复机制，在机械学中的观点就是回复力。如右上图，稳定位置如果有偏移，就存在回复力。

大气层结中也具有类似的情况
 { 稳定：净浮力与位移方向相反，可以产生振荡
 不稳定：净浮力与位移方向相同 }

传播机制 质点与质点之间的联系。波动传播的是振荡的状态，波动是能量传播的一种基本形式。

最大特点 波动的最大特点是周期性：时间上周期变化、空间上周期分布、有规律、重复发生、可预测。



6.1.2 波动的数学模型与波参数

6.1.2.1 简谐振动

简谐振动 回复力大小与位移成正比，方向与位移相反。设质量为 M ，回复力大小为 $-ky$ (k 为比例系数)。

根据牛顿第二定律： $M \frac{d^2y}{dt^2} = -ky \Rightarrow \frac{d^2y}{dt^2} = -\frac{k}{M}y$ 令 $\frac{k}{M} = \omega^2$ ，则： $\frac{d^2y}{dt^2} + \omega^2 y = 0$ 简谐振动方程

简谐振动方程的解： $y = c_1 \sin \omega t + c_2 \cos \omega t = A \cos(\omega t - \alpha)$ 仅仅是时间的函数

振动是单个质点的运动，是仅以时间为自变量的运动，多属于常微分方程问题。

简谐波

简谐振动稳定地传播所形成的波动称为简谐波。一维简谐波解： $y = A \cos(kx - \omega t + \alpha) = A \cos \theta$

波动是以时间、空间为变量的，属于偏微分方程问题。

6.1.2.2 波参数

振幅A $A = A$ 物体离开平衡位置的最大位移

周期T $T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{L}{C}$ 空间固定位置上的点完成一次全振动所需时间

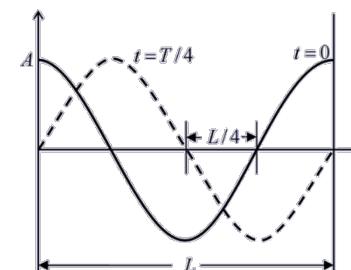
圆频率ω $\omega = \frac{2\pi}{T}$ 2π 时间内质点完成全振动的次数

波长L $L = \frac{2\pi}{k} = CT$ 相邻两个同位相点之间的距离

波数k $k = \frac{2\pi}{L}$ 2π 距离内包含了多少个波长

位相θ $\theta = kx - \omega t + \alpha$ 波在 x 轴上各点各时刻的位置， α 为初位相， $\theta = \text{const}$ 的点构成的面称等位相面

波速 $C = \frac{\omega}{k} = \frac{L}{T}$ 等位相线(面)的移速，即槽脊的移动速度。



等位相面与波速

波速推导

有速度 $C = \frac{dx}{dt} \Big|_{\theta=\text{常量}}$ ，且等位相面 $\theta = kx - \omega t = \text{常量} \Rightarrow k \frac{dx}{dt} - \omega = 0 \Rightarrow C = \frac{dx}{dt} \Big|_{\theta=\text{常量}} = \frac{\omega}{k} = \frac{L}{T}$

简谐波解 $S(x, t) = A \cos\left(\frac{2\pi}{L}x - \frac{2\pi}{T}t\right) = A \cos(kx - \omega t) = A \cos k(x - ct)$ 初位相为零

纬向波数目 $m = \frac{l}{L} = \frac{2\pi R}{L} = \frac{2\pi \alpha \cos \phi}{L}$ 整个纬圈长度为 l ，纬圈上 m 个谐波对应的波长为 $L = l/m$ 。

纬向波数 $k_m = \frac{2\pi}{L} = \frac{2\pi}{l/m} = \frac{2\pi m}{l} = \frac{m}{\alpha \cos \phi}$ $m=1; m=2; m=3$

纬向波数目与纬向波数是两个不同的东西



横波与纵波

按振动方向与波动传播方向的关系，可分为横波与纵波两大类：

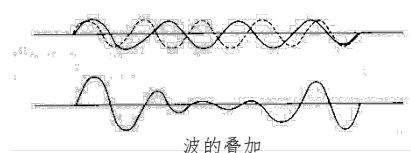
① 若质点振动方向与波的传播方向一致，此种称为纵波，如水平声波。

② 若质点振动方向与波的传播方向垂直，此种称为横波，如重力水面波（上下振动，水平方向传播）

6.1.3 波动的数学表示

波的叠加

实际大气扰动不是单纯的简谐波，可以看成是各种不同波长、不同振幅的简谐波的叠加。各简谐波之间位相会有差异，因而出现振幅相抵消或叠加的现象。



分析方法

数学上任一函数都可以用傅立叶级数展开来表达。我们将某物理量的波在纬圈上展开成傅立叶级数：

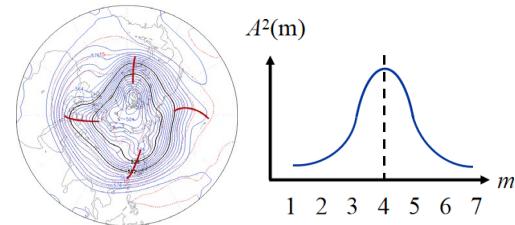
$$S(x, t) = \sum_m S_m \quad (m \text{ 纬向波数目} = 1, 2, 3, \dots) \quad \text{其中 } S_m = B_m \cos k_m(x - c_m t) + D_m \sin k_m(x - c_m t) \\ = A_m \cos[k_m(x - c_m t) + \alpha_m] \text{ 表示第 } m \text{ 个谐波。理论上已知 } S(x, t), \text{ 可以得到各 } B_m, D_m, A_m.$$

实际扰动虽然是许多简谐波组成，但往往只有几个谐波分量是主要的，其频率、振幅虽然不同，但动力学性质往往一样。因此如果想得到定性的结果，分析一个典型的谐波分量就足够了。

$$S(x, t) = \sum_i S_i \approx S_m$$

实际案例

例如右图，天气图上存在四个大脊大槽。我们只要研究纬向四个波其中的一个的性质，就能得到整体的结果。



形式解

如果考虑线性波动的传播问题，可以近似把波动考虑为简谐波形式解。

线性波动

线性波动指发生在线性系统中的波动。线性系统指对它的输入和它产生的输出之间，满足比例关系和可加性。比如一根绷紧的琴弦，输出与输入成正比；且两个人同时在不同位置拨动这根弦，那么弦最终的振动形态就等于两个形态之和。大气中，当波动幅度很小，对背景场的扰动很微弱时，我们常常可以把它近似为线性波动来处理。

线性算子指满足上述比例性和可加性的算子，满足性质： $L(af + bg) = aL(f) + bL(g)$ 。

如果是线性波动，波动方程为 $\mathbf{LS}(x, t) = \mathbf{0}$ ， L 为线性算子，则有：

$$L \sum_m S_m = 0 \Rightarrow \sum_m LS_m = 0 \Rightarrow \mathbf{LS}_m = \mathbf{0}$$

总和为零，且每个 LS_m 是独立的，那么自然每一项 LS_m 都等于零。取这种波动形式解为简谐波解：

① 某个简谐波最具有代表性 ② 每个简谐波都满足原方程，都具有相同性质解。

复数形式

传播问题

对于 $S = A \cos(kx - \omega t)$ ，有 $S = \operatorname{Re}[Ae^{i(kx-\omega t)}]$ 。其中 $e^{i\theta} = \cos \theta + i \sin \theta$ 求导方便

讨论线性波动的传播问题：振幅 A 为常量，不随时空变化，没有办法讨论波的强度变化，同样无法讨论频率、波数的时空变化。对于非线性波动：波-波相互作用的讨论需要使用别的方法。

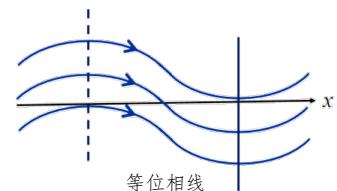
6.1.4 二维与三维平面波

一维波动

位相只随 x 变化，波动在 x 方向上传播。例如渠道波

$$S(x, t) = Ae^{i\theta} = Ae^{i(kx-\omega t)} \quad \theta = kx - \omega t = k(x - ct)$$

等位相面垂直于 x 轴，只在 x 方向移动。



注意

一维波动 ≠ 一维运动，一维运动： $u \neq 0, v = w = 0, \frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} = 0$ ，一维波动： $\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} = 0$ ， v, w 可以不等于 0。就是说， v, w 在 y, z 方向上不存在梯度，始终共同运动，流体均匀。

二维波动

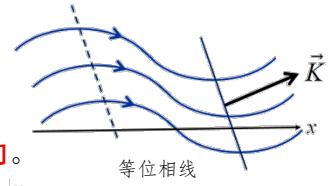
在 x 和 y 方向均有传播，我们把函数加上 ly 扩展到二维。例如水面波

$$S(x, y, t) = Ae^{i\theta} \quad \theta = kx + ly - \omega t \quad k = \frac{2\pi}{L_x} \text{ 和 } l = \frac{2\pi}{L_y} \text{ 分别为 } x \text{ 方向和 } y \text{ 方向的波数}$$

则两个方向的相速度为: $c_{px} = \frac{\omega}{k}, c_{py} = \frac{\omega}{l}$ 。

大气长波的斜槽结构可用二维波动表达, 等位相面是倾斜的。例如 PNA 波列

定义波矢: $\vec{K} = k\vec{i} + l\vec{j} = \nabla\theta$ \vec{K} 垂直于等位相面, 表示等位相面传播的方向。



整体相速度 波动整体相速度 $\vec{C} = \frac{\omega \vec{K}}{K|K|} = \frac{\omega}{K^2} \vec{K} = \frac{\omega}{k^2+l^2} (k\vec{i} + l\vec{j})$ 其中 $K^2 = k^2 + l^2$

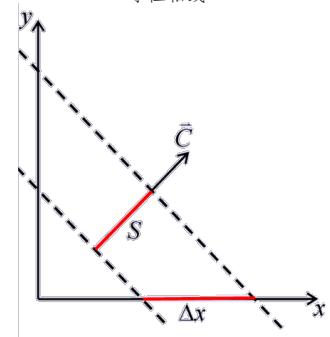
而各自方向 $c_{px} = \frac{\omega}{k}, c_{py} = \frac{\omega}{l}$, 明显 $\vec{C} \neq c_{px}\vec{i} + c_{py}\vec{j}$ 不满足矢量合成法则

相速在三个坐标方向的分量不等于三个方向的相速。

三维波动

$S(x, y, z, t) = Ae^{i\theta} = Ae^{i(kx+ly+nz-\omega t)}$ 把函数加上 nz 扩展到三维。

$\vec{K} = k\vec{i} + l\vec{j} + n\vec{k} = \nabla\theta$ $\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$ 例如声波、电磁球面波



相速度与方向上的相速

沿着各坐标轴波传播速度(相速), 与波速在各坐标轴上的分量是两个不同的物理含义。

$C = \frac{S}{\Delta t}, c_{px} = \frac{\Delta x}{\Delta t}$, 由几何关系可得: $S < \Delta x$, 所以 $C < c_{px}$ 。同理, 各个方向上 $c_{py}, c_{pz} \geq C$, 由此

$\vec{C} \neq c_{px}\vec{i} + c_{py}\vec{j} + c_{pz}\vec{k}$ 。

6.2 波群与群速度

波群

振幅表示了波动强度(能量 $E \propto A^2$)。如果 $S \approx S_{m0} \Rightarrow$ 单个简谐波, 振幅 A 是常量。

如果 $S = \sum_m S_m \Rightarrow$ 多个简谐波叠加可以表达实际的波动 \Rightarrow 那么振幅是时空的函数。考虑线性波动传播时, 使用单个简谐波解; 考虑波动强度变化时, 应该用多个简谐波叠加, 称波群或波列。

两个简谐波

考察两个振幅相同, 频率与波数相近的简谐波迭加的结果: $S = 2A \cos\left(\frac{\Delta k}{2}x - \frac{\Delta\omega}{2}t\right) e^{i(kx-\omega t)}$

由上式可见, 波群中包含两个波动的乘积: 我们认为 $e^{i(kx-\omega t)}$ 代表原来两个波的性质, 是高频载波,

$\cos\left(\frac{\Delta k}{2}x - \frac{\Delta\omega}{2}t\right)$ 代表波包(其波长很长, 变化缓慢), 是低频包络。

令波包为: $A^*(x, t) = 2A \cos\left(\frac{\Delta k}{2}x - \frac{\Delta\omega}{2}t\right)$ 则上式可简化为: $S = A^*(x, t) e^{i(kx-\omega t)}$

表示波数为 k , 圆频率为 ω , 振幅为 $A^*(x, t)$ 的波动。

具体推导

给定简谐波: $S_1 = Ae^{i(k_1 x - \omega_1 t)}, S_2 = Ae^{i(k_2 x - \omega_2 t)}$, 给定条件:

① $|k_2 - k_1| \ll |k_1| \& |k_2| \Rightarrow$ 波数相近 ② $|\omega_2 - \omega_1| \ll |\omega_1| \& |\omega_2| \Rightarrow$ 频率相近。则有:

$$S = S_1 + S_2 = Ae^{i(k_1 x - \omega_1 t)} + Ae^{i(k_2 x - \omega_2 t)} = Ae^{i\left(\frac{k_1+k_2}{2}x - \frac{\omega_1+\omega_2}{2}t\right)} \cdot \left[e^{i\left(\frac{k_1-k_2}{2}x - \frac{\omega_1-\omega_2}{2}t\right)} + e^{i\left(\frac{k_2-k_1}{2}x - \frac{\omega_2-\omega_1}{2}t\right)} \right]$$

因为 $e^{-i\alpha} + e^{i\alpha} = \cos\alpha - i\sin\alpha + \cos\alpha + i\sin\alpha = 2\cos\alpha$, 令 $k = \frac{k_1+k_2}{2}, \omega = \frac{\omega_1+\omega_2}{2}; \Delta k = k_2 - k_1, \Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$, 则有 $S = 2A \cos\left(\frac{\Delta k}{2}x - \frac{\Delta\omega}{2}t\right) e^{i(kx-\omega t)}$ 。

高频载波

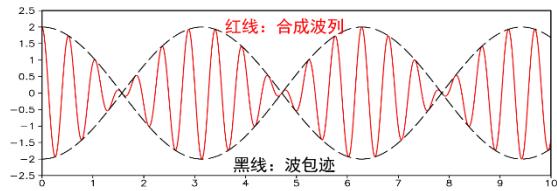
其中 $e^{i(kx-\omega t)}$ 称为高频载波(合成波列)。

载波的波数 k 和圆频率 ω 都分别接近各个单波的波数和圆频率。即: $k = \frac{k_1+k_2}{2} \cong k_1 \cong k_2$,

$\omega = \frac{\omega_1+\omega_2}{2} \cong \omega_1 \cong \omega_2$ 载波的波速也接近于各个单波的波速, 即: $c = \frac{\omega}{k} \approx \frac{\omega_1}{k_1} \approx \frac{\omega_2}{k_2}$

低频包络

其中 $A^*(x, t) = 2A \cos\left(\frac{\Delta k}{2}x - \frac{\Delta\omega}{2}t\right)$ 称为**低频包络**，它是载波的包络线，是**载波最大振幅点的连线**，又称**波包迹**。波包迹随时空是周期变化的，且传播的。



慢变波包

由于 $\Delta k \ll k, \Delta\omega \ll \omega$ ，因而波包迹（振幅）的波长和周期远大于单波的波长和周期，即波包迹（振幅）相对于载波随时空变化是相当缓慢的。所以经常称之为**慢变波包**。

注意

振幅 A 没有负的，出现负振幅代表着改变 π 个位相： $-A = Ae^{i\pi}$ 。

群速

波包迹的传播速度： $C_g = \frac{\Delta\omega/2}{\Delta k/2} = \frac{\Delta\omega}{\Delta k} \Rightarrow \frac{d\omega}{dk}$ 波的振幅(能量)的传播速度称为**群速**： $c_g = \frac{d\omega}{dk} = c + k \frac{dc}{dk}$

综上分析，波群有两种速度：**相速度与群速度**

① **相速度**是位相的传播速度（如槽脊的移速），载波的移动速度。

② **群速度**是振幅/能量的移动速度，波包迹的移动速度。

一维波动

若频散关系式 $\omega = \omega(k)$ 已知，则相速度为 $c = \frac{\omega}{k}$ 群速度为 $c_g = \frac{d\omega}{dk}$

三维波动

若频散关系 $\omega = \omega(k, l, n) = \omega(\vec{k})$ 已知，则相速度为 $\vec{C} = \frac{\omega}{K^2} \vec{K}$ 群速度为 $\vec{C}_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \vec{i} + \frac{\partial \omega}{\partial l} \vec{j} + \frac{\partial \omega}{\partial n} \vec{k}$

频散现象

若相速度大于群速度，则**波能量相对于合成波列有传输现象**，称为**频散现象**（如下图）。

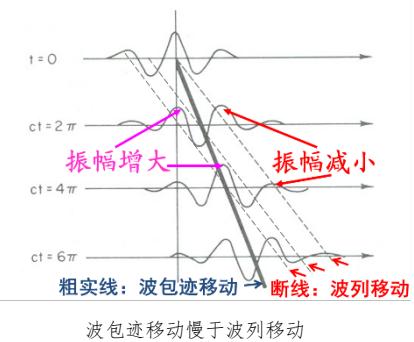
其原因在于各谐波分量相速 c 不同（ c 与 k 有关）。

相速度和群速度是否不同？什么情况下相同？什么情况下不同？

有关系式： $\omega = kc \Rightarrow c_g = \frac{d\omega}{dk} = c + k \frac{dc}{dk}$ 讨论了相速度与群速度的关系。

① 若 c 与 k 无关 $\frac{dc}{dk} = 0, c_g = c$ 该波动的波速与波长无关，波动的能量随波动的传播而传播 \Rightarrow 非频散波，非频散波的波形不发生变化。

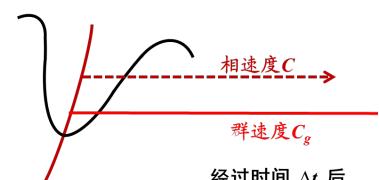
② 若 c 与 k 有关 $\frac{dc}{dk} \neq 0, c_g \neq c$ 该波动的波速与波长有关，波动的能量不随波动的传播而传播 \Rightarrow 频散波，频散波的波形会发生变化（右图）。



上游效应

→ 叶笃正，1949，能量频散理论

波动在传播过程中，会通过能量频散作用，上游波动的能量先于波动本身到达下游（即群速度大于相速度的情况），在下游激发新的波动或加强下游原有波动，称为**上游效应**。

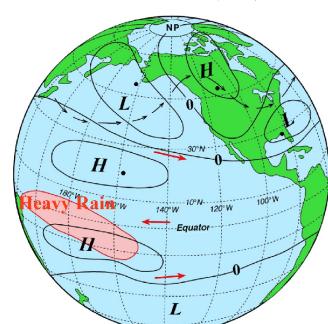


气候遥相关现象

① 直接环流的遥相关，如沃克环流。和群速度没有关系。
② 定常波列遥相关：PNA 遥相关，能量源在西太平洋赤道区域，往北形成正负波列，**相速为零，群速不为零**，导致能量频散传输，形成波列。

这个形势维持时间较长，是气候问题，故这是一个驻波，或称“定常波”。

Pacific-North American (PNA) Pattern



6.3 微扰动线性化方法

小节引入

本节是本章最重要的方法，后续的所有波动都采用该方法讨论。

总体方法论 物理模型建立(波动的机制)→数学模型(原始方程在物理约束基础上的简化)→利用**微扰法**对数学模型**线性化**→求解模型(标准波形法)得到**频散关系式**→求解**波速和群速度**→根据解分析**波动性质**

求解波动 求解波动从基本方程组入手，例如运动方程 $\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + fv$ 中存在未知量的二次及二次以上乘积项，即**非线性项**。它使得求解困难，我们希望做**线性化处理**或者**求数值解**。大气中存在非线性现象，如：多平衡态、突变现象，但讨论波动时可以线性化。

求解方法 非线性方程→**作适当假设或近似(物理模型)+微扰动法+线性化+标准波形法**→近似解

基本思想 ① 任一气象要素，由**已知基本量**叠加**未知扰动量**组成，即 $s = \bar{s} + s'$ ，且 $|s'| \ll |\bar{s}|$ ，是**微扰动**。例如基本气流的取法：依据研究的问题决定。可以取静止基流 $\bar{u} = \bar{v} = \bar{w} = 0$ 或者沿纬圈的平均速度场 $\bar{u} = const, \bar{v} = \bar{w} = 0$ ，又或者考虑大气的斜压性 $\bar{u} = \bar{u}(y, z), \bar{v} = \bar{w} = 0$ 。

② **基本量满足原方程和边界条件**。

③ **扰动量及其改变量**都是小量，其**二次及二次以上乘积项(非线性项)**可作为高阶小量**忽略**，从而得到线性方程。扰动量充分小：热力学变量：指扰动量远小于基本场变量；运动学变量：是扰动量本身充分小，因为静止大气可作为基本态。

基本步骤 ① 将描写大气运动和状态的物理量分解为**基本量与扰动量**，将变量分解带入方程及边界条件
② 将**所得方程减去基本量所满足的方程**
③ 略去上述方程中**扰动量的高阶项**

运动方程 $\frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} = -\frac{\partial \varphi'}{\partial x} + fv' \quad \frac{\partial v'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial v'}{\partial x} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial y} - \frac{\rho'}{\bar{\rho}} f \bar{u} - fu'$

x方向运动方程的线性化

① $\bar{u} = const, \bar{v} = \bar{\omega} = 0$ 。变量分解 $u = \bar{u} + u', v = v', \omega = \omega', \varphi = \bar{\varphi} + \varphi'$ 。代入方程：

$$\frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial t} + (\bar{u} + u') \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial x} + (v') \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial y} + (\omega') \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial p} = -\frac{\partial(\bar{\varphi} + \varphi')}{\partial x} + fv'$$

② 写出基本量的方程： $\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = -\frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial x} \Rightarrow \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = 0$ 。两式相减（注意到 \bar{u} 不随空间变化）：

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + u' \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial x} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} + v' \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial y} + \omega' \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial p} = -\frac{\partial \varphi'}{\partial x} + fv'$$

③ 略去上述方程中**扰动量的高阶项**，得到线性化后的方程： $\frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} = -\frac{\partial \varphi'}{\partial x} + fv'$

y方向运动方程的线性化

① 变量分解： $u = \bar{u} + u', v = v', w = w', p = \bar{p}(y, z) + p', \rho = \bar{\rho}(y, z) + \rho'$ 。代入方程： $\frac{\partial v'}{\partial t} + (\bar{u} + u') \frac{\partial v'}{\partial x} + v' \frac{\partial v'}{\partial y} + w' \frac{\partial v'}{\partial z} = -\frac{1}{(\bar{\rho} + \rho')} \frac{\partial(p + p')}{\partial y} - f(\bar{u} + u')$ ，需要将气压梯度力项拆分： $\frac{1}{\bar{\rho} + \rho'} = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{1}{1 + \frac{\rho'}{\bar{\rho}}} \sim \frac{1}{\bar{\rho}} \left(1 - \frac{\rho'}{\bar{\rho}}\right)$ ，故得到：

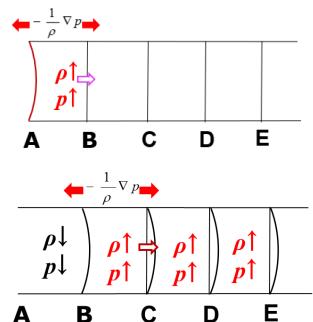
$$\frac{\partial v'}{\partial t} + (\bar{u} + u') \frac{\partial v'}{\partial x} + v' \frac{\partial v'}{\partial y} + w' \frac{\partial v'}{\partial z} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \frac{\rho'}{\bar{\rho}^2} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - \frac{1}{\bar{\rho}} \left(1 - \frac{\rho'}{\bar{\rho}}\right) \frac{\partial p'}{\partial y} - f\bar{u} - fu'$$

② 写出基本量的方程： $0 = -\frac{1}{\bar{\rho}(y, z)} \frac{\partial \bar{p}(y, z)}{\partial y} - f\bar{u}$ 。两式相减（注意到其中 $\frac{\rho' \partial \bar{p}}{\bar{\rho}^2 \partial y} = \frac{\rho'}{\bar{\rho}} f\bar{u}$ ）：

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + (\bar{u} + u') \frac{\partial v'}{\partial x} + v' \frac{\partial v'}{\partial y} + w' \frac{\partial v'}{\partial z} = -\frac{\rho'}{\bar{\rho}} f\bar{u} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial y} + \frac{\rho'}{\bar{\rho}^2} \frac{\partial p'}{\partial y} - fu'$$

③ 略去上述方程中**扰动量的高阶项**，得到线性化后的方程： $\frac{\partial v'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial v'}{\partial x} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial y} - \frac{\rho'}{\bar{\rho}} f\bar{u} - fu'$ 。

适用范围	小扰动法只适用于 小振幅波 的讨论 $ q' \ll \bar{q} $, 对于 有限振幅波 此法失效 只适用于 天气系统发展的初始阶段 , 在发展旺盛期和后期锢囚阶段都不能使用(槽脊波动很大)
	① 小振幅扰动可以略去 $\vec{V}' \cdot \nabla \vec{V}'$, 这表示 {数学上: 扰动量二次乘积项, 数值很小} 以小振幅扰动为主时, 可近似为线性现象。 ② 对于有限振幅的扰动, 这时不满足 $ \mathbf{A}' \ll \bar{\mathbf{A}} $ 扰动量的二次以上乘积项不能作为高阶小量忽略。此时非线性项重要。有限(大)振幅扰动为非线性现象。例如: 阻塞形势是大振幅扰动, 非线性过程, 用线性过程就不能解释阻塞高压形成的机制和特征。
标准波形法	normal modes method , 假设变量具有波形式解: $\phi = Ae^{i(kx+ly-\omega t)}$ 这里实际上取实部, 暂时忽略
	对时间 t 求偏导: $\frac{\partial \phi}{\partial t} = -i\omega\phi, \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = (-i\omega)^2\phi \dots \dots \frac{\partial^n \phi}{\partial t^n} = (-i\omega)^n\phi$
	对空间 x 求偏导: $\frac{\partial \phi}{\partial x} = ik\phi, \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = (ik)^2\phi \dots \dots \frac{\partial^n \phi}{\partial x^n} = (ik)^n\phi$ 同理对 y 求偏导: $\frac{\partial \phi}{\partial y} = il\phi, \dots$
	得到如下符号关系式: $\frac{\partial}{\partial t} \leftrightarrow -i\omega \quad \frac{\partial^2}{\partial t^2} \leftrightarrow (-i\omega)^2 \dots \dots \frac{\partial^n}{\partial t^n} \leftrightarrow (-i\omega)^n$ 微分项转变为代数项 $\frac{\partial}{\partial x} \leftrightarrow ik \quad \frac{\partial^2}{\partial x^2} \leftrightarrow (ik)^2 \dots \dots \frac{\partial^n}{\partial x^n} \leftrightarrow (ik)^n \quad \frac{\partial}{\partial y} \leftrightarrow il, \dots \dots$
示例	地转风: $\begin{cases} \bar{\rho} \frac{\partial u'}{\partial t} = -\frac{\partial p'}{\partial x} + \bar{\rho} f v' \\ \bar{\rho} \frac{\partial v'}{\partial t} = -\frac{\partial p'}{\partial y} - \bar{\rho} f u' \end{cases}$ 设 $\begin{pmatrix} u' \\ v' \\ p' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U \\ V \\ P \end{pmatrix} e^{i(kx+ly-\omega t)}$ $\Rightarrow \begin{cases} -i\omega \bar{\rho} U - \bar{\rho} f V + ikP = 0 \\ -i\omega \bar{\rho} V + \bar{\rho} f U + ilP = 0 \end{cases}$ 则微分方程组化为代数方程组。
频散关系式与案例分析	对于波动方程 $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - a^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 0$ 设波动解: $\varphi = A e^{i(kx-\omega t)}$, 代入方程中: $(-i\omega)^2 - a^2 (ik)^2 = 0 \Rightarrow \omega = \pm ak$ 。 表示频率和波数之间关系的式子: 频散关系式 $\omega = \Omega(\mathbf{k})$ 。由频散关系式容易求出相速、群速: $c = \frac{\omega}{k} = \pm a, c_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \pm a$ 。 可见这是个非频散波。然而, 对于 $\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - a^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + b^2 \phi = 0$, 求解后发现: $\omega = \pm \sqrt{a^2 k^2 + b^2}$, 有 $c = \frac{\omega}{k} = \pm \sqrt{a^2 + \frac{b^2}{k^2}}$, 不难发现, 如果原始方程中多了 $b^2 \phi$ 这一项可能的耗散项, 非频散波就变为了频散波。
6.4 声波和兰姆波	
6.4.1 声波	
6.4.1.1 基础概念	
声波起源	Sound wave , 大气是 可压缩流体 , 局地空气被压缩或膨胀时, 周围空气会依次被压缩或膨胀, 声音就是由于这种 绝热膨胀或压缩 形成的
模型假设	绝热过程 , 压缩膨胀过程 很快 , 忽略与外界热交换。
物理分析	① AB 间空气块 受压缩 , 产生 水平辐合 →根据连续方程: 密度增大 →根据状态方程: 气压增大 →产生向左/向右的 压力梯度力 → AB 区空气块向右加速运动, B 处有加速度: 水平运动 →使得 AB 区 水平辐散 , 密度/气压减小; 同时, BC 区空气受到 压缩 , 密度/气压增大→在 BC 区域产生了向左和向右的压力梯度力→使得 BC 区域的右侧又产生了新的 压缩区 。 可见, A 位置空气的运动引起其他 空气质点 也运动起来。 【传播机制】



② BC区域产生向左的压力梯度力，对向右运动的AB区空气块施加了回复力→B处空气向右运动速度减小，最终使其向左运动→AB区空气再次受到压缩，空气辐合，气压增大，产生水平气压梯度力……这样循环往复，管子中出现了压缩-膨胀-压缩的声波。【振荡机制】

内在条件

大气可压缩性是声波产生的内在条件。

传播机制

辐射散交替变化是声波的传播机制。

性质

- ① 声波的振动，与传播方向一致，属于典型纵波。
- ② 声波是多向传播的（球面波）。
- ③ 与天气系统（振荡周期为几天，传播速度为 10m/s ～与风速相当）相比，声波是高频波、快波，如果不滤去，会引起不稳定。

6.4.1.2 声波的物理模型

中心思想

- ① 物理模型首先要突出研究对象的产生机制：声波产生的机制、过程、物理条件要保留和突出。
- ② 去掉次要的波动，即滤波：给出的条件要能去掉其它波动，保留声波。
- ③ 尽量使问题简化，声波可以是三维传播的，但为简单起见，可简化为一维问题，机制没发生变化。

物理假设

- ① 大气是可压缩的。
- ② 大气运动仅仅局限在x轴上， $v \equiv 0, w \equiv 0$ 。由于声波是纵波，则声波只在x向传播，简化问题的同时可滤掉横波（如重力波、大气长波等）。
- ③ 不计科氏力 $f = 0$ ：科氏力不是引起声波的主要作用，滤去由科氏力产生波：惯性波、大气长波等。
- ④ 膨胀和压缩是绝热过程。

6.4.1.3 声波的数学模型

原始方程组

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} & \text{运动方程} \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} = 0 & \text{连续方程} \\ \frac{d \ln \theta}{dt} = 0 \quad (\theta = \frac{p}{R\rho} \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R}{c_p}}) & \text{绝热方程} \end{cases}$$

三个方程、三个未知量，是一个闭合方程组

绝热方程 $\frac{dp}{dt} - \kappa p \frac{d\rho}{dt} = 0$, 其中 $\kappa = \frac{c_p}{c_v} \approx 1.4$ 。将方程改为明确含有 p, ρ 的方程

绝热方程的推导

改写热力学能量方程： $\frac{d \ln \theta}{dt} = 0$ 。由于膨胀和压缩是绝热过程： $\theta = \frac{p}{R\rho} \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R}{c_p}} = p^{1-\frac{R}{c_p}} \cdot \frac{1}{R\rho} \cdot p_0^{\frac{R}{c_p}}$

$$\frac{d \ln \theta}{dt} = \left(1 - \frac{R}{c_p} \right) \frac{d \ln p}{dt} - \frac{d \ln \rho}{dt} \Rightarrow \frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dt} = \left(1 - \frac{R}{c_p} \right) \frac{1}{p} \frac{dp}{dt} - \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \Rightarrow 0 = \frac{c_v}{c_p} \frac{1}{p} \frac{dp}{dt} - \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt}, \text{令 } \kappa = \frac{c_p}{c_v} \approx 1.4, \text{则得上式。}$$

数学模型

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \\ \frac{dP}{dt} - \kappa P \frac{d\rho}{dt} = 0 \end{cases}$$

下面两式联立消去 $\frac{d\rho}{dt}$ 得：

$$\begin{cases} \frac{\partial P}{\partial t} + u \frac{\partial P}{\partial x} + \kappa P \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \end{cases}$$

具体过程

$\frac{dP}{dt} = \frac{\partial P}{\partial t} + u \frac{\partial P}{\partial x}$ (不考虑 y, z 方向)， $\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x}$ ，故将②代入③，可得 $\frac{\partial P}{\partial t} + u \frac{\partial P}{\partial x} - \frac{\kappa P}{\rho} \left(-\rho \frac{\partial u}{\partial x} \right) = 0$ 。

① 连续方程： $\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \vec{V} = 0$ ② 大气的可压缩性 $\frac{d\rho}{dt} \neq 0$

③ 水平辐合辐散 $\frac{\partial u}{\partial x} \neq 0$ ④ 绝热方程将 p 与 ρ 的变化联系起来，气压梯度力驱动大气运动。

线性化

$$P = \bar{P} + P' \quad \bar{P} = \text{Const}$$

① 设： $u = \bar{u} + u'$ 且 $\bar{u} = \text{Const}$ 表示某纬度某高度
 $\rho = \bar{\rho} + \rho'$ $\bar{\rho} = \text{Const}$

② 注意: $\frac{1}{\rho} \approx \frac{1}{\bar{\rho}} - \frac{\rho'}{\bar{\rho}^2}$

$$\begin{cases} \frac{\partial P'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial P'}{\partial x} + u' \frac{\partial P'}{\partial x} + \kappa \bar{P} \frac{\partial u'}{\partial x} + \kappa P' \frac{\partial u'}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} + u' \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial P'}{\partial x} - \frac{\rho'}{\bar{\rho}^2} \frac{\partial P'}{\partial x} = 0 \end{cases}$$

③ 略去扰动量的二次乘积项即非线性项: $\begin{cases} \frac{\partial P'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial P'}{\partial x} + \kappa \bar{P} \frac{\partial u'}{\partial x} = 0 & ① \\ \frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial P'}{\partial x} = 0 & ② \end{cases}$

求波动解 可以使用消元法或行列式方法。

消元法

消去 u' , 即 $(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x})① - \kappa \bar{P} \frac{\partial}{\partial x} ②: \Rightarrow (\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x})^2 P' - \frac{\kappa \bar{P}}{\bar{\rho}} \frac{\partial^2}{\partial x^2} P' = 0$ 双曲型的波动方程, 令形式解为
 $P' = A e^{ik(x-ct)}$, 有 $\frac{\partial P'}{\partial t} = A e^{ik(x-ct)} \cdot (-ikc) = -ikc P' \Rightarrow \frac{\partial}{\partial t} \sim -ikc, \frac{\partial P'}{\partial x} = A e^{ik(x-ct)} \cdot (ik) = ikP' \Rightarrow \frac{\partial}{\partial x} \sim ik$
 $\Rightarrow (-ikc + \bar{u}ik)^2 P' - \frac{\kappa \bar{P}}{\bar{\rho}} (ik)^2 P' = 0 \Rightarrow [(c - \bar{u})^2 - \frac{\kappa \bar{P}}{\bar{\rho}}] P' = 0$ P' 具有零解, P' 存在非零解即波动存在的条件为:
 $(c - \bar{u})^2 - \frac{\kappa \bar{P}}{\bar{\rho}} = 0 \Rightarrow c = \bar{u} \pm \sqrt{\frac{\kappa \bar{P}}{\bar{\rho}}} \xrightarrow{\text{状态方程}} \mathbf{c = \bar{u} \pm \sqrt{\kappa R T}}$ 令 $c_s = \sqrt{\kappa R T}$ (绝热声速), 则: $c = \bar{u} \pm c_s$
表明大气声波的相速决定于基本气流和大气的热性质和热状态。

行列式方法

形式解: $P' = A e^{ik(x-ct)}, u' = B e^{ik(x-ct)}$, 又有 $\frac{\partial}{\partial t} \sim -ikc, \frac{\partial}{\partial x} \sim ik$, 可得 $\begin{cases} (-ikc + ik\bar{u})P' + (ik\kappa\bar{P})u' = 0 & ③ \\ \left(i\frac{k}{\bar{\rho}}\right)P' + (-ikc + ik\bar{u})u' = 0 & ④ \end{cases}$

如果有非平凡解, 则行列式为零: $\begin{vmatrix} -c + \bar{u} & \kappa \bar{P} \\ 1/\bar{\rho} & -c + \bar{u} \end{vmatrix} = 0 \Rightarrow (-c + \bar{u})^2 = \frac{\kappa \bar{P}}{\bar{\rho}} \Rightarrow c = \bar{u} \pm \sqrt{\frac{\kappa \bar{P}}{\bar{\rho}}} = \bar{u} \pm \sqrt{\kappa R T}$

(若行列式为零, 则矩阵为奇异 singular 且不可逆的, 则不能通过求逆的方法来解方程, 此时矩阵的行向量线性相关, 则两个方程实际上只提供了一个约束条件, 一个约束条件无法确定两个未知数, 因此方程将有无穷多解, 这些解构成一个解空间, 即存在非平凡解)

6.4.1.4 声波的性质与滤波条件

声速方程 $\mathbf{c = \bar{u} \pm \sqrt{\kappa R T} = \bar{u} \pm c_s}$ $c_g = c$

讨论

- ① 声波是线性叠加在基本气流上的一维波动, 是双向传播的。
- ② 波速 c 与 k 无关, 是非频散波。
- ③ 声波的传播速度 c , 决定于基本气流和大气的热性质(物质常数 κ)和热状态(平均温度), 这表明声波的传播速度取决于介质。
- ④ 声波传播速度大小: $c \approx (10 \pm 330) \text{ ms}^{-1}$ 基本气流和大气长波移速为 10 ms^{-1} 左右, 声波为快波。
- ⑤ 声波为高频波。除个别情况外, 声波对天气变化无影响。

滤波条件

- ① 大气不可压。注意滤波的方法不是唯一的。
- ② 水平无辐射或准地转近似, 可以去掉水平向的声波。
- ③ 静力平衡, 气压取决于气柱重量而不是压缩程度, 可以去掉垂直向的声波。

6.4.2 兰姆波

兰姆波 **Lamb wave**, 若考虑地球的旋转作用, 在静力平衡大气中存在一种只沿水平方向传播的特殊声波, 我们称其为兰姆波。

物理假设

- ① 大气是可压缩的。
- ② 静力平衡, 且 $w \equiv 0$, 即大气运动为水平运动, 滤掉重力波。
- ③ 考虑地球旋转, 但地转参数 f 为常数, 滤去了大气长波。
- ④ 膨胀和压缩是绝热过程。

数学模型

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + f_0 v \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - f_0 u \\ -\frac{\partial p}{\partial z} - \rho g = 0 \quad \text{静力平衡} \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0 \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0 \quad \text{绝热, 位温守恒} \end{cases}$$

线性化与求解过程

① 取静止大气作为基本大气状态。设 $u = u', v = v', \bar{u} = \bar{v} = 0, p = \bar{p} + p', \rho = \bar{\rho} + \rho', \theta = \bar{\theta} + \theta'$, 同时在某个高度上, $\bar{p} = \text{const}, \bar{\rho} = \text{const}, \bar{\theta} = \text{const}$ 。此外, 基本态满足原方程: $\begin{cases} 0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x}, 0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y}, -\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} - \bar{\rho}g = 0 \\ \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} = 0, \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = 0 \end{cases}$

② 代入方程, 注意 $\frac{1}{\rho} \approx \frac{1}{\bar{\rho}} - \frac{\rho'}{\bar{\rho}^2}$, 得到: $\begin{cases} \frac{\partial u'}{\partial t} + u' \frac{\partial u'}{\partial x} + v' \frac{\partial u'}{\partial y} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x} + f_0 v' \\ \frac{\partial v'}{\partial t} + u' \frac{\partial v'}{\partial x} + v' \frac{\partial v'}{\partial y} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial y} - f_0 u' \\ -\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} - \bar{\rho}g - \frac{\partial p'}{\partial z} - \rho'g = 0 \\ \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho' \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right) + u' \frac{\partial \rho'}{\partial x} + v' \frac{\partial \rho'}{\partial y} + \bar{\rho} \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right) = 0 \\ \frac{\partial \theta'}{\partial t} + u' \frac{\partial \theta'}{\partial x} + v' \frac{\partial \theta'}{\partial y} = 0 \end{cases}$

其中 静止大气基本态: $\bar{u} = \bar{v} = 0$ 基本量满足原方程: $\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} = 0, \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = 0 - \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} - \bar{\rho}g = 0$ 。

③ 略去高阶小量, 并考虑基本方程组, 可得到线性化方程组: $\frac{\partial u'}{\partial t} - f_0 v' + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x} = 0, \frac{\partial v'}{\partial t} + f_0 u' + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial y} = 0, \frac{\partial p'}{\partial z} = -\rho' g, \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \bar{\rho} \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right) = 0$ 此外 $\frac{\theta'}{\theta} = \frac{1}{\kappa} \frac{p'}{\bar{p}} - \frac{\rho'}{\bar{\rho}}$, 若初始无位温扰动, 则 $\theta' \equiv 0$, 所以 $\rho' = \frac{\bar{\rho} p'}{\kappa \bar{p}} = \frac{p'}{\kappa R T} = \frac{p'}{c_s^2}$, $\rho' = \frac{\bar{\rho} p'}{\kappa \bar{p}} = \frac{p'}{\kappa R T} = \frac{p'}{c_s^2}$ 。令 $\pi' = \frac{p'}{\rho}$, 有: $\frac{\partial u'}{\partial t} - f_0 v' + \frac{\partial \pi'}{\partial x} = 0, \frac{\partial v'}{\partial t} + f_0 u' + \frac{\partial \pi'}{\partial y} = 0, \frac{\partial \pi'}{\partial t} + c_s^2 \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right) = 0$ 。

④ 消元: $\frac{\partial(1)}{\partial t} - \frac{\partial(3)}{\partial x}$: 消去 π' $\frac{\partial^2 u'}{\partial t^2} - f_0 \frac{\partial u'}{\partial t} - c_s^2 \left(\frac{\partial^2 u'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial x \partial y} \right) = 0 \quad \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_s^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) u' - \left(f_0 \frac{\partial}{\partial t} + c_s^2 \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \right) v' = 0$

$\frac{\partial(2)}{\partial t} - \frac{\partial(3)}{\partial y}$: 消去 π' $\frac{\partial^2 v'}{\partial t^2} + f_0 \frac{\partial u'}{\partial t} - c_s^2 \left(\frac{\partial^2 u'}{\partial y \partial x} + \frac{\partial^2 v'}{\partial y^2} \right) = 0 \quad \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_s^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) v' + \left(f_0 \frac{\partial}{\partial t} - c_s^2 \frac{\partial^2}{\partial y \partial x} \right) u' = 0$

$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_s^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) (4) + \left(f_0 \frac{\partial}{\partial t} + c_s^2 \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \right) (5)$ 消去 v' $\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_s^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_s^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) u' + \left(f_0 \frac{\partial}{\partial t} + c_s^2 \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \right) \left(f_0 \frac{\partial}{\partial t} - c_s^2 \frac{\partial^2}{\partial y \partial x} \right) u' = 0$

$L = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} - c_s^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + f_0^2 \right]$ 假设扰动与 y 无关: $L = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} - c_s^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + f_0^2 \right]$

⑤ 设波动解: $u' = U e^{i(kx - \omega t)}$, 代入 (6) 式 $\omega^2 (\omega^2 - c_s^2 k^2 - f_0^2) = 0$, 最终可解得 $\omega = \pm (c_s^2 k^2 + f_0^2)^{1/2}$ 。

波速 取 $\omega > 0, c = (c_s^2 + f_0^2/k^2)^{1/2} > c_s$ 快波 $c_g = c_s^2 / (c_s^2 + f_0^2/k^2)^{1/2} < c_s$ 频散波

垂直结构 $\frac{\partial p'}{\partial z} = -\frac{g}{c_s^2} p' \quad p' = P(z) e^{i(kx - \omega t)} \quad \frac{dp}{dz} = -\frac{g}{c_s^2} P(z) \quad P(z) = P(0) e^{-gz/c_s^2}$

$p' = P(0) e^{-gz/c_s^2} e^{i(kx - \omega t)}$ 若地面无气压扰动, 则 $p' = 0$, 此时无波动。

因此, 兰姆波属于外波, 扰动气压随高度按指数减小。但扰动速度随高度几乎不变。

6.5 重力外波和重力惯性外波

重力波

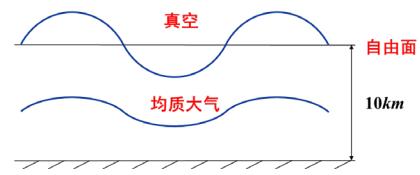
gravity wave, 是大气在重力作用下产生的一种波动, 它的产生和垂直运动联系在一起, 要求 w 不等于零。分为**重力内波**、**重力外波**。

重力外波

平静水面(上下两层密度差异巨大)受到扰动后形成的**水面波**是典型的重力外波。但是, 实际大气没有自由面(自由面是指密度不同流体的交界面), **对流层顶**可以认为一个界面。

假设

在讨论大气动力过程时(**正压情况**), 可视大气为具有一定厚度的**均质大气**, 具有了自由面。在大气界面上的空气受到垂直扰动后, 偏离平衡位置, 在重力作用下可以产生类似于水面波的波动, 称为重力外波。



6.5.1 重力外波

6.5.1.1 物理机制

物理机制 **均质流体的自由表面上**产生的波动, 与**水面波**相同。我们以一维渠道波为例:

假设初始时刻, 给 AA' 向上的扰动: AA' 间的压强(水柱高度)大于 BA 间和 $A'B'$ 间的压强→ A 线向左, A' 线向右的**压力梯度力**→ A 线向左运动, A' 线向右运动。这产生两种作用:

① AA' 间产生**辐散**, **自由面下降**, 压力减小, 压力梯度力减小, 但继续加速辐散→直到**自由面水平**, 压力梯度力为零→由于惯性继续辐散→产生**向内的压力梯度力**→辐散减弱至 0, 这时向内的压力梯度力最大→产生**辐合**, **自由面上升**→产生振荡。因此从力的角度讲, **压力梯度力**是回复机制(由气柱重量差产生); 从运动角度讲, **水平的辐合辐散运动**是回复机制。**【振荡机制】**

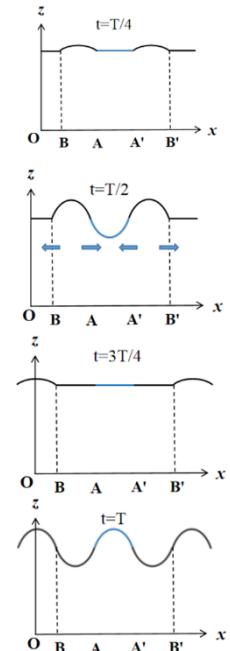
② AA' 间辐散→ BA 间、 $A'B'$ 间辐合→自由面上升→扰动向左右两边传播
传播的机制: **水平辐合辐散** **【传播机制】**

性质

① **双向传播** ② 上下振荡、水平传播, 是**垂直向横波**

形成条件

① **自由表面**的存在 ② **水平辐合辐散**是其产生、传播的重要机制。



6.5.1.2 大气中重力外波物理模型

假设条件

- ① **均质不可压**, 且具有**自由表面**, 可以滤去重力内波(没有内部的密度层结)、声波
- ② **不计科氏力作用** $f = 0$, 可以滤去惯性波、大气长波
- ③ **波动是一维的**, 运动限制在xz平面内 ($v = 0$), 简化问题、滤去水平向横波: 大气长波。

6.5.1.3 数学模型

原始方程
$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \lambda \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \end{cases}$$
 边界条件: $\begin{cases} z = 0, w = 0 \\ z = H, \frac{dp}{dt} = 0 \end{cases}$ 上部流体压力不变

其中 **λ** 为示踪系数, $\lambda = 0$ 为静力平衡, $\lambda = 1$ 为非静力平衡。可以观察静力平衡对重力外波的作用
无扰动时, 流体深度为 H 。

线性化

假设**基本气流为均匀西风**, $\bar{u} = \text{const}$, $\bar{w} = 0$ 。

$u = \bar{u} + u'$, $w = w'$, $\rho = \bar{\rho} = \rho_0$, $\rho' = 0$ (扰动均质不可压), $p = \bar{p}(y, z) + p'$ 代入原式:

$$\Rightarrow \begin{cases} \frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} + u' \frac{\partial u'}{\partial x} + w' \frac{\partial u'}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} \\ \lambda \left(\frac{\partial w'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial w'}{\partial x} + u' \frac{\partial w'}{\partial x} + w' \frac{\partial w'}{\partial z} \right) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} - g \end{cases}$$
 基本量满足静力平衡: $-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} - g = 0$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0$$

并略去二次及以上乘积项, 代入静力平衡, 得到线性化方程组。(基本量还有不少方程, 但用不到)

线性方程组

$$\begin{cases} \frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} & ① \\ \lambda \left(\frac{\partial w'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial w'}{\partial x} \right) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} & ② \\ \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0 & ③ \end{cases}$$

边界条件 边界条件的线性化: $z = 0, w = 0 \Rightarrow w' = 0$ 得到下边界条件

$$z = H, \frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + w \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \Rightarrow \frac{\partial p'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial p'}{\partial x} + u' \frac{\partial p'}{\partial x} + w' \frac{\partial p}{\partial z} + w' \frac{\partial p'}{\partial z} = 0$$

略去小量 $\Rightarrow \frac{\partial p'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial p'}{\partial x} + w' \frac{\partial p}{\partial z} = 0$ 再代入静力平衡, 可得到上边界条件

$$-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} - g = 0 \Rightarrow \frac{\partial p'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial p'}{\partial x} - \rho_0 g w' = 0 \quad (\text{此处没有科氏力})$$

标准波形 令 $(u', w', \frac{p'}{\rho_0}) = [\mathbf{U}(z), \mathbf{W}(z), \mathbf{P}(z)] e^{i(kx - \omega t)}$ (分离变量) 代入方程组:

$$\begin{cases} \frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} & ① \\ \lambda \left(\frac{\partial w'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial w'}{\partial x} \right) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} & ② \\ \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0 & ③ \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} (\bar{u}k - \omega) U = -k P & ④ \\ i\lambda(\bar{u}k - \omega) W = -\frac{dP}{dz} & ⑤ \\ ikU + \frac{dW}{dz} = 0 & ⑥ \end{cases}$$

常微分方程, 无法用行列式

边界条件: $z = 0, W = 0 \quad ⑦ \quad z = H, i(\bar{u}k - \omega)P - gW = 0 \quad ⑧$

消元法求解方程

$$\begin{cases} (\bar{u}k - \omega) U = -k P & ④ \\ i\lambda(\bar{u}k - \omega) W = -\frac{dP}{dz} & ⑤ \\ ikU + \frac{dW}{dz} = 0 & ⑥ \end{cases}$$

求 $\frac{d}{dz} ④ \Rightarrow \frac{(\bar{u}k - \omega)}{k} \frac{dU}{dz} = -\frac{dP}{dz} \quad ⑨$

将⑨式代入⑤式消去 $P \Rightarrow \frac{(\bar{u}k - \omega)}{k} \frac{dU}{dz} = i\lambda(\bar{u}k - \omega)W \quad ⑩$ 求 $\frac{d}{dz} ⑩ \Rightarrow ik \frac{dU}{dz} + \frac{d^2W}{dz^2} = 0$,

则⑩式和⑪式消去 $\frac{dU}{dz} \Rightarrow \frac{d^2W}{dz^2} - \lambda k^2 W = 0 \quad Q$ 二阶常系数微分方程

边界条件 $\begin{cases} z = 0, W = 0 & ⑦ \\ z = H, i(\bar{u}k - \omega)P - gW = 0 & ⑧ \end{cases}$ 且④式变为 $(\bar{u}k - \omega)U = -kP \Rightarrow U = -\frac{k}{(\bar{u}k - \omega)}P \quad ⑬$

⑬式代入⑥式 $ikU + \frac{dW}{dz} = 0 \Rightarrow P = \frac{(\bar{u}k - \omega)}{ik^2} \frac{dW}{dz} \quad ⑭$ ⑭式代入上边界⑧, $\Rightarrow z = H, \left(\frac{\bar{u}k - \omega}{k}\right)^2 \frac{dW}{dz} - gW = 0 \quad ⑮$

则边界条件变为: $\begin{cases} z = 0, W = 0 & ⑦ \\ z = H, \left(\frac{\bar{u}k - \omega}{k}\right)^2 \frac{dW}{dz} - gW = 0 & \end{cases}$ 待求解方程为: $\frac{d^2W}{dz^2} - \lambda k^2 W = 0 \quad ⑯$

现在考虑静力平衡大气的情况: $\lambda = 0$ 则⑯变为 $\frac{d^2W}{dz^2} - \lambda k^2 W = 0 \Rightarrow \frac{d^2W}{dz^2} = 0 \Rightarrow \frac{dW}{dz} = \mathbf{B}$ 通解 $W = A + Bz$

代入边界条件: $\begin{cases} z = 0, W = 0 \Rightarrow A + B \times 0 = 0 \Rightarrow A = 0 \\ z = H, \left(\frac{\bar{u}k - \omega}{k}\right)^2 \frac{dW}{dz} - gW = 0 \end{cases} \Rightarrow \mathbf{W} = \mathbf{B}z$

$\Rightarrow \left(\frac{\bar{u}k - \omega}{k}\right)^2 B - gBH = 0 \Rightarrow \bar{u}k - \omega = \pm \sqrt{gH}k \Rightarrow c = \bar{u} \pm \sqrt{gH}$ 重力外波波速公式

波速公式 $c = \bar{u} \pm \sqrt{gH}$ 均质大气, 由静力平衡条件积分, 并假设为等温大气, 则有 $gH = \frac{\bar{p}}{\rho_0} = R\bar{T}$

$c = \bar{u} \pm \sqrt{gH} = \bar{u} \pm \sqrt{R\bar{T}} \sqrt{R\bar{T}}$ 称为牛顿声速, 它将声速与平均温度联系起来。

$ikU + \frac{dW}{dz} = 0 \quad ⑯ \Rightarrow \mathbf{U} = -\frac{1}{ik} \frac{dW}{dz} = \frac{i}{k} \mathbf{B} \cdot \mathbf{i} = e^{i\frac{\pi}{2}}$

性质

- ① 铅直速度扰动振幅随高度线性增加 ($W = Bz$)。
- ② 水平速度扰动振幅为常值。
- ③ 水平速度扰动与铅直速度扰动有 **90°位相差**。 辐合辐散与垂直运动

非静力平衡大气的求解

非静力平衡大气: $\lambda = 1$, 则⑫变为 $\frac{d^2W}{dz^2} - \lambda k^2 W = 0 \Rightarrow \frac{d^2W}{dz^2} - k^2 W = 0$ 存在通解: $W = Ae^{kz} + Be^{-kz}$

代入边界条件: $\begin{cases} z = 0, & W = 0 \Rightarrow A + B = 0 \rightarrow A = -B \\ z = H, & \left(\frac{\bar{u}k - \omega}{k}\right)^2 \frac{dW}{dz} - gW = 0 \end{cases}$ 则上边界 $\rightarrow \left(\frac{\bar{u}k - \omega}{k}\right)^2 (Ake^{kH} - Bke^{-kH}) - g(Ae^{kH} + Be^{-kH}) = 0 \Rightarrow \left(\frac{\bar{u}k - \omega}{k}\right)^2 (Ake^{kH} + Ake^{-kH}) - g(Ae^{kH} - Ae^{-kH}) = 0 \rightarrow \left(\frac{\bar{u}k - \omega}{k}\right)^2 = g \left(\frac{e^{kH} - e^{-kH}}{ke^{kH} + ke^{-kH}}\right) = \frac{g}{k} \operatorname{th}(kH)$

波速公式 $c = \bar{u} \pm \left[\frac{g}{k} \operatorname{th}(kH)\right]^{1/2}$ 双曲正切函数

① 当 $kH = \frac{2\pi}{L} H \gg 1$ 时, 波长远小于深度, $\operatorname{th}(kH) \approx 1$, $c = \bar{u} \pm (g/k)^{1/2}$ 称为**斯托克斯深水重力波**。

② 当 $kH \ll 1$ 时, 波长远大于深度 $\operatorname{th}(kH) \approx kH$, $c = \bar{u} \pm \sqrt{gH}$, 变为**拉格朗日浅水重力波**。

浅水重力波波速与静力平衡条件下重力波波速是相同的, 因此, 当波长远大于流体深度, 即**扰动的水平尺度远大于其垂直尺度时**, 非静力平衡的其他扰动对水平运动影响可忽略, 因此有 **$L \gg H$** 是静力平衡成立的**充分条件**。

6.5.1.4 讨论

讨论要点

- ① 重力外波**线性叠加**在基本气流上。
- ② 重力外波是**双向传播**的 (速度可正可负)。

③ 浅水重力波 $H = 10km$ 时, $\sqrt{gH} \approx 300m/s$, 是快波, 高频波。与声波差不多, 但我们略去声波, 却不略去重力外波, 这是为何?

④ 拉格朗日**浅水重力波**: **非频散波**。斯托克斯**深水重力波**: **频散波**。

重力外波水平辐合辐散强 (非大尺度的), 对应着很强的垂直上升运动, 产生暴雨等中小尺度天气系统, 但不是日常天气。

6.5.1.5 滤波的条件

具体条件

- ① **水平无辐合辐散**或**准地转近似** (f 为常数的情况下, 水平散度为零)。
- ② **没有自由表面** (两种情况: 要么流体充满整个空间, 要么具有**刚性上边界**)
- ③ 大气**作水平运动**, 没有垂直速度 (上表面没有变化)。

6.5.2 惯性波

惯性波

质点受扰动后, 在**科氏力作用**下, 产生**惯性振荡**, 惯性振荡传播出去, 形成**惯性波**。

分为**惯性内波**、**惯性外波**。与**中尺度天气**相联系。惯性波可以在**水平方向和垂直方向传播**。

惯性振荡

由于地球自转, 产生最主要的惯性力是**科氏力**。质点受扰动后, 只在科氏力作用下, 产生振荡。

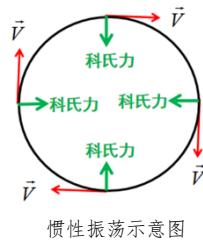
科氏力

$$\vec{A} = -2\vec{\Omega} \times \vec{V} = 2\Omega(v \sin \varphi - w \cos \varphi) \vec{i} - 2\Omega u \sin \varphi \vec{j} + 2\Omega u \cos \varphi \vec{k}$$

运动方程

仅在科氏力作用下的大气运动方程
$$\begin{cases} \frac{du}{dt} = fv - \tilde{f}w \\ \frac{dv}{dt} = -fu \\ \frac{dw}{dt} = \tilde{f}u \end{cases}, \quad f = 2\Omega \sin \phi, \quad \tilde{f} = 2\Omega \cos \phi$$

实际大气厚度远小于水平尺度 (薄层), 采用**薄层近似**后的运动方程中, 大气中惯性振荡以**水平惯性振荡**为主, 因此可以去除 \tilde{f} 的项 (去除 w 的项同时静力平衡)。



6.5.2.1 水平惯性振荡

震荡解 $u = A \sin ft + B \cos ft$ 或 $v = C \sin ft + D \cos ft$

f 为简谐振荡的圆频率, 周期: $T = \frac{2\pi}{f}$

在北纬 45 度附近, 周期 $T \approx 17$ 小时, 属于高频波。

求解

$$\text{只考虑科氏力, } \begin{cases} \frac{du}{dt} = fv & ① \\ \frac{dv}{dt} = -fu & ② \end{cases} \quad \text{消去 } u: \frac{d}{dt} ② \Rightarrow \frac{d^2v}{dt^2} + f^2v = 0 \quad \text{或消去 } v: \frac{d}{dt} ① \Rightarrow \frac{d^2u}{dt^2} + f^2u = 0$$

运动轨迹 运动轨迹是个圆, 半径为 $\sqrt{u^2 + v^2}/f$ 。

轨迹求解

很容易可以得到: $\frac{d}{dt}(u^2 + v^2) = 0$ 科氏力不作功, 动能不变。若对① ② 式进行时间 t 积分, 可得:

$$\begin{cases} u - u_0 = f(y - y_0) \\ v - v_0 = -f(x - x_0) \end{cases}, \text{因此, 有 } u^2 + v^2 = u_0^2 + v_0^2 = f^2 \left[\left(x - x_0 - \frac{v_0}{f} \right)^2 + \left(y - y_0 + \frac{u_0}{f} \right)^2 \right].$$

传播机制

若有传播机制, 惯性振荡会传播出去形成惯性波。

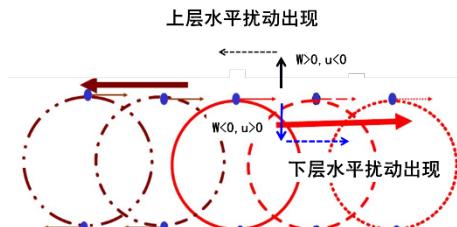
机制是水平辐合辐散和垂直运动 (根据①+②式也可以推导出传播, 垂直运动可能并不必要。但这种传播方式还不清楚)

在科氏力作用下形成的惯性振荡通过水平辐合辐散及垂直运动的交替变化, 在水平方向和垂直方向传播, 形成惯性波。

形成条件

外部条件: 地球旋转

内部条件: 垂直运动及其加速度 (非静力平衡), 水平散度的交替变化。



传播机制的探讨

仅仅从 $\begin{cases} \frac{du}{dt} = fv \\ \frac{dv}{dt} = -fu \end{cases}$ 可以利用标准波形法得到 $\omega = \pm f$, 意味着垂直运动并不必要。如果用求涡度方程的方法,

可以得到: $\begin{cases} \frac{d\zeta}{dt} = -fD \\ \frac{dD}{dt} = -f\zeta \end{cases}$, 某个质点的运动导致前方出现辐合辐散, 进而激发涡度, 导致传播。然而, 水平辐合辐散必然导致垂直运动和气压梯度力的变化, 看来只考虑水平两个方程, 解释起来存在漏洞。

注意 实际上, 大气中纯惯性波并不常见, 因为科氏力和重力是同时起作用的。纯惯性振荡在大气中不常见, 但在海洋中可见。 $R = v/f$, R 为半径, f 增加, v 变化不大, R 减小

重力惯性波 惯性波与重力波形成混合波, 称为重力惯性波。若发生在自由表面上, 称为重力惯性外波; 若发生在层结大气中, 称为重力惯性内波。

案例分析

以作旋转运动的一个水槽内的水为例:

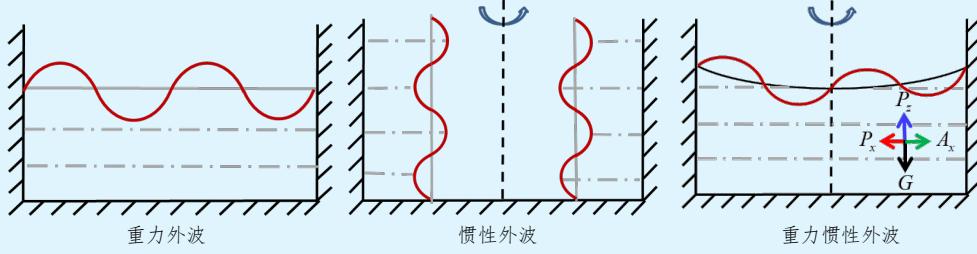
① 没有旋转运动, 则没有惯性力, 是纯重力的作用下, 产生的垂直方向的振动、水平方向的波动。

没有扰动时, 自由面水平; 若给自由面以垂直方向的扰动, 会在自由面上产生水平波动, 为重力外波。

② 旋转运动很强, Ω 很大, 相比来看, 重力可以不计, 即在纯惯性力作用下, 产生水平面上的振荡、垂直方向的波动。没有扰动时, 自由面垂直; 若给自由面以水平方向的扰动, 会在自由面上产生垂直波动, 为惯性外波。

③ 重力、惯性力共存下: 没有扰动时, 自由表面呈抛物线型时才稳定。

受力分析: 在垂直方向上, 垂直气压梯度力与重力平衡; 在水平方向上, 水平气压梯度力与科氏力/惯性离心力平衡。若给自由面以扰动, 会在自由面上产生波动 (可以理解为水平波动受惯性力作用而倾斜), 为重力惯性外波。



6.5.3 重力惯性外波

6.5.3.1 重力惯性外波物理模型

假设

- ① **静力平衡** (非静力平衡能够产生深水波和浅水波, 如果要让科氏力产生作用, 水平尺度必须很大, 就相当于浅水波, 而浅水波解就满足静力平衡), **均质不可压** (ρ 是常量)。
- ② **有自由面**。
- ③ 运动发生在**旋转地球上**, 即 $f \neq 0$, $f = Const = f_0$ 。

波动情况

滤去了**声波、内波、大气长波**; 含有**重力外波** (2个解)、**由于科氏力引起的惯性波** (2个解) 的解。如果为四个解, 则重力外波和惯性波分开
如果为两个解, 则说明重力外波与惯性波混合成为了重力惯性外波。

6.5.3.2 数学模型

原始方程 考虑科氏力作用下的方程组:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + f_0 v \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - f_0 u \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \end{cases}$$

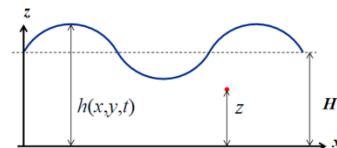
它具有四个方程、四个未知量,

是闭合方程组。注意方程中没有体现自由表面的性质 (体现在边界条件中)。

重要条件

静力平衡 $-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g = 0$, 由某一高度 z 积分至自由面, $p = p_h + \rho g(h - z) \Rightarrow$

$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = -g \frac{\partial h}{\partial x}, -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = -g \frac{\partial h}{\partial y}$ 因为 h 与 z 无关, 那么, $-g \frac{\partial h}{\partial x}$ 和 $-g \frac{\partial h}{\partial y}$ 与 z



无关, 即: **趋动大气运动的力, 气压梯度力与 z 无关**。

方程简化

因为气压梯度力与 z 无关, 所以 $\frac{\partial u}{\partial z} = 0, \frac{\partial v}{\partial z} = 0$

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + f_0 v & ① \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - f_0 u & ② \end{cases}$$

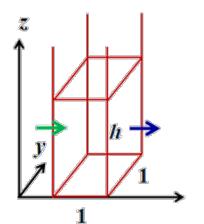
边界条件

同时, 辐合辐散会导致自由表面高度发生变化, 由**连续方程**描述。

对连续方程整层积分: $\int_0^h \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) dz = 0$, 因为 $\frac{\partial u}{\partial z} = 0, \frac{\partial v}{\partial z} = 0$ 所以积分可写为:

$h \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + w|_h - w|_0 = 0$ 考虑**边界条件** $w|_0 = 0, w|_h = \frac{dh}{dt}$, 将其代入得到:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} + h \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0 \quad ③ \Rightarrow \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial h u}{\partial x} + \frac{\partial h v}{\partial y} = 0 \quad ④ \Rightarrow \frac{\partial h}{\partial t} = -\nabla \cdot (h \vec{V})$$



物理含义

$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial h u}{\partial x} + \frac{\partial h v}{\partial y} = 0 \Rightarrow \frac{\partial h}{\partial t} = -\nabla \cdot (h \vec{V})$ 一式中, $h \times 1$ 表示面积, $h \times 1 \times 1$ 表示体积, 则 $\frac{\partial h}{\partial t}$ 表示单位截面积空间

体体积的变化率, 则 $u \times h \times 1 \times 1$ 表示体积通量, 即单位时间通过如图所示的空间体的东西侧面、由左向右的体

积输送的体积。

$$\frac{\partial(uh)}{\partial x} = \frac{\Delta uh}{\Delta x} = \frac{uh|_{\text{东}} - uh|_{\text{西}}}{1}$$

$\frac{\partial}{\partial x}(uh) \Rightarrow$ 单位时间，通过单位水平截面、高为 h 的空间体的东西侧面的体积净流出量。

同理可知： $\frac{\partial}{\partial t}(vh)$ 单位时间，通过单位水平截面、高为 h 的空间体的南北侧面的体积净流出量。

$\frac{\partial hu}{\partial x} + \frac{\partial hv}{\partial y}$ 为单位时间、通过单位水平截面，高为 h 的空间体体积的总流出量。

$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial hu}{\partial x} + \frac{\partial hv}{\partial y} = 0$ 就表示体积守恒：质量守恒 + 均质不可压 = 体积守恒

$\begin{cases} \text{净流入, } \nabla \cdot (h\vec{V}) < 0, \frac{\partial h}{\partial t} > 0, h \uparrow \\ \text{净流出, } \nabla \cdot (h\vec{V}) > 0, \frac{\partial h}{\partial t} < 0, h \downarrow \end{cases}$ 体现了辐合辐散对自由面高度的影响。

最终形式 原方程组变为**浅水方程组** $\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -g \frac{\partial h}{\partial x} + f_0 v \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -g \frac{\partial h}{\partial y} - f_0 u \\ \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial hu}{\partial x} + \frac{\partial hv}{\partial y} = 0 \end{cases}$ 三个方程、三个未知量，是闭合方程组

6.5.3.3 求解

线性化 静止基本态下发生扰动： $u = u'$, $v = v'$, $h = H + h'$, $H = \text{Const}$ 不考虑基本气流，存在基本高度

则方程组变为**线性化方程组**： $\begin{cases} \frac{\partial u'}{\partial t} = -g \frac{\partial h'}{\partial x} + f_0 v' \\ \frac{\partial v'}{\partial t} = -g \frac{\partial h'}{\partial y} - f_0 u' \\ \frac{\partial h'}{\partial t} + H \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right) = 0 \end{cases}$ 该方程可以使用行列式法

消元与标准波形法

对线性方程组进行消元可以得到 $\frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} - gH_0 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + f_0^2 \right] h' = 0$, 考虑标准波形一维波动，令 $h' = Ae^{i(kx-\omega t)}$, 有 $\frac{\partial}{\partial t} \approx -i\omega$, $\frac{\partial}{\partial x} \approx ik$, 代入得： $(-i\omega)[(-i\omega)^2 - gH(ik)^2 + f_0^2]h' = 0$ 。若要使得 $h' \neq 0$, 必然有：
 $-i\omega[(-i\omega)^2 - gH(ik)^2 + f_0^2] = 0$
这是**三次方程**，所以应该有 3 个解，分别为： $\omega_1 = 0$, $\omega_{2,3} = gHk^2 + f_0^2$ 。

求解情况

① (中括号外面) $\omega_1 = 0$ 定常，代表地转平衡，二维无辐散。

② (中括号里面) $-\omega^2 + gHk^2 + f_0^2 = 0 \Rightarrow \omega^2 = gHk^2 + f_0^2$, 发现第一部分就是**重力外波解** (如果没有 f_0 就是重力外波)，第二部分是**惯性波**的解，即相当于**两个波动的合成**。

重力外波 $\begin{cases} c = \bar{u} \pm \sqrt{gH} \xrightarrow{\bar{u}=0} \pm \sqrt{gH} \\ \omega = ck = \pm \sqrt{gHk^2} \end{cases}$ 其中惯性波 $\omega = f_0$ 对于频散关系 $\omega^2 = gHk^2 + f_0^2$ 进行讨论：

① $k \rightarrow 0$, 即**波长无限长**, 无扰动压力梯度 $\left(\frac{\partial}{\partial x}\right) \approx ik$, 则 $\omega^2 = f_0^2$, **惯性振荡**。

② $k \rightarrow \infty$, 即**波长充分小时**, 则 f_0^2 可略, $\omega^2 = gHk^2$, **重力外波**。这与尺度分析所得到的小尺度运动中科氏力不重要相符合。

波速公式

合成起来，重力惯性外波的波速公式： $c = \pm \sqrt{gH + \frac{f_0^2}{k^2}}$ 是一个频散波

此处假设一维波动仅仅是因为形式简单，二维波动得到的形式解是一致的。

6.5.3.4 气象意义

气象意义

- ① 重力惯性外波是重力外波和惯性波的混合解。由于实际大气中，重力和科氏力都存在，故重力外波与惯性波混合并存（波长不能太长，也不能太短，否则都会退化为单一的情形）。
- ② 重力惯性外波：双向传播，快波，频散波。
- ③ 传播机制：水平辐合辐散（重力波）， f 。

对应过程

对应中尺度天气过程，对应局地、短时、强烈的天气现象（暴雨时大时小，往往因为重力波导致）。重力惯性外波在海洋中也可被激发，由地震、火山等激发，波速在300m/s左右，到岸边就是海啸。

6.5.3.5 滤波的方法

滤波方法

水平无辐散、准地转近似。至于哪种滤波效果更好，见后面第八节的详细分析

6.6 重力内波和重力惯性内波

6.6.1 重力内波

6.6.1.1 浮力振荡

重力内波

实际大气是层结流体，看作是许多密度不同的流体层组成（各层之间密度差异不大，较为连续）。发生在稳定层结的层结大气中（垂直扰动可以回到平衡位置）。

物理分析

稳定层结中，垂直向受到扰动，形成浮力振荡（净浮力，重力和浮力的合力作为回复力），通过水平的辐合辐散传播，形成重力内波。浮力振荡发生在稳定层结的层结大气中，因为只有在稳定层结下，才能形成回复机制，使振荡传播出去形成波动。

浮力振荡

在稳定层结中，当气团受到垂直扰动时，它会受到与位移相反的净浮力（回复力）作用而在平衡位置附近发生振荡，这种振荡称为浮力振荡（类比于弹性振荡）。

强对流活动或地形都可以激发重力内波

Wave Clouds over Mount Shasta
Catch the Wave
Photo © 1999 Beverly Shannon



静力稳定度与频率

垂直运动方程 $\frac{dw}{dt} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z}$ ，气块内部气压与外部一致， $P = \bar{P}$ ，环境大气满足静力平衡 $-\frac{\partial \bar{P}}{\partial z} = +\bar{\rho}g \Rightarrow$
 $\frac{dw}{dt} = \frac{\bar{\rho} - \rho}{\rho} g = \frac{\frac{P}{RT} - \frac{P_0}{RT}}{\frac{P}{RT}} g = \frac{T - \bar{T}}{\bar{T}} g$ 由于 $\theta = T \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{AR}{C_p}}$, $T = \theta \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{AR}{C_p}}$ ，代入 $\frac{dw}{dt} = \frac{T - \bar{T}}{\bar{T}} g$ 得： $\frac{dw}{dt} = \frac{T - \bar{T}}{\bar{T}} g = \frac{\theta \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{AR}{C_p}} - \bar{\theta} \left(\frac{\bar{P}_0}{\bar{P}} \right)^{\frac{AR}{C_p}}}{\bar{\theta} \left(\frac{\bar{P}_0}{\bar{P}} \right)^{\frac{AR}{C_p}}} g = \frac{\theta - \bar{\theta}}{\bar{\theta}} g$ 。由于气块上升是干绝热过程，位温不变，所以该式变为： $\frac{dw}{dt} = \frac{\theta_0 - (\theta_0 + \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \delta z)}{\bar{\theta}} g = -\frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \delta z = -N^2 \delta z$ 。其中 N^2 称为静力稳定度。

静力稳定度 $N^2 = \frac{g \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}}{\bar{\theta}} = g \frac{\partial \theta}{\partial z} \ln \bar{\theta}$ 称为 Brunt–Väisälä 频率。大气平均 $N \approx 1.2 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ ，振荡周期为 8 min。

① $N^2 < 0$ ，净浮力与位移相同，不稳定层结。

② $N^2 = 0$ ，中性层结。

③ $N^2 > 0$ ，净浮力与位移相反，稳定层结。当稳定层结时，净浮力为回复力，产生浮力振荡。

振荡解为： $\delta z = A \cos Nt + B \sin Nt$ ， N 为振荡圆频率。

形成机制

① 在稳定层结大气中，若空气微团受到垂直扰动，产生上升运动，绝热上升过程中温度比四周低，受到向下净浮力作用。到某时刻，受扰动的空气微团的扰动速度完全被向下作用力产生的加速度抵消变为零，这时空气微团将不再上升而下沉。

② 当回到初始位置时，虽然所受作用力为零，但是此时具有最大向下速度，因此继续向下运动，在下沉过程中，由于绝热增温， T 增加，空气微团的温度较四周高，受到向上的净浮力，故到一定高度又上升，如此不断，这种稳定层结的作用，使空气微团在垂直位移过程中围绕平衡位置产生振动。

③ 若这种振动形式向四周逐渐传播，形成重力内波。

6.6.1.2 浮力振荡的传播

条件

上边界为刚壁，消去了重力外波。

对AB间的流体而言：扰动向上，由大气的连续性知，下层周围流体辐合补充，上层流体辐散散开。

对周围流体而言：上层辐合，下层辐散→下沉运动，再由同样的方式影响周围流体；再由回复力作用，一会儿上升，一会儿下沉，即形成波动。

上部和下部水平速度扰动交替变化，在垂直方向上也呈波动状态。

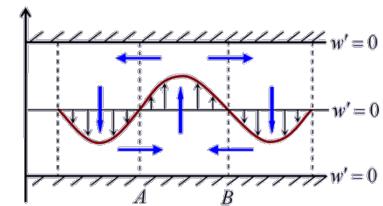
振荡机制

稳定层结中，垂直向受到扰动，就会在与位移相反的净浮力作用下，形成浮力振荡，通过水平的辐合辐散传播形成重力内波。

上下刚性边界：重力内波在水平方向传播，在垂直方向上呈波动状态，但因边界条件为驻波 ($c = 0$)。

上下无边界：重力内波在水平方向和垂直方向均有传播。

注：在实际大气中，这样的上升运动→水汽凝结→中尺度暴雨（云呈带状），尺度在百公里范围左右。



热力学近似 热力学变量的变动量很小，将其分为静止的大气基本态和扰动量两部分。基本态满足静力平衡。

$$\begin{cases} p = \bar{p}(z) + p'(x, y, z, t) \\ \rho = \bar{\rho}(z) + \rho'(x, y, z, t) \\ T = \bar{T}(z) + T'(x, y, z, t) \end{cases} \quad \text{垂直运动方程: } \frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\rho'}{\bar{\rho}} g$$

$$\text{位温方程: } \frac{\theta'}{\theta} = \frac{1}{\kappa} \frac{p'}{\bar{p}} - \frac{\rho'}{\bar{\rho}} \Rightarrow \frac{\rho'}{\bar{\rho}} = -\frac{\theta'}{\theta} + \frac{1}{\kappa} \frac{p'}{\bar{p}} \quad \text{热膨胀作用 可压缩影响}$$

具体推导

① 从 $\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p}{\partial z} - g$ 开始，假设 $|p'| \ll \bar{p}, |\rho'| \ll \bar{\rho}$ ，基本态满足静力平衡，因此 $\frac{d\bar{p}}{dz} = -\bar{\rho}g$ ，变量分解代入：

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\bar{\rho} + \rho'} \frac{\partial(\bar{p} + p')}{\partial z} - g, \text{ 密度项有: } \frac{1}{\bar{\rho} + \rho'} \approx \frac{1}{\bar{\rho}} \left(1 - \frac{\rho'}{\bar{\rho}}\right), \text{ 有 } \frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \left(1 - \frac{\rho'}{\bar{\rho}}\right) \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \frac{\partial p'}{\partial z}\right) - g \approx -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{d\bar{p}}{dz} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{\rho'}{\bar{\rho}^2} \frac{d\bar{p}}{dz} - g = g - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{\rho'}{\bar{\rho}^2} (-\bar{\rho}g) - g = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\rho'}{\bar{\rho}} g.$$

② 从 $\theta = T \left(\frac{p_0}{p}\right)^{R/c_p}$ 开始，将 $T = \frac{p}{\rho R}$ 代入， $\theta = \frac{p}{\rho R} \left(\frac{p_0}{p}\right)^{R/c_p} = \frac{p_0^{R/c_p}}{R} \cdot p^{\left(1-\frac{R}{c_p}\right)} \cdot \rho^{-1}$ 。对等式两边取自然对数： $\ln \theta = \ln(\text{常数}) + \left(1 - \frac{R}{c_p}\right) \ln p - \ln \rho$ ，我们知道迈耶公式 $c_p - c_v = R$ ，因此 $1 - \frac{R}{c_p} = \frac{c_p - R}{c_p} = \frac{c_v}{c_p} = \frac{1}{\kappa}$ 。方程变为： $\ln \theta = \text{常数} + \frac{1}{\kappa} \ln p - \ln \rho$ 。进行全微分 $\frac{d\theta}{\theta} = \frac{1}{\kappa} \frac{dp}{p} - \frac{d\rho}{\rho}$ ，代入扰动量形式（对于微小扰动， $d(\ln x) = \frac{dx}{x} \approx \frac{x'}{x}$ ）： $\frac{\theta'}{\theta} = \frac{1}{\kappa} \frac{p'}{\bar{p}} - \frac{\rho'}{\bar{\rho}}$ 。

方程简化 ① 垂直运动方程 $\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\rho'}{\bar{\rho}} g$ 阿基米德浮力 $-\frac{\rho'}{\bar{\rho}} g \sim \frac{\Delta \pi}{\pi} g$

$$\text{扰动气压梯度力 } -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} = -\frac{R\bar{T}}{\bar{p}} \frac{\partial p'}{\partial z} \sim \frac{gH \Delta p}{D p} \quad (\text{标高定义为 } H \approx \frac{R\bar{T}}{g}) \quad \text{两者量级相当 } \frac{\Delta \pi}{\pi} \sim \frac{H \Delta p}{D p}$$

$$\text{② 位温方程 } \frac{\theta'}{\theta} = \frac{1}{\kappa} \frac{p'}{\bar{p}} - \frac{\rho'}{\bar{\rho}} \Rightarrow \frac{\Delta \theta}{\theta} \sim \frac{1}{\kappa} \frac{\Delta p}{p} + \frac{\Delta \pi}{\pi} \sim \frac{1}{\kappa} \frac{\Delta p}{p} + \frac{H \Delta p}{D p} \quad \text{对于深层运动, } D \sim H, \frac{\theta'}{\theta} \sim \frac{p'}{\bar{p}} \sim \frac{\rho'}{\bar{\rho}}$$

对于浅层运动， $D \ll H$ ， $\frac{\theta'}{\theta} \sim \frac{p'}{\bar{p}}$ 热膨胀（温度变化）是引起密度扰动的主要原因

③ 连续方程 $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0$ 将 $\rho = \bar{\rho}(z) + \rho'$ 代入方程并进行尺度分析：

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} u}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho} v}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\rho} w}{\partial z} + \frac{\partial \rho' u}{\partial x} + \frac{\partial \rho' v}{\partial y} + \frac{\partial \rho' w}{\partial z} = 0 \Rightarrow \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho} w}{\partial z} = 0$$

$$\Delta \pi \frac{U}{L} \quad \pi \frac{U}{L} \quad \pi \frac{W}{H} \quad \Delta \pi \frac{U}{L} \quad \Delta \pi \frac{W}{D} \quad \text{因 } \frac{\Delta \pi}{\pi} \ll 1, \text{ 所以第一项和最后三项可略去。}$$

在连续方程中完全略去了密度扰动的影响。

对于浅层运动 $D \ll H$, $\frac{\partial \bar{\rho} w}{\partial z} = \bar{\rho} \frac{\partial w}{\partial z} + w \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z}$, 其尺度为 $\pi \frac{W}{D}$, $\pi \frac{W}{H}$, 而 $\pi \frac{W}{H} \ll \pi \frac{W}{D}$, 故 $\frac{\partial \bar{\rho} w}{\partial z} \approx \bar{\rho} \frac{\partial w}{\partial z}$

此时, 连续方程为 $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$, 即为不可压形式。背景密度的垂直变化可忽略

④ 热力学方程 $\frac{d\theta}{dt} = \frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0$, 将 $\theta = \bar{\theta}(z) + \theta'$ 带入, 得 $\frac{d\theta'}{dt} + w \frac{d\bar{\theta}}{dz} = 0$ 。

热力学简化 $\begin{cases} \frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + fv \\ \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - fu \\ \frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \\ \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \\ \frac{d\theta}{dt} = 0 \\ p = \rho RT \end{cases}$	滞弹性近似	$\begin{cases} \frac{du}{dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x} + fv \\ \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial y} - fu \\ \frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\rho'}{\bar{\rho}} g \\ \frac{w \partial \bar{\rho}}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \\ \frac{d\theta'}{dt} + w \frac{d\bar{\theta}}{dz} = 0 \\ \frac{\rho'}{\bar{\rho}} = -\frac{\theta'}{\bar{\theta}} + \frac{p'}{\bar{\rho} c_s^2} \end{cases}$
		包辛内斯克近似
		$\begin{cases} \frac{du}{dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x} + fv \\ \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial y} - fu \\ \frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\rho'}{\bar{\rho}} g \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \\ \frac{d\theta'}{dt} + w \frac{d\bar{\theta}}{dz} = 0 \\ \frac{\rho'}{\bar{\rho}} = -\frac{\theta'}{\bar{\theta}} \end{cases}$

滞弹性近似 ① 运动方程只保留与重力相耦合的密度扰动项和地转项。

② 连续方程中完全忽略密度扰动的影响。

③ 热力学能量方程中保留密度扰动的影响。

包辛内斯克 包辛内斯克近似, 在滞弹性近似的基础上, 考虑的是浅层运动, 即忽略了密度在高度上的变化。

连续方程化为不可压缩形式: $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$ 密度扰动只保留膨胀的作用: $\rho' \approx -\bar{\rho} \frac{\theta'}{\bar{\theta}}$

6.6.1.3 重力内波的物理模型

物理模型 ① **包辛内斯克近似**, 在连续方程中: $d\rho/dt = 0$ 三维不可压, 滤去声波。

② **上下边界刚性**: 滤去重力外波, 不存在自由边界的起伏。(这个物理模型可以没有)

③ 波动是**二维的**, 在 xoz 平面。

④ $f=0$, **不计科氏力**: 滤去惯性波、大气长波。

⑤ 环境大气满足**准静力** (扰动不满足)、空气微团运动属于**干绝热过程**。

6.6.1.4 数学模型

数学模型 $\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x} \\ \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\rho'}{\bar{\rho}} g \\ \lambda \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \\ \frac{d\theta'}{dt} + u \frac{\partial \theta'}{\partial x} + w \frac{\partial \theta'}{\partial z} + w \frac{d\bar{\theta}}{dz} = 0 \\ \frac{\rho'}{\bar{\rho}} = -\frac{\theta'}{\bar{\theta}} \end{cases}$	运动方程忽略 f 项	去除 v 方向方程和相关项, 便于求解 λ 为示踪系数, 0 为水平无辐合辐散, 1 为有辐合辐散
--	--------------------------------	--

线性化 对此方程进行**线性化** (为简化起见, 是在静止的、层结大气中):

设 $u = u'$, $w = w'$, $p = \bar{p}(z) + p'$, $\rho = \bar{\rho}(z) + \rho'$, $\theta = \bar{\theta}(z) + \theta'$ 代入并消去高次项

求解方程组 $\begin{cases} \frac{\partial u'}{\partial t} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x} = 0 & ① \\ \frac{\partial w'}{\partial t} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\theta'}{\bar{\theta}} g = 0 & ② \quad \text{非静力平衡} \\ \lambda \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0 & ③ \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\theta'}{\bar{\theta}} \right) + w' \frac{N^2}{g} = 0 & ④ \end{cases}$	$\frac{\partial u'}{\partial t} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x} = 0$ $\frac{\partial w'}{\partial t} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\theta'}{\bar{\theta}} g = 0$ $\lambda \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0$ $\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\theta'}{\bar{\theta}} \right) + w' \frac{N^2}{g} = 0$	考虑 $N^2 = \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = g \frac{\partial}{\partial z} \ln \bar{\theta} = -\frac{g}{T} (\gamma - \gamma_d)$ 消元法
--	--	--

$\frac{\partial}{\partial t} ② + ④$ 消去 $\frac{\theta'}{\bar{\theta}}$ 得 $\frac{\partial^2 w'}{\partial t^2} + N^2 w' + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial^2 p'}{\partial t \partial z} = 0$ ⑤, $\lambda \frac{\partial}{\partial x} ① - \frac{\partial}{\partial t} ③$ 消去 u' 得 $\frac{\lambda}{\bar{\rho}} \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 w'}{\partial t \partial z} = 0$ ⑥

$\lambda \frac{\partial^2}{\partial x^2} ⑤ - \frac{\partial^2}{\partial t \partial z} ⑥$ 消去 p' 得 $\lambda \frac{\partial^4 w'}{\partial t^2 \partial x^2} + \lambda N^2 \frac{\partial^2 w'}{\partial x^2} + \frac{\partial^4 w'}{\partial t^2 \partial z^2} = 0$

6.6.1.5 频散关系式

$$\text{消元后方程} \quad \lambda \frac{\partial^4 w'}{\partial t^2 \partial x^2} + \lambda N^2 \frac{\partial^2 w'}{\partial x^2} + \frac{\partial^4 w'}{\partial t^2 \partial z^2} = 0 \quad \text{其中 } N^2 \equiv g \frac{\partial}{\partial z} \ln \bar{\theta}$$

频散关系式 重力内波在水平方向传播, 当上下边界不固定(说明远离上下边界), 也在垂直方向传播。对于无界区

域, 可设二维波动解: $\mathbf{w}' = A e^{i(kx+mz-\omega t)}$ $\Rightarrow \omega^2(\lambda k^2 + m^2) - \lambda N^2 k^2 = 0 \Rightarrow \omega = \pm \frac{\lambda^{1/2} N k}{(\lambda k^2 + m^2)^{1/2}}$

称其为包辛内斯克近似下重力内波频散关系式: $\omega = \pm \frac{Nk}{\sqrt{k^2 + m^2}}$

讨论

- ① 当 $\lambda = 0$ 时（水平无辐散），可排除重力内波（因为 $\omega = 0$ ，不存在波动了）。
 - ② 当 $N = 0$ 时（中性层结）， $\omega = 0$ ，无重力内波。
 - ③ 当 $N^2 < 0$ 时（不稳定层结）， ω 为复数，最终得到 w' 具有指数解，无重力内波。
 - ④ 当 $\lambda = 1, N^2 > 0$ ，水平有辐合辐散，稳定层结时，存在重力内波。此时 $\omega > 0$ ，求解波速：

$$\text{相速 } \vec{c} = \frac{\omega}{k^2} \vec{K} = \frac{Nk}{(k^2 + m^2)^{3/2}} (\vec{k}i + \vec{m}\bar{k}) \quad \text{群速 } \vec{c}_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \vec{i} + \frac{\partial \omega}{\partial m} \vec{k} = \frac{Nm}{(k^2 + m^2)^{3/2}} (\vec{m}\bar{i} - \vec{k}\bar{k})$$

N 值越大，大气越稳定，重力内波的波速就越快。

$$\text{计算过程: } \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{\partial}{\partial k} [Nk(k^2 + m^2)^{-1/2}] = N(k^2 + m^2)^{-1/2} - \frac{1}{2}Nk(k^2 + m^2)^{-3/2} 2k$$

内波性质

包辛内斯克近似下无界区域重力内波性质:

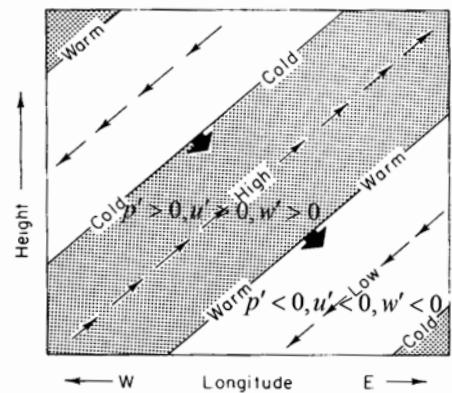
- ① 非静力平衡大气中，**稳定层结**条件下形成重力内波，可以沿水平、垂直两个方向传播。
 - ② 相速度和群速度垂直 $\vec{c} \cdot \vec{c}_g = 0$ 。
 - ③ 相速度和群速度**水平同向，垂直反向**。（山地背风波（Mountain Waves）激发的重力波能量显然是向上传播到平流层的（能量源在地面）。但在观测中，会发现波动的位相线是向前下方倾斜的。）
 - ④ 气压扰动、速度扰动同位相，位温扰动相差 $\pi/2$ 。

气压扰动: $\frac{\partial u'}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} = 0$ u', p' 是同位相的

速度扰动: $\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0$ u', w' 是同位相的

$$\text{位温扰动: } \frac{\partial \theta'}{\partial t} + \frac{N^2}{g} w' \bar{\theta} = 0 \quad \theta'、w' \text{ 相差 } \pi/2 \text{ 位相}$$

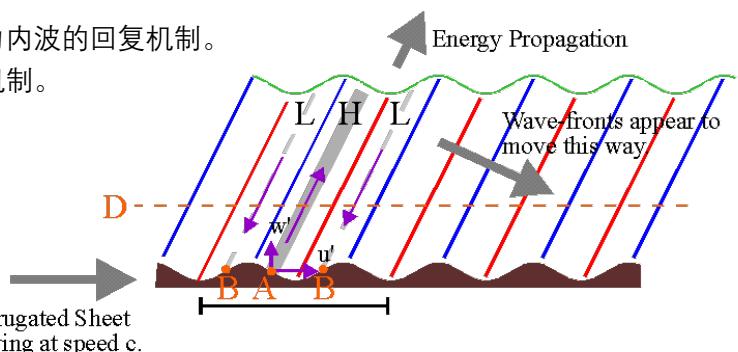
如右图: $\omega > 0$, $k > 0$ (向东传播), $m < 0$ (向下传播), 此时等位相面向东倾斜, 能量向上传播。气压扰动、速度扰动同位相, 位温扰动相差 $\pi/2$ 。(注意看 Warm 和 Cold 的位置。它们不是对应在 w' 最大的地方(即不是对应在 High/Low 的中心), 而是对应在气流的交界处, 这就是 $\pi/2$ 的位相差)



6.6.1.6 濾波方法

濾波方法

- ① 大气是中性层结，无浮力振荡，抑制重力内波的回复机制。
 - ② 大气水平无辐散，抑制重力内波的传播机制。
 - ③ 大气为水平运动或扰动与 z 无关。
 - ④ 准地转近似（即水平无辐散）。



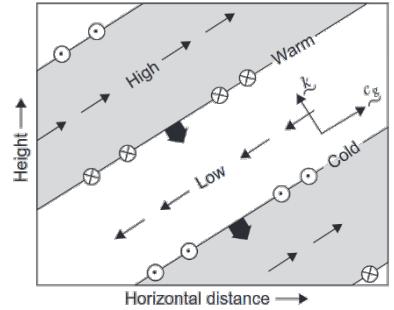
6.6.2 重力惯性内波

物理模型

- ① **包辛内斯克近似**, 在连续方程中: $d\rho/dt = 0$ 三维不可压, 滤去声波。(和内波一样)
- ② **上下边界刚性**: 滤去重力外波, 不存在自由边界的起伏。(和内波一样)
- ③ **波动是三维的** (惯性波主要是水平方向的)。
- ④ $f = f_0$, **考虑科氏力**, 但不考虑 f 随纬度的变化, 滤去大气长波。
- ⑤ 环境大气满足**准静力**、空气微团运动属于**干绝热过程**。

数学模型

$$\begin{cases} \frac{\partial u'}{\partial t} - f_0 v' + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p'}{\rho_0} \right) = 0 \\ \frac{\partial v'}{\partial t} + f_0 u' + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{p'}{\rho_0} \right) = 0 \\ \lambda \frac{\partial w'}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{p'}{\rho_0} \right) - \frac{\theta'}{\theta} g = 0 \\ \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\theta'}{\theta} \right) + \frac{N^2}{g} w' = 0 \end{cases}$$



求解结果

$$\left[\left(\lambda \frac{\partial^2}{\partial t^2} + N^2 \right) \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + f_0^2 \right) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \frac{\partial w}{\partial t} = 0 \quad \text{设波动解: } w' = A e^{i(kx+ly+mz-\omega t)}$$

$$\{[\lambda(k^2+l^2)+m^2]\omega^2 - N^2(k^2+l^2) - f_0^2 m^2\} \cdot \omega = 0 \Rightarrow \omega^2 = \frac{N^2(k^2+l^2)+f_0^2 m^2}{\lambda(k^2+l^2)+m^2} \quad \text{频散关系}$$

情形讨论

- ① 如果地球无旋, 非静力平衡 (xz 面传播, $l=0$): $f=0, \lambda=1 \Rightarrow \omega = \pm \frac{Nk}{[k^2+m^2]^{1/2}}$ 回退重力内波解
- ② 中性层结 $N=0 \Rightarrow \omega = \pm \frac{f_0 m}{[\lambda(k^2+l^2)+m^2]^{1/2}}$
- ③ 静力平衡: $N=0, \lambda=0 \Rightarrow \omega = \pm f_0$ 纯惯性振荡
- ④ 非静力平衡: $N=0, \lambda=1 \Rightarrow \omega = \pm \frac{f_0 m}{[k^2+l^2+m^2]^{1/2}}$, 当 $\omega > 0$, 求解速度:

$$\vec{c} = \frac{\omega}{K^2} \vec{K} = \frac{f_0 m}{(k^2+l^2+m^2)^{3/2}} (k\vec{i} + l\vec{j} + m\vec{k}) \quad \vec{c}_g = \frac{f_0 m}{(k^2+l^2+m^2)^{3/2}} \left(-k\vec{i} - l\vec{j} + \frac{k^2+l^2}{m} \vec{k} \right)$$

惯性内波相速度和群速度水平反向, 垂直同向; 惯性内波相速度和群速度垂直。

$$⑤ \text{ 非静力平衡 } \lambda=1, \text{ 且稳定层结 } N^2 > 0 \text{ 时, 重力惯性内波频散关系: } \omega = \pm \frac{[N^2(k^2+l^2)+f_0^2 m^2]^{1/2}}{(k^2+l^2+m^2)^{1/2}}$$

$$\vec{c} = \frac{\omega}{K^2} \vec{K} = \frac{[N^2(k^2+l^2)+f_0^2 m^2]^{1/2}}{(k^2+l^2+m^2)^{3/2}} (k\vec{i} + l\vec{j} + m\vec{k}) \quad \vec{c}_g = \frac{(N^2-f_0^2)m^2}{(k^2+l^2+m^2)^{3/2}[N^2(k^2+l^2)+f_0^2 m^2]^{1/2}} \times \left(k\vec{i} + l\vec{j} - \frac{k^2+l^2}{m} \vec{k} \right)$$

重力惯性内波相速度和群速度垂直。

性质

- ① $N^2 - f_0^2 > 0$, 相速度和群速度水平同向, 垂直反向, 重力惯性内波主要表现为重力内波性质。
- ② $N^2 - f_0^2 < 0$, 相速度和群速度水平反向, 垂直同向, 重力惯性内波主要表现为惯性内波性质。
- ③ 层结越稳定, 重力惯性内波越趋近于重力内波。
- ④ 重力惯性内波和重力惯性外波一样, 对应的流场是非地转运动, 水平辐合辐散(位势运动)重要。