

論斜壓不穩定模式和東海氣旋波之生成

The Baroclinic Instability and the East China Sea Cyclogenesis

趙 友 安

Yeou-an Chao

Abstract

The baroclinic instability problem is one of the main branches of the theoretical meteorology, but it is rarely used for the actual weather data. In the quasi-geostrophic case, for an arbitrary zonal wind profile $U = U(p)$, and for an adiabatic lapse rate, we can easily find a stability criterion which depends on the vertical integrals of \bar{U}_p and \bar{U}^2_p to distinguish stable from unstable.

Having the weather data be analized, we can come to a conclusion that the exponential growth rate of the unstable waves is, when the East China Sea cyclogenesis occurs, 1.7 times in average to that of the stable waves.

一、前 言：

若流體之速度在垂直方向有所差異，此差異在到達某種程度後，流體內部就要改變其原有運動場之結構，產生不穩定的現象。在氣象問題中，大氣溫度場之分佈與氣壓場之分佈常不一致，稱之為斜壓式大氣(Baroclinic atmosphere)，在斜壓式大氣中，由於溫度風(Thermal wind)的影響，各高度之風向及風速則受到溫度場之支配而變化，此種垂直方向之風切達到相當程度後，就造成大氣不穩定的現象，可能造成新生氣旋波之生成，稱之為斜壓不穩定(Baroclinic Unstable)。

有關斜壓不穩定之理論研究，成為理論氣象學中心問題之一，為時已久，但由於數學上處理之困難，往往將問題經過簡化手續後，才可由中觀其大略。問題愈簡化，雖能減少處理上之煩雜，但其所能適用之範圍亦將大為減低。通常簡化問題之有利途徑有二：一為假定帶流(Zonal flow)為高度之一次函數。二為假定大氣垂直溫度遞減率為乾絕熱式。

本文乃採用乾絕熱式大氣降溫率之假定，討論帶流在特殊之隨高度變化下斜壓不穩定波之結構與特性。並和 Philip D. Thompson⁽¹⁾之非絕熱大氣垂直降溫率下，斜壓不穩定波之模式做一比較。最後乃

以東海氣旋發展之過程，討論其應用於此理論所得之結果。

二、基 本 公 式：

對於大氣中大規模之空氣質點運動，若為準地轉式(Quasi-Geostrophic)，並合於流體靜力平衡及乾絕熱大氣時，則：

旋率方程式在(x, y, p, t)坐標中，其x軸向東，y軸向北。為：

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + V_H \cdot \nabla_p (\xi + f) = f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p} \quad \dots \dots \dots (2.1)$$

其中 V_H 為水平向風，

$$\nabla_p \equiv \left(\frac{\partial}{\partial x} i + \frac{\partial}{\partial y} j \right)_{p=\text{const.}}$$

$$\xi = \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right)$$

f 為柯氏參數， f_0 為柯氏參數標準值， $\omega \equiv \frac{dp}{dt}$

絕熱方程：

$$\frac{d\theta}{dt} = 0 \quad \dots \dots \dots (2.2)$$

$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^k$ ，稱為位溫(Potential temperature) 流體靜力方程：

$$\frac{\partial z}{\partial p} = - \frac{1}{\rho g} \quad \dots \dots \dots (2.3)$$

其符號均為氣象文獻中所通用者。

由絕熱方程，氣體狀態方程及流體靜力平衡方程，並令 $\Phi \equiv gz$ ，可得下式。

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \nabla \cdot \nabla p \right) \frac{\partial \Phi}{\partial p} = -\omega \sigma \dots\dots\dots (2.4)$$

$\sigma = \frac{\partial \Phi}{\partial p} \frac{\partial \ln \theta}{\partial p}$ ，稱之為靜力穩定度 (Hydrostatic stability)。

(2.2), (2.4) 二式聯立，稱準地轉式方程式 (Quasi-geostrophic equation)。

又令 $\psi = \frac{\Phi}{f_o}$ ，稱之為流線函數 (Stream function)，則：

$$u = -\frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = \frac{\partial \psi}{\partial x},$$

$$\xi = \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \nabla^2 \psi$$

u 為空氣質點向東之速度， v 為空氣質點向北之速度， $\nabla^2 \equiv \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right)$

故準地轉方程亦可改寫成：

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi + J(\psi, \nabla^2 \psi) + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = f_o \frac{\partial \omega}{\partial p} \dots\dots\dots (2.5)$$

$$\beta = \frac{\partial f}{\partial y},$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \psi}{\partial p} \right) + J(\psi, \nabla^2 \psi) + \frac{\sigma}{f_o} \omega = 0 \dots\dots\dots (2.6)$$

$$J(A, B) \equiv \left(\frac{\partial A}{\partial x} \frac{\partial B}{\partial y} - \frac{\partial B}{\partial x} \frac{\partial A}{\partial y} \right)_{p=\text{const.}}$$

三、乾絕熱大氣中斜壓不穩定之條件：

若垂直大氣降溫率為乾絕熱式，即位溫保持一定。則 $\sigma = 0$ 。(2.6) 式即可寫成：

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \psi}{\partial p} \right) + J(\psi, \nabla^2 \psi) = 0 \dots\dots\dots (3.1)$$

此時假定氣流平均僅有向東之速度，且只為高度之函數，即 $U = U(p)$ ，在其他各方向之速度平均為零，只有小波動，則空氣質點

在 x 方向之速度 $U = \bar{U}(p) + u'$

在 y 方向之速度 $v = v'$

在 p 方向上 $\omega = \omega'$

而 $\xi = \xi'$

$$\psi = \bar{\psi}(p, x) + \psi'(x, y, p)$$

()' 表平均值，() 表與平均值之差值，且

()' << ()。又假定與平均值之差值和 y 方向無關，將 (2.5), (3.1) 二式用 Perturbation theory 將其線性化後，則可得下二式*

$$\frac{\partial \xi'}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial \xi'}{\partial x} + \nu \beta = f_o \frac{\partial \omega'}{\partial p} \dots\dots\dots (3.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \psi'}{\partial p} \right) + \bar{U} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \psi'}{\partial p} \right) - \nu' \frac{\partial \bar{U}}{\partial p} = 0 \dots\dots\dots (3.3)$$

* 在產生不穩定時， $\frac{\partial}{\partial p} ()'$ 項會改變而不為線性，但在短暫時間內，吾人仍可視之為線性的。

今為討論純粹斜壓不穩定，考慮 (3.2), (3.3) 二式具有下列形式之解：

$$\psi'(x, p, t) = \Psi(p) e^{ik(x-ct)} \dots\dots\dots (3.4)$$

$$\omega'(x, p, t) = \Omega(p) e^{ik(x-ct)} \dots\dots\dots (3.5)$$

$$k = \frac{2\pi}{L}, \quad \text{稱為波數 (Wave number)}$$

$$L \text{ 為波長, } c \text{ 為波速, } i = \sqrt{-1}$$

(3.4), (3.5) 之意義為：在速度僅為 p 之函數之帶流中，考慮東西移行波數為 k 之單調和波。以 (3.4) 代入 (3.3) 即得：

$$\frac{d\Psi}{dp} (\bar{U} - c) - \frac{d\bar{U}}{dp} \Psi = 0 \dots\dots\dots (3.6)$$

同樣以 (3.5) 代入 (3.2) 即得：

$$f_o \frac{d\Omega}{dp} = \Psi ik(c k^2 - \bar{U} k^2 + \beta) \dots\dots\dots (3.7)$$

由 (3.7), $\Psi = \frac{f_o}{ik(c k^2 - \bar{U} k^2 + \beta)} \frac{d\Omega}{dp}$ 代入 (3.6) 則得下式。

$$(\bar{U} - c) \left[(\bar{U} - c) - C_R \right] \frac{d^2 \Omega}{dp^2} - \left[2(\bar{U} - c) - C_R \right] \frac{d\bar{U}}{dp} \frac{d\Omega}{dp} = 0$$

$C_R = \frac{\beta}{k^2}$ ，為 Rossby wave 在流體內相對流體之速度。

令 $p_* = p/p_0$, p_0 為地面之標準氣壓值，則上式可改寫成下列形式：

$$(\bar{U} - c)^2 (\bar{U} - c - C_R)^2 \frac{d}{dp_*} \left[\frac{\frac{d\Omega}{dp_*}}{(\bar{U} - c)(\bar{U} - c - C_R)} \right] = 0 \dots\dots\dots (3.8)$$

若 $\bar{U} - c \neq 0$ 及 $\bar{U} - c - C_R \neq 0$ 時，則 $\frac{d\Omega}{dp_*}$ = constant.

$$\frac{d\Omega}{dp_*} = A(\bar{U} - c)(\bar{U} - c - C_R) \dots\dots\dots (3.9)$$

其境界條件為當 $p_* = 0$ 或 $p_* = 1$ 時， $\Omega = 0$
即當大氣在地面和大氣層頂時， $\frac{dp}{dt} = 0$

(3.8) 為 Eigen value problem，將 (3.9)
對 p_* 積分，並由境界條件求其 Eigen value c
則：

$$\int_0^1 (\bar{U} - c)(\bar{U} - c - C_R) dp_* = 0$$

$$\text{即：} \int_0^1 \bar{U}^2 dp_* - (2c + C_R) \int_0^1 \bar{U} dp_* + c(c + C_R) = 0$$

$$\text{令 } I_1 \equiv \int_0^1 \bar{U} dp_* \quad \dots \dots \dots \quad (3.10)$$

$$I_2 \equiv \int_0^1 \bar{U}^2 dp_* \quad \dots \dots \dots \quad (3.11)$$

$$\text{則上式為： } I_2 - (2c + C_R)I_1 + c(c + C_R) = 0$$

$$\text{就 } c \text{ 解出： } c = I_1 - \frac{1}{2}C_R \pm \sqrt{I_1^2 - I_2 + \frac{C_R^2}{4}}$$

$$\dots \dots \dots \quad (3.12)$$

考慮 $c = c_1 + i c_2$, c_1, c_2 為實數

$$\omega' = \Omega_{(p)} e^{ik[x-(c_1 + i c_2)t]}$$

$$= \Omega_{(p)} e^{\mp k c_2 t} e^{ik(x - c_1 t)}$$

其中 $\Omega_{(p)} e^{\mp k c_2 t}$ 表 ω' 波之振幅

$$e^{ik(x - c_1 t)} \text{ 表 } \omega' \text{ 波之波形}$$

故當 c_2 不為零時，即 c 值有虛數出現時，各波振幅會隨時間改變而改變，造成波動不穩定之現象。而 c 有虛值出現之條件，由 (3.12) 式中可知為：

$$I_2 > I_1^2 + \frac{C_R^2}{4} \quad \dots \dots \dots \quad (3.13)$$

故 (3.13) 式為在乾絕熱式大氣降溫率下，造成斜壓不穩定之條件。而 $k c_2$ 值，可直接影響到各波振幅隨時間變化之速率，故稱之為指數生長率(Exponential growth rate)。

四、帶流垂直剖面之結構與斜壓不 穩定波之關係：

一般在討論斜壓不穩定之問題中，均假定帶流之速度為高度之一次函數。此種假設雖可減少許多數學上處理之困難，但與實際帶流垂直之強度分佈，有極大差異，不具代表性，今就其一般情形，做較合實際之假設，以為觀察帶流垂直剖面結構與斜壓不穩定波之關係。但在此節中所討論者，仍沿用大氣為乾絕溫度垂直遞減率之假設

，故其適用之範圍正如 Wiin-Nielsen⁽³⁾(1967)在其討論及斜壓不穩定和帶流垂直剖面關係中所指出者，其結果僅能適用於較長波之部份。

今假設大氣中帶流之結構和高度之關係式為下列之標準形：

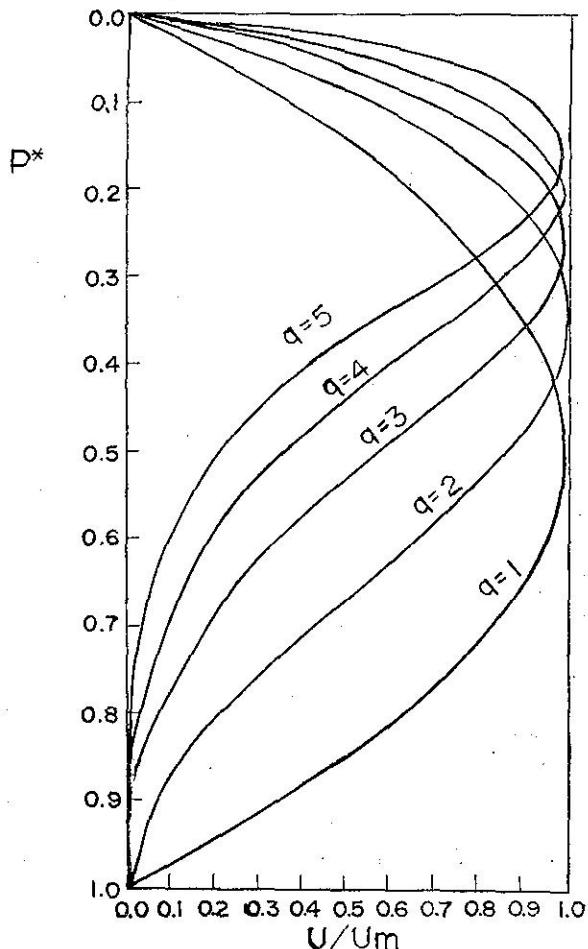
$$\bar{U} = BU_m p_*(1-p_*)^q \dots \dots \dots \quad (4.1)$$

B 為任意常數， U_m 為任意 \bar{U} 之值，視 B 值而定， q 為正整數。

由 (4.1) 式可求出 \bar{U} 之最大值，令 $\frac{d\bar{U}}{dp_*} = 0$

$$\text{則 } (p_*)_{\max} = \frac{1}{q+1}$$

$$U_{\max} = B U_m \frac{q^q}{(q+1)^{q+1}}$$



圖(1) 根據 (4.2) 式，各種不同 q 值，帶流垂直剖面圖。

Fig. 1. The zonal wind as a function of pressure for various values of q based on equation (4.2.)

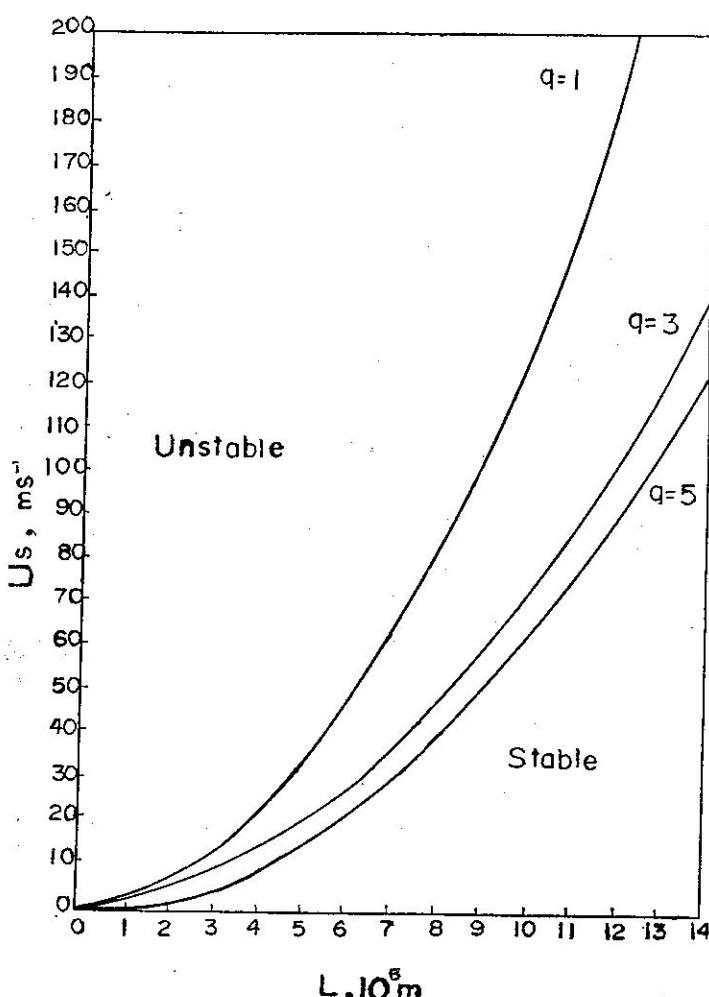
表(一) 不同 q 值時， C_{eq} 之對應值

Table. 1. The coefficient C_{eq} as a function of q .

q	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
C_{eq}	1.34	0.88	0.73	0.68	0.66	0.65	0.65	0.66	0.67	0.67

$$\text{故 } \bar{U} = U_{\max} \frac{(q+1)^{q+1}}{q^q} p_* (1-p_*)^q \dots \dots (4.2)$$

如果我們選擇 $B = (q+1)^{q+1}/q^q$ ，則可得 $U_{\max} = U_m$ 。



圖(二) 不同 q 值時之中性曲線圖

Fig. 2. Curves of neutral stability for various of q in a diagram with wavelength (10^6 m) as abscissa and the vertical wind shear U_s (m, sec^{-1}) as coordinate.

將 (4.1) 式代入 (3.10), (3.11)，求其積分；則

$$I_1 = U_m \frac{(q+1)^{q+1}}{q^q} \frac{1}{(q+1)(q+2)} \dots \dots (4.3)$$

$$I_2 = U_m^2 \frac{(q+1)^{2q+2}}{q^{2q}}$$

$$\frac{2}{(2q+1)(2q+2)(2q+3)} \dots \dots (4.4)$$

由 (4.3), (4.4) 二式可求出 I_1, I_2 之值，代入

斜壓不穩定之判別式 $I_1^2 - I_2 + \frac{C_R^2}{4}$ 中，若此判別式值小於零，為斜壓不穩定式。若值等於零，為中性，若值大於零，則為斜壓穩定式。

圖(二)為 (4.2) 式之圖形，吾人

可由此圖形中了解各種不同之 q 值所構成帶流垂直速度之剖面，當 q 值愈大時， U_{\max} 出現的高度也愈高。但需要注意者為 U_{\max} 出現在 $p_* \approx \frac{1}{2}$ 之處，且假定在地面及大氣層頂處之帶流速度視之為零，此些特徵和實際情況極為相近。

由 (4.3), (4.4) 二式知， q 值可影響斜壓不穩定之判別式值。另外帶流垂直方向之風切亦為影響斜壓不穩定之重要因素之一。故定義

$$U_s = \frac{1}{1-p_{\max}} \int^1 p_{\max} \frac{d\bar{U}}{dp_*} dp_* = -\frac{q+1}{q} U_m$$

U_s 為最大風速高度以下之平均風切， p_{\max} 為最大風速出現之高度。

由於 $I_1^2 - I_2 + \frac{C_R^2}{4} = 0$ 為斜壓不穩定之標準，故可求出在此條件下 U_s 與波長 L 之間之關係為：

$$U_s = C_{eq} L^2$$

$$C_{eq} = 0.2 \frac{q^{q-1}}{(q+1)^q} \sqrt{\frac{1}{S}}$$

$$S = \frac{2}{(2q+1)(2q+2)(2q+3)}$$

$$-\frac{2}{(q+1)^2(q+2)^2}$$

圖(二)為 $U_s = C_{eq} L^2$ 在不同 q 值時之曲線圖，為拋物線。給一 U_s 值，則可得一 L 值使得

$$I_1^2 - I_2 + \frac{C_R^2}{4} = 0, \text{ 而在此曲線之左上部份為不穩定區，右下部份為穩定區。表(一)為在不同 } q \text{ 值下之 } C_{eq} \text{ 之值。由表(一)及圖(二)可知，} q \text{ 值愈小，} C_{eq} \text{ 值愈大，則不穩定之區域範圍愈小。但當 } q = 7 \text{ 時，} C_{eq} \text{ 值出現一極小值，此乃表示當 } q = 7 \text{ 時，圖(二)中不穩定區之範圍為極大，此時最大風速出現之高度約在 } p_* = 0.125 \text{ 附近。若對相同之波長 } L \text{ 而言，垂直平均風切要減小，才可由不穩定情況趨於穩定。若垂直平均風切相同時，波長愈短之波，愈易造成不穩定之現象。}$$

五、靜力穩定度和斜壓不穩定之關係：

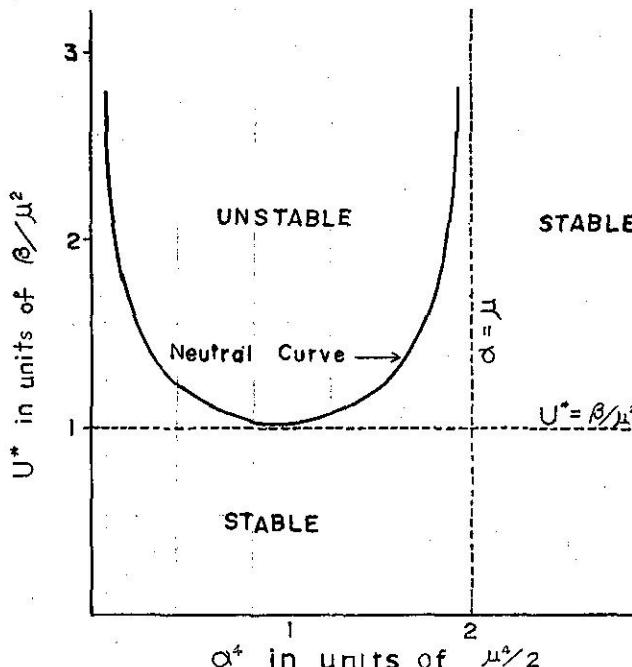
以上所討論者係假定大氣溫度垂直遞減率為乾絕熱式。本節中欲就 Thompson 所論及非絕熱式大氣二層模式之斜壓不穩定加以比較之。

在 Thompson 模式中，所求得之波速為

$$C = \bar{U} - \frac{1}{2} \frac{\beta}{\alpha^2} \frac{2\alpha^2 + \mu^2}{\alpha^2 + \mu^2} \pm \sqrt{\delta} \quad (5.1)$$

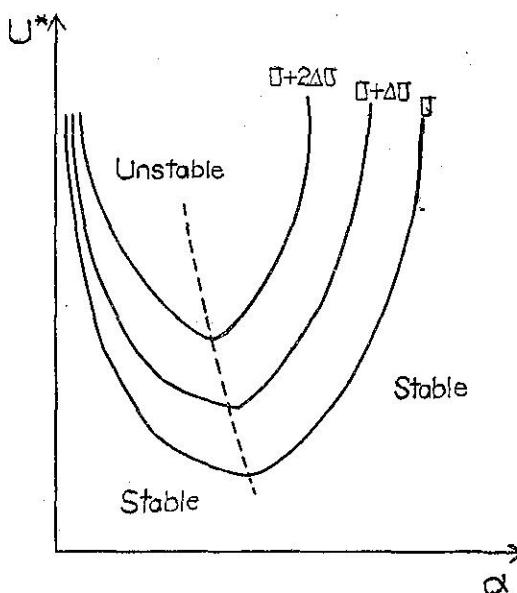
$$\delta = \frac{1}{4} \frac{\beta^2 \mu^2}{\alpha^4 (\alpha^2 + \mu^2)^2} - U^{*2} \frac{\mu^2 - \alpha^2}{\mu^2 + \alpha^2}$$

$$\text{其中 } \bar{U} = \frac{1}{2} (U_{3/2} + U_{1/2}), U^* = \frac{1}{2} (U_{3/2} - U_{1/2})$$



圖(三) Thompson 非絕熱大氣二層模式中性曲線圖

Fig. 3. The stability of two-level baroclinic flow as a function of vertical wind shear U^* and wave number α .



圖(四) 不同 σ 值時之中性曲線圖

Fig. 4. The neutral curve with different values of σ .

α 為波數

$U_{3/2}$ 表 750mb 之平均風速

$U_{1/2}$ 表 250mb 之平均風速

$$\mu^2 = -2f^2/\sigma g(\Delta p)^2 \dots\dots\dots (5.2)$$

$$\Delta p = \frac{p_0}{2} \approx 500 \text{ mb } p_0 \text{ 為地面氣壓之標準值。}$$

(5.1) 式當 $\delta < 0$ 時， C 值有虛數出現，為造成斜壓不穩定之條件。令 $\delta = 0$ ，求其中性曲線，

$$\frac{2\alpha^4}{\mu^4} = 1 \pm \sqrt{1 - \frac{\beta^2}{\mu^4 U^{*2}}} \dots\dots\dots (5.3)$$

其圖形如圖(三)

由圖(三)中可知：垂直平均風切有一臨界值， $|U^*| = \beta/\mu^2$ ，當 $|U^*| < \beta/\mu^2$ 時，任何波長之波均保持其穩定性。當 $|U^*|$ 稍為大於 β/μ^2 時，則波數為 $\alpha^4 = \mu^4/2$ 之波變得不穩定，但其他較長或較短之波仍可保持穩定。故波長為 $\alpha^4 = \mu^4/2$ 之波稱之為 Dominant wave，其波長 $L_D = 2.38\pi/\mu$ 。

其次可注意到的是此曲線具有一漸近線 $\alpha = \mu$ 。當 $\alpha > \mu$ 時，無論垂直平均風切再大，亦不產生不穩之現象。所以凡波長小於 $\frac{2\pi}{\mu}$ 值之波動，永遠保持其穩定性。

由(5.2)式知， μ^* 和 σ^2 成反比，故當 σ 值增加時， μ 值則減小，而 L_D 之值為之增加， $|U^*|$ 值亦為之增加，此時中性曲線之頂點向左上方移動，且不穩定區域變得狹窄。如圖四。故可知，當大氣愈穩定時，則需要更大之垂直平均風切值，才可造成不穩定之波動。

第四節以前所討論者和 Thompson 非絕熱大氣二層模式，可由二者之中性曲線以之比較。圖(二)與圖(三)之最大不同處，在於圖(三)為一完整之拋物線，而圖(二)僅為一半拋物線。故圖(三)之右半邊曲線，可視為受到靜力穩定度不為零之影響。當靜力穩定度不等於零時，若空氣發生垂直方向的運動，則必需和周圍的空氣發生能量之交換。此能量交換之結果，正如 H.L. Kuo ⁽⁷⁾ 所指出者：因空氣垂直運動而造成能量的交換，可使較短波長之波動，變得較為穩定。此一結論，足可支持 Thompson 之模式，在短波部份為穩定之說。故本文第四節所論及愈短波愈不穩定之現

象，與實際情況並不相符。但在長波部份，則因本文之模式接近實際大氣垂直剖面運動場之結構，故較 Thompson 之模式更為適用。

六、東海氣旋波之生長：

初秋至初夏期間，在長江流域常有氣旋波生成，稱之為長江低壓。當氣旋波東移進入東海時，則因海陸交界處氣溫之差異，東海地區形成一天然「能源」，使氣旋波迅速發展，此即為典型之斜壓不穩定波。

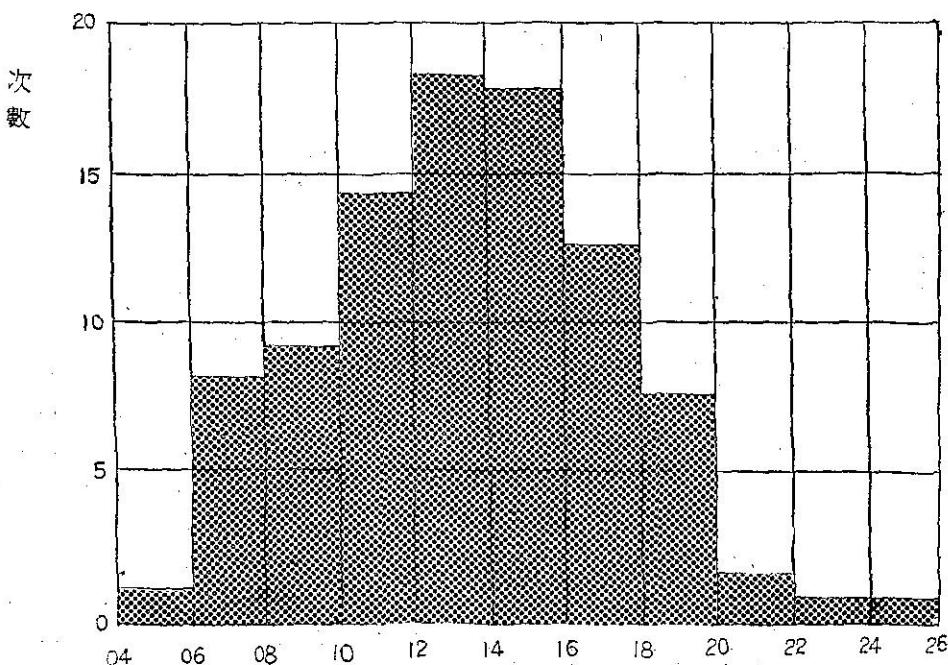
長江低壓每年平均約發生 25 次，每次平均為時 2-3 天⁽²⁾，但能繼續發展者，佔 80 % 左右，本文所根據之資料，乃為民國 56 年 10 月至 57 年 5 月及 57 年 10 月至 58 年 5 月之資料。在此期間共發生長江低壓 49 次，繼續發展成東海氣旋波者僅 38 次，共計經歷時期為 91 天。

當長江低壓發生時，地面之平均氣壓較平常降低約 8-15mb，其平均氣壓如表(二)及圖五所示。

表(二) 東海氣旋波發生時，地面氣壓之分佈頻率

Table. 2. The surface pressure distribution when the China East Sea cyclogenesis occurs.
超出 1000mb (above 1000mb)

地面氣壓	04-06	06-08	08-10	10-12	12-14	14-16	16-18	18-20	20-22	22-24	24-26	合計
次 數	2	8	9	14	18	17	12	7	2	1	1	91



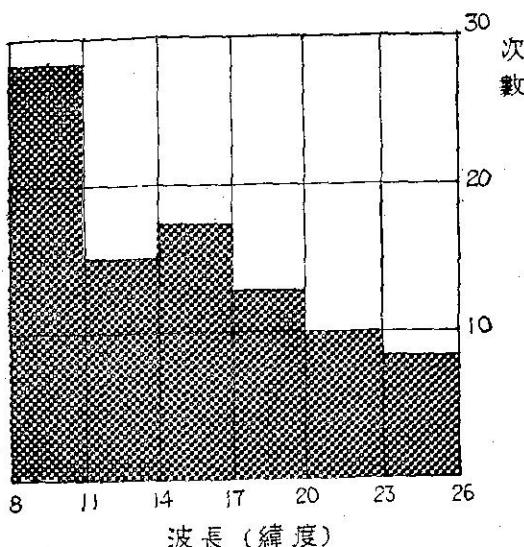
圖(五) 氣旋波發生時，地面氣壓之分佈頻率圖

Fig. 5. Histogram of surface pressure distribution when the East China Sea cyclogenesis occurs.

又根據高空資料，當東海氣旋波發生時，500mb 等壓面圖上有短波槽出現，其平均波長在 15 個緯度左右，其分佈如表(三)及圖(六)。

表(三) 東海氣旋波發生時，500mb 波長頻率分佈
Table. 3. The 500mb wavelength (in latitude) distribution when the China East Sea cyclogenesis occurs.

波長 (緯度)	8-11	11-14	14-17	17-20	20-23	23-26	合計	平均
次數	28	15	17	13	10	8	91	15.8



圖(六) 當東海氣旋波發生時，500mb 波長頻率分佈圖

Fig. 6. Histogram of 500mb wavelength distribution when the East China Sea cyclogenesis occurs.

在垂直風切之結構上，最大風速出現的高度以 200mb 為最多，佔 76.4%，250mb 次之，佔 21.0%，其他佔 4.6%，最强緯流可達 160 節，平均皆在 120 節左右。

實際九十一之資料中，若僅依觀測資料，很難發現於何種情況下，始有利於東海氣旋波之發展，但將所得之資料，利用第三及第四節中所述之方法分析後，則可發現其具有下列特點：

(1) 在有利於氣旋發展時，其 c_1 之平均值為 19.49 m/s ， c_2 之平均值為 20.31 m/s ， c_1 與 c_2 平均值之差為 0.82 m/s ，而 c_1 與 c_2 差值之平均值為 1.00 m/s 。又 c_1 之標準差值 (Standard deviation) 為

6.188，變化係數 (Coefficient of variation) 為 22.42 。 c_2 之標準差值為 5.672 ，變化係數為 27.94 。但在氣旋波消滅或無波動發生時， c_1 之平均值為 18.13 m/s ， c_2 之平均值為 19.79 m/s ， c_1 與 c_2 平均值之差為 1.26 m/s ，而 c_1 與 c_2 差值之平均值為 1.63 m/s 。 c_1 之標準差值為 4.959 ，變化係數為 27.35 。 c_2 之標準差值為 3.838 ，變化係數為 13.39 ，為易於了解，茲將列表如表四，

(表四) Table. 4.

	C_1 平均值 m/s	C_2 平均值 m/s	C_2-C_1 平均值 m/s	C_1 標準差	C_2 標準差	C_1 變化 係數	C_2 變化 係數
穩定	18.13	19.79	1.63	4.959	3.838	27.35	13.39
不穩定	19.94	20.31	1.00	6.188	5.672	22.42	27.49

(2) 對於指數生長率 kC_2 而言，當有氣旋波發展時， kC_2 之平均值為 $8122.67 \times 10^{-8} \text{ sec}^{-1}$ ，而其中位數為 $6310 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$ 。而氣旋波趨於消滅或根本無氣旋波產生時， kC_2 之平均值為 $4840.06 \times 10^{-8} \text{ sec}^{-1}$ ，其中位數為 $4316 \times 10^{-8} \text{ sec}^{-1}$ 。

又當有氣旋發生時， kC_2 之標準差值為 4468×10^{-8} ，變化係數為 55.00 ，穩定時標準差值為 2072×10^{-8} ，變化係數為 42.81 ，亦可見表(五)。

(表五) Table. 5.

kC_2 (10^{-8} sec^{-1})	Mean value 平均值	Medium 中位數	Standard devistion 標準差	Coe- fficient of variation 變化係數
穩定	4840.06	6310	4840	55.00
不穩定	8122.67	4316	2072	42.81

由上統計資料中可知，無論穩定波或不穩定波， c_1 平均值皆較 c_2 平均值為小。不穩定波之 c_1 ， c_2 之頻率分配較穩定波均勻，但在不穩定波中， c_1 之變率較穩定波為小，但 c_2 之變率較穩定波為大。至於指數生長率之平均值，則不穩定波較穩定波高出 1.7 倍，頻率分佈亦較不均勻，且變率較小。

七、結語：

在所有資料之整理中，無論穩定或不穩定波，均

有 c_2 之值出現，（即 $I_2 > I_1^2 + \frac{C_R^2}{4}$ ），查其原因，乃因一般大氣之平均情況，其垂直溫度遞減率均較乾絕熱溫度直減率為小之故。此時靜力穩定度大於零，有助於波動趨於穩定的特性。所以吾等雖求出有不穩定波波速**的存在，而實際上並無不穩定波生成的現象。

** c_2 值實代表不穩定波之波幅部份。

由於人力之有限，資料收集不够詳細，僅取二年以為代表，若能收集多年資料，再加分析，相信所得結果更能有助於對我國東海區氣旋生長或消滅的預報。

本文最主要的目的，是在對斜壓不穩定問題，除了用數值預報法以外，再提供另一種解決的方法，此種處理的方法，最大的好處是在可以用氣象上的參數，直接清楚的將波速求出，以做為分析和應用之資料或參考。

參 資 料

(1) 彭立 (1969)：論斜壓不穩定長波之結構為帶流垂直剖面之函數。國立臺灣大學理學院地理學系研究報告第六期第十二頁至第三十三頁。

(2) 王崇岳：遠東區冬季氣壓場分佈概況。

(3) Wiin-Nielsen, A. (1967): On Baroclinic Stability as a Function of the Vertical Profile of Zonal Wind, Mon. Wea-Rev., 95, 733-739.

(4) Green, J.S.A. (1960): A Problem in Baroclinic Stability, QJRMS 86, 237-251.

(5) Pedloeky, J (1965): On the Stability of Baroclinic Flows as a Function of the Vertical Profile. JAS, 22, 137-145.

(6) Philip D. Thompson (1961): Numerical Weather Analysis and Prediction.

(7) H. L. Kuo (1953): The Stability Properties and Structure of Disturbances in a Baroclinic Atmosphere. Journal of Meteo, Vol. 10, No. 4, 235-243.

註：本文承亢主任玉璽指導、改正，張國平學長幫助收集，整理資料，始得完成，謹致謝意。