

# 氣象學報 季刊

八卷二期 中華民國51年6月30日出版

## 目 次

### 一、論述

- 帶流運動之穩定度與大氣環流之變遷 ..... 楊建雄 ..... ( 1 )  
論宇宙輻射 ..... 沈傳節 ..... ( 10 )  
颱風眼與風的偏向角 ..... 薛鍾彝 ..... ( 14 )  
太陽黑子之研究 ..... 林榮安 ..... ( 18 )

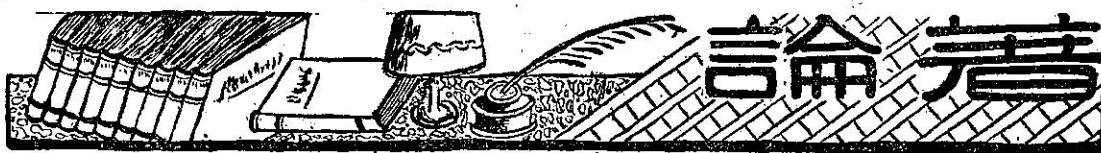
### 二、報告

勞娜

- 民國五十年颱風調查報告(第三號 颱風貝蒂) ..... 預研報科 ..... ( 32 )

### 三、譯述

- 氣候變遷的新發現 ..... 戚啓勳 ..... ( 39 )



# 帶流運動之穩定度與大氣 環流之變遷

楊建雄

*Fjørtoft's Stability Theory on Circular Vortices  
and its Application to the General  
Circulation of the Atmosphere*

Chien-hsiung Yang

## Abstract

The theory of stability on circular vortices as treated by R. Fjørtoft in Vol. XIV, No.6 of *Geofysiske Publikasjoner* is presented. The possibility of applying the results of the theory for explaining the variation of the general circulation of the atmosphere is discussed.

## 概要

本篇介紹 Fjørtoft 之圓渦流穩定的理論，而批判其基本假設及討論，其所得穩定規範應用於地球大氣之意義。由其穩定規範，我們可敘述地球大氣環流之變遷及能量轉換之相關關係。

## § 1 軸對稱渦流之運動方程

設Z-軸（圖1）為外力位 $\varphi$ 之對稱軸。假定在某一時刻，流體之速度及密度分佈也對此一軸對稱。若此，由運動之對稱性，可知流體之運動必須一直繼續其對於 Z- 軸之對稱性。因此，只須考慮其在一子午面內之運動。今以  $u$  為帶流速度，以  $V$  為子午面內之速度，其運動方程為

$$\rho \left( \frac{\partial V}{\partial t} + V \cdot \text{grad } V \right) = -\text{grad } P - \rho \text{ grad } \varphi + \rho \frac{u^2}{R} \quad (1)$$

$$\text{及 } \frac{\partial u}{\partial t} + V \cdot \text{grad } u + \frac{uV}{R} = 0 \quad (2)$$

在此  $\rho$ ：密度， $p$ ：壓力， $R$ ：從Z-軸之距離， $V_R$ ：半徑方向之  $V$  之成分。若在  $R = \text{const.}$  之一圓周上積

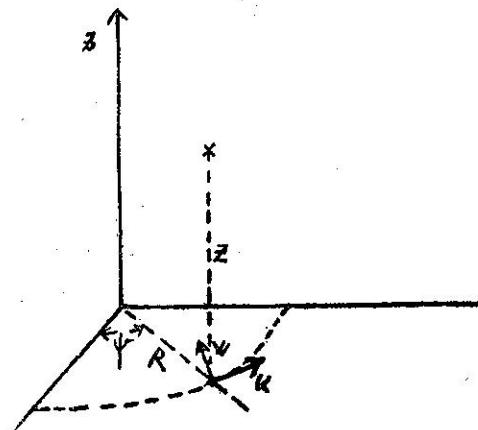


圖 1

分 (2) 式，可得

$$\frac{\partial c}{\partial t} + V \cdot \text{grad } C = 0 \quad (3)$$

$$C = \int_0^{2\pi} u R d\psi$$



$$\begin{aligned} -\frac{\partial \lambda}{\partial n} &= [\rho \operatorname{grad} \varphi + \rho C^2 \operatorname{grad} \varphi_0 \\ &+ \rho (\nabla \cdot \operatorname{grad}) \nabla] \cdot n \end{aligned}$$

除在界面之任意常數以外，唯一地決定。因此 (16-a, b, c) 必須相等於此流體子午面內之運動方程及其界面條件。

### § 2 恒常圓環流

若無（從）外力之作用，能量方程為：

$$\int_{\tau_0} \frac{1}{2} \nabla^2 \rho d\tau_0 + \int \frac{1}{2} u^2 \rho d\tau_0 = -\Phi + \text{const.}$$

或者

$$\underline{K}_m = -[\Phi + \underline{K}_z] + \text{const.} \quad (1)$$

即， $\underline{K}_m$  為子午面內之動能， $\underline{K}_z$  為帶流動能。

我們將應用在 § 1 提出之 Hamilton 原理來求使  $[\Phi + \underline{K}_z]$  取極值之條件。〔為求使  $[\Phi + \underline{K}_z]$  取極值〕之間題不過是 § 1 Hamilton 之原理之特殊例。即我們只須考慮  $[\Phi + \underline{K}_z]$  之數值而不相干於子午面內之運動，因此，由方程式 (1-16) 及附隨之界面條件，可知

$$\left. \begin{array}{l} a) \rho_0 \operatorname{grad} \varphi + \rho_0 C_0^2 \operatorname{grad} \varphi_0 = -\operatorname{grad} \lambda \\ b) \lambda = \text{const.} \text{ 在自由表面} \\ c) \Delta \lambda = \text{const.} \text{ 在不連續面} \end{array} \right\} (2)$$

是我們所求之條件。在此，使  $[\Phi + \underline{K}_z]$  恒常之密度與環流之分佈由  $\rho_0, C_0$  表示。在恒常圓環流 ( $\nabla = 0$ ) 條件 (2-2) 自然地滿足。壓力  $p$  代入  $\lambda$ 。相反地，如密度及環流之分佈滿足條件 (2-2) 時，任何一個圓環流必須恒常。

### § 3 在極值附近之 $[\Phi + \underline{K}_z]$ 之數值

今設  $\tau_0$  表示當  $[\Phi + \underline{K}_z]$  取其極值時之流體粒子之子午面內之位置。

設  $\delta \tau$  表示其粒子之偏位， $\tau - \tau_0$ ，則由 Taylor 之定理

$$\begin{aligned} &[\Phi(\tau) + \underline{K}_z(\tau)] - [\Phi(\tau_0) + \underline{K}_z(\tau_0)] \\ &= \delta \tau \cdot [\operatorname{grad} \Phi(\tau)]_{\tau=\tau_0} + \frac{1}{2} [(\delta \tau \cdot \operatorname{grad}) \\ &\quad \operatorname{grad} \Phi(\tau)]_{\tau=\tau_0} \cdot \delta \tau \\ &\quad + \delta \tau \cdot [\operatorname{grad} \underline{K}_z(\tau)]_{\tau=\tau_0} \\ &\quad + \frac{1}{2} [(\delta \tau \cdot \operatorname{grad}) \operatorname{grad} \underline{K}_z(\tau)]_{\tau=\tau_0} \cdot \delta \tau \end{aligned}$$

代入方程 (1-8), (1-9) 式於  $\Phi$  及  $\underline{K}_z$ ，此能量差  $\Delta(\Phi + \underline{K}_z)$  可寫

$$\Delta(\Phi + \underline{K}_z) = \int_{\tau_0} [\rho \operatorname{grad} \varphi + \rho C^2 \operatorname{grad} \varphi_0] \cdot \delta \tau d\tau_0$$

$$+ \frac{1}{2} \int_{\tau_0} [\rho(\delta \tau \cdot \operatorname{grad}) \operatorname{grad} \varphi_0 \cdot \delta \tau$$

$$+ \rho C^2 (\delta \tau \cdot \operatorname{grad}) \operatorname{grad} \varphi_0 \cdot \delta \tau] d\tau_0 \quad (1)$$

再者，因據 § 2 之論法

$$\delta \tau = \rho \frac{\partial \tau}{\partial \varepsilon} \Big|_{\varepsilon=0} + \frac{C^2}{2} \frac{\partial^2 \tau}{\partial \varepsilon^2} \Big|_{\varepsilon=0} \quad (2)$$

而  $\frac{\partial \tau}{\partial \varepsilon}, \frac{\partial^2 \tau}{\partial \varepsilon^2}$  等亦滿足 (2-14)、(2-15) 式。利用 Gauss 定理，可得

$$\begin{aligned} \Delta(\Phi + \underline{K}_z) &= -\frac{1}{2} \int_F \delta \tau \cdot [\operatorname{grad} \rho_0 \operatorname{grad} \varphi \\ &\quad + \operatorname{grad} \rho_0 C_0^2 \operatorname{grad} \varphi_0] \cdot \delta \tau dF \quad (3) \\ &+ \frac{1}{2} \int_{F_f} (\delta \tau_n)^2 \rho_0 \left[ \frac{d\varphi}{dn} + C_0^2 \frac{d\varphi_0}{dn} \right] dF \\ &- \frac{1}{2} \int_{F_d} (\delta \tau_n)^2 \left[ \Delta \rho_0 \cdot \frac{d\varphi}{dn} + \Delta \rho_0 C_0^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{d\varphi_0}{dn} \right] dF \end{aligned}$$

在此， $\Delta \rho = \operatorname{div} \operatorname{grad} \rho, \Delta \rho C^2 = \operatorname{div} \operatorname{grad} \rho C^2$ ， $\delta \tau_n$  表示在界面法線方向之成分， $F_f$  表示自由界面， $F_d$  表示不連續面。

### § 4 平衡圓渦流對於軸對稱擾亂之穩定規範

由 (3-3) 我們可知，假如

$$\left. \begin{array}{l} a) \delta \tau \cdot [\operatorname{grad} \rho_0 \operatorname{grad} \varphi + \operatorname{grad} \rho_0 \cdot \\ \quad C_0^2 \operatorname{grad} \varphi_0] \cdot \delta \tau < 0 \\ b) \rho_0 \frac{d\varphi}{dn} + \rho_0 C_0^2 \frac{d\varphi_0}{dn} \geq 0 \text{ 在自由界面} \\ c) \Delta \rho_0 \frac{d\varphi}{dn} + \Delta \rho_0 C_0^2 \frac{d\varphi_0}{dn} \leq 0 \text{ 在不連續面} \end{array} \right\} \cdots (1)$$

則， $\Delta(\Phi + \underline{K}_z)$  是正數值。此時， $[\Phi + \underline{K}_z]_{\tau=\tau_0}$  是一個極小值。凡當一力學系在穩定平衡時，此系之位能必須取極小值，若此，我們亦可證明，若其  $[\Phi + \underline{K}_z]$  取極小值時，一個圓渦流對於軸對稱之擾亂是穩定。

相反地，如

$$\left. \begin{array}{l} a) \delta \tau \cdot [\operatorname{grad} \rho_0 \operatorname{grad} \varphi + \operatorname{grad} \rho_0 C_0^2 \operatorname{grad} \varphi_0] \cdot \delta \tau > 0 \\ b) \rho_0 \frac{d\varphi}{dn} + \rho_0 C_0^2 \frac{d\varphi_0}{dn} \leq 0 \text{ 在自由界面} \\ c) \Delta \rho_0 \frac{d\varphi}{dn} + \Delta \rho_0 C_0^2 \frac{d\varphi_0}{dn} \geq 0 \text{ 在不連續面} \end{array} \right\} \cdots (2)$$

此一圓渦流對於任意軸對稱性擾亂是不穩。

再者，如

$$[\Phi + \underline{K}_z] = [\Phi + \underline{K}_z]_{\tau=\tau_0}$$

$$\text{即 } \Delta \underline{K}_m = 0 \quad (3)$$

因此，流體內之粒子，雖其動能無變化，亦能移動有限距離。在此情形，此一渦流稱（謂在）中性穩定。

其次，（想）一個渦流，其內同時包括穩定與不穩定之區域時，此一渦流對於某種擾亂  $\delta r$  之穩定性質則由其擾亂之方向而定。換言之，由  $\delta r$  之方向， $\Delta [\Phi + \underline{K}_z]$  可取正或負值。若取正值，此渦流對此種擾亂是穩定，若取負值，則此渦流對此擾亂是不穩定，而且其位能  $[\Phi + \underline{K}_z]$  必須變換作子午面運動之動能。

由方程 (3-3) 式，我們可知，在此情形，其擾亂之方向對於  $\Delta [\Phi + \underline{K}_z]$  之影響只限於右邊第一項之體積積分，此體積積分，如由適當之座標系轉換，從  $(R, z)$  變換至  $(\eta, \zeta)$  (圖 2)

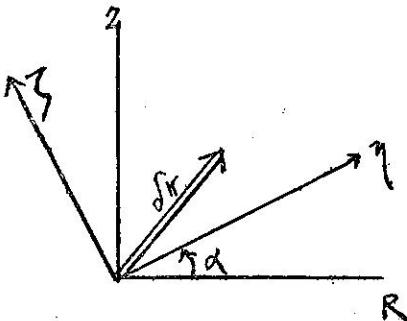


圖 2

$$r_\eta = r_R \cos \alpha + r_z \sin \alpha$$

$$r_\zeta = -r_R \sin \alpha + r_z \cos \alpha$$

可寫

$$-\delta r_0 [\text{grad } \rho_0 \text{ grad } \varphi + \text{grad } \rho_0 \text{ grad } c_0^2] \cdot \delta r = (ar_\eta^2 + br_\zeta^2) \quad (4)$$

因此，第一項體積積分成爲

$$\int_{r_0} (ar_\eta^2 + br_\zeta^2) dr$$

若此，爲使  $\delta r$  之方向決定此渦流之穩定性質， $a$  及  $b$  之符號必須在流體內某區域呈相反。假定  $a < 0$ ，那麼擾亂  $\delta r$  之方向偏  $\eta$  或  $\zeta$  軸，此渦流爲不穩定或穩定。 $\eta$ -軸可稱不穩定軸， $\zeta$ -軸謂穩定軸。

### § 5 不穩定圓渦流之轉位定理

計算方程式 (4-4) 我們可（示）知

$$a \cdot b = \text{grad } \rho_0 \times \text{grad} (\rho_0 c_0^2) \cdot (\text{grad } \varphi \times \text{grad } \varphi_0)$$

今如對於軸對稱擾亂不穩定（即滿足 (4-2)）之一個平衡渦流（即其密度與環流滿足 (2-2)）受到軸對稱擾亂，此渦流內之流體粒子將移動新平衡位置而使其

$[\Phi + \underline{K}_z]$  取更小之數值。設  $\rho_0, c_0$  為此渦流原初平衡內之密度及環流， $\rho_0^*, c_0^*$  為其受到擾亂以後達到之新平衡內之密度及環流。若此，則

$$a^* \cdot b^* = \text{grad } \rho_0^* \times \text{grad} (\rho_0^* c_0^{*2}) \cdot \text{grad } \varphi$$

$$\times \text{grad } \varphi_0$$

可是因  $\rho = \text{const.}, c = \text{const.}$  是物質面，即隨粒子移動，由連續理由，向量  $\text{grad } \rho \times \text{grad } \rho c^2$  之方向並不隨粒子之偏位而變。

因此， $\text{grad } \rho_0^* \times \text{grad} (\rho_0^* c_0^{*2})$  之方向將同於  $\text{grad } \rho_0 \times \text{grad } \rho_0 c_0^2$  之方向。向量  $\text{grad } \varphi \times \text{grad } \varphi_0$  亦不隨時間而變。因此  $a^* \cdot b^*$  之符號必須相同於  $a \cdot b$  之符號。換言之，如在原初平衡  $a \cdot b < 0$  其渦流不能單由其粒子之偏位而達到穩定狀態，其轉變只是一種從一個不穩定狀態變至另一個不穩定狀態而已。

### § 6 圓渦流對非對稱擾亂之穩定性

設一不壓縮性、均質、無粘性之流體在以  $Z$ -軸爲對稱軸之固定界面內，如無外力作用於此流體，其流體力學的方程式爲，

$$\frac{dV}{dt} = -\text{grad } p \quad (1)$$

$$\text{div } V = 0 \quad (2)$$

因由假設，我們可以密度  $\rho$  等於 1。以下，我們將計算此流體對於非對稱擾亂之穩定性。

因無外力作用於此流體，此流體之運動必須滿足 (1) 全動能保存之原理及 (2) 全角運動量保存之原理，即

$$\int \frac{1}{2} V^2 d\tau = \text{const.} \quad (3)$$

$$\int u R d\tau = \text{const.} \quad (4)$$

若採用圓橢座標系  $(R, \psi, Z)$  表示其運動時，其速度  $V$  可寫

$$V = \bar{u} i + V_m + V' \quad (5)$$

換言之， $V$  等於，平均帶流速度  $\bar{u} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u d\psi$ ，平

均子午面速度  $V_m = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (v_R R_1 + v_Z Z_1) d\psi = \bar{v}_R R_1 + \bar{v}_Z Z_1$ ，與擾亂速度  $V' = u' i + v_R' R_1 + v_Z' Z_1$ ，三者之向量和，由其定義，擾亂速度必須滿足

$$\int_0^{2\pi} u' d\psi = \int_0^{2\pi} v_R' d\psi = \int_0^{2\pi} v_Z' d\psi \quad (6)$$

因此，全動能及全角運動量保存之定理可寫爲

$$\int \frac{1}{2} V'^2 d\tau + \int \frac{1}{2} V_m^2 d\tau = - \int \frac{1}{2} \bar{u}^2 d\tau$$

$$+ \text{const.} \quad (7)$$



如不能滿足20或21，圓渦流就在不穩定狀態。

### § 7 Rayleigh-Taylor 之穩定規範

應用上節之穩定規範於二次元運動，我們可得所謂 Rayleigh-Taylor 之穩定規範。假定，在  $t=0$  時

$$v_z = \frac{\partial v_R}{\partial z} = \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \dots \dots \dots \quad (1)$$

而且，流體界面以  $Z$ -軸為中心之同心圓墻，由對稱理由，可知在將來任意時刻，其運動可滿足(1)式而我們只須求其在  $Z=\text{const.}$  一平面內之運動。同時因其不壓縮性及  $v_z = 0$ ，我們可知

$$\bar{v}_R = \frac{1}{2\pi R} \int_0^{2\pi} v_R R d\psi = 0$$

因此，能量方程 (6-13) 式直接適用此情形，又因其運動與  $Z$  軸垂直而無關，在此情形之能量及環流方程各可寫為

$$\int \frac{1}{2} V'^2 dF = - \int \frac{C^2 dF}{8\pi^2 R^2} + \text{const.} \dots \quad (2)$$

$$\int (C - C_0) dF = \text{const.} \dots \dots \dots \quad (3)$$

環流  $C$  由 (6-17) 可見

$$C = C_0 + \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} (dr_R)^2 \frac{d(\text{rot } \bar{u}_0 \hat{i} \cdot \bar{z}_1)}{dR} R d\psi + \int_0^{2\pi} h(0) R d\psi + \oint_L V'_0 \cdot \delta r \dots \quad (4)$$

代入(4)式於(3)式可得

$$0 = \pi \int_F (dr_R)^2 \frac{d(\text{rot } \bar{u}_0 \hat{i} \cdot \bar{z}_1)}{dR} R dF + 2\pi \int_F h(0) R dF + \int_F \oint_L V'_0 \cdot \delta r dF \dots \quad (5)$$

假定

$$\frac{d(\text{rot } \bar{u}_0 \hat{i} \cdot \bar{z}_1)}{dR} \text{ 在全域內只取正(或負)號} \dots \dots \dots \quad (6)$$

若此(6)式右邊第一項則有與(6)相同符號，而其數值只能在  $\int (dr_R)^2 dF \rightarrow 0$  時，趨近零。第二項  $\int_F h(0) R dF$  常比第一項小，而且對於  $(dr_R)$  之小數值可以省略。最後一項  $\int_F \oint_L V'_0 \cdot \delta r dF \rightarrow 0$  在  $\text{rot } V'_0 \rightarrow 0$  因此，我們得知，在(6)條件之下，如  $\text{rot } V'_0 \rightarrow 0$

$$\int (dr_R)^2 dF \rightarrow 0 \dots \dots \dots \quad (7)$$

即，滿足條件(6)之圓渦流，對於二次元之擾亂穩定，此一規範即謂“Rayleigh-Taylor”之穩定規範。

### § 8 能量變換軌範

能量方程 (6-13) 可寫為

$$\begin{aligned} \int \frac{1}{2} V'^2 d\tau &= \int \frac{1}{2} V'_0^2 d\tau \\ &= - \int \frac{C^2 d\tau}{8\pi^2 R^2} + \int \frac{C_0^2 d\tau}{8\pi^2 R^2} \\ &= - \int \frac{(C - C_0)^2 d\tau}{4\pi^2 R^2} - \int \frac{(C - C_0)_0^2 d\tau}{8\pi^2 R^2} \\ \text{置 } \frac{C_0}{4\pi^2 R^2} &= \frac{\bar{\omega}_0}{2\pi} \end{aligned}$$

$\bar{\omega}_0$  即為在  $t=0$  時，在  $R=\text{const.}$  之圓周上之平均角速度，由此

$$\begin{aligned} \int \frac{1}{2} V'^2 d\tau &- \int \frac{1}{2} V'_0^2 d\tau \\ &= - \frac{1}{2\pi} \int_{\tau_1} \bar{\omega}_0 (C - C_0) d\tau - \int \frac{(C - C_0)_0^2 d\tau}{8\pi^2 R^2} \dots \quad (1) \end{aligned}$$

今分  $\tau$  為二部  $\tau_1, \tau_2$  使  $\tau_1$  代表  $C - C_0 < 0$  之區域，而使  $\tau_2$  代表  $C - C_0 > 0$  之區域，由平均值定理可得

$$\begin{aligned} \int \frac{1}{2} V'^2 d\tau &- \int \frac{1}{2} V'_0^2 d\tau = - \frac{\bar{\omega}_0 (R_1, Z_1)}{2\pi} \\ \int_{\tau_1} (C - C_0) d\tau - \frac{\bar{\omega}_0 (R_2, Z_2)}{2\pi} \int_{\tau_2} (C - C_0) d\tau \\ &- \int_{\tau_1} \frac{(C - C_0)_0^2}{8\pi^2 R^2} d\tau \end{aligned}$$

因由角運動量之保存則

$$\int_{\tau_1} (C - C_0) d\tau = - \int_{\tau_2} (C - C_0) d\tau$$

因此可得

$$\begin{aligned} \int \frac{1}{2} V'^2 d\tau &- \int \frac{1}{2} V'_0^2 d\tau = - \frac{1}{2\pi} (\bar{\omega}_0 (R_1, Z_1) \\ &- \bar{\omega}_0 (R_2, Z_2)) \int_{\tau_2} (C - C_0) d\tau \\ &- \int \frac{(C - C_0)_0^2}{8\pi^2 R^2} d\tau \dots \dots \dots \quad (2) \end{aligned}$$

從(2)式可得能量變換軌範如下：

假如在  $\tau_2$  內 (在  $\tau_2$  內平均帶流速度隨時間增加) 之一切角速度  $\bar{\omega}_{02}$  都大於在  $\tau_1$  內 (在此域平均帶流速度隨時間減小) 之一切角速度  $\bar{\omega}_{01}$ ，然則不規則運動即擾亂之動能隨時間減少而變換為平均流之動能。

相反地，假如在  $\tau_2$  內之一切角速度  $\bar{\omega}_{02}$  都小於  $\tau_1$  內之一切角速度  $\bar{\omega}_{01}$ ，然則，平均流之動能變換為不規則運動之動能。

應用此軌範，對於在 § 7 所考慮之二次元運動，可作更詳細之分析。假定， $F_1$  代表  $\frac{d(\text{rot } \bar{u}_0 \hat{i} \cdot \bar{z}_1)}{dR} < 0$  之區域， $F_2$  代表  $\frac{d(\text{rot } \bar{u}_0 \hat{i} \cdot \bar{z}_1)}{dR} > 0$  Rayleigh-



假如在  $\frac{d \text{rot } \vec{u}_0 \cdot \vec{a}_1}{d\varphi} > 0$  之區域內之  $\vec{w}_0$  都小於  
在  $\frac{d \text{rot } \vec{u}_0 \cdot \vec{a}_1}{d\varphi} < 0$  之區域內之  $\vec{w}_0$ ，然則，無關於  
時間，當  $\text{rot } \nabla' \rightarrow 0$  時  $\int_F (dr_\varphi)^2 dF \rightarrow 0$   
此時，其擾亂運動動能將變為平均帶流之動能。

### § 10 討論 I 基本假設之批判及其意義

在應用此等規範於地球大氣而來考察其對大氣環流以前，讓我們先來考慮其理論具有之基本假設。

#### (1) 不壓縮性，無粘性。

空氣具有壓縮性，其效應可分兩種，即靜學的及動學的效應。靜學的效應即由其密度隨高度而減小之事實表現。動學的效應即由運動方程內之粘性力  $\nu \text{div grad } \nabla$  代表。

靜學的效應即為靜學的穩度及同一質量之厚度隨高度增加之現象。此種效應對於流體運動之影響，當與不壓縮性流體之運動比較時，不如同於一種因數之變化而並無本質上的差異。因為，如在絕熱、壓縮性流體內，運動方程則可寫：

$$\rho \left[ \frac{d \nabla}{dt} + \text{grad } \varphi \right] + \text{grad } p = 0 \quad \dots \dots \dots (1)$$

其能量方程可寫：

$$\frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dt} = 0, \quad \frac{d}{dt} (\ln \theta) = 0$$

如導入  $K = \ln \theta = \frac{1}{r} \ln p - \ln \rho$ ，此式可寫為

$$\frac{dk}{dt} = 0 \quad \dots \dots \dots (2)$$

取 (1) 之渦率(Curl)，代入  $\text{grad } \rho - r \text{grad } p = -\rho \text{grad } k$ ，可得

$$\text{rot} \left( \frac{d \nabla}{dt} \right) = \text{grad } k \times \text{grad } \varphi \quad \dots \dots \dots (3)$$

此為，絕熱，壓縮性流體之渦率方程。

另一方，不壓縮性之流體所滿足之渦率方程為

$$\text{rot} \left( \frac{d \nabla}{dt} \right) = -\text{grad} \left( \frac{1}{\rho} \right) \times \text{grad } p \quad \dots \dots \dots (4)$$

而連續方程為

$$\frac{dp}{dt} = 0 \quad \dots \dots \dots (5)$$

如以 (2), (3) 式與 (4), (5) 式比較，可見，兩者間之類似及相異。再進一步，如在地球大氣內，外力位即為重力位  $-gz$ ，而在靜壓平衡之下，

$$\text{grad } p = \rho \text{grad } \varphi \quad \dots \dots \dots (6)$$

因此，(3) 式變為

$$\text{rot} \left( \frac{d \nabla}{dt} \right) = \frac{1}{\rho} \text{grad } k \times \text{grad } p \quad \dots \dots \dots (3')$$

因此，我們由  $K \rightarrow -\ln \rho$  之連續變換可得從壓縮性至不壓縮性之渦率方程，

此一類似性亦可由  $K$  之定義演繹，即

$$K = \frac{1}{r} \ln p - \ln \rho; \quad r = \frac{C_p}{C_v}$$

然則，在不壓縮性流體， $C_p = \infty$  因此，可得  
 $k = -\ln \rho$

若此，壓縮性之靜學的效應不過一種因數之變化，而如用適當座標系（例如  $(x_\theta, y_\theta, p)$ ）表示其運動時，其方程可等於不壓縮性流體之方程。

其次，至於動學的效應，除大氣潮汐或氣壓日變化現象以外，在普通氣象動力學所關之擾亂——其波速遠慢於音速——其影響極小，而由此種效應之無視，不致引起重大之誤差。

因此，我們可以下一結論，即當我們考慮大氣之大規模運動時，可設

$$\frac{dp}{dt} = 0 \quad \text{或} \quad \text{div } \nabla = 0 \quad \dots \dots \dots (7)$$

#### (2) 均質性

在 § 6 以後之討論，我們假設流體之均質性而求其環流，此一假設之主要效果同於正壓及無外力之假設。即如密度不均質時，運動方程為

$$\rho \left[ \frac{d \nabla}{dt} + \text{grad } \varphi \right] + \text{grad } p = 0 \quad \dots \dots \dots (1)$$

求此方程在一閉曲線上之線積分，可得若  $\rho = \text{const.}$

$$\frac{dC}{dt} = \oint_L \frac{d \nabla}{dt} \cdot d\mathbf{r} = - \int \frac{\delta p}{\rho} \equiv 0$$

再者，如  $\rho = \text{const.}$  在此流體內由外力  $\text{grad } \varphi$  所產生之力偶到處都等於零，因此，此流體之總角運動量可保存。

在地球大氣內，此兩個簡化假設可適用於二次元，水平方向，正壓運動。因為，作用於大氣之外力（重力）在鉛直方向，其對於水平運動之力偶效應可以無視，而且在正壓運動並無力矩之存在。

在此時，我們又可考慮到由地球自轉而產生，對大氣作用之摩擦力偶。因地球以角速度  $\Omega$  從西向東自轉，其將給東風帶向西（即為正）角運動量而給西風帶向東（即為負）運動量。可是因大氣本身並無產生角運動量，而地球自轉角速度為恒常數。此大氣由摩擦力偶從地球受入之角運動量之總和必須等於零。因此，當我們考慮全大氣之運動時，其在於地球自轉軸周圍之角運動量即可設常數。

## § 11、討論 II 穩定規範之意義及大氣環流之變遷

由北半球天氣圖，可知大氣環流分為兩種運動，一為圍繞地球自轉軸之帶流運動，二為不規則而較小規模之渦流，此兩者合成即產生大氣波狀運動，所謂 Rossby 波者即此一例。在 Rossby 波者帶流運動為在地球自轉軸周圍之固體轉動，擾亂為由此帶流偏向力隨緯度變化之產生者。如以此帶流為大氣基礎流，其穩定規範則為如下：設  $\Omega$  表示其固體轉動之角速度。

$$\frac{d(\text{rot } \bar{u}_0 \cdot \bar{a}_1)}{d\varphi} = 2\Omega \cos \varphi$$

由此，則在一半球內具有同一符號，應用 § 9 之 Rayleigh-Taylor 之穩定規範(9-4)，可知 Rossby 波本為穩定。因此在 Rossby 波，擾亂動能變換為帶流動能。

另一方面，由 (9-4) 可知小偏位  $d\mathbf{r}_\varphi$  產生圓周上環流  $C$  之減少。因此為滿足角運動量保存則，其小擾亂渦流必須向  $\mathbf{r}_\varphi$  方向移動，來補償在基礎流之減少。即氣旋渦流向北，反氣旋渦流向南移動。此一趨勢亦可由「力」之概念解釋 (Kuo(1951))。若此，在其絕對渦度隨緯度增加（例如  $\Omega > 0$ ，北半球，或  $\Omega < 0$  南半球）之大氣內。如有擾亂渦流之產生，此一渦流則向高緯度地帶趨動。此一渦流移動將變化大氣內渦率分佈情形，增加其在子午面方向之渦率梯度而增強在中間緯度之帶流運動，如此過程繼續，（當大氣可滿足 Rayleigh-Taylor 規範時，此過程必須繼續）竟造成渦率極大值在於中間緯度，而在此極大地點南北，其渦率梯度將呈相反符號，器則我們不能應用 Rayleigh-Taylor 之穩定規範，於此種大氣運動而必須藉能量變換規範來決定其穩定性。如此運動情形為不穩定，然其帶流動能變換為擾亂運動能，又為到不穩定，其帶流運動之速度必須超過某一限值。在不穩定帶流運動，因其帶流運動之動能變換為不規則

(上接第一三頁)

線，經過 4 週期其振幅仍無顯著的減小。若與磁力活動比較則有差別。因磁力活動顯示有敏銳的最高峯突起與急驟的衰退。

### (4) 磁暴擾動

傅卜虛 (Forbush) 氏曾發見於分佈在不同緯度的各測站所測得宇宙射線強度，因磁暴發生而稍有衰減的現象。此類衰減現象並不因緯度而有差異，雖遠至格陵蘭亦然。磁暴波幅之起落與中子的觀測或蓋氏計數器的觀測，均顯示其效應與原始輻射的能量有所關聯。張伯曼 (Chapman) 氏認為環周流現象為磁暴

擾亂之動能。帶流運動將減慢其帶流速度而回到穩定狀態。因此我們可得大氣基礎帶流之變遷與帶流擾亂間之動能交換之關係。

上述帶流之變遷與動能交換之相關關係頗符合地球大氣之環流情形如我們調查季節（或年）平均大氣環流，可得平均噴射流之緯度極合於小擾亂發生地帶。因夏季平均噴射流較冬季噴射流偏南，擾亂發生最頻地帶亦隨此南移。又因地球大氣之平均帶流運動屬於穩定型（即為 Rossby 波），季節平均或年平均之能量交換即為由擾亂動能變至帶流動能一型。因此我們可得下述結論，「在平均狀態下，大氣擾亂即為帶流運動之能源，而不為其消耗素」。

Starr 與 White 所測之統計結果亦顯示此結論 (1951)。若此，我們可應用 Rayleigh-Taylor 及能量變換之穩定規範討論而決定大氣大略之環流趨勢及擾亂發生之情形。

### 參 考 文 獻

1. Ragnar Fjørtoft : Geofysiske publikasjoner Vol. XIV. No.6
2. Kuijer : The atmospheres of earth and Planets.
3. Rossby & Starr : Journal of meteorology Vol. 6, p. 288.
4. Starr : Journal of meteorology Vol. 5, pp. 39~43.
5. Taylor : Phil. Trans. Roy. Soc. A215, p.1.
6. Eady : Tellus, Vol. 1, p.p. 33~52.
7. Platzman : Tellus, Vol. 1, p.p. 53~64.
8. Kuo, H. L. : Journal of meteorology Vol. 6, p.p. 105~122.
9. Kuo, H. L. : Journal of meteorology, Vol. 8, p.p. 307~315.
10. Starr & White : Quart. J. R. Met. Soc., Vol. 77, p.p. 215~225.
11. Wexler : Proc. National Academy of Science. Vol. 40, p. 956.
12. Jeffreys, H. : Quart. J. R. Met. Soc., Vol. 52, p.p. 85~104 (完)

擾動之源泉，此亦為宇宙射線強度減弱主要的因素。

### (5) 地球磁力的效應

據史篤曼 (Stormer) 氏理論，地表磁場由於質子動量有其定量電荷，以達其較低之極限，使在地表到達一定緯度與一定方向，當其質點來自遙遠的地區。對於帶有正電荷質點的動量以垂直方向進入不同的地磁緯度時表示如附圖 7。其切斷動量 (Cut-off momentum) 與  $\cos^4 \lambda$  成比例， $\lambda$  為緯度。在地磁赤道質點動量小於 14.9 Gev. 時即無法以垂直方向進入，至於在其他緯度的切斷動量或可以  $P = 14.9 \cos^4 \lambda$  Gev. 表之。(完)

# 論 宇 宙 輻 射

沈 傳 節<sup>1</sup>

## Cosmic Radiation

### Synopsis

Chuan-tsieh Chen

The present status on the study of cosmic radiation has been generally discussed.

The various methods on the observation of cosmic radiation have been given in the first part of the paper and their results have also been presented. The second part gave the nature and intensity of the neutron radiation which obtained through the experiments under photographic emulsions. The last part covered the discussions on the variation of cosmic radiation in relation to the meteorological factors. These studies had shown with relations independent to the pressure element and the chance of decay showed an increase with the increase of temperature. The variation of cosmic radiation has a periodic phenomenon of 27 days cycle. Some graphs from authoritative authors showing the variation of cosmic ray intensity in relation to solar flares and magnetic disturbances effects have also been presented.

### 一、原始輻射的性質

原始的宇宙輻射(Primary radiation)主要由質子組成，並有相當多量的 $\alpha$ 質點，小部份則為較高原子序數的原子核。大氣層外原始輻射質點在地磁場中循弧線路徑發射，並不受到過度環境的影響。另一方面，在大氣層內的原輻射質點則又循直線路徑發射而與大氣產生相互交感作用，發生能量較低的次宇宙射線。因之大氣層中實雜有原始宇宙射線及次宇宙射線，其比例則隨高度而異。

氣球與火箭在當前已被普遍運用為探測宇宙射線原始輻射的工具，茲分述如下：

**氣球探測** 迄今由於運用雲室(Cloud chambers)，賽倫考夫及輻射次數計數器(Cerenkov and scintillation counters)、照相感光片與比例計數器望遠鏡(Proportional counter telescopes)等工具在研究原始輻射組成上已完成了許多深入的工作；在許多不同的實驗中已獲致有主要的結論，在任何緯度 $\alpha$ 質點在原始輻射中佔10%~15%，較重的原子核約佔1%至2%，超過此項標準者很少。至其對於剩餘大氣所引起的效應，則仍牽涉到許多特殊問題，主要的例如在原輻射中有無鋰、鈹、和硼等原子核的存在等。

**火箭探測** Perlow 氏曾以比例計數器望遠鏡裝置於火箭中以測定原始輻射游離作用的分佈狀態；他在新墨西哥州的白沙鎮測得質子- $\alpha$ 比為 5.3；Van Allen 氏亦用全定向脈震游子倉(Omnidirectional pulse ion chamber)測定重原輻射流量(The flux

of heavy primaries)的上限為 Z 3. Yagoda 氏並曾提供照相乳融(Photographic emulsion)方法以偵測極端重原輻射(Extremely heavy primaries)。

測定重原輻射電荷譜(Charge spectrum)主要之困難為其強度太弱致影響觀測統計之資料，此外在氣球實驗中所需推斷大氣頂層之流量(Extrapolate flux figures)更感到特殊的困難。例如流量為  $Z > 0$  時大氣平均自由徑道(Mean free path)為  $19 \text{ g cm}^{-2}$ ，此時每毫巴的流量變化為 5%，因此須引用絕對正確氣壓高度觀測值的氣球。另一困難為當原子核進入各種不同的天頂角橫切各種不同厚度的大氣層時，其較重的核子易起游離作用而損耗，但一部份即停留於大氣之頂層。又鋰、鈹、硼族元素在大氣層中尚有粉碎作用(Fragmentation)的問題，因重核和大氣分子撞擊後將分裂生成較小的物質包括鋰、鈹、硼等核子。在氣球上升高度的範圍，鋰、鈹、硼族的存在固可測得，但吾人却很難斷定其原始輻射核子的含量。

#### (1) 質子的能譜

測定質子、 $\alpha$ 質點以及能量超過 50 Bev. 的重核能譜(Energy spectrum)可有助於試驗宇宙射線來源的探討。但其困難在於此高能原始輻射的強度太低，測定方法不易，質子的能量在  $10^2 \sim 10^4$  Bev. 時，其測定法一般係依據原子核交互作用的觀測，又質子的能量可決定於  $\pi^0$  介子( $\pi^0$  mesons)衰變時所起的軟性成分核子的乘量(Multiplication)。照相乳融法在高空可測得原始輻射質子積流量的能量超過  $1.6 \times 10^6$  Bev. 值者，質子與 $\alpha$ 質點的比值為 9。

1. 本文沈傳節氏係以英文寫成，由鄭倫彬譯成中文，並蒙鄭子政氏將譯稿詳予審查修正。

不列士多社團(Bristol group)由核乳融(Nuclear emulsions)法在高能的星點(Stars)中測得衝擊質子(Knock-on protons)；渠等初步工作自重核、銀、溴中析出碳、氮、氧族的星點，然後碳、氮、氧族的角分佈(Angular distribution)也粗可決定。質子的能譜如圖1所示：

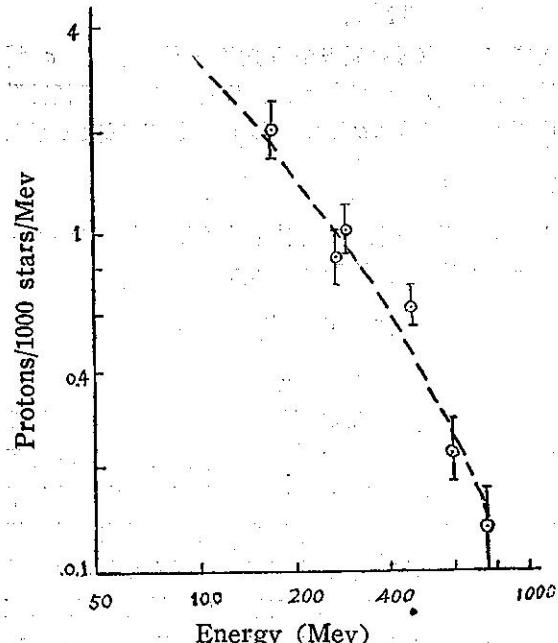


Fig 1. Energy spectrum of total protons

凱伯倫(Kiplon)和李遜(Ritson)氏曾以照相乳融法測定 $\alpha$ 質點與重原輻射的能譜，在他們的實驗中會把重核粉碎作用所生的 $\alpha$ 質點的開角(Opening angle)加以測定，在CM系統中這些質點均作同位放射，因之即可估計重原輻射的個別能量。其能譜可以下式表之：

$$N = AE^{-(1.45)}$$

在較高能量時這些半直接的方法即難適用。因為原始輻射質點的密度過低因直接觀測的方法無法應用。原始輻射核數其能量大於 $10^7$  Bev. 時在大氣層頂每平方公里發現的機會約為每五年一次。雖然由於它們能產生廣大的輻射雨(Extensive shower)故可用空氣射叢濾清器(Air shower defecator)觀測。巴雷(Barrett)氏測定原始輻射強度為 $10^6 \sim 10^7$  Bev. 以上。葛蘭夏(Cranshaw)和羅西(Rossi)氏則測定其值達 $10^9$  Bev. 其能譜則見圖2。

### (2) $\alpha$ 原輻射質點的能譜

若每一核子在一個總能量或以速度為基點時則較重的原始輻射恒有一個相似的能譜， $\alpha$ 質點每位於一

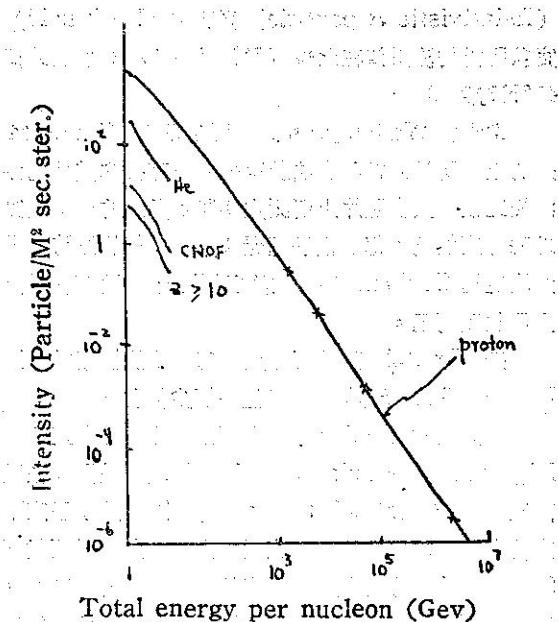


圖2：質子的能譜  
Fig 2. Energy spectrum for proton

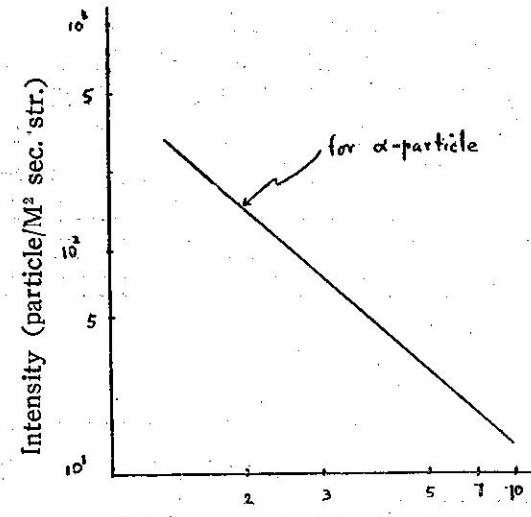


圖3： $\alpha$ 質點的能譜  
Fig 3. Energy spectrum for alpha-particle

個整一的位置如圖3，而不受到吸收或鑑識作用(Absorption and identification)問題的影響，此可用各種不同的計數技術或採用照相乳融法測得之，且其含量頗多，可達足以和質子能譜統計比較的程度。麥唐納(MeDonald)氏會用複合閃爍計數器及Cerenkov賽倫諾夫計數器測定 $\alpha$ 質點能譜的能量為每核點在 $1.2 \sim 1.8$  Gev. 間，此種複合計數器最適於測定 $\alpha$ 質點流量之用，賽倫諾夫(Cerenkov)計數器可有效的自緩慢質子(Slow protons)辨別在閃爍計數器中因游離作用而起損耗的相對 $\alpha$ 質點

(Relativistic  $\alpha$  particle) 麥唐納 (McDonald) 實驗所得的流量值在北緯 55°N 時為 292 而在北緯 41°N 時為 88。

韋定敦 (Waddington) 氏在明尼蘇達 (Minnesota) 州的上空所用照相乳融法所得結果可直接和其他的觀測相比較，其在照片上所測定個體  $\alpha$  質點的能量證實地磁緯度無關，每個核子超過 3 Gev. 的能量時其動量決定用 Coulomb 跡擴散法已難可靠，而僅得示其上層限度而已。

按 Bristol 實驗紀錄證實每核總能量指數超過  $E_t = 10^3$  Gev. 時其  $\alpha$  質點能譜極少變化。

麥克侖 (McClure) 氏應用高壓脈震游子室 (High pressure pulse ion chamber) 並配置在垂直望遠鏡 (Vertical telescope) 中，此游子室下方裝有 4 公分厚的鉛版吸收器，由一承受輻射雨盤 (Shower tray) 附裝 7 個直徑微小的蓋氏計數器 (Geiger counter) 以偵測高空產生的輻射雨，紀錄不同脈震的高度，並可分析脈震中相對  $\alpha$  質點。

### (3) 原始輻射電子、中子和 $\gamma$ 線的觀測

裴勞 (Perlow) 氏指出大氣層外能流量中其 0.1% 係屬  $\gamma$  線的形態。葛立去非 (Critchfield) 氏又以 1% 為原始輻射電子上層的極限。貝士達 (Bergstrahl) 氏曾以氣球探測原始輻射高速中子 (Fast neutrons) 的發生地，但無結果，因為所測得的中子概屬再次輻射產物。原始輻射中子生存期極短，可能發源於太陽附近而類似光以直線進行，太陽的中子則有晝與夜不同的效應。

## 二、中子輻射的性質

由照相乳融作用中宇宙輻射大部份所生的星點，係由於能量在 100~1000 Mev. 的中子所形成。假定一群星點發生的截面與原子核  $a$  的幾何截面成比例。設一原子核質量數為  $A$ ，核半徑為  $r$ ，則

$$r = r_0 A^{1/3} \quad r_0 = 10^{-13} \text{ cm.}$$

其能量平均自由徑道 (Free path) 為  $\lambda = \frac{1}{n a}$

上式  $n$  為每單位質量的核數， $u = \frac{N_0}{A}$ ， $N_0$  為艾美加多 (Avogadro) 氏值，則

$$\lambda = \frac{A}{N_0 \pi r_0^2}$$

在大氣中  $\lambda_{air} = 130 \text{ gm/cm}^2$ ，在鉛中  $\lambda_{lead} = 310 \text{ gm/cm}^2$

由下述假設可求得中子輻射之較差 (Range)，

星點密度係列入對數比例尺而與鉛質吸收器的厚度相比照，當星點密度在鉛質吸收器厚度為零時作為單位，而其曲線形態則屬指數式。其平均較差空氣為 150  $\text{gm/cm}^2$ ，鉛體為 310  $\text{gm/cm}^2$ 。

估計中子的密度，其較差在性質不同的物質中為：

$$\lambda_n = \frac{1}{Z N_a \sigma_a}$$

上式  $N_a$  為每單位質量中原子序  $A$  的原子數， $\sigma_a$  為撞擊截面， $\sigma_a = \pi r_0^2 A$ ，原始輻射較差在原子核乳融中為： $\lambda_E = 200 \text{ gm/cm}^2 = 50 \text{ cm.}$ ，當每日每 c.c. 星點密度  $I$  為： $I = \frac{S}{\lambda_E}$  或  $S = I \lambda_E$

上式中  $S$  為每日經過每平方厘米面積的中子質點數，在海平面時  $S$  約為  $75/\text{cm}^2/\text{day}$ .

## 三、因天氣的變異

### (1) 濕度與氣壓的效應

大氣層中一高度的輻射強度須視當時的大氣的性質而定。其硬性成分係由在相當高度所生的  $\mu$ -介子 (mu-mesons) 所組成，在其向下途徑中在達海平面之前，輻射即喪失變作用或被大氣所吸收。其衰變機會常自其產層次經過之距離增加而與氣壓不生關係，其衰變機會隨氣溫增加而增加。輻射發生層次之氣溫變化等如海平面氣溫之變動，且近發生層次的氣壓亦可能增加，此種狀態將抬高發生層次的高度而增加其因衰變作用所起的損耗。

於衰變前，在核子撞擊中  $\pi$ -介子 (Pions) 已被吸收，此或由於發生層次氣壓較高所致，因此吾人假想硬性成分之密度減少。杜伯里 (Duperier 1944) 氏曾發見氣壓每增 1 cm. 水銀柱，將減少  $\mu$ -介子密度達 3.45%。

杜爾拜 (Dolbear) 和伊里亞 (Elliot) (1951) 兩氏會研究  $\mu$ -介子 (muon) 強度變化季節的變異，其研究的成果乃在康士坦士 (Constance) 湖 120 吋深處測得  $\mu$ -介子季節變異，證實宇宙輻射線最大強度在於夏季，就此亦可說明宇宙射線對於溫度效應是屬於正比的。見附圖 4。

### (2) 太陽閃光效應

民國三十一年 (1942) 二月二十八日太陽黑子達於高潮，無線電信交通遭受干擾，其原因由於當日中午至下午三時二十五分發生太陽爆炸閃光 (Solar flare) 所招致。許多測站在下午二時均測得宇宙射線有突增的現象，並持續數小時之久，其狀況見附圖 5。

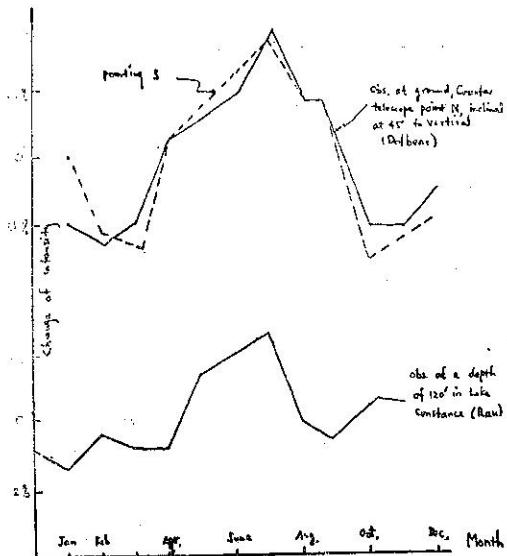


圖4： $\mu$ -介子的季節變異

Fig 4. The Seasonal variation of intensity of the muon component

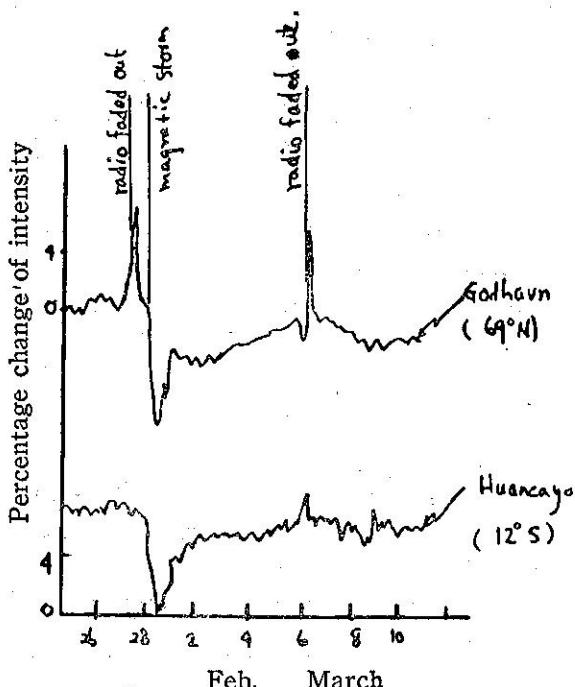


圖5：宇宙射線的太陽閃光效應

Fig 5. Changes in intensity of cosmic rays related with solar flares.

又一次太陽閃光發生於民國三十八年（1949）十一月十九日，此次亦引起宇宙射線突增的現象，在吉蘭且海姆（Cheltenham）地方此電離成分的強度增至40%，在渥太瓦（Ottawa）增至7.5%但位於地磁

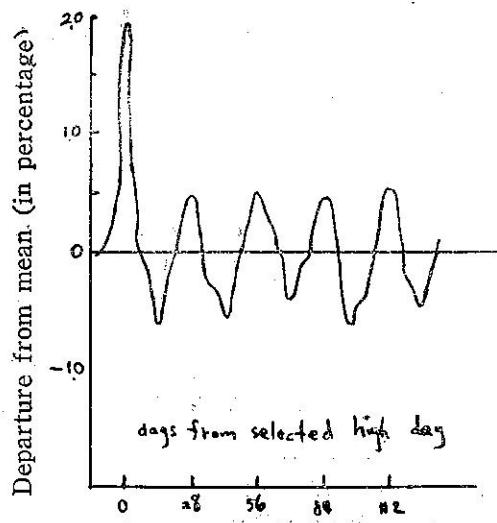


圖6：宇宙射線27日週期變化

Fig 6. 27-day recurrence in cosmic ray variation

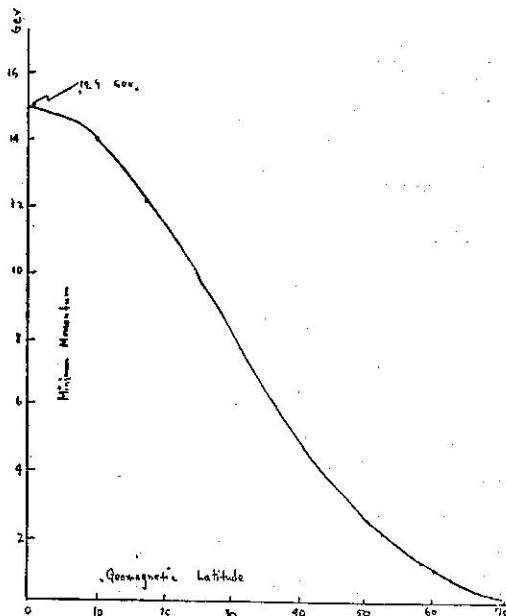


圖7：帶有正電荷質點的最小動量以垂直方向進入不同地磁緯度狀況

Fig 7. Min. momentum for positive charged particles to enter in the vertical direction at different geomagnetic latitudes.

赤道鄰近的宛卡夏（Huancayo）站則無變化現象。

(8) 27日的週期

宇宙射線的27~28日週期變化顯示如附圖6，此現象係由蒙耿（Monk）和康伯敦（Compton）兩氏所創見，在兩個最高峯間的變化頗為緩慢近似調和曲

# 颱風眼與風的偏向角

薛鍾彝

*L'étude des yeux des typhons et leur déviation du vent.*

*Chong-I Hsueh*

## *Resumé*

1. La variation du temps dans les yeux des typhons.
2. L'introduction de formation des yeux des typhons.
3. La variation des éléments météorologiques dans les yeux des typhons.
4. La formation des yeux des typhons en formules dynamiques.
5. L'étude des rayons des yeux des typhons.
6. L'étude de la déviation du vent dans les typhons.

颱風眼是一個非常神秘而且有興趣的現象，在颱風的中心部，其直徑約自數公里至數十公里，在此範圍內，一切現象和颱風的其他部份完全不同，風很小甚至無風、無雨或僅有斷續的微雨，雲層甚薄可見藍天及日月星光，一離颱風眼近界，便是狂風豪雨，茲將

- I 颱風眼之現象
- II 颱風眼之成因
- III 颱風眼內各氣象要素之變化
- IV 颱風眼形成之動力式
- V 颱風眼半徑之測算
- VI 颱風內風的偏向角之測算。

等分述如下：

## I 颱風眼之現象

颱風範圍很大，普通半徑自二百至五百公里，無法直接觀測其全部，從火箭及人造衛星上攝得的照相中，可以看出颱風頂上大致為螺旋狀雲，在北半球因地球自轉偏向力偏右的作用，是沿反時鐘方向旋轉，並在中央可以明顯的看出少雲的靜風區域，即颱風上部所見之颱風眼。若以氣象偵察飛機，從各不同高度及不同方向飛入颱風內部觀測，測得內部大致為一半徑甚大的雲柱，自頂端到地面的高度不等，最高曾達一萬八千公尺以上，愈近中央部分，雲愈厚愈密，風雨也愈大，漸向外雲層漸高，風雨也漸弱，但其最中心部，無雲或雲很薄，沒有風雨的現象，這就是颱風內部所見的颱風眼。如在地面上，颱風逐漸接近，並且颱風眼通過測站，這時我們可以先看到風雨逐漸增強，然後風雨驟然停止，短時間後風雨再行強烈，風向與前相反，這就是地面所見之颱風眼。

## II 颱風眼之成因

熱帶氣旋最初形成之時，雖有鋒之存在，但一經發展而成為颱風，則因急速之旋轉運動，易將空氣混

合，鋒即消滅，颱風之範圍較溫帶氣旋為小，其中部氣流向上急升，故中心氣壓甚低，最低可至九百毫巴以下，上升氣流，漸至高空，漸向四週分散，在颱風之外圈且有下降氣流，故氣壓反較平均略高，因此颱風區域內之氣壓梯度（Gradient）甚大，等壓線之分佈，愈近中心愈密，等壓線之形狀，在外圈略成橢圓形，在內圈則成正圓形，中心氣壓愈低風速愈大，最大風速可達每秒五十公尺以上，普通風速超過六級之區域，其半徑自一二百公里至五六百公里，在颱風之中心部，氣流旋轉之速度最大，曲率半徑最短，故發生極大之離心力，與氣壓梯度所生之向心力相抵消，因之造成一靜風區域，即颱風眼。又根據摩擦力對於風向關係之理論，亦為颱風眼構成之另一原因。摩擦力愈大，風向對於等壓線之偏角愈大，摩擦力愈小，風向對等壓線之偏角愈小，在颱風範圍內，愈近中心，風速愈大，摩擦力愈小，至極限時，即摩擦力為零時，風向與等壓線平行，亦即重合，形成劇烈旋轉運動，成孤立之管壁，上大下小如漏斗形，隨高度向外傾斜，其底層範圍，直徑約為數公里至數十公里，在此區域內，風雨停止，雲層消散，溫度發生不連續現象，即颱風眼，茲將颱風眼通過測站時之氣象狀況，舉例如下：

(1) 1942年9月11日，颱風經本省東方海面，向西北進行，通過宜蘭南方，宜蘭於11日22時測得最低氣壓為723mm，風速達每秒30公尺，22時5分時，暴雨停止，進入無風狀態約30分鐘，天氣悶熱，黑暗之曠野視程漸次良好，可透視至一百公尺，東北方上空有數星出現，西北方時有發光現象，22時40分，風雨再作，繼續增強，風向轉南南東，23時測得南南東風，每秒風速達20餘公尺，颱風眼中氣溫上

註：西村傳三為臺灣在日據時代氣象台台長

升。

(2) 1947年7月18日，颱風自那霸南方海上向西進行，通過彭佳嶼南側，彭佳嶼於1時45分測得風向為西北，風速每秒30餘公尺，1時55分風速計吹毀，2時40分起，風速激急低降，2時55分至3時呈無風狀態，3時3分起風雨再作，氣壓於三時達最低為710mm，天空現象因濃霧不明，3時50分為南南東風，風速每秒達二十餘公尺，暴風雨又趨猛烈，據上所述，確定颱風眼通過彭佳嶼之南側。

### III 颱風眼內各氣象要素之變化

(1)氣壓 不論颱風眼的範圍大小，在眼內各部份的氣壓，是大致相同，但自颱風眼的邊緣向外，氣壓急劇上升，眼內有時前部氣壓略有降低現象，後部稍稍漸次升高，至於颱風內的最低氣壓，大都是在颱風眼內，但不一定在正中心。

(2)氣溫 根據地面實測紀錄統計，颶風眼內外的溫度相差甚微，眼內較眼外約高一二度，大概係由颶風內雲層稀薄日光可以穿透之故，利用無線電探空儀測得眼內高空溫度常較眼外高空溫度高十餘度。

(3) 濕度 颱風眼內雲雨較少，自應比較乾燥，偶由無線電探空儀測得低處濕度仍頗大，愈向高空濕度漸小，可能係因高空有下降氣流。

(4) 風 在颶風眼內寂靜無風，或僅有微弱之風，方向不定，當颶風眼通過某測站時，在通過前後，風的方向當相反。

(5)雲 在颶風眼內，常發現有成塊小山狀雲，中央突起，四週漸薄，並有裂隙，與眼外的雲，似不連接，在雲的裂隙中，可以看到藍天或日月星光。

## VI 颱風眼形成之動力式

若以流體力學之運動公式，討論颱風理論上之構造，顯然極為簡便，船隻上之記錄，並無多大價值，因其位於大風中，位置必時有變動，大陸的地形，影響颱風，使之失去其位於海洋上有規律之運動，而使颱風變形，不能適用於運動公式，例如當颱風經過臺灣或琉球時，其等壓線大多數變為不規則形，故獨立小島之數據，實較為應用。在本省六十年颱風記錄中，獲得颱風中心經過本省各測站時，因溫度之變化，得知地面有圓形之不連續現象存在。V. Bjerknes 曾提出該項不連續現象傾度之公式為：

$$\frac{dZ}{dr} = \frac{1}{r} \frac{\rho_1 V_1 - \rho_2 V_2}{g(\rho_1 - \rho_2)} + 2\omega \sin\varphi \times \frac{\rho_1 V_1 - \rho_2 V_2}{g(\rho_1 - \rho_2)}$$

1 與 2 表示外部及中心平靜之部。

D. Brant 提出之公式爲：

$$\frac{dZ}{dr} = \left( \frac{\partial P_1}{\partial r} + \frac{\partial P_2}{\partial r} \right) / \left( \frac{\partial P_1}{\partial Z} - \frac{\partial P_2}{\partial Z} \right)$$

Dr .Haurwitz 提出之公式爲：

$$\frac{dZ}{dr} = \frac{R}{g} \cdot \frac{T_1 \cdot T_2}{T_2 - T_1} \cdot \frac{1}{P_1} \cdot \frac{\partial P_1}{\partial r}$$

此等近似公式，係由水力學公式導出，關於中心之定理，係根據中心風之近似報告而得。因中心部之實際情形，現尚未能詳盡瞭解，故關於中心部份，暫可假設  $V_2 = 0$  與  $\frac{\partial P_2}{\partial r} = 0$ 。中心圓之不連續性，經過多次研究，有關颱風眼中之空氣運動與氣壓梯度，因缺乏確實之自記記錄，仍未能確定。欲測定中心至邊緣之距離，必需利用溫度與風之自記記錄，過去六十年中，颱風中心，通過本省各測站時，風及溫度同時常有突然之改變，溫度曲線有時與通常鋒面通過時相同。

那霸彭佳嶼等地為島嶼，基隆、宜蘭等地位於沿海，幾完全不受陸地影響，可代表颱風位於海洋時之特性，颱風中心通過上列各測站時，溫度多偏高，最高可偏高三度以上，相對濕度雖未達飽和，但多在95%以上。因此可假設颱風眼邊緣之空氣運動，幾與圓形等壓線相切，垂直運動極微，西村傳三曾提出設以Z為軸，對稱轉動之球體，其運動公式，以柱坐標表之如下：

$$u \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{v^2}{r} + \omega \frac{\partial u}{\partial z} - \ell v = Rr - \frac{1}{\rho}$$

式中  $u$   $v$   $\omega$  各值，當  $\theta$   $z$   $r$  增加時為止， $P$  為壓力， $\rho$  為密度， $R$  為摩擦力， $\ell$  為  $2\omega \sin \varphi$ ，此中  $\omega$  為地球轉動之角速度， $\varphi$  為緯度。

$$\text{設 } u = -V \sin \psi$$

$$v = V \cos \psi$$

式中  $V$  為風速， $\psi$  為風向與切線所成之角，代入方程式後，再各乘以  $\sin\psi$  或  $\cos\psi$  相加相減得：

$$V_2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \sin \psi + \left( \frac{1}{\rho} - \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{V_2}{r} \right) \cos \psi$$

$$= R \sin \beta + \ell V + \omega V \frac{\partial \psi}{\partial Z} \dots \dots \dots \quad (3)$$

$$\left( V \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{1}{\rho} - \frac{\partial p}{\partial r} \right) \sin \psi = R \cos \beta$$

此中  $R \sin \beta = Rr \cos \psi - R\theta \sin \psi$  ..... ⑤

$$R \cos \beta = Rr \sin \psi + R\theta \cos \psi$$

根據上述假設，可設想颱風眼邊緣，離中心距離為  $r_0$  處，其偏向角趨於零，則可於(4)式中，令  $\psi = 0$

$$\text{則 } R \cos \beta + \omega \frac{\partial V}{\partial Z} = 0$$

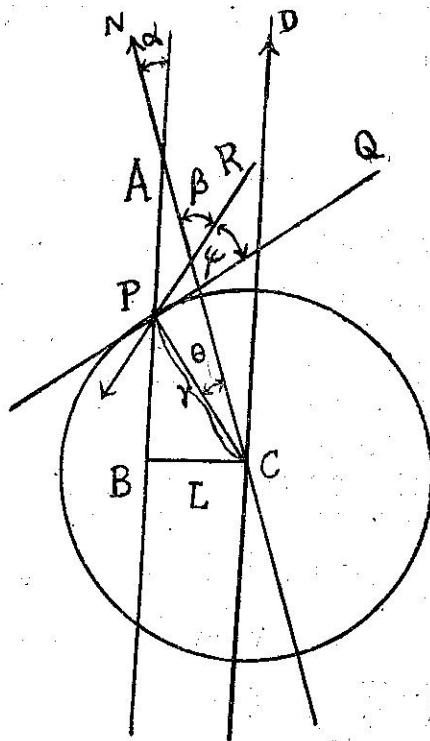
若垂直速度  $\omega$  為零，則

由式③式⑥可得：

## V 脫風眼半徑之測算

根據式⑦，颱風眼半徑  $r_0$  可寫成下式：

從式(8)可知颱風眼半徑，隨風速氣壓梯度及摩擦三項而定，陸地  $R$  較大，但風速常較海洋為小，故半徑必小，但尚須注意外部空氣之傾入及內流運動而造成之上升過程，可使其氣壓梯度改變。



(圖 1)

根據六十年颱風侵襲臺灣統計，颱風眼半徑，在海上時大至 25 公里以上，在陸上時小至 10 公里以下。其平均值，在陸上約為 13 公里，在海上約為 20 公里。其差別多因摩擦與風速之不同而造成。

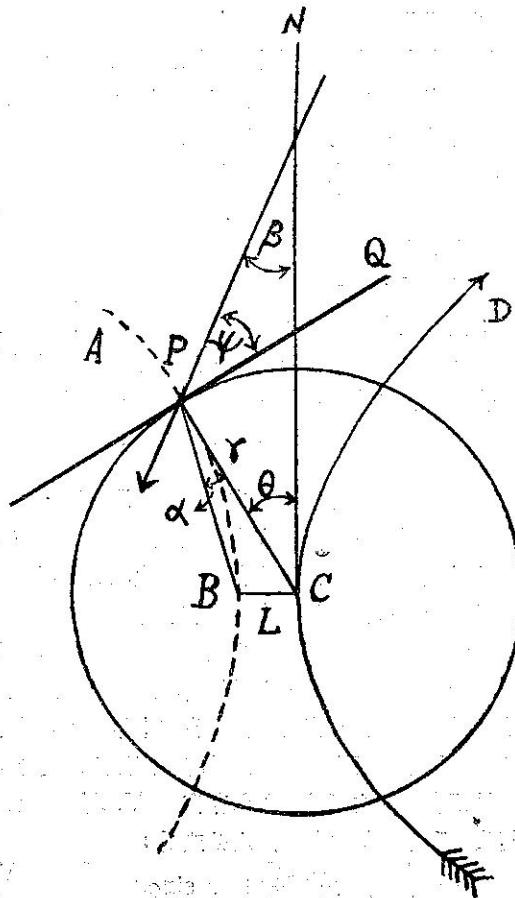
#### IV 颱風內風的偏向角之測算

設 $\psi$ 角爲風向與等壓線構成之角，自式④可測定 $\psi$ 角，但方程式中右邊各項未知數如 $\cos\beta$ 及 $W$ 等，不易自觀測值求得，故不易解，且式③之微分方程亦極複雜，西村傳三曾提出實用法則，以測定 $\psi$ 角，如圖1；C爲颶風中心，該颶風沿CD直線前進，AB與CD線平行，BC爲離C點之最短距離，PQ爲P點之切線，PR爲風向，CA爲子午線， $\beta$ 爲風向之角度。

$\psi = \angle QPR$  風向與切線之偏角

$$\theta = \angle ACP \quad CP = r$$

$$\angle ABC = \frac{\pi}{2} \quad \angle BAC = \alpha$$



(圖 2)

設某測站以某速度與颱風作相對運動，並設某時該站位於某等壓線之 P 點，則可得下列關係式。

$$\psi + \theta + \beta = -\frac{\pi}{2}$$

$$\frac{L}{r} = \sin(\theta + \alpha) = \sin\left(\frac{\pi}{2} + \alpha - \psi - \beta\right)$$

$\beta$  為風向，可自觀測值直接獲得， $\alpha$  可自颱風進行之進路求得，通常  $\beta$  約為常數，當中心非常接近時，始有改變。其次尚需測定颱風進路為曲線時之  $\gamma$  角，當颱風經過臺灣沿海常有此種情形，如圖 2，設 CD 曲線，為颱風之進路，APB 為設想中測站以某速度與颱風中心作相對之運動，以上述相同之方法，可求  $\gamma$  角。

$$\theta + \beta + \psi = \frac{\pi}{2}$$

$$\frac{L}{\sin \alpha} = \frac{r}{\sin(\beta + \psi + \alpha)}$$

$\alpha$  隨測站之位置而改變，可自觀測值計算得之。

由此可推算摩擦力  $R$  及上升速度  $W$ 。

## 關於移動颱風外部數百公里地區風之偏向角 $\Upsilon$ .

Horiguchi 曾作討論，該報告中，認為該角度平均約為  $38^\circ$ ，前部為  $30^\circ$ ，後部為  $45^\circ$ ，兩側為  $38^\circ$ ，又 Y. Ishimaru 則認為當颱風中心接近時，風向角常減小。上列兩種討論，均多合於六十年來，侵襲臺灣的颱風，風向偏角之實際情形。

近十年來，由於氣象儀器與觀測方法之進步，如雷達偵察，人造衛星偵察等，對於颱風眼之結構，將逐漸詳細明瞭，當更有利於研究。（完）

# 氣象學報徵稿簡則

- 一、本刊以促進氣象學術之研究為目的，凡有關氣象理論之分析，應用問題之探討，不論創作或譯述均所歡迎。
  - 二、本刊文字務求簡明，文體以白話或淺近文言為主體，每篇以五千字為佳，如長篇巨著內容特佳者亦所歡迎。
  - 三、稿件請註明作者真實姓名、住址及服務機關，但發表時得用筆名。
  - 四、譯稿請附原文，如確有困難亦請註明作者姓名暨原文出版年月及地點。
  - 五、稿中引用之文献請註明作者姓名、書名、頁數及出版年月。
  - 六、惠稿請用稿紙繪寫清楚，並加標點。如屬創作論著稿，請附撰英文或法、德、西文摘要。
  - 七、本刊對來稿有刪改權，如作者不願刪改時請聲明。
  - 八、惠稿如有附圖務請用墨筆描繪，以便製版。
  - 九、來稿無論刊登與否概不退還，如須退還者請預先聲明，並附足額退稿郵資。
  - 十、來稿一經刊載即致稿酬，每千字按三十元至四十元計算。創作論著稿之特具價值者另議。
  - 十一、惠稿文責自負。
  - 十二、惠稿請寄臺北市公園路六十四號臺灣省氣象所氣象學報社收。

# 太陽黑子之研究

林榮安

## Some Researches on Sunspots

Rong-an Lin

### Abstract

A sunspot composes two distinct parts: the umbra, which is the darker part in the center, and the penumbra which is the lighter part bordered its outskirts. Under excellent condition of observation, the lighter and darker patches can be easily distinguished.

Through a number of years of observations we learn that sunspots are huge solar cyclones or whirlwinds in the solar atmosphere accompanied by pronounced magnetic storms. Each sunspot is assumed to be the result of a whirling storm of electrically charged particles around a huge magnet.

The items discussed in this report mainly composes the following headings:

1. The early conception of sunspots in ancient China.
2. The cause of sunspots.
3. Shape and size of sunspots.
4. Discussions on the method of sunspot observations.
5. Wolf's sunspot numbers.
6. The change of area of sunspots.
7. Evaluation of sunspotcycles.
8. Distribution of sunspots on sun's surface.
9. Sun's rotation shown by the movements of sunspots.
10. Life of sunspot groups.
11. Influence of sunspots effected on surface of the Earth.

Sunspots are observed by the method of projection in the Observatory at Taipei. The sunspot cycle was found generally in agreement with the eleven years period. This also agrees with the Wolf relative numbers and the areas of spots. The increase of sunspot numbers from a minimum to a maximum was much faster than the decrease of sunspots from a maximum to a minimum. From the record of our observations, we found that the minimum was occurred in 1954 and the maximum in 1957 during the late years.

### 一、古代發現黑子的時期及其錯誤觀念

人類發現太陽表面有黑子 (Sunspots) 存在，年代已非常久遠。各國古書對黑子的出現雖均有記載，但這些記載，大都略而不詳，只能證明當時已發現過太陽黑子而已。東西各國對於發現太陽黑子均有悠久歷史，我國發現的時期為最早。遠在公元以前，我國即已發現過太陽表面有黑點存在的事實。根據史書記載，如淮南子精神訓「日中有踶鳥」，康達日鳥賦「相彼鳥矣，自呈形於日中」，春秋元命苞：「日中有三足鳥」。從這些記載中，研究其所謂鳥者，即日中黑子之被誤認。惟當時對於黑子的出現，未有詳細觀測和紀錄。不過由此可知在二千年前，我國即已發現過太陽黑子矣！可惜當時因科學幼稚，當然談不上有正確的天文觀念。又自漢元帝永光元年（公元前45年）以至明愍帝崇禎十一年（公元1638年），黑子的發現見於史書者，計有九十二次，由此可見當時國人對於太陽黑子的注意。

西洋發現黑子的時期，則遠較我國為遲，其最早為公元807年，當時已進入第九世紀。西洋人對於黑子，最初亦缺乏正確觀念，雖無類似所謂日中有踶鳥的神話，但多誤認為行星凌日，即如大天文學家刻白爾 (Kepler)，亦曾誤認為黑子是水星凌日。又如發現望遠鏡的加里尼 (Galiles)，亦曾誤認為黑子為行星，後經研究始證明為黑子，故西洋最初發現太陽黑子者當推加氏，時為公元1610年。

### 二、黑子的成因及黑子磁場

太陽為一高熱而能發光的火球。其溫度極為複雜，上層與內部既不相同，即就光球表面言之，各部分的溫度亦不相同。據天體物理學的推算，太陽表面中央部分的溫度為攝氏六千三百度，邊緣為攝氏五千五百度，內部溫度極高，中心溫度可達攝氏一千萬度。因為有如此熾烈的高熱，故太陽表面常噴出高達萬哩的火燄。

1. 本研究專題之完成得國家長期發展科學委員會之補助。

黑子究係如何成因？學說不一。有的說太陽是實體，黑子乃太陽面裂開的現象。依現在學理，此說當難置信。勞蘭 (Rowland) 主張黑子乃太陽面突出的部分，像地面上的高山，其頂部高出光球面，故見之為深黑色。其下斜入光氣底部，光氣不厚，故見之為淡黑。照此說黑子由內向外其顏色必由深漸淡。但實際觀測並非如此，故此種說法於理不合。威廉侯失勒 (Willian Herschel) 謂太陽表面有蒙氣包圍，蒙氣之外有一層光氣浮於其中，光氣之下有雲層，雲層裂開，則見黑子，深黑部分即太陽實體，四邊淡黑者即為雲。費易 (Faye) 主張太陽黑子之成因，相似於地面上之颶風，日面近赤道處自轉快，緯度高處自轉較慢，因此使鄰近的光氣流動而成渦狀；像流水之迴旋，此種說法雖能解釋黑子之分佈，但根據此種說法南半球之黑子應成向右轉之旋渦轉動，北半球者應成向左轉之旋渦轉動，據實際觀測，則不盡如此。1893年，奧樸澈 (Oppolzer) 曾提議，根據氣象家研究熱力對於地球大氣豎流的影響，認為豎流循環不斷的從太陽二極上升，緩向赤道漂流，而落於黑子帶內。當其落時因受熱力，乃於含金屬氣質之光氣上作成洞形。依此說法則黑子之溫度應高於其周圍，此理與黑子之光譜相合，但二極之循環豎流及黑子之冷熱問題，未能決定，故黑子之成因，仍為未解決之問題。

黑爾 (G. E. Hale) 曾研究黑子之性質而創立一理論。據其所說，黑子係光球面上之漏斗形渦流，氣體由某部分內部旋迴而上升，到達上端則氣體膨脹而冷卻，溫度約降低至 4,000 度，黑子內部因發生化合物，故呈黑色。黑爾氏又認為黑子是一大冷卻器，至於黑子之磁場，氏謂其係因帶電粒子旋迴上升而造成。總之，關於黑子之成因，雖然學說甚多，各有各的不同說法，然現今經無數觀測及新近各種學理的證明，以 Hale 氏學說較為合理。Hale 氏認為黑子係日面的渦動氣流，即光球表面氣流上下出入造成極大速度擴展而成的漏斗形渦流或旋風。

用分光儀觀測，測出在太陽面中央附近之黑子光譜線為二重，各為圓偏光。但在邊緣附近之黑子，則光譜線為三重，各為平面偏光。由此得知黑子之磁場與太陽相垂直。據研究所得，黑子之外之磁場擴散四方，磁場強度隨黑子而不同，大黑子有達 4,000 高斯 (Gauss)。

黑子成對而出現時，謂之雙黑子。其磁性相反，而南北兩半球之磁極配置亦相反。例如北半球前頭黑子之磁性為北，後尾黑子為南，則南半球前頭黑子之

磁性為南，後尾黑子為北。又太陽黑子活動週期達最長而復新開始之時，此關係則相逆反。

黑子固為磁場，而太陽全體亦係磁場。太陽蒙氣下部一般磁場之強度約為 50 高斯，由此向上而減小，蒙氣上層之磁場強度，則幾乎小至不能測定。

### 三、黑子的形狀和大小

在投影紙上，詳細觀察黑子的顏色，可以看出黑子形狀通常可分為內外兩部。內部顏色深黑，稱為本影 (Umbra)。外部顏色明淡，稱為半影 (Penumbra)。本影在半影之內，周圍半影之內有時亦有黑子成幾個本影。黑子的周圍，通常可見光球表現擾亂狀態，有時亦可看到一條條的梳紋，像有物由黑子向外或由外向內流動的狀態。

典型的黑子，當其在成長初期或近消失末期，常現出特殊形像，其光輝特強之白色輝條橫越本影，有時半影部分缺少一邊。在太陽中央附近之黑子，半影在本影的周圍，而在太陽邊緣附近之黑子，則本影偏向太陽中央，由此或可推想黑子是光球表面之凹穴。即本影是穴孔，半影是其週圍的斜面。

用望遠鏡或在投影紙上觀測黑子，可看出本影呈黑暗，但此暗部並非真正的黑暗，實際上亦發出強烈光輝，只因與光球面比較時較黑暗而已。據研究所得，本影的亮度約為光球表面光度的十分之一以上。黑子有如此強烈的光輝，如果將電燈放在黑子前面，互相比照，電燈乃成為黑暗的物體。

一般來說，黑子群可分為 A B C D E F G H J 九種型式。單獨出現之黑子屬於 A 型。無半影之黑子屬於 B 型。雙極性黑子，其中之一有半影者屬於 C 型。雙極性黑子，其中均有半影者屬於 D 型。大雙極黑子群，構造複雜，內含多數小黑子屬於 E 型。巨大之雙極性黑子群屬於 F 型。大雙極黑子群，內無小黑子者屬於 G 型。有半影之單獨大黑子屬於 H 型。有半影之單獨小黑子屬於 J 型。

黑子之出現極無規則，有時單獨出現，有時成群結隊，其外觀普通像圓形，但有時亦有極不規則者。黑子在太陽面所佔之面積很大，以本影來說，直徑最小為八十公里，最大可達八萬公里。半影更大，直徑最大時可達二十四萬公里。用投影法觀測太陽黑子時，在投影紙上顯示直徑不及一公厘之小黑子，其在日面上所佔之面積，已與地球之面積相等。

### 四、黑子觀測方法之討論

觀測太陽黑子，係用投影描繪法。如用十厘米赤

道儀觀測時，首先將轉儀鐘撥動，並將赤經赤緯棒放鬆，將太陽導入主鏡，然後將赤經赤緯棒旋緊，而使太陽固定於鏡野之內。在目鏡部份，須裝置一太陽投影架，架之上面放置太陽黑子觀測空白記錄紙一張。因所用之赤道儀口徑為十厘米，故投影紙上投影像之直徑亦用十厘米。太陽導入主鏡後，令其像與投影紙之圓周重合。像之方位，在觀測開始時須先決定。其法可選一黑子，令轉儀鐘停走，調整投影紙，使投影紙上之東西方向線與黑子之移動方向一致，即可決定像之方位。像之方位決定後，即可進行觀測，用鉛筆將太陽黑子之大小及其位置逐一描繪於投影紙上。為求精細觀測，有時將投影像之直徑擴大為二十至三十厘米，以決定黑子群數，黑子總數及黑子類型。觀測完畢後，由圖上研究黑子之變化，並算出太陽黑子 Wolf 相對數，黑子總面積及黑子在日面上之位置。

晴朗天氣，每日觀測一次。通常觀測時間在東經一百二十度平時八時至九時，但當天氣情況欠佳時，觀測時間則予延遲。

### 五、Wolf 氏黑子相對數計算方法之討論

黑子之盛衰，可由其出現數目表示之。現時觀測多用 Wolf 氏黑子相對數  $r$  表示。計算  $r$  之公式如下：

$$r = K (10g + f)$$

式中  $g$  為觀測時測定之黑子群數， $f$  為黑子總數， $K$  為觀測常數。觀測常數  $K$  係隨觀測者及其所用之遠鏡而異其值。 $r$  用其創作者之名，稱曰 Wolf 黑子相對數，或簡稱曰黑子數。Wolf 氏觀測太陽黑子時曾使用三吋折光遠鏡，目鏡之倍率為六四，計算時  $K$  之值定為一。如所用之遠鏡口徑小於三吋，則  $K$  值應比一大。如用大於三吋口徑之望遠鏡，則  $K$  值應比一小。故各人觀測結果，必須加以  $K$  值之修正，則觀測之值可以一致。未熟練之觀測者，對於分辨黑子群數，常無一定標準。尤其關於小黑子之存在，有時或未注意。故觀測者必須熟練且須作較長期之觀測，並將觀測結果與國際太陽黑子觀測委員會所在地之瑞士 Zurich 天文台發表之觀測記錄作一比較，然後定出  $K$  值，則算出之 Wolf 黑子相對數與 Zurich 天文台之結果可以一致。黑子觀測，現今世界各天文台多能測定。此種觀測現已世界聯合化，各天文台觀測結果逕寄 Zurich 天文台，由該台彙集連同譜斑及其他日面現象每三個月發表一次，以供研究。

### 六、黑子面積計算方法之討論

黑子之盛衰，由其所佔面積之大小亦可表示。格

林維基天文台每日用攝影方法，攝得太陽黑子照片，並由照片算出黑子總面積。自 1873 年以來，格林維基天文台得南非及印度天文台等之協助，每日不斷攝取黑子照片。據研究所得，黑子面積之變化與 Wolf 相對數之變化極為一致。

太陽為一球體，投影紙上之太陽像為一圓面。因球面差之關係，在投影紙上中央及邊緣顯示同樣大小面積之黑子，其在太陽面之實際面積，大不相同。故計算黑子面積時，在投影紙上量出黑子面積之後，如黑子之位置並非在日心中央，須量出黑子至日心之距離，然後加以球面差之修正，化為日心中央之面積，始能代表該黑子在太陽面之實際面積。

黑子面積，係用太陽半球面面積百萬分之一為單位。計算面積時，可先用平方毫米為單位。在投影紙上一平方毫米之黑子，佔太陽半球面面積百萬分之幾，可用下法推算。

$$\text{投影紙之半徑 } R = 50 \text{ 毫米}$$

$$\text{投影紙上太陽之圓面積 } A = \pi R^2 = 2500\pi \text{ 平方毫米} = 7854 \text{ 平方毫米}$$

設投影紙上一平方毫米之面積，相當於太陽面上之面積為  $X$ ，並視作太陽面為一平圓，其面積為  $A$  故得比例式如下：

$$\frac{1}{7854} = \frac{X}{A}$$

$$X = \frac{1}{7854} \cdot A = 0.0001273 \cdot A = \frac{127.3}{1000000} \cdot A$$

$A$  為視作太陽為平圓之面積，因

$$A = \frac{1}{4} \text{ 太陽球面面積}$$

$$\text{故 } X = \frac{127.3}{1000000} \cdot \frac{1}{4} \text{ 太陽球面面積}$$

$$= \frac{127.3}{1000000} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \text{ 太陽球面面積}$$

$$= \frac{64}{1000000} \text{ 太陽半球面面積}$$

即投影紙上一平方毫米之面積 =  $\frac{64}{1000000} \cdot \text{太陽半球面面積}$ 。

球面差之修正，可由下法推得。

在球面上，設  $P$  為黑子之位置， $\alpha$  為距中心角，則

$$\text{Cos}\alpha = \frac{\text{投影面積}}{\text{球面上之面積}}$$

$$\text{即 } \frac{\text{球面上之面積}}{\text{投影面積}} = \frac{1}{\text{Cos}\alpha} = \text{Sec}\alpha$$

故球面上之面積 = 投影面積  $\times \text{Sec}\alpha$  設投影半徑為 1，在投影紙上黑子至中心之距離為  $r$ ，則

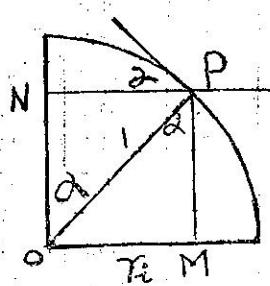


圖 1

$$\sin \alpha = \frac{r_1}{1} \quad \text{故得 } r_1 = \sin \alpha$$

在投影紙上，黑子至中心距離  $r_1$  可以量出，故  $\sin \alpha$  及  $\sec \alpha$  均可求得。由上式將投影面積乘  $\sec \alpha$  再乘  $\frac{64}{1000000}$ ，即可算出黑子在太陽面之實際面積，其單位為太陽半球面面積百萬分之一。

黑子面積之球面差修正數，列表如下：

$r_1 = \sin \alpha$	0.10	0.17	0.22	0.26	0.29	0.32	0.34	0.37	0.39	0.41	0.43	0.50	0.56
$\sec \alpha$	1.00	1.01	1.02	1.04	1.04	1.06	1.06	1.08	1.09	1.10	1.11	1.15	1.21
$r_1 = \sin \alpha$	0.64	0.70	0.76	0.80	0.82	0.84	0.86	0.87	0.92	0.94	0.97		
$\sec \alpha$	1.30	1.40	1.53	1.66	1.75	1.84	1.96	2.03	2.55	2.93	4.11		

## 七、黑子極大極小週期之研究

黑子之盛衰，可由其 Wolf 相對數之多少，或總面積之大小表示之。Wolf 相對數或總面積達極大時，即表示黑子達最盛期，反之即為黑子達最衰期。本論文在研究黑子極大極小週期之前，先研究二百餘年來 Zurich 天文台發表之 Wolf 黑子相對數，格

林維基天文台觀測之黑子總面積，及臺灣省氣象所天文台近年來之觀測成果，然後分析黑子之極大極小週期。下表為 Zurich 天文台發表之 Wolf 相對數，格林維基天文台用攝影法求得之黑子總面積，及氣象所天文台用投影描繪法測出之觀測成果。

### 太陽黑子 Wolf 相對數年平均值之變化 1749~1960

(Zurich 天文臺)

年	太陽黑子數	年	太陽黑子數	年	太陽黑子數	年	太陽黑子數	年	太陽黑子數	年	太陽黑子數
1749	80.9	67	37.8	85	24.1	03	43.1	21	6.6	39	85.8
50	83.4	68	69.8	86	82.9	04	47.5	22	4.0	40	63.2
51	47.7	69	106.1	87	132.0	05	42.2	23	1.8	41	36.8
52	47.8	70	100.8	88	130.9	06	28.1	24	8.5	42	24.2
53	30.7	71	81.6	89	118.1	07	10.1	25	16.6	43	10.7
54	12.2	72	66.5	90	89.9	08	8.1	26	36.3	44	15.0
55	9.6	73	34.8	91	66.6	09	2.5	27	49.7	45	40.1
56	10.2	74	30.6	92	60.0	10	0.0	28	62.5	46	61.5
57	32.4	75	7.0	93	46.9	11	1.4	29	67.0	47	98.5
58	47.6	76	19.8	94	41.0	12	5.0	30	71.0	48	124.3
59	54.0	77	92.5	95	21.3	13	12.2	31	47.8	49	95.9
60	62.9	78	154.4	96	16.0	14	13.9	32	27.5	50	66.5
61	85.9	79	125.9	97	6.4	15	35.4	33	8.5	51	64.5
62	61.2	80	84.8	98	4.1	16	45.8	34	13.2	52	54.2
63	45.1	81	68.1	99	6.8	17	41.1	35	56.9	53	39.0
64	36.4	82	38.5	1800	14.5	18	30.4	36	121.5	54	20.6
65	20.9	83	22.8	01	34.0	19	23.9	37	138.3	55	6.7
66	11.4	84	10.2	02	45.0	20	15.7	38	103.2	56	4.3

57	22.8	75	17.1	93	84.9	11	5.7	29	65.0	47	151.5
58	54.8	76	11.3	94	78.0	12	3.6	30	35.7	48	136.2
59	93.8	77	12.3	95	64.0	13	1.4	31	21.2	49	134.7
60	95.7	78	3.4	96	41.8	14	9.6	32	11.1	50	83.9
61	77.2	79	6.0	97	26.2	15	47.4	33	5.7	51	69.3
62	59.1	80	32.3	98	26.7	16	57.1	34	8.7	52	31.5
63	44.0	81	54.3	99	12.1	17	103.9	35	36.1	53	13.9
64	47.0	82	59.7	1900	9.5	18	80.6	36	79.7	54	4.4
65	30.5	83	63.7	01	2.7	19	63.6	37	114.4	55	38.0
66	16.3	84	63.5	02	5.0	20	37.6	38	109.6	56	141.7
67	7.3	85	52.2	03	24.4	21	26.1	39	88.8	57	191.5
68	37.3	86	25.4	04	42.0	22	14.2	40	67.8	58	182.0
69	73.9	87	13.1	05	63.5	23	5.8	41	47.5	59	145.1
70	139.1	88	6.8	06	53.8	24	16.7	42	30.6	60	109.9
71	111.2	89	6.2	07	62.0	25	44.3	43	16.3		
72	101.7	90	7.1	08	48.5	26	63.9	44	11.0		
73	66.3	91	35.6	09	43.9	27	69.0	45	33.2		
74	44.7	92	73.0	10	18.6	28	77.8	46	92.6		

太陽黑子 Wolf 相對數極大極小值及年份  
(Zurich 天文臺)

年	極大值	極小值	相隔年數				年	極大值	極小值	相隔年數			
			極大至極小	極小至極大	極大至極大	極小至極小				極大至極小	極小至極大	極大至極大	極小至極小
1755	—	9.6	—	—	—	—	1867	—	7.3	7	—	—	11
1761	85.9	—	—	6	—	—	1870	139.1	—	—	3	10	—
1766	—	11.4	5	—	—	11	1878	—	3.4	8	—	—	11
1769	106.1	—	—	3	8	—	1883	63.7	—	—	5	13	—
1775	—	7.0	6	—	—	9	1889	—	6.3	6	—	—	11
1778	154.4	—	—	3	9	—	1893	84.9	—	—	4	10	—
1784	—	10.2	6	—	—	9	1901	—	2.7	8	—	—	12
1787	132.0	—	—	3	9	—	1905	63.5	—	—	4	12	—
1798	—	4.1	11	—	—	14	1913	—	1.4	8	—	—	12
1804	47.5	—	—	6	17	—	1917	103.9	—	—	4	12	—
1810	—	0.0	6	—	—	12	1923	—	5.8	6	—	—	10
1816	45.8	—	—	6	12	—	1928	77.8	—	—	5	11	—
1823	—	1.8	7	—	—	13	1933	—	5.7	5	—	—	10
1830	71.0	—	—	7	14	—	1937	114.4	—	—	4	9	—
1833	—	8.5	3	—	—	10	1944	—	11.0	7	—	—	11
1837	138.3	—	—	4	7	—	1947	151.5	—	—	3	10	—
1843	—	10.7	6	—	—	10	1954	—	4.4	7	—	—	10
1848	124.3	—	—	5	11	—	1957	191.5	—	—	3	10	—
1856	—	4.3	8	—	—	13	平均				6.7	4.3	10.9
1860	95.7	—	—	4	12	—							11.1

太陽黑子總面積年平均值之變化 1896~1955  
(格林維基天文臺)

年	黑總面積	年	黑總面積	年	黑總面積	年	黑總面積
1896	543	11	64	26	1262	41	659
97	514	12	37	27	1058	42	423
98	375	13	7	28	1390	43	295
99	111	14	152	29	1242	44	126
1900	75	15	697	30	516	45	429
01	29	16	724	31	275	46	1817
02	62	17	1537	32	163	47	2637
03	340	18	1118	33	88	48	1977
04	488	19	1052	34	118	49	2129
05	1191	20	618	35	624	50	1222
06	708	21	420	36	1141	51	1136
07	1082	22	252	37	2074	52	403
08	697	23	55	38	2019	53	145
09	692	24	276	39	1580	54	35
10	264	25	830	40	1039	55	553

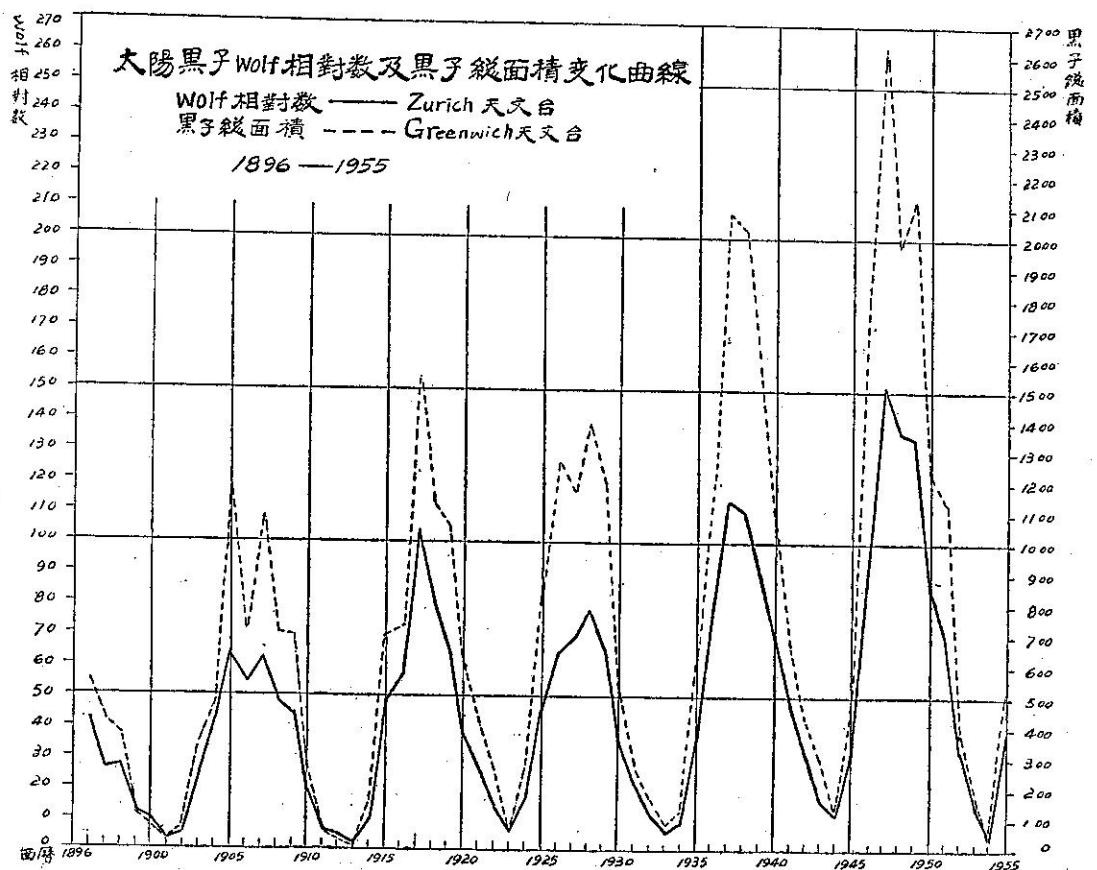


圖 2

## 太陽黑子總面積極大極小值及年份

(格林維基天文臺)

年	極大值	極小值	相隔年數				年	極大值	極小值	相隔年數			
			極大至極小	極小至極大	極大至極小	極小至極大				極大至極小	極小至極大	極大至極小	極小至極大
1901	—	29	—	—	—	—	1933	—	88	5	—	—	10
1905	1191	—	—	4	—	—	1937	2074	—	—	4	9	—
1913	—	7	8	—	—	12	1944	—	126	7	—	—	11
1917	1537	—	—	4	12	—	1947	2637	—	—	3	10	—
1923	—	55	6	—	—	10	1954	—	35	7	—	—	10
1928	1390	—	—	5	11	—	平均	—	—	6.6	4.0	10.5	10.6

## 太陽黑子 Wolf 相對數平均值之變化1949~1962

(氣象所天文台)

年 月	1949	1950	1951	1952	1953	1954	1955	1956	1957	1958	1959	1960	1961	1962
一	121.8	83.4	30.6	31.2	25.7	0.0	30.9	57.8	131.8	208.2	189.1	132.1	36.1	28.3
二	158.9	65.8	38.9	8.8	3.1	0.0	18.2	82.2	100.2	155.0	109.1	97.2	40.9	31.4
三	138.3	94.7	45.8	21.9	3.7	5.6	8.1	120.8	119.6	184.6	157.3	73.2	42.6	35.6
四	157.2	85.3	75.5	17.8	36.8	0.0	11.1	117.9	180.3	186.5	132.9	94.8	59.1	35.4
五	105.6	99.0	53.4	16.6	11.9	0.0	25.7	122.9	133.9	181.2	138.8	98.8	33.4	30.9
六	94.1	69.5	60.1	34.8	16.6	0.0	20.6	89.4	162.2	169.2	128.6	84.2	67.0	—
七	108.9	66.8	41.3	27.2	5.2	2.0	30.3	106.0	169.3	184.8	115.5	96.4	53.5	—
八	107.0	69.6	39.3	39.9	21.1	6.7	42.3	134.6	134.5	184.7	146.6	115.0	45.7	—
九	129.0	48.5	61.5	15.5	16.1	0.0	40.3	156.1	182.0	153.4	111.1	93.4	42.3	—
十	102.5	57.2	44.9	16.7	6.5	0.0	37.9	130.8	235.9	170.4	126.1	57.6	33.9	—
十一	114.2	48.9	46.9	16.0	0.0	1.8	71.6	190.4	186.7	137.8	99.2	77.9	25.6	—
十二	110.3	54.8	35.1	25.7	2.6	5.0	74.7	148.2	203.3	177.2	116.7	69.8	12.6	—
平均	120.7	70.3	42.8	22.7	12.4	1.8	34.3	121.4	161.6	174.4	130.9	90.9	41.1	—

## 太陽黑子總面積平均值之變化1949~1962

(氣象所天文台)

年 月	1949	1950	1951	1952	1953	1954	1955	1956	1957	1958	1959	1960	1961	1962
一	283.3	195.6	71.8	80.8	83.0	0	203.1	432.7	1211.8	1083.9	1447.1	623.5	237.5	228.1
二	362.8	217.4	128.7	26.5	2.1	0	78.7	563.4	672.0	714.1	540.2	475.6	198.6	220.6
三	466.6	279.0	171.1	33.2	5.3	19.9	19.6	773.2	744.9	1294.8	939.1	313.1	266.4	238.1
四	315.9	411.7	316.8	35.1	113.4	0	40.3	637.4	1166.1	1014.9	730.8	589.5	320.8	296.0
五	197.8	320.0	292.7	37.1	26.2	0	110.1	953.5	1073.4	912.0	692.8	677.0	210.2	301.9
六	246.5	212.9	325.7	96.6	37.6	0	118.0	958.4	1170.9	774.0	716.5	523.8	411.3	—
七	256.4	217.3	113.7	96.1	15.9	2.4	116.8	970.3	1314.4	975.2	589.8	675.1	392.9	—
八	318.8	215.5	115.1	120.9	50.4	22.2	242.8	145.1	673.7	873.0	689.2	724.6	187.7	—
九	284.3	108.5	157.3	43.9	32.0	0	157.4	1366.7	1661.6	1010.1	526.2	517.7	346.1	—
十	248.9	134.2	173.8	51.7	10.2	0	242.0	1177.8	124.2	856.5	561.4	446.4	171.9	—
十一	303.5	108.2	131.2	45.2	0	9.1	547.4	1816.2	1059.6	626.2	470.7	499.3	151.4	—
十二	220.5	193.2	98.1	62.3	1.8	40.9	502.6	1190.6	1315.4	992.8	670.1	374.0	88.8	—
平均	292.1	217.8	174.7	60.8	31.7	7.9	198.2	915.4	1015.7	927.7	714.6	536.6	248.6	—

研究上列二百餘年來 Zurich 天文台之觀測成果，Wolf 相對數之變化，其極大至極大期，平均為 10.9 年，極小至極小期，平均為 11.1 年，二者平均為 11.1 年。由極大至極小平均為 6.7 年，極小至極大，平均為 4.3 年。又研究六十年來格林維基天文台觀測成果，黑子總面積之變化，其極大至極大平均為

10.5 年，極小至極小平均為 10.6 年，二者平均為 10.55 年。由極大至極小，平均為 6.6 年，極小至極大，平均為 4 年。由上觀之，Wolf 相對數黑子總面積之發生極大極小之年份及極端值之週期，均極為一致。由此可知，Wolf 相對數之多寡或黑子總面積之大小，均可表示黑子之盛衰。

太陽黑子 Wolf 相對數及黑子總面積變化曲線圖

(氣象所天文台)

1949—1961

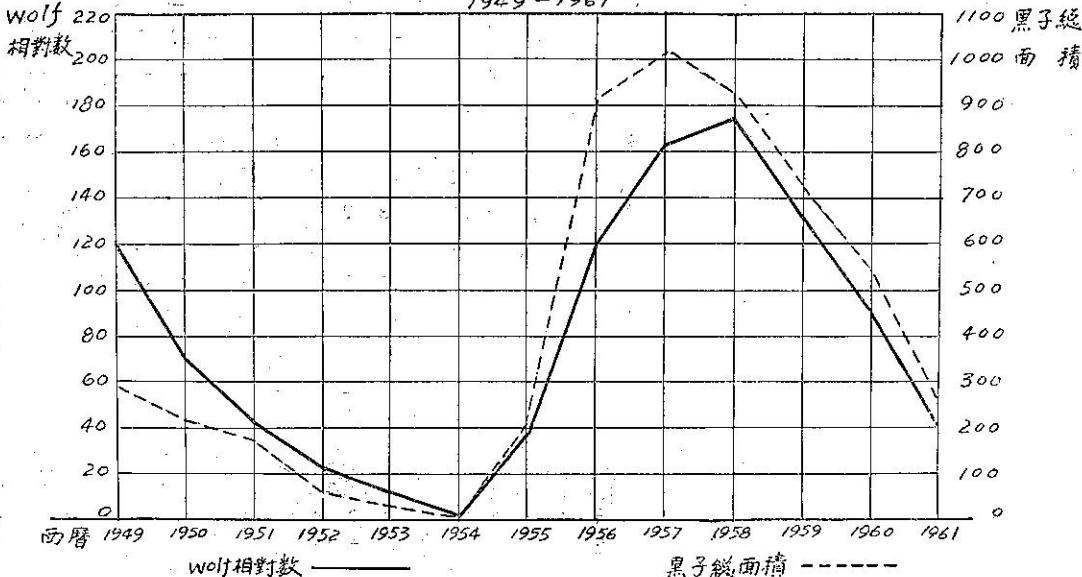


圖 3

由氣象所天文台十三年來之觀測成果研究，及所繪成之曲線圖加以研究，顯示 Wolf 相對數及黑子總面積之變化均極為一致，此點足以證明 Wolf 相對數及黑子總面積均可表示黑子盛衰週期之真實性。以 Wolf 相對數及黑子總面積而論，均表示 1954 年為黑子達極小的一年。以黑子總面積而言，1957 年為黑子達極大的一年，但 Wolf 相對數則 1958 年仍較 1957 年稍有增加，惟相差甚小，故近年太陽黑子之極大期，以面積而言應為 1957 年。此種觀測成果，與 Zurich 天文台及格林維基天文台觀測之結果作比較研究，均極為一致。

黑子數目之變化，每年不同，但由上研究大致有一平均十一年之週期。太陽黑子之盛衰約有十一年之週期，最先發現此週期者，為德國民衆天文家西娃別 (S. H. Schwabe) 氏，時為 1843 年。現經二百餘年之觀測成果加以研究，已證實此週期正確。當黑子最多期，每日皆可見其存在。當黑子最少期，可能終月或數月不見黑子。如 1954 年為黑子最少的一年，根據氣象所天文台觀測，1954 年有 7 個月不見黑子。由

上研究，太陽黑子盛衰之平均週期已確定為十一年，其曲線之上升，比較下降為速。前者為 4.3 年，後者為 6.7 年。二十世紀以來，太陽黑子最少期為 1901, 1913, 1923, 1933, 1944, 1954。最多期為 1905, 1917, 1928, 1937, 1947, 1957 年。根據氣象所天文台觀測成果推測，1964 年可能又為太陽黑子最少的一年。

#### 八、黑子在太陽面南北半球之分佈

黑子在日面的分佈，隨黑子之盛衰而有規則的變化。根據觀測結果，黑子多分佈於太陽南北兩半球五度至四十度之帶內，在太陽的赤道上，須當黑子達最盛時，始日能有之。在面南北緯四十五度以上之地帶，則幾乎很少見黑子存在。照平均言之，太陽面南北兩半球出現之黑子數應彼此相等，但在最近五十年間，南半球出現之黑子數却多於北半球五分之一，且當黑子最少期，黑子分佈漸趨於兩極，迨達最大期，則向赤道密集。

下表為最近十三年來太陽黑子緯度最高最低值之變化，曲線圖係表示黑子緯度每年平均最高最低值之變化情形。

太陽黑子緯度最高最低值 1949~1961  
(氣象所天文台)

月 份	1949		1950		1951		1952		1953		1954		1955																
	北半球 最高 (度)	南半球 最低 (度)																											
一 月	32	3	23	6	20	2	17	2	13	5	19	14	12	4	19	2	20	2	11	8	—	—	—	35	18	35	19		
二 月	26	3	22	2	21	2	17	7	24	3	13	6	10	10	14	9	5	5	—	—	—	—	—	39	17	3	3		
三 月	27	2	22	4	30	4	26	2	13	4	13	8	19	8	16	3	—	—	4	4	—	—	23	7	34	34	21	9	
四 月	26	2	23	2	27	5	20	3	18	2	14	4	18	3	8	2	17	2	10	2	—	—	—	—	34	16	—	—	
五 月	26	2	23	2	28	2	21	4	19	8	19	4	9	6	18	2	9	3	2	2	—	—	—	—	30	21	30	29	
六 月	22	3	14	3	23	2	18	11	16	9	20	3	16	7	18	5	15	8	15	13	—	—	—	—	30	21	20	20	
七 月	23	6	30	4	20	5	26	10	11	3	23	3	8	4	12	3	—	—	8	8	29	3	—	—	30	17	31	20	
八 月	19	8	21	2	34	7	19	2	16	8	19	4	15	3	11	2	18	9	4	3	25	25	30	20	45	19	31	20	
九 月	27	5	28	2	19	2	21	4	20	3	16	4	12	3	14	4	12	6	11	11	—	—	—	—	31	16	38	17	
十 月	26	3	26	5	27	2	17	3	13	3	10	2	13	13	9	2	17	17	6	2	—	—	—	—	30	15	21	12	
十一月	24	4	30	2	17	3	22	5	22	7	13	4	12	5	14	14	—	—	—	—	—	—	—	35	35	42	15	30	16
十二月	33	2	13	3	19	9	21	12	12	2	19	3	9	2	10	9	—	—	2	2	31	31	—	—	33	17	30	15	
極 端 值	33	2	30	2	34	2	26	2	24	2	23	2	19	2	19	2	20	2	15	2	31	3	35	7	45	15	38	3	
平 均	26	4	23	3	24	4	20	5	16	5	7	5	13	6	14	5	14	7	7	6	28	20	29	20	34	19	26	16	
月 份	1956		1957		1958		1959		1960		1961		1962																
	北半球 最高 (度)	南半球 最低 (度)																											
一 月	38	20	17	15	42	2	23	4	40	2	41	3	35	3	25	2	35	2	24	4	28	6	18	3	20	5	10	10	
二 月	27	20	38	8	34	14	25	11	31	4	34	3	32	6	34	3	25	4	21	10	23	4	14	7	14	4	10	7	
三 月	37	14	26	8	40	9	38	8	35	7	28	6	25	1	32	3	25	1	12	7	22	5	15	4	14	7	20	7	
四 月	36	9	37	14	36	12	28	4	42	7	25	5	30	2	20	8	24	7	17	4	15	4	27	5	10	7	10	6	
五 月	37	13	28	11	26	6	29	6	40	3	44	4	25	3	34	4	30	4	21	4	20	4	14	2	20	4	16	7	
六 月	27	13	29	10	35	4	38	8	45	4	23	5	32	3	23	5	28	5	17	5	20	2	18	1	—	—	—	—	
七 月	34	14	25	10	33	6	37	8	44	4	23	3	36	5	17	6	26	4	15	8	22	2	14	3	—	—	—	—	
八 月	49	9	28	10	34	7	33	8	43	3	23	4	37	2	21	5	27	4	20	2	22	3	24	3	—	—	—	—	
九 月	45	9	29	10	40	6	42	7	37	5	32	3	35	2	20	5	28	4	19	4	19	1	13	13	—	—	—	—	—
十 月	48	14	48	8	43	6	42	3	42	5	29	3	30	2	20	1	27	4	19	5	18	4	18	7	—	—	—	—	—
十一月	41	14	26	12	35	4	32	3	40	3	21	2	30	5	19	6	28	2	12	3	20	3	10	7	—	—	—	—	—
十二月	34	6	25	10	36	1	30	2	42	4	25	3	28	6	20	1	28	3	17	4	15	13	3	3	—	—	—	—	—
極 端 值	49	6	48	8	43	1	42	2	45	2	44	2	37	1	34	1	35	1	24	2	28	1	27	1	—	—	—	—	—
平 均	38	13	30	10	36	6	33	6	40	4	29	4	31	3	24	4	28	4	18	5	20	4	16	5	—	—	—	—	—

由上研究，黑子在太陽面南北兩半球緯度極端值之變化，頗為對稱。當北半球黑子緯度之最高值及最低值漸增或漸減時，南半球亦然。1954年為黑子最少期，南北兩半球黑子分佈範圍狹小。1957年為黑子最多期，南北兩半球黑子分佈範圍廣大。黑子緯度極端值多在日面南北緯五度至三十五度之間，在正赤道處極少發現。當黑子達最多期，黑子分佈地區可擴展至

日面南北緯四十八度。黑子達最少期，分佈範圍只在南北緯三十度左右之帶內。

#### 九、黑子在日面之移動及太陽自轉週期

黑子在日面之位置，並非固定。如作連續觀測，可看出黑子的位置每日不同，並由東向西移動。這種移動，足以證明太陽本身的自轉。經長期觀測無數黑子的移動，證實黑子移動的速度，隨黑子在日面上之

太陽黑子緯度平均最高最低變化曲線圖  
(氣象所天文台)

1949—1961

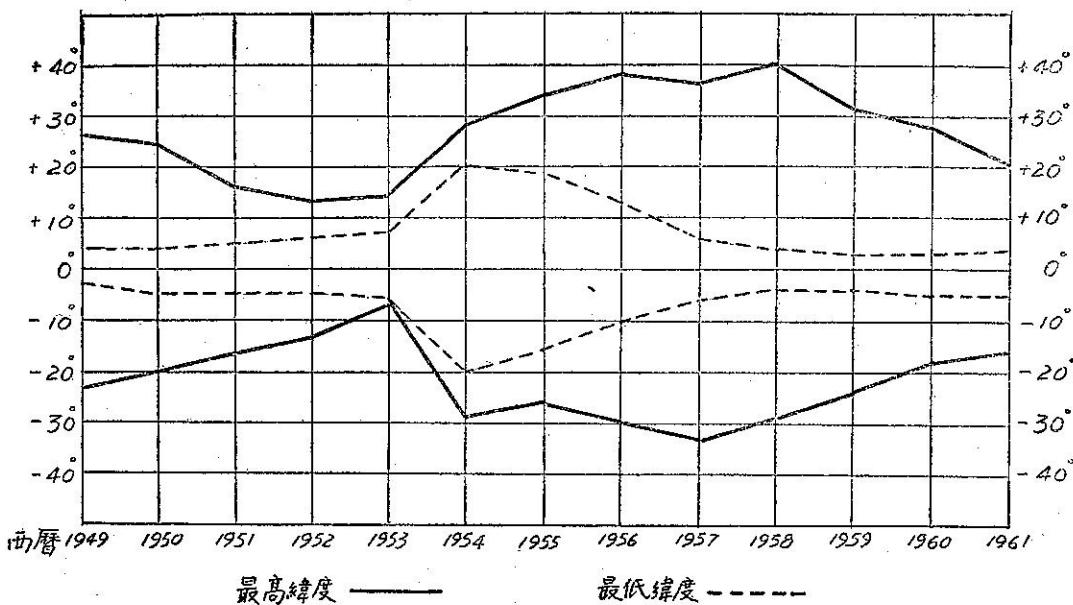


圖 4

緯度而異。亦即太陽之自轉週期，隨緯度而異。在近太陽赤道處，自轉較快，平均 24.65 日一周，伸向兩極處則較慢。如在緯度二十度，太陽之自轉週期為 25.19 日。緯度三十度為 25.85 日，三十五度為 26.63 日，四十度為 27.48 日，六十度為 30.93 日，七十五度為 33.15 日，二極附近約為 34 日。由此可見，太陽自轉速度確隨緯度而異。此乃表示太陽本身並不是一個固體，而為液體或氣體狀態。

太陽黑子之位置，以日面經緯度表示之。此種座標稱為日面座標，以太陽自轉軸及太陽赤道面為基準。某時太陽面經緯度與地球之關係，以日軸方位角  $P$ ，日輪中心之日面經度  $L_0$ ，日面緯度  $B_0$  定之。由此三個數據，則日面之經緯圈，即可劃定，亦即日面上任一太陽黑子之經緯度，皆可量出。

日軸方位角，係太陽自轉軸在天球上之投影與經過太陽中心之地上經圈所成之角度，從正北起算，向東為正，向西為負。日輪中心之日面緯度，即以日面座標表示地球中心之緯度。以太陽赤道為基本平面，向北為正，向南為負。日輪中心之日面經度，以太陽上之首經線為起點，向西為正。此首經線以

1854年 1月 1日格林維基平午時所見太陽面之中央子午圈為基準。以上各數據，均從天文曆書中可以查出。

因太陽自轉，黑子之視動，其方向皆由東向西。下圖為每年 1 月至 12 月黑子視動之大概線路圖。 $P$  為太陽北極，由圖可見黑子之視動方向，均與太陽赤道平行。其移動路線與日軸方位角及日心經緯度有關。

黑子在日面上均由東向西移動，此種移動，實際上係因太陽自轉而發生之視動。除此種視動以外，黑

太陽黑子視動路線圖

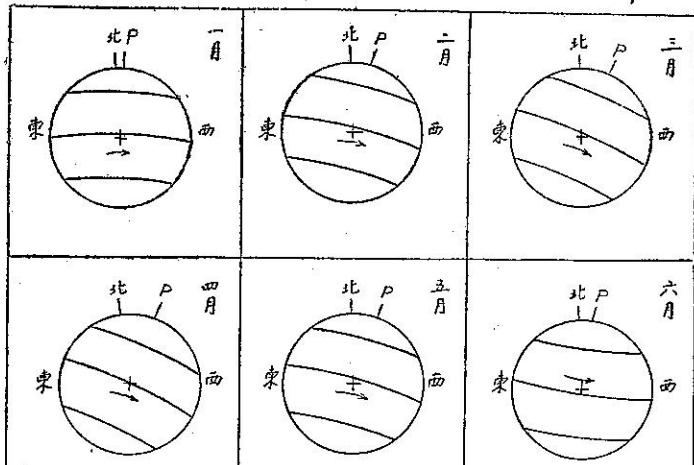


圖 5

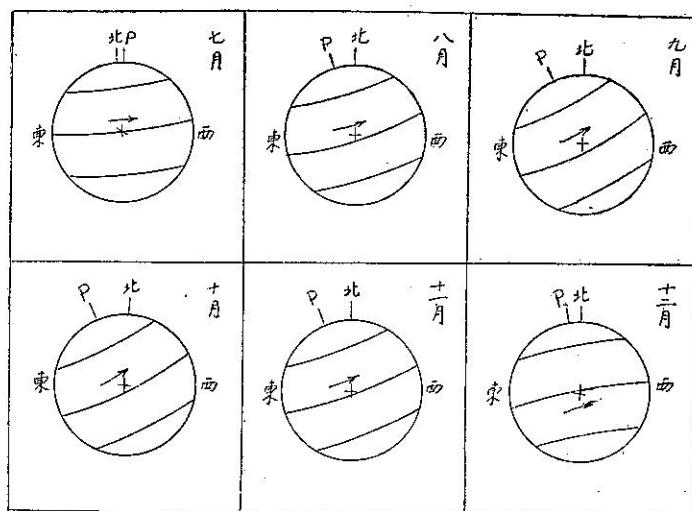


圖 6

子對於太陽面亦有自行，此種自行，即黑子之固有運動。據研究所得，黑子之固有運動，並無規則，亦無平均之運動方向。每日運動平均經度方向為 $43'$ ，緯度方向為 $24'$ 。但就某一黑子而言，其固有運動之速度及方向，每日均有變動。根據觀測，黑子因太陽自轉而暫時消失。至再度出現時，其位置之變動，普通並無如此之甚。據研究所得，同一黑子經太陽自轉後

至再度出現時，其間所發生之位置變動，平均緯度為 1.2 度，經度為 4 度。由黑子之固有運動、更足證明太陽本身並非固體而為液體或氣體狀態。

#### 十、黑子之壽命

黑子壽命，與黑子面積之大小有關。由觀測所得，小黑子之壽命較短，大黑子之壽命較長。據格林維基天文台攝影之結果，平均 $\frac{1}{2}$ 之黑子，僅一日消失，其他 $\frac{1}{2}$ 之黑子可活至 2 日乃至 4 日，活至 5 日以上之黑子，約佔 $\frac{1}{2}$ 。僅能活動一日之黑子，多半係屬極小小黑子。格林維基天文台在歷時 33 年所觀測之六千個黑子群中，其中有 468 個，經太陽自轉一週後仍見其存在。其中之 115 個經太陽自轉二週後仍可見其存在。

經太陽自轉三週仍可見其存在之黑子計有 25 個。自轉四週後仍見其存在的，有 12 個。自轉五週後仍能見其繼續存在之黑子僅一個。至現在為止，壽命最長之黑子為 1840 年出現之大黑子群，能繼續存在有 18 個月之久。

由氣象所天文台最近一年來之觀測成果，分析黑子初見及末見日期，研究黑子之壽命如下表所示。

太陽黑子由初見至末見之日數 1961 年 1 月～1962 年 5 月

(臺灣省氣象所天文台)

黑子群號	初見年月日	末見年月日	黑子壽命(日數)	黑子群號	初見年月日	末見年月日	黑子壽命(日數)
3448	1961 1 2	1961 1 3	2	3464	2 26	2 27	2
3449	1 3	1 8	6	3465	2 26	3 4	7
3450	1 7	1 19	13	3466	3 3	3 3	1
3451	1 9	1 9	1	3467	3 3	3 4	2
3452	1 17	1 23	7	3468	3 3	3 3	1
3453	1 19	1 21	3	3469	3 12	3 19	8
3454	1 23	1 27	5	3470	3 17	3 17	1
3455	1 26	2 5	11	3471	3 17	3 19	3
3456	1 28	1 29	2	3472	3 17	3 17	1
3457	1 28	1 28	1	3473	3 27	3 27	1
3458	1 28	2 5	9	3474	3 27	4 1	6
3459	2 4	2 5	2	3475	3 27	4 1	6
3460	2 4	2 11	8	3476	3 27	4 4	9
3461	2 4	2 13	10	3477	3 28	4 6	10
3462	2 11	2 11	1	3478	3 29	3 29	1
3463	2 26	2 28	3	3479	3 31	4 7	8

3480	3 31	4 7	8	3526	7 10	7 18	9
3481	4 1	4 1	1	3527	7 10	7 18	9
3482	4 3	4 15	13	3528	7 10	7 12	3
3483	4 4	4 4	1	3529	7 11	7 22	12
3484	4 5	4 10	6	3530	7 14	7 14	1
3485	4 7	4 7	1	3531	7 14	7 24	11
3486	4 8	4 8	1	3532	7 22	7 31	10
3487	4 12	4 17	6	3533	7 24	7 26	3
3488	4 12	4 17	6	3534	7 24	7 24	1
3489	4 15	4 15	1	3535	4 25	7 26	2
3490	4 16	4 23	8	3536	7 26	7 26	1
3491	4 17	4 23	7	3537	7 28	7 28	1
3492	4 23	4 23	1	3538	7 29	8 1	4
3493	4 29	5 5	7	3539	7 31	8 3	4
3494	4 29	5 5	7	3540	8 1	8 1	1
3495	4 29	5 5	7	3541	8 4	8 4	1
3496	5 1	5 1	1	3542	8 9	8 10	2
3497	5 1	5 1	1	3543	8 9	8 18	10
3498	5 8	5 18	11	3544	8 10	8 14	5
3499	5 14	5 19	6	3545	8 10	8 10	1
3500	5 19	5 19	1	3546	8 13	8 13	1
3501	5 19	5 19	1	3547	8 13	8 22	10
3502	5 27	5 31	5	3548	8 13	8 16	4
3503	5 27	5 27	1	3549	8 13	8 18	6
3504	5 31	6 5	6	3550	8 14	8 14	1
3505	6 2	6 12	11	3551	8 14	8 17	4
3506	6 5	6 7	3	3552	8 15	8 18	4
3507	6 5	6 12	8	3533	8 16	8 20	5
3508	6 6	6 6	1	3554	8 18	8 18	1
3509	6 12	6 21	10	3555	8 18	8 18	1
3510	6 12	6 17	6	3556	8 19	8 20	2
3511	6 12	6 23	12	3557	8 21	8 21	1
3512	6 16	6 21	6	3558	8 22	8 23	2
3513	6 16	6 26	11	3559	8 23	8 23	1
3514	6 17	6 22	6	3560	8 23	8 23	1
3515	6 19	6 29	11	3561	8 28	9 1	5
3516	6 20	6 26	7	3562	8 30	8 30	1
3517	6 21	6 21	1	3563	8 30	9 10	12
3518	6 22	6 22	1	3564	9 9	9 16	8
3519	6 28	7 3	6	3565	9 10	9 22	13
3520	6 28	6 30	3	3566	9 16	9 16	1
3521	6 30	7 12	13	3567	9 16	9 16	1
3522	7 3	7 5	3	3568	9 16	9 26	11
3523	7 3	7 7	5	3569	9 21	9 23	3
3524	7 5	7 7	3	3570	9 23	9 26	4
3525	7 7	7 7	1	3571	9 25	9 25	1

3572		9 25	9 26	2	3611	2 4	2 10	7
3573		9 25	9 26	2	3612	2 4	2 8	5
3574		9 30	9 30	1	3613	2 16	2 23	8
3575		9 30	10 8	9	3614	2 19	2 19	1
3576		10 6	10 8	3	3615	2 20	3 3	12
3577		10 8	10 8	1	3616	2 20	3 4	13
3578		10 9	10 12	4	3617	2 22	2 23	2
3579		10 9	10 15	7	3618	2 23	2 23	1
3580		10 10	10 22	13	3619	3 2	3 4	3
3581		10 12	10 15	4	3620	3 2	3 9	8
3582		10 18	10 18	1	3621	3 6	3 9	4
3583		10 18	10 19	2	3622	3 13	3 16	4
3584		10 19	10 20	2	3623	3 16	3 16	1
3585		10 19	10 20	2	3624	3 17	3 17	1
3586		10 22	10 22	1	3625	3 17	3 17	1
3587		10 26	10 26	1	3626	3 17	3 17	1
3588		10 28	10 28	1	3627	3 17	3 17	1
3589		11 7	11 7	1	3628	3 17	3 27	11
3590		11 7	11 7	1	3629	3 20	3 20	1
3591		11 7	11 11	5	3630	3 20	3 20	1
3592		11 11	11 15	5	3631	3 20	3 31	12
3593		11 11	11 11	1	3632	3 20	3 27	8
3594		11 11	11 11	1	3633	3 30	3 31	2
3595		11 15	11 20	6	3634	3 31	4 7	8
3596		11 26	11 29	4	3635	4 2	4 5	4
3597		11 28	11 28	1	3636	4 7	4 7	1
3598		11 28	11 29	2	3637	4 14	4 20	7
3599		12 6	12 10	5	3638	4 14	4 16	3
3600		12 20	12 20	1	3639	4 14	4 24	11
3601		12 22	12 23	2	3640	4 15	4 22	8
3602		12 23	12 23	1	3641	4 21	4 25	5
3603	1962	1 5	1962 1 5	1	3642	4 25	5 4	10
3604		1 15	1 15	1	3643	5 2	5 2	1
3605		1 15	1 15	1	3644	5 2	5 7	6
3606		1 22	1 29	8	3645	5 7	5 14	8
3607		1 22	1 28	7	3646	5 10	5 12	3
3608		1 26	2 5	11	3647	5 10	5 18	9
3609		1 27	1 27	1	3648	5 17	5 21	5
3610		1 29	1 29	1	3649	5 21	5 31	11

研究上表之觀測成果，在最近17個月期間所觀測之201群黑子群中，僅一日消失之黑子有71個，約佔總數35%。能活動二日至四日之黑子有44個，約佔總數22%。能活動五日以上之黑子有86個，約佔總數43%。一年餘來，幾乎有三分之一之黑子僅出現一日而消失。此顯示太陽黑子現已逐漸趨近於極小期，出

現之黑子群多為小黑子而壽命較短之故。

### 十一、黑子之影響

太陽黑子之盛衰週期，為11年。隨黑子盛衰而有同一週期者，則為光斑，其次為太陽的輻射熱，日珥的多寡，與日冕光芒的伸展方向等，皆與黑子的多

少有關。據研究所得，黑子的增減為太陽活力增減的表現。黑子增加，即表示太陽活力強盛，故輻射熱亦能同時增大。反之黑子減少，即為太陽沉寂休息時期，而輻射熱亦隨之減少。據氣象所天文臺觀測，1954年為黑子最少期，1957年為黑子最多期，但據該天文台所觀測之太陽常數而論，以1953年為極小，1956年為極大。即太陽輻射熱之極小極大極端值之年份發生於黑子極小極大期之前一年。照黑子增減表示太陽活力的盛衰而推測，此並非不可能，須繼續研究。隨黑子增減而發生影響者，則為地磁力的變化。黑子多的一年，磁暴 (Magnetic storm) 亦多，地磁的周日變化亦大。每年平均起來，磁擾 (Magnetic Disturbance) 的數目與黑子數目同漲落。更厲害的磁暴，常於出現大黑子群時而發生。磁暴發生時，有地電流 (Earth currents of electricity) 隨之而生，此種地電流的強度，常足干涉無線電波而起特殊變化。據研究所得，自1875年至1903年，發生19次大磁暴，是時大黑子群在太陽面中央子午線附近。平均來說，大黑子群通過太陽面中央子午線25小時以後，發生磁暴。據氣象所天文臺觀測，1958年3月31日出現之大黑子群及1961年7月14日過太陽中央子午線之大黑子群均已干涉地面無線電波而使無線電通訊受阻。今後出現之大黑子群，將繼續研究其對無線電波之干擾。至於南北極光之變化，日珥的多寡，亦與黑子週期相關。極光及日珥數目的變化，應與黑子曲線的升降一致，惟尚須長期研究。黑子的增減，既為日面擾亂的表示，而日面的擾亂，則可能影響到地球氣象的變化。近世以來，關於此點頗引起一般氣象學者的注意，於是旁推側考，力求二者變化的關係，俾黑子多少，成為研究氣象變化的好資料。

據 Walker 研究太陽黑子年平均值之變化，與氣壓、溫度、雨量的關係，發現在中緯度和高緯度，太陽黑子的盛衰與氣壓有相反的關係，但甚微弱。在熱帶印度洋，是負相關，有數處很為明顯。在太平洋則是正相關。溫度之變化與太陽黑子的關係，發現在熱帶是負相關，在中緯度與高緯度及沿海的海洋氣候，也是負相關。當緯度增高而大陸性的氣候加強時，

則漸變為正相關。至於雨量與太陽黑子的關係，雖在鋒面與氣旋區域發現有正相關的現象，但不明顯，尤以熱帶多地形雨的區域為甚。又據其他氣象學者的研究，謂黑子最多時，地球氣溫似較低，每黑子數目變更一百時，則各地氣溫的變化，可能達攝氏半度至一度。至於雨量等的變化，亦似與黑子之多少有關，惟尚未有確實的結論。

關於地球上氣候的變化，原因甚多，太陽黑子週期是否能直接影響氣候的變化，此問題到現在學者尚未獲得正確的答案。究竟如何，有待於繼續觀測和研究。

## 十二、結論

本研究專題，一年來除利用氣象所天文臺四吋赤道儀逐日觀測和研究太陽黑子之變化以外，並計算過去觀測成果，研究有關太陽物理方面之文獻，與 Zurich 天文臺及格林維基天文台發表之成果作比較研究，而獲得結論。

研究史書記載，證實我國在二千年前即已發現太陽黑子，而西洋發現黑子，則遠較我國為遲，故我國為發現太陽黑子之最早國家。黑子之成因，曾引論數種學說加以研究，以 Hale 氏學說較為合理， Hale 氏認為黑子係日面之渦動氣流。黑子之觀測方法， Wolf 相對數及黑子總面積之計算方法，以作者之經驗，曾作詳細研究及討論。關於黑子極大極小週期之研究，曾研究 Zurich 天文臺，格林維基天文臺及氣象所天文台歷年之觀測成果，而證實黑子盛衰週期之真實性。黑子在太陽面南北半球之分佈，曾根據觀測成果，求出黑子在太陽面南北半球之緯度極端值，而確定黑子在日面之分佈範圍。黑子在日面之移動及太陽自轉週期，係隨日面緯度而異其值，已詳加討論。黑子之壽命，曾根據最近17個月來之觀測成果，詳加研究。

黑子之盛衰，已證實與太陽輻射熱的加強或減少，地磁力的變化，無線電波所受的干擾和地面氣象的變化有關。惟須繼續觀測和研究，以求獲得更進一步之結果。（完）

# 民國五十年颱風調查報告

預報科室



## 第三號 颱風勞娜

### Report on Typhoon "Lorna"

#### Abstract

Typhoon "Lorna" first appeared at west of Marianas on 19th August 1961. Its wind force increased rapidly to the stage of a typhoon two days after its birth. On 22nd August, typhoon Lorna was retarded over the sea to east of the Philippines. She moved northwest towards the east coast of Taiwan on the morning of 23rd August.

She landed at southern coast of Taiwan on the morning of 25th then traversed the Island and Taiwan Strait. Finally it hit the coast of mainland China in the night of 25 th.

Damages reported during the passage of this storm were mainly happened in southern Taiwan. Three men had lost their lives in the storm and more than one hundred houses had been demolished.

The highest wind velocity recorded at Lanyu was 43.3 m/sec and a maximum total amount of rainfall at Hengchun was 283.1 mm.

#### 一、勞娜颱 風之發生 與經過

[8月中旬當凱西颱風 (Kathy) 侵襲日本九州後急趨減弱而結束其狂暴生命，此時熱帶幅合面南下退落至北緯20度以南，沿此面上在中國南海，菲島東方海面熱帶性低氣壓時生時滅，均未能發展成爲熱帶風暴。8月19日雅浦島 (Yap) ) 西北方海面 (約在北緯 13.5 度 東經 134 度) 有一熱帶性低氣壓開始醞釀，並逐漸向西北方推進，此爲勞娜颱風生成之始。

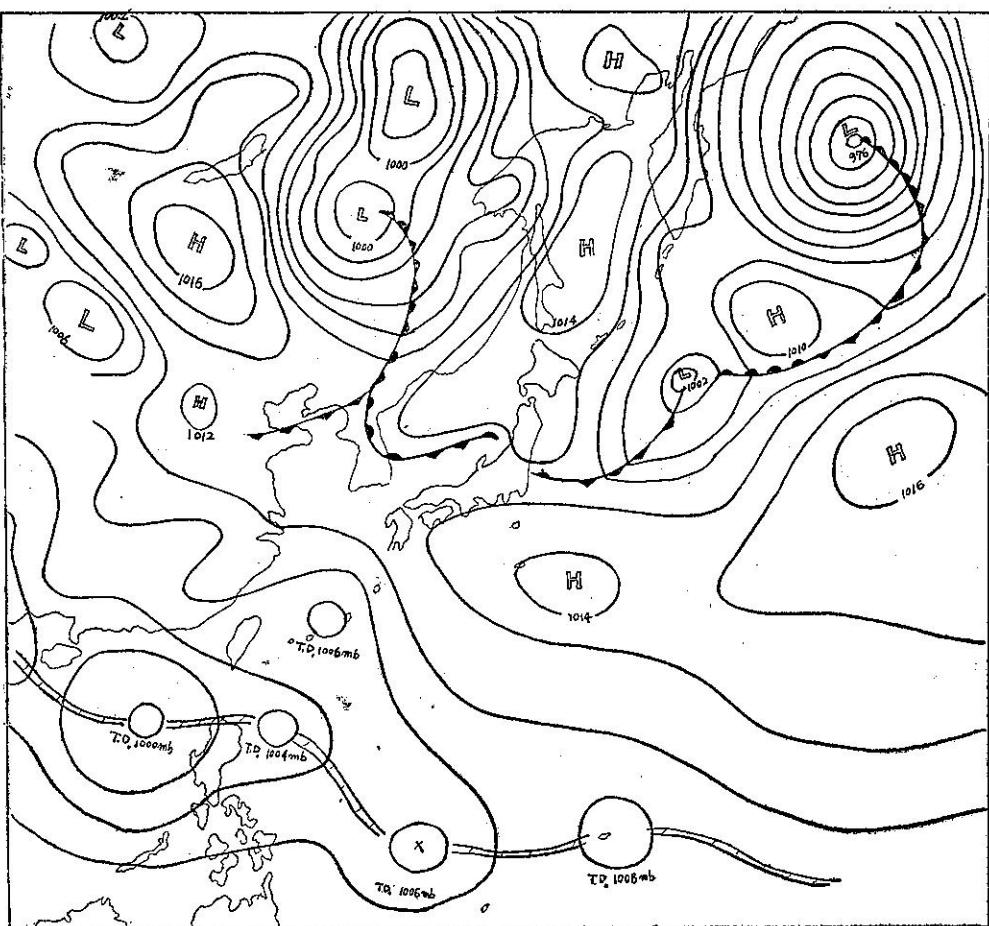


圖1爲8月

圖1：民國50年8月19日8時地面天氣圖

19日 8時地面

天氣圖，沿間熱帶幅合面上熱帶性低氣壓叢生，向西北西方漂移，北太平洋高氣壓向西伸展，其邊緣達日本南部，於島嶼海面構成一高氣壓。圖2為當日20時 700mb之高空圖，北太平洋高氣壓發展，其邊緣向西伸至中國大陸，自北緯20度至30度之廣闊地域構成一高壓脊，為熱帶海洋性氣團(Tm)所籠罩，西太平洋低緯度之廣闊海域為均勻之偏東氣流。

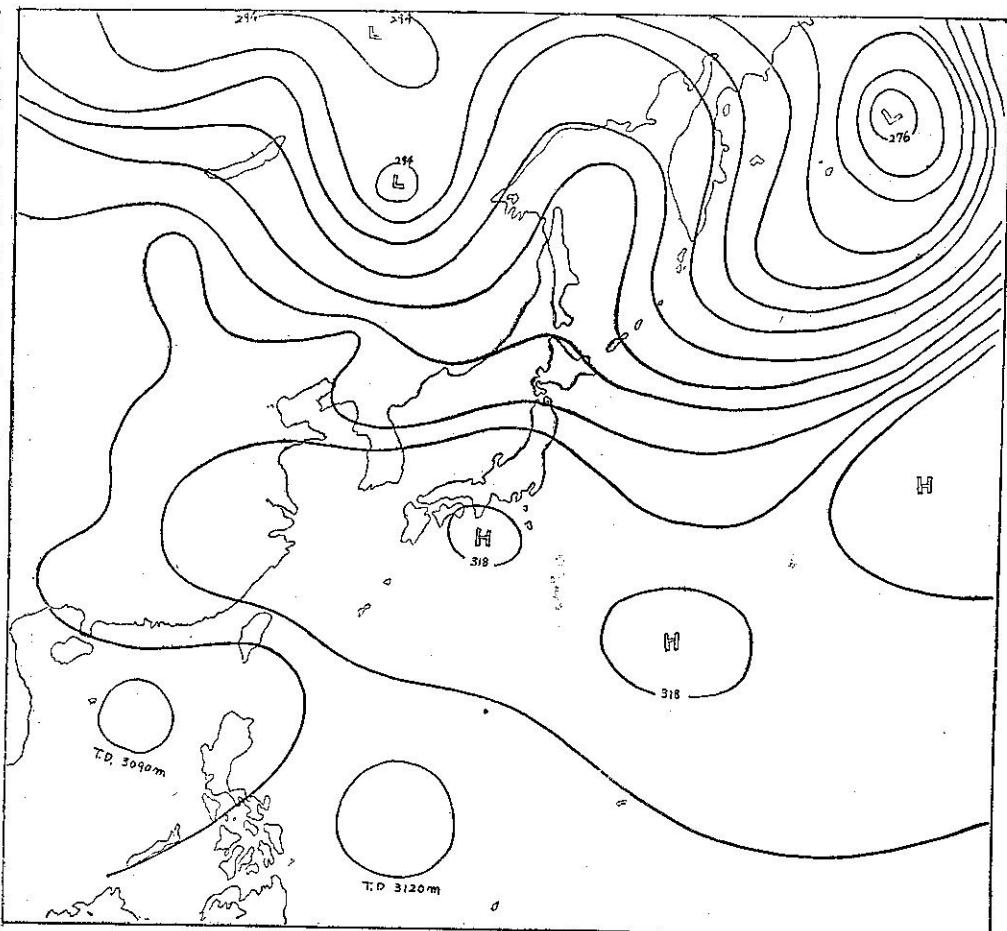


圖 2：民國50年 8月19日20時 700mb 高空圖

勞娜颱風係由於東北信風(Tm)與自南半球跨越赤道而北上之西南季風(Em)在加羅林群島海面互相激盪而生成者。該熱帶性低氣壓生成後沿北太平洋高氣壓南邊向西北推進，嗣後48小時仍未見其發展。至21日 8時其中心氣壓亦僅降至 1002mb，距其生成雖已經過兩天之久，但其中心氣壓僅降低 4mb 而已。此時 700mb 與 500mb 高空自北太平洋向西伸展之高壓脊漸次發展，在中國東海及華東一帶構成高氣壓中心，形成熱帶性低氣壓北面之一障壁，使其行徑被迫自西北轉向西方進行。同時中國南海之熱帶性低氣壓微呈發展向西移，隨之自南半球跨越赤道而來之西南季風湧至，助長其低氣壓性環流，使生成以來遲遲未發展之熱帶性低氣壓急劇發展並於 12 小時後成為輕度颱風。21 日之 20 時該中心在北緯 17.1 度東經 128.2 度，中心氣壓降至 992mb，最大風速增達每秒 30 公尺，暴風半徑擴展至 200 公里，已發展

至輕度颱風之強度，因而命名為勞娜颱風(Lorna)。

翌22日 8時該颱風位於北緯 16.6 度東經 126.8 度，中心氣壓降至 985mb，據美軍飛機偵察報告其最大風速已達每秒 40 公尺，暴風半徑擴展至 240 公里，已形成為中度颱風。此時颱風行徑因中國南海受強烈之西南季風湧入使該區氣壓升高，呈反氣旋環流擋阻颱風之西進，同時高空上有發展之高壓脊為障壁其北進成份被阻，乃呈異常路徑，被迫往東倒退，於 12 小時後即 22 日 20 時退至北緯 16.8 度東經 127.5 度海面，此時颱風之最大風速增達每秒 57 公尺，已達強烈颱風之強度。此後由於高空之高氣壓衰退成一狹長之高壓帶於中國東海及華中，並有繼續退縮之趨勢，因而勞娜颱風仍恢復其正常行徑以每小時 8 公里之速度向西北推進，於 24 小時後加速至每小時 20 公里之速度指向臺灣東南沿海推進。

勞娜颱風於 24 日 8 時抵達北緯 19.8 度東經 123.9

度，此時據美軍飛機偵察報告，中心氣壓為 947mb，最大風速每秒 65 公尺，6 級以上暴風半徑 320 公里，颱風眼直徑為 35 英里，其強度顯已到達最高峯。

此時本省東南沿海已逐漸進入暴風圈，蘭嶼已測得 7 級強風，25 日晨 2 時颱風抵達恒春東南東方 120 公里處即北緯 21.7 度東經 121.7 度處，此時颱風因受臺灣中央山脈峻峭地形之影響，颱風環流受阻，其威力減弱中心氣壓升高至 960mb，最大風速亦減至每秒 51 公尺，暴風半徑減縮為 250 公里。勞娜颱風於 25 日晨 6 時在大武南方 20 公里處登陸，於臺中苗栗間及屏東平原誘發副低氣壓，未幾即行消失。颱風登陸後急趨減弱，中心氣壓升高為 970mb，最大風速減至每秒 40 公尺，而成爲中度颱風，於當日 10 時自

臺南南方出海，橫越臺灣海峽，於次晨 2 時自廈門附近登入大陸，繼續減弱，至 28 日晨消失於華中而結束其爲期九天之生命史。茲附勞娜颱風飛機偵察報告表及勞娜颱風行徑圖如表一及圖 3 以資參考。

圖 4 所示爲勞娜颱風中心氣壓及最大風速之變化圖。勞娜颱風之全部生命史可分爲四期，由 19 日熱帶性低氣壓生成至 21 日 20 時，該熱帶性低氣壓發展達輕度颱風之期間爲勞娜颱風之發生期 (Formative stage)。此後至 24 日 8 時爲其發展期 (Immature stage)。此期間計 60 小時，其中心氣壓降低 42mb，平均每小時降低 0.7mb，其中 24 日晨 2 時至 8 時 6 小時內，中心氣壓自 970mb 急激降至 950mb，其降低幅度達 20mb，每小時平均降低 3.7mb。自 24 日 8 時至 24 日 20 時爲其最盛期 (Mature stage)，24 日

20 時以後爲勞娜颱風之衰弱期 (Decay stage)。在此期間中颱風橫越本省南部經臺灣海峽自廈門附近登入大陸迅即減弱消失於華中。圖 5 所示爲勞娜颱風橫越臺灣南部時地天氣圖。

## 二、台灣各地之氣象情況

臺灣東南部各地自 24 日晚，當勞娜颱風抵達恒春東方約 200 公里海面時，逐漸進入暴風範圍，但風勢不大，除颱風登陸地區附近之大武、恒春等地

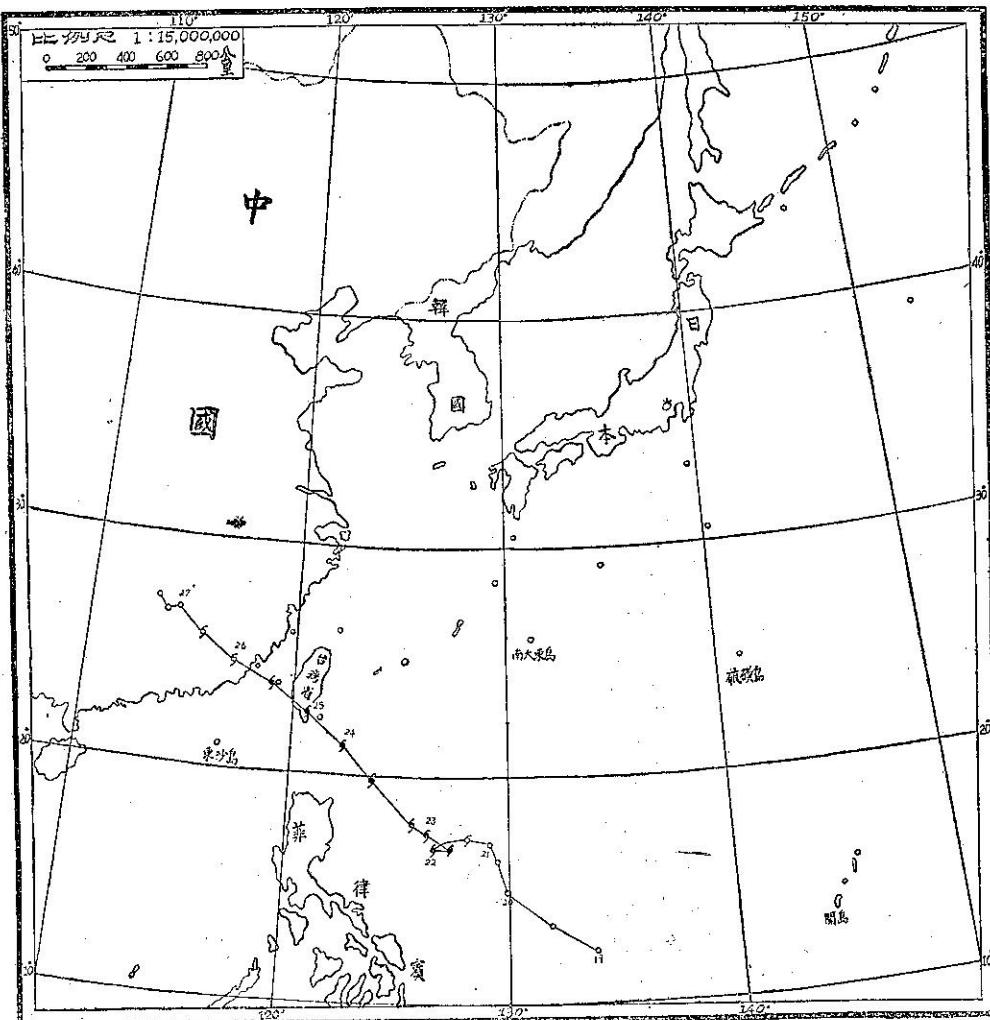


圖 3：勞娜颱風行徑圖

表一：勞娜颱風眼飛機偵察報告及雷達觀測資料

觀測時刻 日時分 ( )	中心位置		位 置 決 定 法	誤 差 (英里)	最大風速		颱風眼 之直徑 (英里)	其 他
	北 緯 (度)	東 經 (度)			風 速 (Kts)	象 限		
22 12 00	16.8	127.5	Recon	—	115	—	—	
22 18 00	17.0	127.0	ACFT. Radar	—	120	—	—	
22 22 30	17.3	126.6	Loran	3	110	SE	—	700mbs height 9490ft. Temp. 18.0°C Dew point 18.0°C Slp 976mbs. Turb light in SE quadrant. Eye filled wall cloud S-W. Open N-NE. 7/8 Sc tops 3000fts. Ovest Ac base 15000fts.
23 09 00	17.8	126.1	Loran	7	—	—	—	Eye filled 7/8 Sc Ovest Ac
23 22 30	19.4	124.2	Loran	2	130	—	35	700mbs height 9000fts. Temp 18.0°C Dew point 12.2E Slp 947mbs Turb. light SE quadrant open Actvty TSTM NW quadrant. center calm 2/8 As 15000fts. Rain showers in eye.
24 06 00	20.6	123.2	Land Radar	—	—	—	—	
24 18 00	21.9	121.5	241500Z Land Radar	—	—	—	—	
25 00 00	22.6	120.9	242100Z Land Radar	—	—	—	—	
25 06 00	23.6	119.5	250130Z Land Radar	—	—	—	—	

氣象所屬各測候所之颱風報告所整理之結果如表二。茲將各地氣象要素之特性分述於後。

#### A. 氣壓

勞娜颱風侵襲期間中之25日 6時03分在大武所測

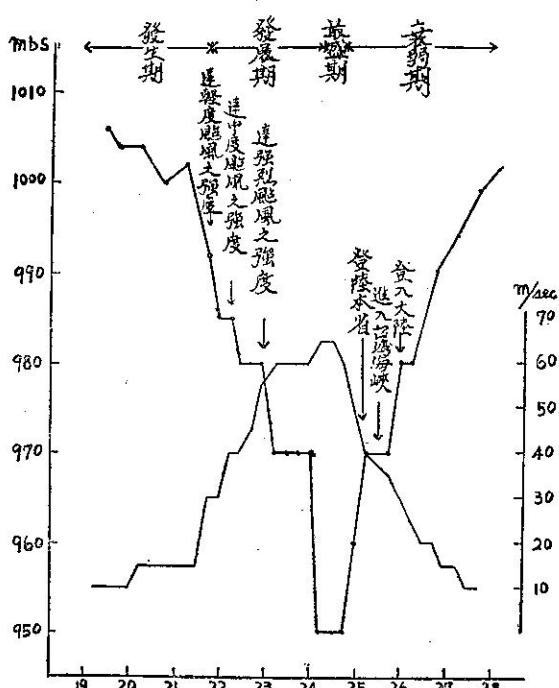


圖 4：勞娜颱風之中心氣壓及最大風速變化圖

於颱風登陸前後二、三小時始發現 9 級暴風外，其他各地僅為 6~7 級強風而已，未及半日即恢復正常。

勞娜颱風侵襲臺灣期間中之氣象要素，據臺灣省

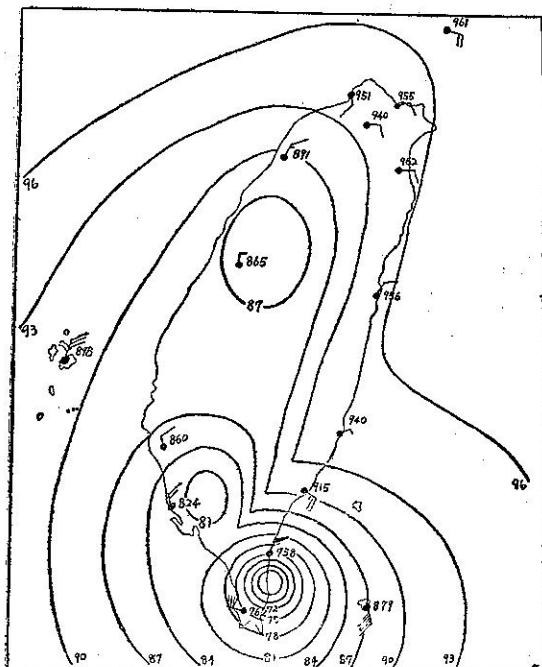


圖 5a：民國50年8月25日6時天氣圖

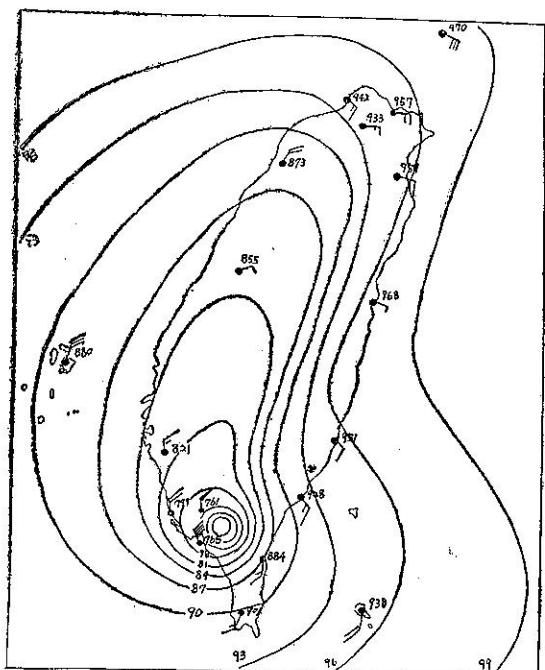


圖 5 b：民國 50 年 8 月 25 日 8 時天氣圖

得之 973.8mb 為此次颱風之最低海平面氣壓之實測值，而在恒春測得之 974.6mb 居其次，係於 25 日 5 時 30 分所測得者。圖 6 為勞娜颱風登陸時之大武測候所之氣壓及風向風速變化圖。大武自 25 日晨 1 時起氣壓以每小時 4.3mb 之速度下降，於登陸前一小時即 25 日晨 5 時至 6 時間降低 8.0mb 於 6 時 03 分測得此次颱風過境時氣壓最低值 973.8mb，此後急驟上升逐漸恢復正常。圖 7 所示為勞娜颱風過境時臺灣各地之最低氣壓及其出現時刻分佈圖。臺東之最低氣壓高於大武，但其發現時刻則早於大武所測得之最低氣壓發現時刻，此係勞娜颱風於登陸前其颱風環流受臺灣峻峭之地形所阻而其威力急激減弱所致。

### B. 暴風

臺灣北部沿海及東部海面首先受勞娜颱風影響，24 日晨即有 6 級以上暴風，臺灣東部陸地遲至該日傍晚風勢開始增強，但不甚強烈，至颱風登陸前 6 小時始有 8 級暴風發現在大武恒春地區。此次颱風侵襲期間以蘭嶼之暴風為最強烈。24 日 12 時已有每秒 25 公尺之北北東風發現；至 16 時風力已達 31.2 公尺，此後稍行減弱約為每秒 20 公尺左右，於 25 日晨再行增強，至 25 日晨 2 時 20 分到達最高峯每秒 43.3 公尺之北北東風，此為勞娜颱風過境時最大風速實測值。

一次為大武之每秒 28.3 公尺，風向北北東，係發生

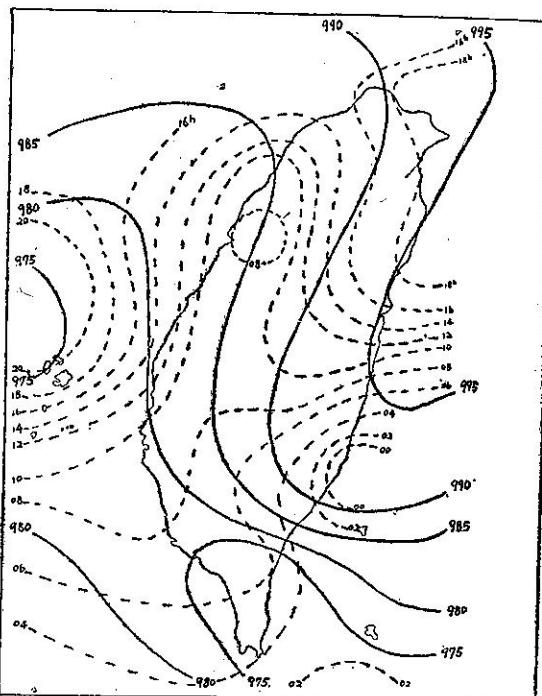


圖 7：勞娜颱風過境時臺灣各地之最低氣壓及  
其出現時刻分佈圖

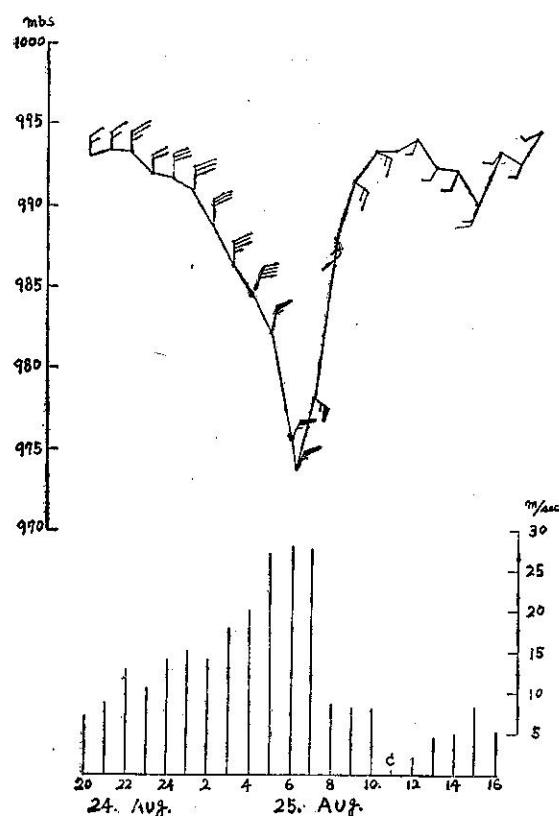


圖 6：大武測候所之氣壓及風向風速變化圖

表二：勞娜颱風侵襲臺灣時各測候所之氣象觀測表

地點	最低 氣壓 (mb)	起時			最大風速 及 風向 (m/s)	起時			瞬間最 大風速				雨量 總計 (mm)	期間	風力6級以上之時間 (10m/s)			
		日	時	分		日	時	分	風速	風向	氣壓	氣溫						
彭佳嶼	994.7	25	15	00	19.2	ESE	25	18	00	24.2	ESE	995.5	27.9	87	25 18 06	16.9	24 12 45 25 11 52	24日6時—26日9時
鞍 部	* 749.1	25	16	00	20.0	S	25	16	00	—	—	—	—	—	—	62.0	24 09 00 25 07 50	25日5時—21時
竹子湖	* 695.15	25	16	00	7.3	SE	25	15	00	—	—	—	—	—	—	38.3	24 07 32 25 15 20	
淡 水	987.8	25	15	25	20.3	SE	25	15	00	—	—	—	—	—	—	1.1	25 05 28 25 07 10	25日14時—17時
基 隆	992.4	25	18	10	14.0	SE	25	15	10	21.5	SE	993.5	29.4	78	25 15 08	29.0	24 00 00 25 19 40	24日21時 25日9時— 11時，14時，15時， 17時，18時，20時
臺 北	991.1	25	16	00	11.2	SE	25	13	20	20.0	ESE	992.6	29.5	80	25 10 03	37.7	24 05 25 25 15 10	24日9時—16時
新 竹	985.1	25	09	30	12.2	NE	25	09	00	17.2	ENE	985.3	33.4	60	25 09 50	12.0	24 09 47 26 08 15	25日9時—12時
宜 蘭	993.6	25	16	00	12.0	ESE	25	13	00	16.0	ESE	994.3	29.0	84	25 12 35	67.5	24 05 15 25 17 45	25日12時—14時
臺 中	985.3	25	08	04	5.2	SW	25	12	00	9.2	SSW	987.6	29.2	83	25 11 56	1.2	25 03 08 25 23 52	
花 運	994.84	25	16	00	11.7	NE	24	16	50	16.0	NE	996.4	29.6	78	24 16 40	134.1	24 06 50 26 01 16	
日月潭	* 598.1	25	08	00	8.7	SE	25	10	30	—	—	—	—	—	—	5.2	24 08 00 25 17 40	
澎 湖	977.0	25	19	05	19.8	SSW	25	20	45	24.7	SSW	987.0	26.0	92	25 20 48	64.0	24 13 37 27 02 26	25日 7時—12時 18時—26日1時 5時—7時
阿里山	* 562.30	25	09	00	5.3	SSE	25	17	20	15.0	SSE	564.4	14.8	94	25 16 40	71.5	24 18 05 26 15 30	
玉 山	* 731.0	25	07	00	29.8	E	25	07	40	—	—	—	—	—	—	108.1	24 06 33 26 14 10	25日6時—21時，24 時
新 港	992.4	24	15	20	14.0	NNE	24	23	50	19.1	N	993.3	26.4	95	25 03 55	184.6	24 06 30 26 07 50	24日15時，16時，18 時，21時，23時—25 日1時14時，26日1時
永 康	982.7	25	09	00	20.0	E	25	10	00	23.3	E	984.4	26.4	93	25 10 15	129.9	24 08 40 26 08 49	25日9時—21時
臺 南	980.8	25	08	36	13.0	E	25	10	00	32.3	ENE	981.3	26.5	93	25 09 46	104.9	25 00 04 26 10 40	25日9時，10時
臺 東	989.9	25	03	25	17.0	E	25	04	00	23.0	NE	994.2	25.4	100	25 00 30	115.9	24 09 00 25 24 00	
高 雄	977.0	25	08	48	17.0	W	25	08	50	—	—	—	—	—	—	140.5	24 09 50 26 06 35	
大 武	973.8	25	06	03	23.3	NNE	25	05	20	37.6	NNE	982.2	26.3	98	25 05 15	191.3	24 06 22 26 09 35	24日22時—25日7時
蘭 嶼	975.3	25	02	22	43.3	NNE	25	02	20	51.0	NNE	991.0	26.0	96	24 14 12	38.7	24 11 00 25 18 11	24日12時—25日21時
恒 春	974.6	25	05	30	20.8	WNW	25	05	30	26.4	WNW	974.8	25.4	99	25 05 06	283.1	24 06 24 25 18 25	25日4時—7時
鹿林山	* 540.90	25	06	35	12.3	W	25	13	10	—	—	—	—	—	—	77.7	24 18 00 25 18 00	24日21時—25日1時

\*重力值(mm)

於25日05時20分，風力6級（每秒10公尺）以上之暴風繼續時間以北部海面及東部海面較久，約有50小時，以臺灣本島而言，基隆之12小時最久，次之為大武之10小時。臺中與花蓮兩地均無6級以上之暴風發現，尤其臺中在此時颱風過境時所測得最大風速僅為每秒5.2公尺之西南風而已。

C. 降雨

勞娜颱風接近本省時，東北部自8月24日晨即開始降雨，西南部各地降雨開始時間較遲，約於25日晨開始降雨。圖8為勞娜颱風過境時之臺灣總雨量圖，如圖所示向風面之臺灣東部地區及颱風中心經過之屏

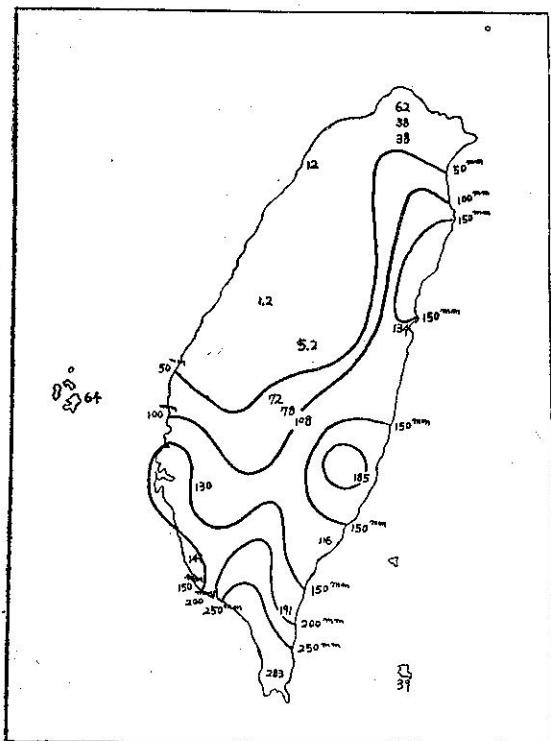


圖 8：勞娜颱風之總雨量分佈圖

東縣雨量較多，有 200 至 300 公厘。臺灣西南部平原雨量甚少，均為 50 公厘以下，其中臺中、苗栗、新竹等縣沿海地區僅有 2 至 3 公厘之微雨而已。

### 三、災害調査

此次勞娜颱風過境因其登陸後威力急激減弱，除臺東、屏東、高雄等縣市有一短時間之大風雨外，其他各地均為陰天無風，或為輕風微雨，均無災害發生。據臺灣省警務處之調查統計，死亡人口3人（高雄市），輕傷3人（屏東縣），災民167人，房屋全毀133間，半毀111間。

茲將主要受災情形誌後以資參考：

#### A. 鐵路方面：

1. 縱貫線：高雄至高雄港間泥土埋沒軌道30公尺，交通一時中斷。
  2. 屏東縣：南州至社邊間第三車路墘橋路軌塌方，但仍可通車。又潮州至崁頂間田寮橋枕木墊浮起，不能通車。
  3. 東線鐵路：溪口至平林段路軌沖毀100公尺，接駁通車。

## B. 公路方面：

1. 蘇花公路
    - a. 洛韶至薛家場間塌方12公里，交通中斷。
  2. 宜蘭支線  
75公里處塌方1公里，交通中斷。

• 雜誌五

除屏東與各警察分局，鳳山與旗山，六龜及臺東  
大武開電話不通外，其他各地通訊良好。

## D 水利方面：

- a. 高雄縣下堤防冲毀一處，111公尺。
  - b. 臺東縣下水利冲毀 1 處40公尺。

(鄭邦傑 ChengPang-cheh)



# 氣候變遷的新發現

戚啓勳節譯

冰河紀已經過去大約有二十五萬年到一百萬年，此刻我們正生活在一段氣候變遷的交替時期。以往有過四次，巨大冰川幾乎覆蓋了地球上陸地的三分之一。這些冰河期之間，冰雪大量損耗，很多水份從陸地轉入海洋，有的自冰河流出，被海洋包圍的冰河旁邊直接裂開，無數冰山向赤道漂流，一路融解。此種冰河消融可以使海面上升數百呎。因此現在的洋面大約要比第四次冰河期極盛時高出約三百呎。

南極洲和格林蘭最大的冰河冠到現在還存在着。另有數千較小冰河，像：阿爾卑斯山、喜馬拉雅山、安得斯山、斯干的納維亞、阿拉斯加、巴芬地、和落磯山等。假定所有這些冰河都融解，海面還會升高約二百呎。沿海數哩的陸地都將被海水淹沒，這就是假定第四次大冰河期真正衰退時的現象。

相反來說，我們也很可能生活在一個冰河僅不過暫時衰退的時代，因而不致於再繼續消融冰川使海面上升，而是再一次構成巨大冰層，海面因而低落。這種現象看來可能性也許更大。當然，在我們後輩三代以內決不會出現，要有也在今後一兩萬年之間。這樣對將來的人類自然會有重大影響。

此刻就像鐘擺正垂直地面一樣，還不知道究竟擺到那一邊？擺動的快慢怎樣？這些都是科學上的難題。要想得到它的答案先要多瞭解過去氣候，確定氣候變遷的根本原因。只要原因知道，就可以用外延法來預測將來。這樣人類不僅可以展望數千年後的事物，還能預測五年、五十年、甚至五百年後的一般氣候情況。

我們也許在不久的將來就能找到氣候變遷的根本原因。因為最近用核子物理學來確定氣候事態的年代已遠較過去方法為準確；地球化學(Geochemistry)新近的發展也提供了不少上古時代溫度的準確資料。最近我們也逐漸明瞭天文物理學的日球現象及其和地球上大氣行為的關係。火箭和人造衛星對於大氣上層的觀測，已開始對太陽輻射和氣海上層物理方面的相互作用提出革新而具有關鍵性的資料。所有這些，再加上使用電子計算機分析大氣環流的複雜問題，必能

迅速確定氣候變遷的全部過程。

## 氣候變遷的年代表

重要氣候變遷的自然力，進行得非常緩慢，它的後果很不容易看出來。人的一生太短，絕對看不到廣大地區氣候長期演變的趨勢。

重要氣候變遷在整個地球的生命史上已經有了三十億年以上。現在看來，冰河紀似乎在二十九萬年前開始。以此作為基礎，其間主要冰河期和氣候概況的年代表如下：

年代(千年數)	冰 河 事 件	氣 候 概 況
290—265	第一冰河期	寒冷
265—200	第一冰河交替期	溫暖潮濕
200—175	第二冰河期	寒冷
175—125	第二冰河交替期	涼爽乾燥
125—103	第三冰河期	寒冷
103—75	第三冰河交替期	溫暖潮濕
75—11	第四冰河期	寒冷
6		溫暖潮濕〔最適氣候〕
5		較涼爽但仍暖，從這一世紀到下一世紀溫度和雨量都略有變動
(到現在)		

為了使這一張年表更易於理解，羅塞爾(R. J. Russell)曾作一比照，假設冰河紀是在一年之內，用來比照歷史上的重要事件，原表如下：

一月一日——二月一日	第一冰河期
二月一日——四月二十四日	第一冰河交替期
四月二十四日——五月二十五日	第二冰河期
五月二十五日——七月二十七日	第二冰河交替期
七月二十七日——八月二十五日	第三冰河期
八月二十五日——九月二十九日	第三冰河交替期
九月二十九日——十二月十八日	第四冰河期
十二月二十五日晚間	暖濕之「最適氣候」
十二月二十八日中午	釋迦牟尼誕生
十二月二十九日上午	基督降生
十二月三十日下午七時三十分	哈斯定(Hasting)戰爭(1066)
十二月三十一日上午九時三十分	哥倫布發現新大陸
十二月三十一日下午八時五十分	林肯當選總統

十二月三十一日下午十一時五十八分 去年  
十二月三十一日子夜 今年

有許多研究冰河紀年代的科學家並不完全同意羅氏的年代表，但一般顯著事態則無異議。如像冰河期和冰河交替期的久暫比較，冰河期歷時變動很大，以及最近一次冰河期終止以來經過年代極短。這些廣大事態提供考慮過去氣候的基本資料，有助於推斷未來最可能的演變。

### 古代的氣候

冰河紀以前的地質時代稱為「第三紀」(Tertiary)，維持了半億到一億年。這一段長時期的氣候比任何時期都要溫暖。在第三紀最初一兩千萬年，倫敦附近都還有熱帶的棕櫚和果樹；北美的猶康(Yukon)盆地有許多木蓮和熱帶羊齒類植物；歐洲的熱帶和亞熱帶森林中有人猿和猴子居住；北緯五十度的海岸以外還有鰐魚。」

約在距今一千萬年，第三紀告終，氣候開始逐漸變壞，棕櫚和其他熱帶植物漸向赤道遷移；習於溫暖的動物在歐洲消失，亞美非洲的情形也是一樣，甚至在南極洲都能看出這種變化。第三紀中期，南極洲還有許多針葉樹，但至第三紀終了，由於冰川之寒冽而樹木大為減少。

隨着氣候的逐漸惡化，冰河紀取代第三紀。在一千年之內構成了廣大冰層，跨越大陸向赤道伸展，北半球尤為顯著。在北美，自格林蘭、巴芬地、拉布拉陀、和落磯山伸向南方。美國北部多數地區都被冰雪掩蓋。在歐洲，冰河中心位於斯干的納維亞，第二中心在阿爾卑斯山。亞洲冰河較少，自喜馬拉雅等山脈伸出，延展到西伯利亞和中央亞細亞。南半球冰河冠較小，以南美安德斯山和中非諸山為主。南極洲的冰冠達於極盛，遠非目前可比。即使澳洲和夏威夷也有冰河，雖然這些冰河從未到達過厚以數千呎計算的真正冰層。

四大冰河期的第一次停留約兩萬五千年，後來因為冰層的損耗，第一次冰河交替期跟蹤而來。中高緯度一帶溫度升高雨量增加。此另一氣候特徵保持約六萬五千年。後來又建立冰冠向外擴張。雖然並非任何事態都有規律的週期，但第三第四次冰河期就這樣重複到來，中間都有比較溫暖的冰河交替期。

這些事態都是根據全球各地搜集得數千種地質和動植物方面發現的事跡而加以推斷。每次冰河都留下記號，有以溝槽方式刻在岩床上（這裡堅硬的岩石碎片帶入流動冰河的基層冰中，切斷下面的岩石）；有

以沉積外來物質方式，由冰河在某處揀來，沉積在幾百哩外的另一處；以及它種導源於冰河的形式。動植物遺留的化石也是一種重要資料，尤其是考查氣候變遷。因為當冰川向赤道推進時，動植物因為要找尋適於它生存的地方，勢必要比冰河早一步移向赤道。當冰河衰退時，動植物重新又回到過去覆蓋冰雪的地方。這些當然並不是那樣均勻簡單，多因地而異並且很複雜，大多尚有待於進一步的解釋。雖然如此，這些全般性效應顯示一重要事實：動植物分佈隨着冰河的進退而遷移。

在最近一次冰河期過去之後，仍還繼續着冰河紀相當快的氣候轉變。這些晚近轉變的性質尤為西歐方面所習知。該處湖底沉澱中所發現的花粉顆粒經仔細鑑定後，對於重新估計古代氣候極有價值。布洛克斯(C.E.P. Brooks)描述 2500BC 以前的一般氣候情況如下：

一般說來，冰雪撤離後露出高低不平的赤裸陸地。低處成為湖澤，高處生長寒帶植物。隨後就轉為樺木，再變為松樹。約在 700BC 前後，氣候乾燥，夏季很熱，遍地榛樹。後來溫度繼續升高，水份也稍有增加 (4500BC)，西歐全部被橡樹、楊樹、和榆樹的森林所盤據。楊樹有利於增加雨量，「最適氣候」(Climate optimum) 就在此時開始。溫度大約比現在平均要高華氏五度。因此森林線也要比現在高得多。可是另一方面則傾盆大雨有利於泥煤的成長，並且 (一千至一千五百年內) 很多大森林被泥煤所埋葬。這段時期一直延到 2500BC 溫度才逐漸下降……

約在 2500BC 和基督時代，西歐有一段乾濕交替時期：乾期在 2200BC 前後，1200~1000BC，和 700~500BC。隨後有一特別潮濕時期，自 800~1200 AD。其餘時期都以乾暖氣候為主。歐洲其他地區和北美中緯度也有類似情形。

1890 年以後，北半球的溫度逐漸上升，有些地方早在 1850 年就已開始。這種增暖現象直到 1940 年才告終止，有些地方還逐漸下降。近世此種變遷從很多地方都可以看出來：實際觀測的溫度變化；斯干的納維亞和阿拉斯加等處冰河的退縮；內陸湖連年出現無冰期；森林線沿山坡向上移。中緯度如美國中部自 1850 至 1940 年溫度平均升高華氏二度，較高緯度如斯干的納維亞和史畢茨白根 (Spitsbergen) 平均幾乎要高華氏十度。低緯度像印度等處則溫度並無顯著變化。

這些氣候事態的順序（在近世、最近一次冰河期

以來的一萬一千年，以及冰河紀開始以來的二十九萬年）引起了兩個嚴重問題：最近的將來（指今後幾世紀內）氣候將怎樣演變？將來（一千年後）一次氣候大變動是否會把現在的冰冠全部融解，致使海面上升；或者又回到一次大冰河期？

### 從現在的事態推測將來

從以往半億到一億年的情況展望未來，1850年後溫度上升迄於1940年看來僅是一種小變動。預期今後幾世紀內的氣候，轉冷或轉暖的機會各佔一半。在不久的將來溫度當無顯著變化。

推斷較遠的將來，有三件事值得我們重視：第一，格林蘭和南極洲仍有大冰層存在，因此可假想近百年來冰河僅不過是暫時性的縮小，而非最後決定性的衰退。第二，中高緯度現在的氣候要比幾千萬年前的第三紀冷。第三，現在的溫度要比六千年前的「最適氣候」低。

由於冰冠業已存在，涼爽氣候正是冰河紀的特徵，況且現在的氣候比六千年前更冷，可見將來的氣候再來一次冰河期要比繼續增暖回到第三紀氣候的可能性更大。比照過去氣候變遷的步調，下一次冰河期的到來大約在今後一萬到兩萬年之間。

上項推斷是根據有利於此結論的事實所佔份量較重，才作此大膽的假設。近幾年內倘能得到更新的知識，必可作更可靠的推斷，這些知識有的已經握在手頭。

### 放射性時鐘和化學溫度表修正了歷代氣候的假設

過去我們都是非常概略地根據棕櫚化石的出現來推斷暖濕氣候；或者發現毛櫟花粉即以之代表寒冷氣候。決定年代的方法是估計積存這些刻有痕跡的化石和花粉沉澱物所需的年代；或者切割一棕櫚或毛櫟當初還是一株活樹時就已形成的河谷。比較準確一點的決定年代方法是：數出冰河期間或冰河期後沉積下來粘土層或鹽層的層數。因為這些鹽層逐年堆積（一年有兩套），由於湖水溫度有季節性變化之故，細粘土層或粗粘土層彼此相間。這種方法有時會得到相當好的結果。但也非經常可靠，因為可能會有接連幾年的鹽層完全被侵蝕掉，或者有幾年說不定會有重複的雙套鹽層。

大多數地質學上的事件都只能非常粗枝大葉的決定年代。地質學家們到現在還不能一致同意第三紀究竟是在半億還是1億年前開始。

直到1940年羅肇福爵士(Lord Rutherford)首次提出放射性時鐘的想法，才算真的有希望得到一種合理的確定年代方法，能用作地質學上的時間量尺。1896年巴克奎萊(Antoine Henri Becquerel)已經發現了鈾的放射性。隨後居里夫婦開始他們有名的放射性研究。羅爵士提出這種想法正好把巴克奎萊和居里夫婦好不容易得來的成果向另一方向推進了一步。

放射性元素經由不同型式的射線和質點發射而使原子和原子間不斷衰退。這種衰退產物是和原來化學元素不同的各種元素。因此鈾（在固體地殼內自然出現的元素）衰退而生鉛、鉻、氮、和其他產物。羅氏見解的要點是：我們既已知道鈾的衰退率，那末只消比較已衰退和未衰退鈾的質量就能確定鈾源的年代。

他的意見非常正確。但其間也有許多困難問題，譬如說，衰退產物之一的氮是一種氣體，產生後自必立即散失在大氣中。測定鉛和鉻的質量也很困難。但柯普(Kulp)有言：「此一開拓工作……表明地球至少已有二十億年的歷史，並藉此可建立一絕對性地質學上的時間量尺。」

第一具真正實用的放射性時鐘直到二次大戰後才製成，此次發展得力於趕成第一枚原子彈期間所得到核子物理學和技術學方面的知識。根據此項知識和隨後的研究，又出現了幾只新的放射性時鐘更為準確。美國芝加哥大學的李勃(Libby)教授和他的共同工作者即以碳14時鐘作為探測和求值之用。

地球上的大氣層不斷受宇宙線轟擊，由此而產生氮原子，它的原子量是14個單位。變為放射性碳的時候重量仍為14。但原來的碳原子量是12。由於大氣中各種氣體都能完全混合，碳14在整個大氣中分佈得非常均勻，經由植物吸收，在表皮內和原來的碳——即碳12結合。動物受植物飼養因而也得到碳14。

碳14對於動物植物既然分配得非常均勻，所以活的動植物（包括人）表皮內碳14和碳12都保持着某種比例。動植物吸收後不再能吸收碳，不論是碳14還是碳12。原來所含的碳12量唯有經物理上的腐蝕或化學上的置換才會減少。碳14既屬於一種放射性元素，它的減少不僅循上述途徑，且經由核子衰退而逐漸減少。可見碳14和碳12的比例當隨時日之消逝而改變，彷彿是一只時鐘，能在幾百年或幾千年後讀得已經歷的年代。根據歐洲棕櫚樹內部遺留的碳就可以確定它的年代。

碳14的衰退率只能用來確定四萬五千年內各種物

質的年代。超過四萬五千年，動植物所遺留碳14的份量太少，不易得到準確結果。即使在此時間限度以內，也不能絕對肯定，只能表出最可能的年代尚需加或減少年作爲準確度的彈性。茲舉一計算實例如下：

描	述	年代(自1958年 向前推算)
西班牙一古代湖沼內泥煤所夾之渣 屑(以橡樹及松樹爲主)鑑定	4270±120	
澳洲一巖洞內掘得之木炭鑑定	34000±3000	

(以上爲尼日蘭格羅寧琴(Groningen)大學實驗室中決定年代的實例)。

應用碳14放射性時鐘確定年代遠較它種計時技術爲準確，因此對冰河紀幾乎整個起了革命。過去假設第四冰河期是根據冰層外圍在一萬八千年與六萬五千年間消失作爲大體上的終止年代。但據碳14所確定的年代表示美國威斯康辛州在距今一萬一千年還有冰層，所以現在都以此作爲最近一次冰河終止期。同樣地，溫暖而濕潤的「最適氣候」過去認爲一定是八千年前，但碳14時鐘所示讀數爲六千年。這些修正年代得出一重要結論：即使是主要氣候改變(足以帶來或消融巨大冰川面積達數百萬方哩者)也能在遠較以往假設爲短暫的時期內出現(起迄全長在數千年之內)。

假設鈾和碳14是僅有的放射性時鐘，那末對於修正和確定太古時代重要氣候徵兆的年代仍有困難。好在我們已經知道有許多種放射性元素對修正過去氣候將極有助益。其中鎂(ionium)可以確定深海中四十萬年以內沉澱物的年代；銥可用以估計有些火成岩的年代超過一億年。

核子物理學的新知識也已經提供了第二種重大發展工具，那就是化學溫度表。過去差不多都依據從岩石和沉澱物中找到動植物遺跡，自其分佈情況間接推斷溫度趨勢。1951年尤雷(Urey)和他的共同工作者表示：根據沉澱在深海內的有機體殘渣，測定內中各種氧分子的比例，就可以推斷當時的溫度。尤氏早年的研究已經表示氧原子有各種重量，和它的16單位標準原子量略有出入。在新形成的分子中以不同的比例組成，此種比例須視組成時的溫度而定。

安密雷尼(Emiliani)根據尤氏的發現，以及碳14和鎂所決定的年代，在1955年重繪過去四十萬年的海水溫度曲線。此曲線中顯示：距今約二十九萬年前溫度突然下降，由此推斷冰河紀從此時開始。這條曲線也表示「最適氣候」約在六年前。此後即不再有同樣溫暖的時期。

尤氏的化學溫度表目前是用在測定深海沉澱物中

有機體的殘渣。類似技術自可用於重繪湖沼沉澱物測得的溫度曲線；將來或許還可用到陸地上堆積物如像沙丘之類。甚至可能用化學技術提供有關溫度情況的類似資料。因爲周圍溫度對於確定精細的化學變化非常有用。

### 氣候變遷的原因

冰河紀內主要氣候變遷的原因在理論上可舉出很多，像大氣中二氧化碳含量的改變；陸地變遷；火山爆發噴出大量塵埃因而掩蔽日射；南北極之改變位置；山嶺之建立改變了溫度型和雪量；地球繞日軌道之不斷變動；太陽輸出能的改變；以及北冰洋上冰塊融解和氣候增暖的修正作用。關於最後一項理由新近由愛溫(Ewing)和唐氏(Donn)提出，頗受擁戴，因此值得介紹：

愛溫和唐氏的學說關鍵在於：氣候增暖使北冰洋上的冰塊大量融解，因而使更多的冷水流向南方，於是整個中低緯度普遍轉冷。他們並且認爲：北冰洋的冰如果融解得多，由於水面開放，藉蒸發作用而能供給大氣中更多的水氣，雨量乃增加，在鄰近陸地上冰河得以重建。但此項學說並不完善，主要因爲它不能提出全球性氣候變遷的原因，亦未解釋何以南北半球會同時出現大冰河。查理何茲(J. K. Charlesworth)有一評論最爲恰當，雖然他說在愛溫和唐氏發明此學說以前：

局部原因，如一股洋流可能會暫時使雨量增加；又如撒哈拉沙漠被水淹沒當可成爲阿爾卑斯山冰川的水氣來源；或者有大量浮冰侵入北大西洋……這些原因也像海峽之啓閉或洋流之改道一樣，都不適於一般情況。因爲它們在傳遞熱量方面如果和大氣環流相比，實在要渺少得多。總之，全球性的現象需要一種全球性的原因。

以整個地球來說，產生冰河紀所見的主要氣候變遷唯有藉二種途經：一爲改變大氣，如像加入大量塵埃(克拉卡吐火山爆發可爲例證)和變更二氧化碳的含量都可影響大氣對日射的吸收。二是兩極變更或大陸沉淪移位。第三是來自太陽的能量和稟性發生變動。前面兩種像火山和二氧化碳的量、兩極的移動、或大陸的沉淪移位必須非常顯著，並且就地質年代來說，變化很快，一次又一次，因而加速冰河期的起迄。經近代放射性時鐘和化學溫度表加以證明者才有可能。截至目前爲止，我們知道這種轉變只能產生較小和次要的變遷。因此現在注意力都集中到第三種可能性，即來自太陽的能量和稟性的變動。

## 太陽是氣候變遷的主要控制因素

太陽輸出能的變動可能和天氣及氣候紛擾發生關聯，這種觀念最初由威廉赫許 (William Herschel) 爵士在1801年提出。後來很多科學家都想發現到達大氣上限的日射能量和逐年或前後十年氣候演變的關係，其中尤以英國的吉勃華克 (Gilbert Walker) 和美國的克雷頓 (H. H. Clayton) 為主。從1890年開始，差不多統計了半世紀日射總輸出和溫度、降水量、地面氣壓、以及天氣和氣候其他方面的關係。

這種工作雖然得不到實質上的結果，但却因而使專家們重新把興趣集中到早年天文學家所發現氣候變遷和太陽黑子頻率的關係上面。

自從發明望遠鏡以來就不停地觀測太陽黑子。由於它們是成群出現，因此太陽表面可包含若干不同黑子群，每群中可以有四十個以上的黑子群只佔據一小部份的太陽面，但絕對面積可能很大。美國加州巴塞地那 (Pasadena) 的威爾遜山觀測所在1946年2月7日會觀測得一群特別大的黑子，其中單獨一顆黑子的直徑竟達九萬哩，整個一群掩蓋的太陽面積達六百億平方哩，超過地球面積三百倍，雖然它佔太陽面積還不到十分之一。

瑞士的蘇黎支 (Zurich) 等處從事日球觀測已經超過一百年。黑子群頻率和個別黑子的紀錄都小心加以保存。這些紀錄顯示黑子最多的頻率出現得很有規律，間隔略超過十一年。當克雷頓等將注意力轉向太陽黑子的時候，發現一項輕微而重要的關係，那就是十一年的太陽黑子週期和地面氣壓變化確有關係，並且還發現兩倍黑子週期也略有相關。更有趣的是布魯克 (C.E.P. Brooks) 發現尼羅河泛濫期的水位最低，每隔二十三年出現的機會顯然要比中間的年份要多。黑子是太陽表面磁場干擾區，其中荷電分子按順時鐘向還是逆時鐘向進行，要看黑子在太陽赤道以北或以南而定。這種電磁漩渦和我們地球上的熱帶風暴相似，但直徑要大數百倍到數千倍。黑子越過太陽表面運行，但地球上觀測人員看來，它的行動受太陽自轉所支配，也就是說帶着黑子和黑子群旋轉，正像颶風之被地球自轉所帶動一樣。

但問題最重要的一點是：黑子產生波長極短的紫外輻射大爆炸，黑子最多時較最少時紫外輻射要超過幾十倍。況且黑子增加，來自太陽的X射線、無線電波、和荷電分子也跟着增加。這些效應再加上紫外光的波動，於是就發生地球上層大氣的巨大電磁風暴；

且使極光伸張，強度突增。講到氣候變遷，關鍵在於這種發射現象是否還會影響到地面氣壓以外的因素？再如有幾千年黑子特別活躍是否可能改變氣候以至於促發一次冰河期呢？

美國氣象局的威克斯勒 (Harry Wexler) 幾年之前曾研究北半球1899～1939年間黑子最多期（每三年）的氣壓、溫度、和雨量紀錄，以之與黑子最少期的情況相比較。目的在於決定黑子最多而紫外輻射、X射線、荷電分子也是最強對長期氣候有無影響。

威氏研究結果表明：黑子活躍期如能延續，將趨於使北美東北部和歐洲西北部冬季的雪量增加。這兩區域正好是古代形成巨大冰川的地方。再者，黑子活躍時因為這兩區域夏季比較涼爽，所以這一年的暖季冰河的融解量將大為減少。專家們認為：即使整個太陽輻射變化（量得的總能）不致產生重要氣候變遷，僅因發出紫外輻射、X射線、和荷電分子的變動也可能產生氣候變化。1952年德國柏林探空觀測發生的一件怪事可為實證：

這一年2月24～25日，柏林照例舉行探空觀測，汽球帶發射機到高空測定對流層和平流下層的溫度和濕度。這次在平流下層溫度忽然增加到華氏七十度。這種奇怪的溫度上升和前幾天及前幾星期太陽紫外輻射的突然爆發不謀而合。強烈加熱效應最初約在高度十萬呎出現，數日後忽然在七萬呎處，溫度增加約華氏二十度。可見這種顯著的加熱現象使較高和較低層空氣都同時迅速下沉，因壓縮而增暖。正如空氣沿山坡下降時溫度升高一樣。因此紫外輻射的爆發成為空氣下沉的樞紐，藉此經過一連串事態而產生顯著的增暖。

歸納柏林那次探空事實，威克斯勒的研究、許多天文學家、地球物理學家、氣象學家其他的觀測和研究，大致都可以證明過去主要氣候演變實因日球輸出紫外輻射、X射線、和荷電子的連續改變所導致，預測今後也會這樣。

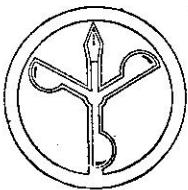
上述觀點在不久的將來可能會經由氣象學家和天文學家的研究而有重大進展，特別是利用火箭和人造衛星從事觀測勢將提供更多的大氣最上層資料。該處日射初臨氣海，探究此一新領域（離地數百哩）可能會得到最寶貴的線索，能够回答當前的問題：人類是否再會遭遇一次像幾萬年前那樣的冰河期？當真如此，那末巨大冰川又將在何時蒞臨？（完）

台灣省雜誌協會會員  
內政部登記證內營臺誌字第551號

電社發行人：鄭長二  
電話：二四一八二八子子  
○政政

主編者：臺灣省氣象所氣象學  
地址：台北市公園路六十  
電話：二四一四一四一號

印刷者：文英印書公司  
地址：台北市三水街七  
電話：三七二四一四一號



八卷二期  
中華民國五十一年  
六月三十日出版

氣象學報季刊

Vol. 8, No.2  
June. 1962

Meteorological Bulletin

ARTICLES

- 1 CHIEN-HSIUNG YANG Fjørtoft's Stability Theory on Circular Vortices and its Application to the General Circulation of the Atmosphere

- 10 CHUAN-TSIEH CHEN Cosmic Radiation

- 14 CHONG-I HSUEH L' étude des yeux des typhons et leur déviation du vent.

- 18 RONG-AN LIN Some Researches on Sunspots

REPORTS

- 32 TAIWAN PROVINCIAL WEATHER BUREAU Report on Typhoon "Loran"

台灣省氣象所主編

PUBLISHED QUARTERLY BY

TAIWAN PROVINCIAL WEATHER BUREAU

64 PARK ROAD, TAIPEI, TAIWAN, CHINA