

大氣亂流的垂直觀測

林松錦* 郭富雄** 李啓昌*

* 國立中央大學大氣物理系

** 國立中央大學物理系

(中華民國七十六年十一月十六日收稿；十二月二十日定稿)

摘要

亂流會造成大氣結構的擾動，使折射率指數亦因而產生改變。由於折射率指數的改變是造成特高頻 (VHF) 都卜勒雷達回波的機制，且折射率指數的垂直梯度和大氣中溫度及水汽含量的垂直分佈有關。本文利用氣象探空氣球及特高頻雷達的觀測資料來分析亂流折射率指數結構常數 C_n^2 的垂直分佈，藉以了解大氣中亂流的垂直結構。

分析結果顯示探空資料和雷達資料所得的亂流垂直結構在趨勢上相當接近，表示折射率指數的不均勻體與慣性次距內的亂流是非常近似的。雷達觀測中平均以朝東方向的回波分析結果和探空資料分析的結果最為接近。 C_n^2 的值從低層約 10^{-14} m^{-2} 遞減至高層約 10^{-18} m^{-2} 。由於風切對 C_n^2 有正比關係，因此上層的強風軸附近 C_n^2 有增大之趨勢，而強風軸內 C_n^2 會減小。下層的 C_n^2 在空間和時間上變化較為劇烈，顯示亂流擾動在下層大氣有激烈的空間和時間上的變化。

關鍵詞：大氣亂流，折射率結構常數 C_n^2 ，特高頻都卜勒雷達

一、前言

從 1960 年代開始，經由飛機、氣象探空氣球以及都卜勒特高頻 (VHF) 和超高頻 (UHF) 雷達的觀測，結果都顯示自由大氣是由許多厚度不等的亂流層和穩流層間隔組成 (Ottersten, 1969; Bufton, 1973; VanZandt 等, 1978; Gage 等 1981; Weinstock, 1981; Sato 與 Woodman, 1982)。這些亂流層的厚度並不大，但強度卻隨時間及高度而有所變化。在靠近大氣邊界層，亂流所伴隨的垂直風切往往對飛航安全構成威脅 (Fujita 與 Caracena, 1977; Chadwick 與 Moran, 1980)。亂流所造成大氣對光及電磁波折射率的擾動和垂直不連續對天文觀測、無線電通

訊及人造衛星對地球的觀測也有相當的影響 (Fried, 1966; Sutton, 1969; Consortini 等, 1973; Barletti 等, 1974; Gage 等, 1978)，在雷達觀測上的“天使回波”也被認為與亂流有關 (Hardy 等, 1966)。因此對大氣亂流垂直結構的了解將有助於天文、雷達觀測、人造衛星觀測、電磁波通訊以及飛航安全。

晴空大氣中，由亂流所造成局部性大氣對無線電波折射率的小尺度擾動是 VHF 雷達返散射 (backscattering) 回波的主要機制 (Balsley 與 Gage, 1980)。根據 Kolmogoroff 的理論，在慣性次距 (inertial subrange) 的尺度內，亂流具有局部均向性 (isotropy) 及均質性 (homogeneity)。因此只要雷達的半波長是在慣

性次距的範圍內，雷達回波的反射率 (η) 和亂流折射率結構常數 (refractivity turbulence structure constant, C_n^2) 之間為直接正比的關係，而將回波強度代入雷達方程式即可得到反射率，進而由雷達回波強度的垂直分佈可以推知 C_n^2 的垂直分佈，亦即亂流的垂直結構。

經由 VHF 雷達觀測的驗證，VanZandt 等 (1978)，Gage 等 (1978) 及 VanZandt 等 (1981) 認為 C_n^2 的值應亦可由日常的氣象探空資料來估計。同樣在均質及均向亂流的假設下，Tatarski (1961, 1971) 發現 C_n^2 與大氣折射率指數垂直梯度的平方成正比。由於探空資料的垂直解析度較低，在兩次探空訊號間的垂直距離內，有亂流層和穩流層同時存在的可能性。VanZandt 等 (1978) 及 Gage 等 (1978) 提出一理論模式，根據兩層之間垂直風切的統計分佈來估計兩層之間亂流層厚度的比例。將此亂流層厚度的比例加入 Tatarski 的方法得以算出兩層內 C_n^2 的平均值。

本文將分別使用探空觀測及 VHF 雷達觀測資料來計算 C_n^2 的垂直分佈，藉以了解大氣中亂流的垂直結構。

二、由探空觀測推算 C_n^2

前曾述及，以往的研究結果顯示自由大氣是由許多厚度不等的亂流層和穩流層間隔組成，這些亂流層在水平延伸和時間延續上皆有限制。亂流層表層上的亂流未必具有均質性、均向性和恒定性 (steadiness)，但在亂流層內當亂流的尺度遠小於亂流層的厚度時，則可視為具局部均質性和均向性；而若亂流層存在的時間遠長於亂流波譜形成的時間，則可視此亂流為恒定的。

大氣中折射率指數的微結構主要受溫度場、濕度場、和風場結構的影響。在滿足以上的條件下，由 Kolmogoroff 的 $-2/3$ 定律，Tatarski (1961, 1971) 指出在慣性次距內亂流折射率指數結構常數 C_n^2 可經由下式計算

$$C_n^2 = a^2 L_o^{4/3} M^2 \quad [m^{-2/3}] \quad (1)$$

該式中 $a^2 = 2.8$ 為無單位常數 (Ottersten, 1969)， L_o 為亂流波譜的外圍尺度 (outer scale)， M 為折射率指數的垂直梯度。實際計算上， L_o 可視為亂流層的厚度，但目前尚無觀測證實大氣中亂流層的厚度，VanZandt 等 (1978) 的觀測取 $L_o = 10m$ ，而 Röttger (1984) 的估計 L_o 約為幾公尺，因此本文中取 $L_o = 10m$ 。由於台灣的空氣非常潮濕，考慮水汽潛熱釋放的情況下，在計算折射率指數垂直梯度時中的溫度和位溫分別以虛溫 (T^*) 和虛位溫 (θ^*) 取代，因此

$$M = -77.6 \times 10^{-6} \left(\frac{p}{T^*} \right) \left(\frac{\partial \ln \theta^*}{\partial Z} \right) \cdot \left[1 + \frac{15500 q}{T^*} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\frac{\partial \ln q}{\partial Z}}{\frac{\partial \ln \theta^*}{\partial Z}} \right) \right] \quad [m^{-1}] \quad (2)$$

(2)式中， p 為大氣壓力、 Z 為高度、 q 為比濕，在對流層低層水汽含量的分佈影響較大，但到了對流層上層和平流層內，由於水汽已相當少，因此位溫的分佈情形將是主要的影響因素。

除以上之外，尚須決定在一特定的區域內亂流存在的機率 F 。為使探空資料得到的 C_n^2 能與雷達資料得到的 C_n^2 互相比較起見， F 代表在雷達照射體積內亂流所佔的比率。其所以要用機率來處理這個問題，是因為探空資料約每隔 300 公尺垂直高度有一風場資料，依此計算得的理查遜數 (R_i) 的數量級常達 $10^2 \sim 10^3$ 之鉅，顯然是垂直解析度不足以循此途判別亂流之存在。令某一 i 層內 (即兩風場資料間之高度差) 的 C_n^2 為 $C_{n,i}^2$ ，其厚度為 ΔZ_i ，該層內亂流存在之機率為 F_i ，則某 i 層亂流的 C_n^2 為

$$\overline{C_{n,i}^2} = C_{n,i}^2 F_i \quad (3)$$

而一公里的厚度內的平均 C_n^2 值為

$$\begin{aligned} \langle C_n^2(\text{探空}) \rangle &= \sum \overline{C_n^2} \Delta Z_i / (1\text{km}) \\ &= \sum a^2 L_0^{1/3} M_i^2 F_i \Delta Z_i / (1\text{km}) \\ & \quad [m^{-2/3}] \end{aligned} \quad (4)$$

對於 F_i 的計算乃建立在以風切為考慮對象的統計模式上。在任一時間和高度上之風切 S_i 為平均風切 $\langle S \rangle$ 與擾動風切 S_u 之和，即

$$S_i = \langle S \rangle + S_u \quad (5)$$

在此 $\langle S \rangle$ 為 1 公里內風切之平均值，假設 S_u 之分佈屬高斯分佈，其高斯機率函數為 $G(S_u/\sigma_u)$ ， σ_u 為標準偏差，令機率函數之形式為 (Abramowitz 與 Stegun, 1964)

$$G(S_u/\sigma_u) = (2\pi)^{-1/2} \exp\left(-\frac{S_u^2}{2\sigma_u^2}\right) \quad (6)$$

假設當風切 $|S_i|$ 大於臨界風切 $|S_c|$ 時，該區域內亂流才有存在的機率 F 為

$$\begin{aligned} F(|\tau_c|, |\langle \tau \rangle|) &= \int_{-\infty}^{-|S_c|} f(S_i) dS_i \\ &+ \int_{|S_c|}^{\infty} f(S_i) dS_i = P(-|\tau_c| - |\langle \tau \rangle|) \\ &+ Q(|\tau_c| - |\langle \tau \rangle|) \end{aligned} \quad (7)$$

其中

$$f(S_i) dS_i = G\left(\frac{S_i - \langle S \rangle}{\sigma_u}\right) d(S_i/\sigma_u) \quad (8)$$

代表風切發生在 S_i 和 $S_i + dS_i$ 之間的機率，而

$$\begin{aligned} |\tau_c| &= |S_c|/\sigma_u \\ |\langle \tau \rangle| &= |\langle S \rangle|/\sigma_u \\ &= |\sum(S_i \Delta Z_i) / \sum \Delta Z_i|/\sigma_u \end{aligned} \quad (9)$$

$P(x)$ 為 $G(x)$ 的累積分佈函數 (cumulative distribution function)，而 $Q(x) = 1 - P(x)$ ， $P(x)$ 可以下式取近似計算

$$P(x) = 1 - \frac{1}{2} (1 + d_1 x + d_2 x^2 + d_3 x^3$$

$$+ d_4 x^4 + d_5 x^5 + d_6 x^6)^{-16} \quad (11)$$

其各係數為 $d_1 = 0.0498673470$ ，

$d_2 = 0.0211410061$ ， $d_3 = 0.0032776263$ ，
 $d_4 = 0.0000380036$ ， $d_5 = 0.0000488906$ ，
 $d_6 = 0.0000053830$ (Abramowitz 與 Stegun, 1964)。

由(7)~(10)可知 F 與 S_c 、 $|\langle S \rangle|$ 、 σ_u 有關。 $\langle S \rangle$ 可直接由探空資料算得，臨界風切 S_c 則以理查遜數 (R_i) 等於 1/4 時求得，如下

$$\begin{aligned} S_c &= \left(\frac{g \partial \ln \theta^* / \partial Z}{R_i} \right)^{1/2} \\ &= 2 \left(g \frac{\partial \ln \theta^*}{\partial Z} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (12)$$

至於標準偏差 σ_u 則取 0.010 s^{-1} (VanZandt 等, 1978)。

由以上所述，純粹利用探空資料可經由(4)式得到 $\langle C_n^2(\text{探空}) \rangle$ 。 $\langle C_n^2(\text{探空}) \rangle$ 的值主要由 M 和 F 決定，當虛位溫的垂直梯度或比濕的垂直梯度增加時，都會導至 M 的增大，而 F 卻主要受風切的影響，所以 $\langle C_n^2(\text{探空}) \rangle$ 是在大氣之穩定度和風切交互作用下的結果。

三、由雷達觀測推算 C_n^2

位於國立中央大學校園內，中壢特高頻雷達使用 192 支八目天線 (Yagi antenna)，分成三組各自連接一組發射機和接收機，可同時有三組波柱朝不同方向探測，本觀測中三個波柱分別對準垂直、東偏北 20.5° 、和北偏西 20.5° ，後兩者之波柱傾斜角為 15° 。雖共有 40 個取樣高度，但 15 公里以上回波訊號已微弱至無法辨認。每一取樣高度上每間隔 5×10^{-4} 秒可得一回波，經取 500 個回波作同調積分 (coherent integration) 後，每一資料時間成為 0.25 秒並記錄在磁帶上，從磁帶上對相同高度取 256 個資料作 256 點的快速傅利葉轉換 (FFT)，即可得到都卜勒頻譜 (doppler spectrum)，因此每一頻譜代表 64

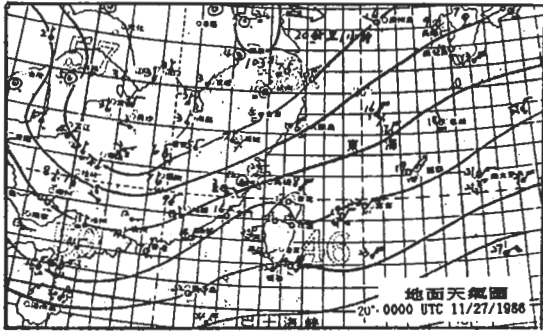


圖 1 1986 年 11 月 27 日 0000 UTC 之地面天氣圖。

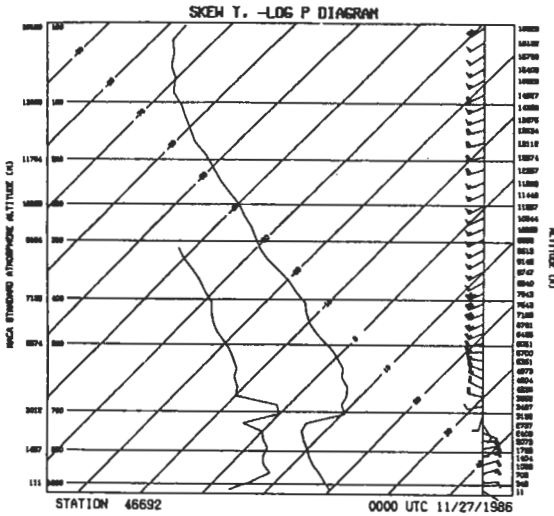


圖 2 1986 年 11 月 27 日 0000 UTC 板橋測站之探空斜溫圖。

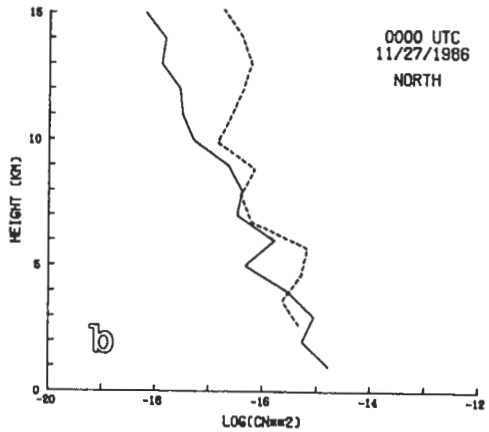
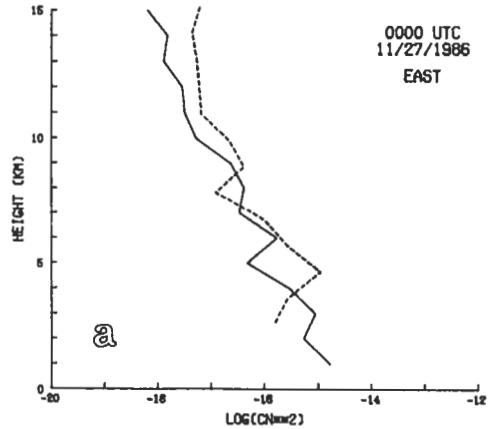


圖 3 (a) 1986 年 11 月 27 日 0000 UTC $< C_n^2 >$ (探空) 與朝東 C_n^2 (雷達) 之垂直分佈圖。實線為 $< C_n^2 >$ (探空) 分析、點線為 C_n^2 (雷達) 分析。
(b) 同(a)但為朝北。

秒內大氣之狀況。表 1 為本觀測所選擇的觀測參數，其中宇宙雜音溫度 (T_c) 與雷達頻率成反比，經查表 (Jordan 與 Balmain, 1968) 中遷特高頻雷達的平均宇宙雜音溫度約為 7×10^3 K，對於接收機雜音溫度 (Tr_x) 和傳輸效率 (α) 目前尚未檢定，但其差異並不顯著，如傳輸效率極佳者約只達 0.25，因此暫時沿用美國 Sunset 雷達的發佈資料 $Tr_x \sim 300^\circ K$ ， $\alpha \sim 0.16$ (VanZandt 等, 1978)。

雷達方程式有許多學者提出的各種形式，但大體上只在係數項略作修改，各參數間的關係並無不

同 (Probert - Jones, 1962)。對特高頻雷達而言，傾斜發射的回波機制為亂流的返散射，垂直發射的回波機制則包括穩定層的佛涅爾反射 (Fresnel reflection) 和亂流層的佛涅爾散射 (Fresnel scattering) 兩類，因此傾斜和垂直發射的雷達方程式各不相同 (Gage 與 Balsley, 1980)。由於本文旨在探討亂流的垂直結構，在此取傾斜方向之形式，從 Marshall 等 (1955) 的雷達方程式

$$\eta = \frac{8 \pi Pr r^2}{P Ae \Delta r} \tag{13}$$

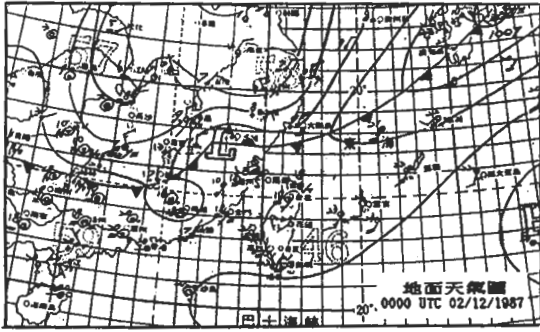


圖4 1987年2月12日 0000 UTC之地面天氣圖。

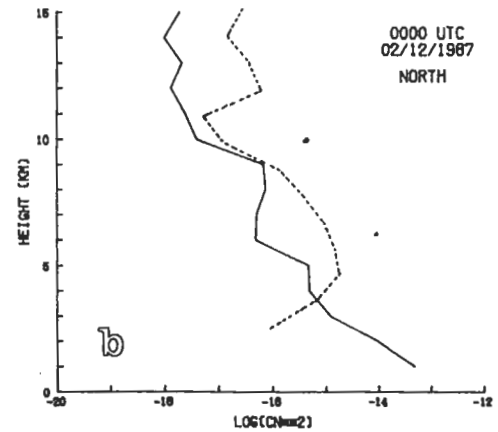
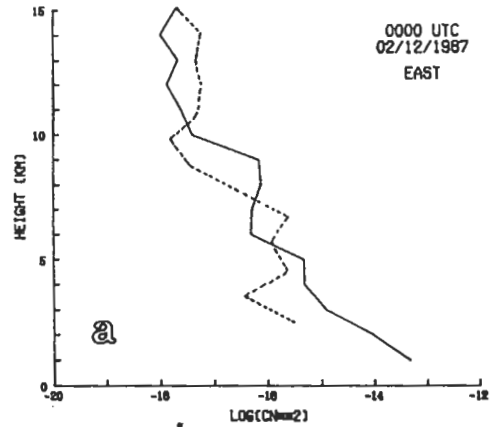


圖6 (a) 1987年2月12日 0000 UTC < C₂² (探空) >與朝東 C₂² (雷達) 之垂直分佈圖。實線為 < C₂² (探空) >分析、點線為 C₂² (雷達)分析。
(b) 同(a)但為朝北。

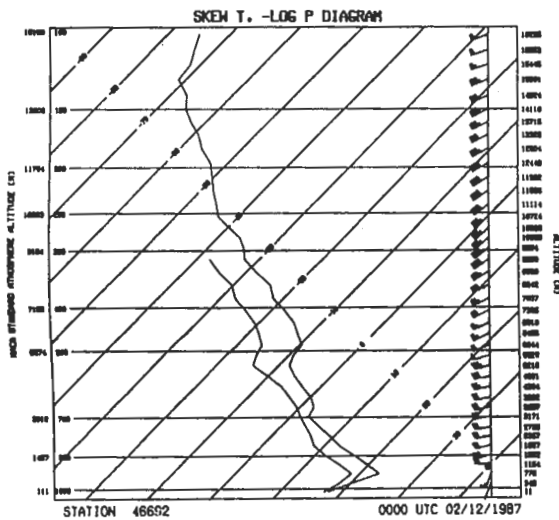


圖5 1987年2月12日 0000 UTC板橋測站之探空斜溫圖。

其中 η 為反射率, P_r 為接收功率, P 為平均發射功率, A_e 為有效接收天線面積, r 是距離, Δr 是解析距離 (range resolution)。平均發射功率 P 與巔值發射功率 P_t 之關係為 (Röttger, 1984)

$$P = \alpha P_t F_r \tau \tag{4}$$

α 為雷達傳輸效率, F_r 為脈波覆類 (pulse repetition frequency), τ 為脈波持續時間 ($= 2 \Delta r / C$), C 為光速, 故

$$\eta = \frac{8 \pi}{2} \frac{C P_r}{\alpha P_t F_r A_e} \left(\frac{r}{\Delta r} \right)^2 \tag{15}$$

對於接收功率有以下的探討。在接收功率中會參雜訊號功率和雜音功率, 雜音的來源包括地面及建築物、星體輻射 (如太陽、電子星)、飛機、以及其它來源的無線電波和接收機的熱雜音 (thermal noise)。由於此地 52 MHz 波段非常的“安靜”, 沒有其它電波的頻率干擾, 同時地面建築物及飛機的回波極易檢查出來, 因此主要的雜音來源可歸類於星體輻射 (即宇宙雜音) 和接收機熱

表 1 中壘特高頻雷達之觀測參數

有效天線面積(一個陣列)	Ae	1390	m ²
頻率	f	52	MHz
脈波覆頻	Fr	2	KHz
頻譜頻寬	B	2	Hz
脈波持續時間	τ	7	μsec
波長	λ	5.77	m
解析距離	Δr	1.05	Km
巔值發射功率	pt	40	KW
發射角度(傾斜天頂角)	χ	15	Degree
半功率波柱寬	θ, φ	5	Degree
宇宙雜音溫度	Tc	7000	°K
接收機雜音溫度	Trx	300	°K
天線和傳輸線效率	α	0.16	

雜音。若以雜音溫度(T)來表示雜音功率(Jordan與Balmain, 1968)

$$P_a = KTB \quad (16)$$

Pa 為在絕對溫度 T °K 下, 電阻所產生的雜音功率, K 在此為波茲曼常數 ($1.38 \times 10^{-23} \text{ J/°K}$), B 為頻寬 (Hz)。加上傳輸效率 α 的考慮, 則接收功率 (Pr) 和雜音功率經線路傳送過程後變為

$$\frac{P_r}{KTcB} \rightarrow \text{天線} \xrightarrow{\frac{\alpha P_r}{\alpha KTcB}} \text{接收機} \xrightarrow{\frac{\alpha P_r}{\alpha KTcB + KTrxB}}$$

因此訊號功率對雜音功率之比為

$$\frac{S}{N} = \frac{\alpha P_r}{(\alpha Tc + Trx)KB} = \frac{P_r}{(Tc + Trx/\alpha)KB} \quad (17)$$

將(17)式代入(15)式並考慮傾斜 χ 度發射時, 有效天線面積須再乘倍數 cos χ, 則

$$\eta = \frac{8\pi}{2} \frac{CKB(Tc + Trx/\alpha)}{\alpha Pt Fr Ae \cos \chi} \left(\frac{r}{\Delta r}\right)^2 \left(\frac{S}{N}\right) \quad (18)$$

當電磁波在大氣中傳播時, 由亂流所造成的折射率不均勻體會使電磁波產生返散射的現象, 因此若假設散射無線電波的折射率指數不均勻體 (inhomogeneity) 相當於在慣性次距內的恒定亂流

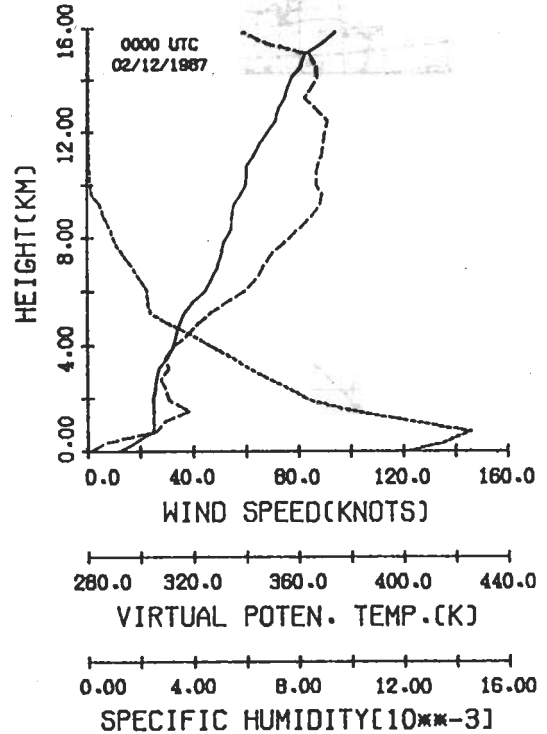


圖 7 1987 年 2 月 12 日 0000 UTC 之探空風速、虛位溫及比濕之垂直分佈圖。實線為虛位溫、斷線為風速、點線為比濕。

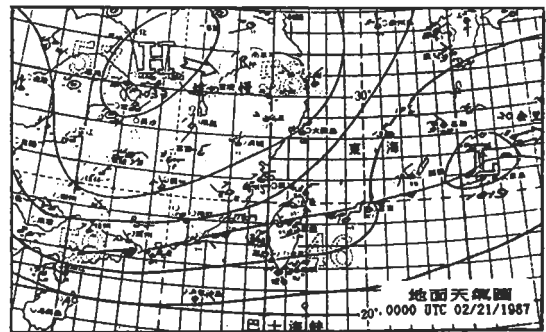


圖 8 1987 年 2 月 21 日 0000 UTC 之地面天氣圖。

，則經由 η 可計算 C_n^2 如下 (Ottersten, 1969)

$$C_n^2 \text{ (雷達)} = \eta \lambda^{1/3} / 0.38 \tag{19}$$

將表 1 內中壘特高頻雷達的參數代入(18)式，則(19)式成爲

$$C_n^2 \text{ (雷達)} = 9.201595 \times 10^{-21} \frac{r^2(S/N)}{P_t} \text{ [m}^{-2/3} \text{]} \tag{20}$$

由於每次觀測時的巔值發射功率 (P_t) 近乎維持固定，因此對同一距離而言， C_n^2 (雷達) 直接正比於 S/N ，嚴格的說應是 C_n^2 (雷達) 正比於訊號功率 (S)，即 (P_r) [參考(7)式]，以物理現象來表達的話就是，擾動越強烈的亂流，其造成折射率指數場的擾動亦越劇烈，使雷達接收到的返散射功率增大，因此 C_n^2 (雷達) 的值越大代表亂流的擾動越強。

訊號對雜音功率比 (S/N) 須從都卜勒頻譜中決定。由於宇宙雜音和接收機雜音都有隨機過程的性質，在都卜勒頻譜上其功率密度 (power density) 會近乎均勻的分佈在各頻率上，因此又可稱爲“白色”雜音 (white noise)，“白色”雜音不會改變真實訊號在頻譜上的形狀，只會將其功率疊加在真實訊號上，使人誤以爲訊號的功率提高，就好像潮水的升降會抬升或降低船高度的情形一樣。因此決定平均雜音功率可簡單的在頻譜上取最低的功率值或訊號頻寬 (signal bandwidth) 外的功率密度之平均值 (Cornich, 1984)，或以變異性決定雜音功率密度之低限 (threshold) (Hilderbrand 與 Sekhon, 1974)，然訊號頻寬並不易決定，而 Hilderbrand 與 Sekhon 的方法收斂的情形亦不甚理想。本文重新探討雜音在頻譜上分佈的特徵，理論上“白色”雜音是均勻分佈在頻譜上，但事實上由於 FFT 有一定的頻率範圍限制，故實際頻譜中的“白色”雜音是在一平均值作上下振動，振動之範圍很小，若剔除真實訊號的話，剩下的“白色”雜音中大於和小於平均雜音功率密度的點數，約各爲一半，因此迭次計算過程可以下式表示

$$R = \frac{n_i}{n_i + n_j} \tag{21}$$

n_i 爲功率密度小於平均功率密度的點數， n_j 爲功率密度大於平均功率密度的點數。當頻譜中同時包含真實訊號及白色雜音時， R 值恒小於 0.5，而其中含有真實訊號之頻帶的平均功率必大於整頻譜的平均功率。因此，將功率密度大於平均功率密度之各點剔除，再計算新的平均功率密度，並重新計算 R 值。如此反覆運算，直到 R 值接近 0.5 時，其平均功率即爲白色雜音的平均功率。減去此平均值的功率密度才是真實訊號的功率密度。平均雜音功率密度乘以頻譜的總點數即爲總雜音功率，真實訊號功率密度的總和對總雜音功率之比即爲訊號對雜音功率比 (S/N)。

四、個案分析與討論

爲配合板橋測站探空氣球的施放時間，中壘 VHF 雷達亦選在 0000 UTC (0800 LST) 開始觀測。由於探空氣球自地面飄至 15 公里約需

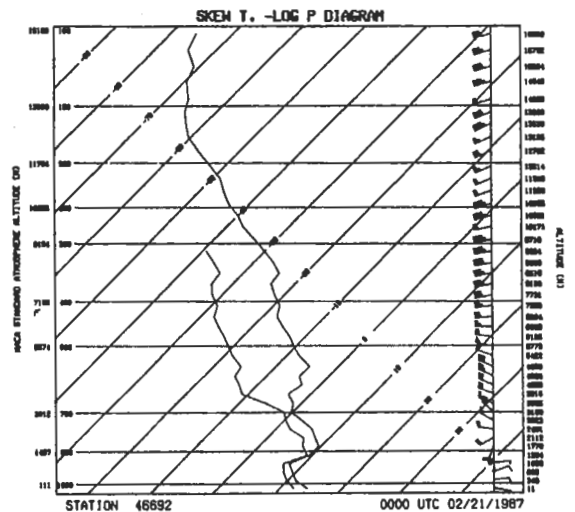


圖9 1987年2月21日 0000 UTC板橋測站之探空斜溫圖。

時 30 分鐘，因此雷達資料亦取 30 分鐘平均以資比較。

C_n^2 (雷達) 在最低的兩個高度受地面強回波 (ground clutter) 的干擾，導致真正回波信號被“污染”而無法辨識，因此這兩個高度的 C_n^2 (雷達) 並非可靠的值。對 VHF 雷達而言，垂直方向的回波機制並不只是單純的亂流散射，還包含反射的機制，其反射率須由它法計算。因此，在附圖中並未顯示垂直方向的 C_n^2 (雷達)。由於朝東方向的 C_n^2 (雷達) 的垂直走勢與 $\langle C_n^2 \rangle$ (探空) > 較為類似，因此以下大多以東向的 C_n^2 (雷達) 與 $\langle C_n^2 \rangle$ (探空) > 作比較和討論。本文第二作者在分析其他個案時也發現朝北方向的雷達回波較差，但目前尚無法判斷是何原因？

以下分別討論在不同天氣狀況下的個案分析結果：

(1) 1986 年 11 月 27 日 0000 UTC

27 日台灣受出海大陸變性氣團外圍環流的影響 (圖 1)，空氣仍頗為乾燥。板橋探空資料 (圖 2) 顯示在 3 公里處有一顯著的逆溫層而在 12 公里處有一微弱的強風軸。圖 3 為 C_n^2 的垂直分佈，實線為 $\langle C_n^2 \rangle$ (探空) > 的分析，而虛線為 C_n^2 (雷達) 的分析。在 3 公里高度雖然大氣處於熱力穩定狀態，但在同一高度風向有折轉出現，因此風切造成 $\langle C_n^2 \rangle$ (探空) > 在此高度較其上下層為大。相反地，熱力穩定及微弱風切使得在 5 公里高度的 $\langle C_n^2 \rangle$ (探空) > 較周圍為小。6 公里高度之 $\langle C_n^2 \rangle$ (探空) > 稍較突出乃由於速度風切所造成。 C_n^2 (雷達) 的分析除在 4 - 5 公里處較 $\langle C_n^2 \rangle$ (探空) > 的值為大外，其分析結果大致和探空資料的分析相當吻合。

(2) 1987 年 2 月 12 日 0000 UTC

鋒面在大陳島附近漸向南移 (圖 4)，台灣在鋒前暖濕空氣的籠罩下，低層空氣非常潮濕。板橋探空測站的斜溫圖 (圖 5) 顯示整層風速皆增強，強風軸區位在 9 公里至 12 公里間。逆溫層出現在 1 公里以下，其上至 4 公里間大氣頗不穩定，但在 1、2、3 公里上並沒有明顯的風切發生，因此 <

C_n^2 (探空) > (圖 6) 並沒有特別突出的值出現，其往上迅速遞減的情形顯為比濕的分佈 (圖 7) 所造成。9 公里和 10 公里間正好進入強風軸區，因此 $\langle C_n^2 \rangle$ (探空) > 和 C_n^2 (雷達) (圖 6) 都有驟減的趨勢。

(3) 1987 年 2 月 21 日 0000 UTC

鋒面正通過台灣北部 (圖 8)。從斜溫圖 (圖 9) 可看出高空風速甚強，風向在 850 hPa 附近迅速折轉。低層在 1 公里高度有一顯著逆溫層，而在 4 公里及 8 公里附近大氣較為穩定。熱力穩定使

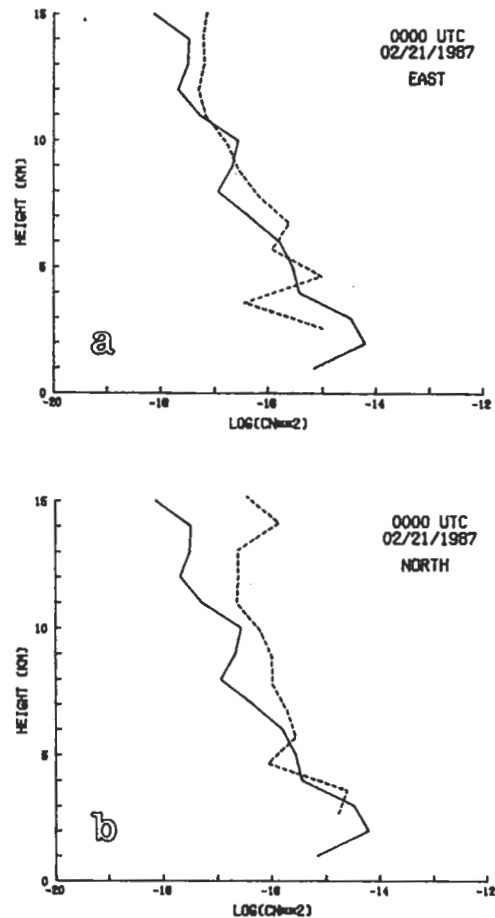


圖 10 (a) 1987 年 2 月 21 日 0000 UTC $\langle C_n^2 \rangle$ (探空) > 與朝東 C_n^2 (雷達) 之垂直分佈圖。實線為 $\langle C_n^2 \rangle$ (探空) > 分析、點線為 C_n^2 (雷達) 分析。
(b) 同(a)但為朝北。

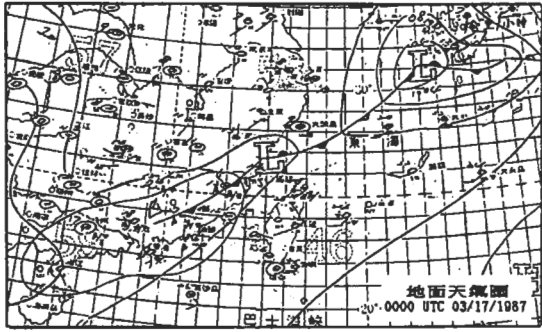


圖 11 1987年3月17日 0000 UTC之地面天氣圖。

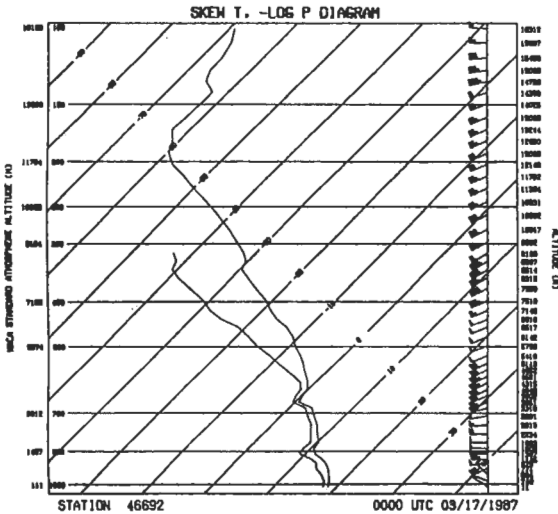


圖 12 1987年3月17日 0000 UTC板橋測站之探空斜溫圖。

得在這三個高度的 $\langle C_n^2 \text{ (探空)} \rangle$ 值得較其他層為小。強風軸內 (12~13 公里) $\langle C_n^2 \text{ (探空)} \rangle$ 及 $C_n^2 \text{ (雷達)}$ 的值都有減小的現象。此外，在 14 和 15 公里的地方同為穩定區，但較強的風切使 14 公里的 $\langle C_n^2 \text{ (探空)} \rangle$ 比 15 公里大將近 10 倍，朝北的 $C_n^2 \text{ (雷達)}$ 也對此強風切有所反應。

(4) 1987年3月17日 0000 UTC

冷鋒由日本南方向西南延伸經台灣北部外海 (圖 11)。板橋探空 (圖 12) 顯示強風軸在 10

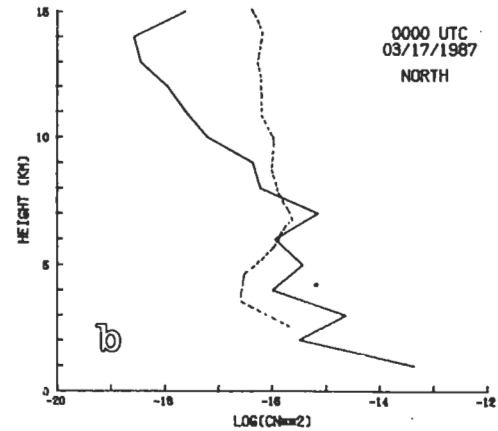
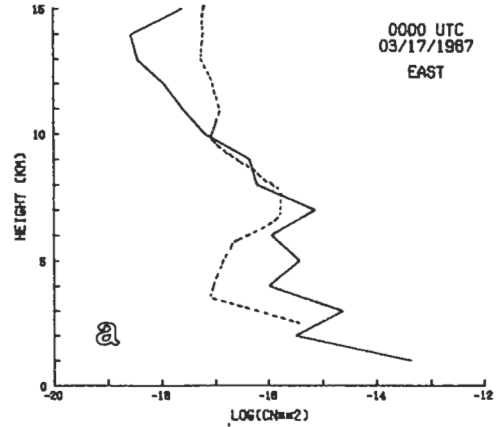


圖 13 (a) 1987年3月17日 0000 UTC $\langle C_n^2 \text{ (探空)} \rangle$ 與朝東 $C_n^2 \text{ (雷達)}$ 之垂直分佈圖。實線為 $\langle C_n^2 \text{ (探空)} \rangle$ 分析、點線為 $C_n^2 \text{ (雷達)}$ 分析。
(b) 同(a)但為朝北。

公里處風速高達 120 Knots，甚至在 1 公里處也有高達 50 Knots 的強風。1 公里處的低穩定度、強風切和比濕的劇烈變化，使 $\langle C_n^2 \text{ (探空)} \rangle$ (圖 13) 將近 $10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ 強，類似情形也發生在 3 公里處，但 $\langle C_n^2 \text{ (探空)} \rangle$ 較小。在 7 公里和 9 公里處都有強風切，但穩定度增加使 9 公里的 $\langle C_n^2 \text{ (探空)} \rangle$ 並不顯得較大。由於 10 公里已在強風軸內，因此 $\langle C_n^2 \text{ (探空)} \rangle$ 在此“滑落”，朝東的 $C_n^2 \text{ (雷達)}$ 對此強風軸和其下的風切亦有“滑落”和增加的現象。

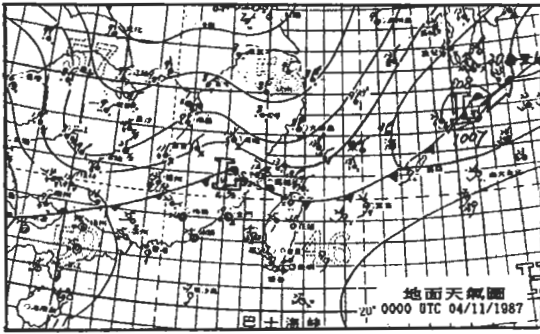


圖 14 1987 年 4 月 11 日 0000 UTC 之地面天氣圖。

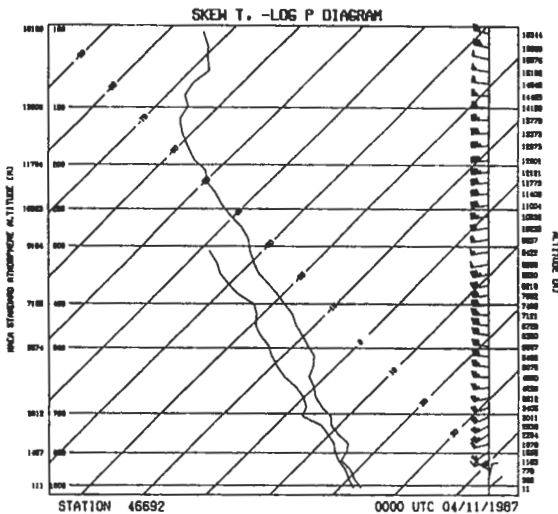


圖 15 1987 年 4 月 11 日 0000 UTC 板橋測站之探空斜溫圖。

(5) 1987 年 4 月 11 日 0000 UTC

10 日時有一鋒面在長江流域附近(圖未示)，11 日鋒面經過台灣北部(圖 14)，至 12 日時已到恒春附近(圖未示)，鋒面過境使台灣北部低層兩公里內非常潮濕(圖 15)，強風軸特別集中在 12 公里附近。2 公里處有很強的風速風切發生，其餘在穩定度和比濕的分佈則與 1 公里非常相似，因此會使人錯覺以為該處的 $\langle C_n^2 \rangle$ (探空) (圖 16) 應比 1 公里的大許多。事實上，從斜溫圖中(圖 15)可看出，在 1 公里的地方有很大的北風轉成西風的垂直風切，因此 1 公里的風切仍比

2 公里大些許。 $\langle C_n^2 \rangle$ (探空) 在 3 公里和 5 公里都突降了一個數量級，分別是弱風切和較強穩定度所造成，從 5 公里以上 C_n^2 (雷達) 與 $\langle C_n^2 \rangle$ (探空) 有非常類似的走向。尤其是朝東的方向在 12 公里處的強風軸內同樣有最小值的出現，唯數值上總維持一段差距。

從以上的個案分析可歸納出下列結果：

- (a) 大體上 $\langle C_n^2 \rangle$ (探空) 和 C_n^2 (雷達) 從低層約 $10^{-14} \sim 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ 遞減至上層約 $10^{-18} \text{ m}^{-2/3}$ 的趨勢是相似的。 C_n^2 (雷達) 常在 12 公里以上即不再減小，並非是亂流擾動不衰滅的結果，而是因為回波太弱，使 S/N 在到達極小值後不再減小所致。
- (b) 從 C_n^2 的垂直分佈上看，高層的變化較和緩，低層的變化則非常劇烈，一公里間 C_n^2 常可改變一個數量級以上，這是因為高層只有穩定度和風切影響大氣的狀況；而大氣在低層有較多且較激烈的擾動，同時又加入水汽分佈的影響，使情形複雜得多。通常 C_n^2 的值由低層約 $10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 到 9 公里時已減小至 $10^{-17} \text{ m}^{-2/3}$ 弱。因此 C_n^2 主要的變化在中下層的對流層內。
- (c) 水汽含量大部份包含在 9 公里以下；此高度以上，水汽含量之稀薄已低於探空儀所能感應的極限，水汽對 $\langle C_n^2 \rangle$ (探空) 的影響可由(2)式的中括號([])內的一項看出。該項內除比濕的大小會造成影響外，比濕的垂直梯度也在考慮之內，比濕垂直遞減很大時該項會增大，而比濕垂直遞增很大時該項則減小。
- (d) 高層通常會有強風軸出現在 10 至 14 公里間，強風軸的區域內部風切較弱使 C_n^2 減小。強風軸外圍有強風切使 C_n^2 增大。 C_n^2 (雷達) 對因強風軸存在而變化的現象，反應頗為顯著。
- (e) 穩定層常發生在低層和接近對流層頂的地方，穩定層會使 C_n^2 減小，這是熱力效應壓抑風切的結果。在(2)式中，穩定度增加使臨界風切 Sc 增大，使(7)式得到的亂流存在之機率減小，從

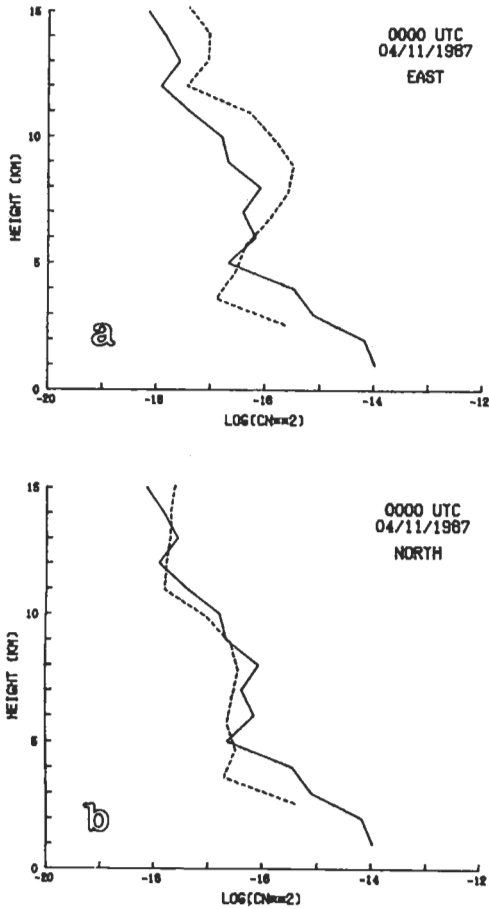


圖 16 (a) 1987 年 4 月 11 日 0000 UTC $\langle C_n^2 \rangle$ (探空) 與朝東 C_n^2 (雷達) 之垂直分佈圖。實線為 $\langle C_n^2 \rangle$ (探空) 分析、點線為 C_n^2 (雷達) 分析。
(b) 同(a)但為朝北。

而使 $\langle C_n^2 \rangle$ (探空) 減小。F 的值約在 $10^{-1} \sim 10^{-3}$ 之間。

從雷達反射率和探空資料分別計算得到 C_n^2 頗為相近，這顯示折射率指數的不均勻體與慣性次距內的亂流是非常近似的。在實際大氣中除了慣性次距內的亂流外尚有衰褪亂流 (decaying turbulence) 和重力波的存在，甚至僅有折射率指數擾動存在而無亂流的情形亦可能發生，這些都會導致 C_n^2 (雷達) 及 $\langle C_n^2 \rangle$ (探空) 結果的差異。在探空觀測模式中使用的參數 L_0 和 σ_0 ，在此扮

演的是規格化 (normalize) 權重的角色，但卻缺乏彈性的選擇以供不同的大氣狀況時使用。如大氣穩定度增加時，容易使亂流層變薄甚至使亂流不存在 (Weinstock, 1981; Lumley, 1964)，因此更實用的 L_0 的值仍有待推進。而台灣地區的亂流機率標準偏差 σ_0 亦需進一步實驗證實。觀測儀器的改進可使結果益臻完善，加強雷達的發射功率可探測到更高層，如對流層頂和平流層。探空資料的垂直解析不夠密集，由於每兩個風場資料在高度上相距約 300 ~ 400 公尺，因此在一公里厚度內，平均 $\langle C_n^2 \rangle$ (探空) 只靠 2 ~ 3 個探空資料計算是不太足夠的。

誌謝

本研究進行期間承國科會經費支援 (NSC75-0202-M008-19)、中央氣象局板橋探空測站提供探空觀測資料、中壢貴重儀器中心提供 VHF 雷達觀測資料，特此誌謝。博士班研究生黃健民先生的協助，亦在此一併誌謝。

參考文獻

- Abramowitz, M. and I.A. Stegun, 1964: Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs and Mathematical Tables. U.S. Government Printing Office, Washington, DC, 1046pp.
- Balsley, B.B. and K.S. Gage, 1980: The MST radar technique: Potential for middle atmospheric studies. *Pure Appl. Geophys.*, 118, 452-493.
- Barletti, R., G. Ceppatelli, E. Moroder, L. Paterno and A. Righini, 1974: A vertical profile of turbulence in the Atlantic air mass measured by balloon-borne radiosondes. *J. Geophys. Res.*, 79, 4545-4549.
- Buften, J.L., 1973: Correlation of microthermal turbulence with meteorological soundings in the troposphere. *J. Atmos. Sci.*, 30, 83-87.
- Chadwick, R.B., and K.P. Moran, 1980: Long-term measurements of C_n^2 in the boundary layer. *Radio Sci.*, 15, 355-361.
- Consortini, A., L. Ronchi and E. Moroder, 1973: Role of the

- outer scale of turbulence in atmospheric degradation of optical images. J. Opti. Soc. Amer., 63, 1246-1248.
- Cornish, C.R., 1984: Parameterization of spectra. Middle Atmosphere Program, 13, 535-542.
- Fried, D.L., 1966: Optical resolution through a randomly inhomogeneous medium for very long and very short exposures. J. Opti. Soc. Amer., 56, 1372-1379.
- Fujita, T.T., and F. Caracena, 1977: An analysis of three weather-related aircraft accidents. Bull. Amer. Meteor. Soc., 58, 1165-1181.
- Gage, K.S., T.E. VanZandt and J.L. Green, 1978: Vertical profiles of C_n^2 in the free atmosphere: Comparison of model calculations with radar observations. 18th Conf. on Radar Meteor., Amer. Meteor. Soc., 80-87.
- , and B.B. Balsley, 1980: On the scattering and reflection mechanisms contributing to clear air radar echoes from the troposphere, stratosphere and mesosphere. Radio Sci., 15, 243-257.
- , B.B. Balsley and J.L. Green, 1981: Fresnel scattering model for the specular echoes observed by VHF radar. Radio Sci., 16, 1447-1453.
- Hardy, K.R., D. Atlas and K.M. Glover, 1966: Multi-wavelength backscatter from the clear atmosphere. J. Geophys. Res., 71, 1537-1552.
- Hilderbrand, P.H. and R.S. Sekhon, 1974: Objective determination of the noise level in doppler spectra, J. Appl. Meteor., 13, 808-811.
- Jordan, E.C. and K.G. Balmain, 1968: Electromagnetic Waves and Radiation Systems, Prentice-Hall, Inc., 753pp.
- Lumley, J.L., 1964: The spectrum of nearly inertial turbulence in a stably stratified fluid. J. Atmos. Sci., 21, 99-102.
- Marshall, J.S., W. Hirschfeld and K.L.S. Gunn, 1955: Advances in Radar Weather, Advances in Geophysics. 2, pp. 1-56, Academic Press, New York.
- Ottersten, H., 1969: Atmospheric structure and radar back-scattering in clear air. Radio Sci., 4, 1179-1193.
- Probert-Jones, J.R., 1962: The radar equation in meteorology. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 88, 485-495.
- Röttger, J., 1984: The MST radar technique. Middle Atmosphere Program, 13, 187-232.
- Sato, T., and R.F. Woodman, 1982: Fine altitude resolution observations of stratospheric turbulent layers by the Arecibo 430 MHz radar. J. Atmos. Sci., 39, 2546-2552.
- Sutton, G.W., 1969: Limiting resolution looking upward through the atmosphere. J. Opti. Soc. Amer., 59, 115-116.
- Tatarski, V.I., 1961: Wave Propagation in a Turbulent Medium. Translated by R.A. Silverman, McGraw-Hill, New York, 285pp.
- , 1971: The effects of the turbulent atmosphere on wave propagation. National Technical Information Service, Springfield, VA. 74-76.
- VanZandt, T.E., J.L. Green, K.S. Gage and W.L. Clark, 1978: Vertical profiles of refractivity turbulence structure constant: Comparison of observations by the Sunset radar with a new theoretical model. Radio Sci., 13, 819-829.
- , K.S. Gage and J.M. Warnock, 1981: An improved model for the calculation of profiles of C_n^2 and ϵ in the free atmosphere from background profiles of wind, temperature and humidity. 20th Conf. on Radar Meteor., Amer. Meteor. Soc., 129-135.
- Weinstock, J., 1981: Using radar to estimate dissipation rates in thin layers of turbulence. Radio Sci., 16, 1401-1406.

VERTICAL OBSERVATION OF ATMOSPHERIC TURBULENCE

*Song-Chin Lin** *Fu-Shong Kuo*** *Chii-Chang Lee***Department of Atmospheric Physics
National Central University**Department of Physics
National Central University

(manuscript received November 16, 1987; in final form December 20, 1987)

ABSTRACT

The structure of the atmosphere can be disturbed by the presence of turbulence, and the radio refractive index of the atmosphere will also be changed in accordance. The variation of refractive index has been the echo mechanism of Doppler VHF radar, and the vertical gradient of refractive index is related to the vertical distribution of temperature and moisture content. In this study, rawinsonde and VHF radar observations will be used to analyze vertical profiles of refractivity turbulence structure constant C_n^2 , and further to understand the vertical structure of the atmospheric turbulence.

Analysis results show good agreement between C_n^2 's computed from rawinsonde and VHF radar observations, this suggests that the inhomogeneity of refractive index which scatters the radio waves is very similar to the turbulence in the inertial subrange. Of the three transmitted beams, analysis from the eastern tilted beam has best agreement with rawinsonde analysis. The value of C_n^2 varies from $10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ in the lower levels to $10^{-18} \text{ m}^{-2/3}$ in the upper levels. Since C_n^2 is proportion to wind shear, in the upper levels, C_n^2 tends to minimize at the height of jet stream and maximize in the vicinity of jet stream. In the lower atmosphere, up to several orders of difference in the values of C_n^2 indicates large variation of turbulence intensity both in space and time.

Key words: atmospheric turbulence, refractivity turbulence structure constant C_n^2 , Doppler VHF radar