

電離層場列不規則體回波都卜勒頻譜波束加寬效應的研究

國立中央大學太空科學研究所 朱延祥

一、前言

電離層(ionosphere)係位於離地約 60 到 800 公里之間的高層大氣，以其具有地球大氣中最濃密的自由電子與離子密度並能影響電波傳播為主要特徵。電離層最大自由電子密度約為 10^6 - 10^7 電子/cm³，主要發生在約 250 到 300 公里的高度。在此高度下，中性大氣的密度仍遠比帶電粒子密度要高出約 1000 倍，顯示電離層內中性大氣與帶電粒子之間的交互作用是不可以被忽略的[1]。在種種不同物理機制的作用下，電離層中的自由電子密度與離子密度會產生出各種大小尺度(scale)不同的不規則擾動，或稱電漿不規則體(plasma irregularities)。例如在電離層的 F 域中(高度在約 150 公里以上)，電漿不規則體的主要激發機制有 Rayleigh-Taylor 不穩定，drift wave 不穩定，以及 Perkins 不穩定等。而在電離層 E 域(高度約在 90 到 150 公里之間)中，電離層不規則體的激發機制，則有雙流不穩定(two-stream instability)，梯度漂移不穩定-gradient drift instability)，以及中性亂流引起的電漿不規則體(neutral-induced plasma irregularities)等[2]。

由於受到地球磁力線束縛的影響，電離層帶電粒子沿磁力線方向運動的自由度，遠比橫過磁力線方向要大的多。換言之，電離層電漿不規則體將具有沿磁力線分布的特性，故特稱此種電漿不規則體為場列不規則體(field-aligned irregularities)。由於場列不規則體之電漿密度的空間變化在垂直磁力線方向遠比平行磁力線方向要劇烈的多，導致場列不規則體中具有布拉格尺度(Bragg scale)大小的電漿不規則體的擾動強度，在垂直磁力線方向要比平行磁力線方向要大。此特性使得場列不規則體在散射(scatter)雷達波時，其回波功率將具有極端顯著的方向靈敏性(aspect sensitivity)，亦即當雷達波束垂直磁力線方向發射與接收時，場列不規則體的回波功率為最大，而當波束主軸偏離垂直磁力線方向些微

角度時(約 $\pm 0.5^\circ$)，回波功率便急遽降低，當偏離角度超過 1° - 2° 時，回波強度便減弱到地面雷達無法接收[3]。以數學的角度而言，地面雷達所觀測到的場列不規則體回波都卜勒頻譜(Doppler spectrum)基本上為電漿不規則體的隨機擾動(random fluctuation)與波束加寬效應(beam broadening effect)所貢獻的頻譜(後者特稱為波束加寬頻譜(beam broadening spectrum))二者摺積(convolution)的結果。由於波束加寬頻譜的寬度決定於雷達目標物沿雷達波束的徑向速度(radial velocity)，以及雷達的有效天線波束寬(effective antenna beam width)(其定義為雷達實際的天線波束型態(antenna beam pattern)與雷達回波方向靈敏性的乘積，詳如第二節所述)的大小，因此若雷達目標物的徑向速度甚低，或雷達的有效天線波束寬十分狹窄而可以用 δ 函數來趨近時，則雷達回波都卜勒頻譜可以視為單獨由電漿擾動的貢獻所致。有鑑於此，一般學者在解釋電離層場列不規則體雷達回波頻譜的特性時，均忽略波束加寬效應的影響，而將雷達觀測所得的回波頻譜寬直接解釋為電漿不規則體隨機擾動的結果[4,5]。

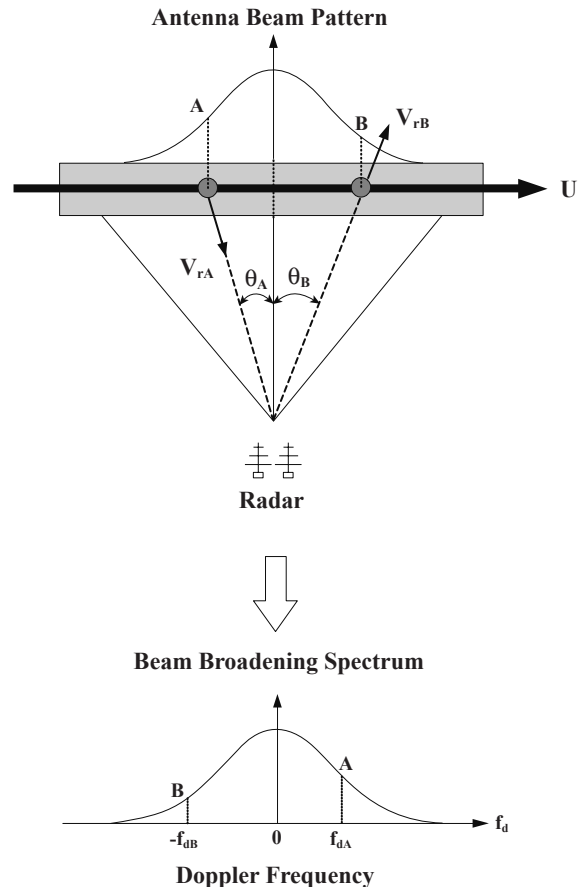
然而，值得注意的是，電離層場列不規則體回波功率的方向靈敏性是一種非均向(anisotropic)的現象，亦即只存在於平行磁力線的方向，而不發生於垂直磁力線的方向。因此在沿著垂直磁力線方向上，當電漿不規則體有甚高的移動速度，同時有效天線波束寬亦夠大時，波束加寬效應對於場列不規則體回波都卜勒頻譜寬的貢獻將顯現其重要性而不可以被忽略。在第二節中將說明適用於電離層場列不規則體的理論波束加寬頻譜，以定量估計其波束加寬頻譜寬的大小。在第三節中，將根據中壢特高頻雷達(Chung-Li VHF radar)的觀測結果，展示場列不規則體回波都卜勒頻譜受到波束加寬頻譜所支配的觀測實例。在第四節中將討論場列不規則體波束加寬頻譜在探討電離層不規則體的產生機制

與特性上的應用，並提出本文的結論。

二、電離層場列不規則體波束加寬頻譜

所謂波束加寬效應係指均勻散佈在雷達波束內的雷達目標物隨背景風場而移動時，若雷達波束寬夠大，同時目標物移動速度夠快，則雷達回波中的都卜勒頻移以及所對應的回波功率，將因目標物在雷達天線波束內位置的差異而有所不同，因而造成回波都卜勒頻譜的增寬。換言之，波束加寬頻譜只與有效天線波束型態以及目標物的漂移速度有關，而與目標物的隨機擾動無關。波束加寬頻譜的形成，可以藉由圖一中分別位在雷達波束主軸兩側目標物所對應的都卜勒頻移來解釋。圖中假設目標物係由特性完全相同的均勻球狀物所組成，各球狀物均以速度 U 朝橫過雷達波束主軸的方向運動，而天線波束型態 (antenna beam pattern) 亦假設呈類似鐘型函數 (bell-shaped function) 的型態，如圖一頂端曲線所示。在固定的漂移速度之下，位於天線波束主軸左側與右側的目標物所產生的都卜勒頻移以及所對應的回波功率，將因位置的不同而異。例如圖一中目標物 A 所具有徑向速度將為 $V_{rA} = U \sin(\theta_A)$ ，而所對應的回波功率則直接與 A 點處的雷達功率有關。利用徑向速度與都卜勒頻移 f_d 的關係式 $V_r = -f_d \lambda / 2$ ，其中 λ 為雷達波長，便可以得到目標物 A 所產生的都卜勒頻移 f_{dA} 。同理，目標物 B 所產生的都卜勒頻移則為 f_{dB} ，而所對應的回波功率則決定於 B 點處的雷達功率。至於位在其他不同位置的目標物，則將產生與 A 與 B 點處不同的都卜勒頻移以及回波功率。由於位於天線波束主軸兩側的目標物所對應的徑向速度方向相異 (其定義為遠離雷達為正，靠近雷達為負)，導致所產生的都卜勒頻移正負相反，因而造成回波頻譜的增寬，此即為波束加寬效應。因此由上述的說明可以理解，波束加寬頻譜的特性將只決定於有效天線波束的型態以及目標物在雷達體積中的漂移速度，而與目標物本身的擾動與進化 (evolution) 無關。

對電離層場列不規則體而言，由於受到回波功率方向靈敏性的影響，其有效天線波束型態將十分類似於一個扇形 (fan-like)，亦即在平行磁力線的方向十分狹窄 (約只有 1° 左右的寬度)，而在垂直磁力線的方向則相對寬的多，其大小決定於

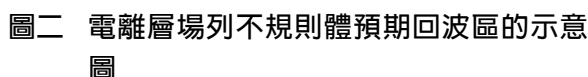


圖一 波束加寬效應示意圖

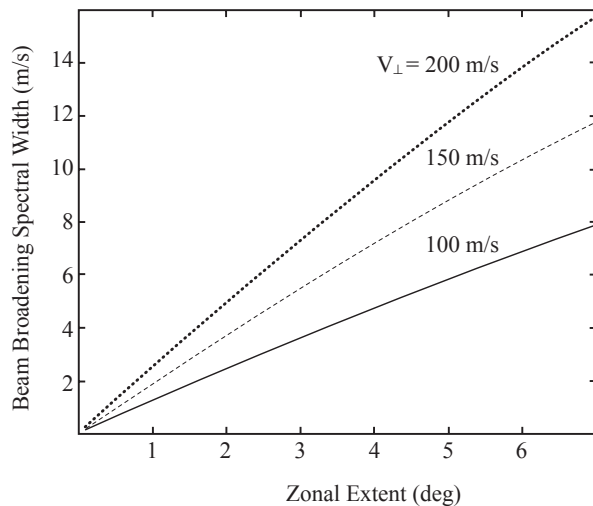
雷達天線波束寬[6]。因此當場列不規則體沿扇形面方向移動時，波束加寬效應對於不規則體回波頻譜的增寬作用便必須要加以考慮。圖二為電離層場列不規則體在雷達波束中回波產生區 (echoing region) 的示意圖，圖中 A O 直線代表雷達波束主軸， δ 為雷達波束天頂角 (zenith angle)，圖中的圓盤代表離雷達 A 某一距離 R 處的雷達波束的橫切面，位於圓盤上帶箭頭的斜直線為地球磁力線，長條陰影區代表場列不規則體的預期回波區 (expected echoing region)，係呈扇形的有效天線波束在距離 R 處的橫切面， θ 為位於預期回波區中 P 點處相對於波束主軸的錐角 (cone angle)，而 ϕ 則為 P 點相對於預期回波區主軸的時鐘角 (clock angle)，圖中座標軸 x, y, z 分別指向預期回波區主軸，地磁場，以及波束主軸方向。理論上，波束加寬頻譜 $S(f)$ 可以表示如下 [7-9]

$$S(f)df = C \int \Pi(\theta(f), \phi(f)) G(\theta(f), \phi(f)) dA(f) \quad (1)$$

其中 C 為與雷達參數相關的常數， f 為都卜勒頻



自然科學簡訊第十七卷第一期

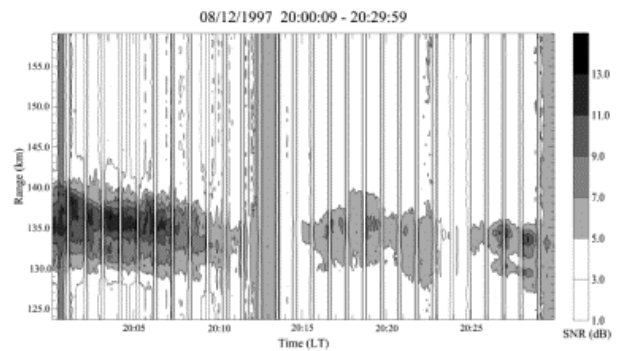


圖三 電離層場列不規則體波束加寬頻譜寬隨不規則體沿東西向的延伸範圍與漂移速度而變的定量估計

則體的波束加寬頻譜寬最大值大約在 10-20m/s 之間。

三、觀測實例

爲了要驗證波束加寬效應對於電離層場列不規則體的回波都卜勒頻譜的影響，我們分析了 1997 年 8 月 12 日 20:00 到 20:30LT 利用中壢 VHF 雷達所觀測的電離層散塊 E 層(sporadic E layer)不規則體的回波。本次雷達實驗所採用的雷達參數如下：三座雷達模組(module)同時發射與接收，每座模組發射尖峰功率爲 40 千瓦，脈波寬(pulse length)爲 28 μ s，使用 7 比次(Bit)的巴可相位調變碼(Barker phase code)，取樣距離爲 120 到 160 公里，同相積分(coherent integration)次數爲兩次。圖四爲不規則體回波功率隨時間與距離的分布圖。由圖中可以看出不規則體的出現爲間歇不連續狀，發生的距離在 127 到 142 公里之間。利用空間域雷達干涉法(spatial domain radar interferometer)可以精確的定出不規則體在回波區中的位置，進而可以了解電漿不規則體的空間三維結構與特性[6,11,12]。圖五爲不規則體空間結構投影到垂直平面(最上各圖)，東西向平面(中間各圖)，與水平面(最下各圖)的結果。由圖中可以清楚看出，電漿不規則體的回波區域在東西向平面與水平面上的投影爲兩條長度不等的細長條狀，暗示電漿不規則體係由兩層水平延伸範圍不同的層狀結構所組成[13]。除此之外，由



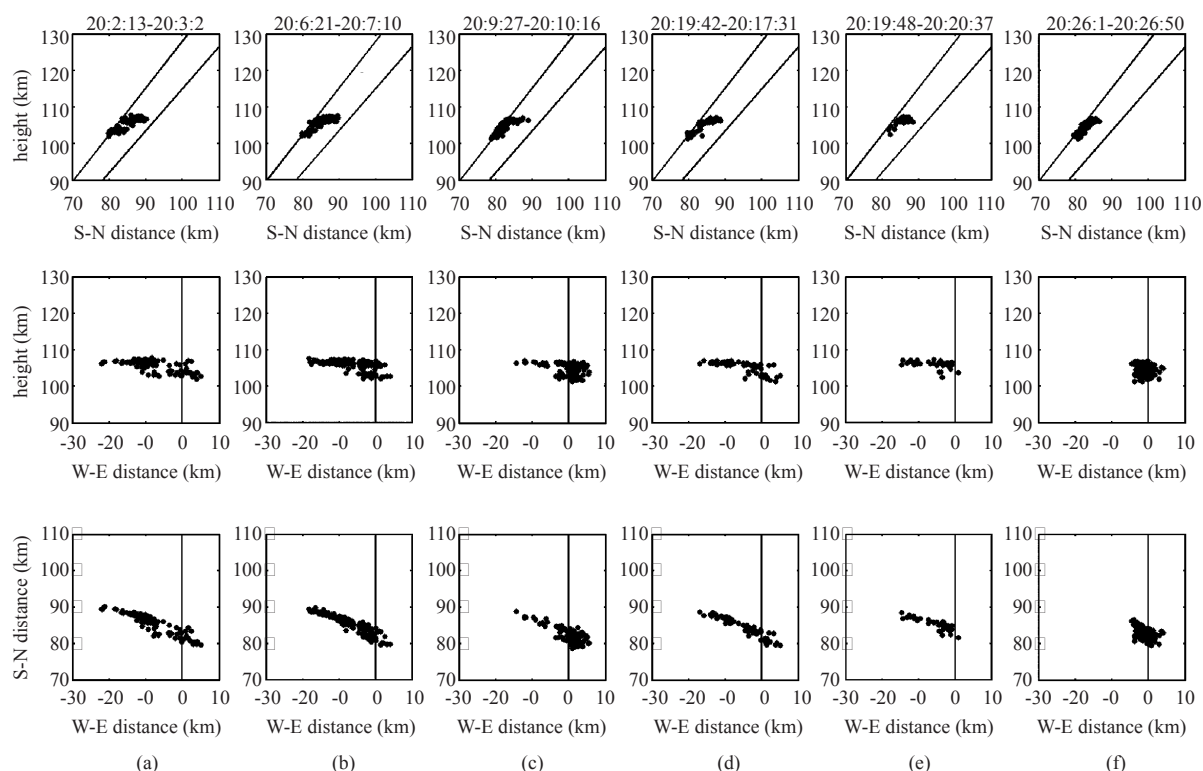
圖四 電離層 E 域場列不規則體回波功率隨時間與距離的分布圖

不規則體回波區域在不同平面上的位置隨時間的改變，以及不規則體回波都卜勒頻移和不規則體位置偏離波束主軸的距離呈正比的觀測現象，可以推論出電漿不規則體係以約 50 到 130 m/s 的速度朝東漂移。至於不規則體沿波束主軸的漂移速度分量 $V_{\parallel}$ ，則可以藉由位於波束主軸處的不規則體回波的都卜勒頻移估計出。

除了漂移速度之外，由圖五可以進一步的量測出不規則體的位置以及空間結構大小。利用這些訊息，根據式(4)，(8)與(9)，便可以得到場列不規則體的波束加寬頻譜。圖六爲場列不規則體的實測都卜勒頻譜(細實線)與計算所得的波束加寬頻譜(粗點線)的比較。由於圖中所顯示的平均都卜勒頻移均遠小於電離層 E 域的離子聲速(ion-acoustic speed)(約 300 到 360 m/s)，故所對應的場列不規則體被歸類爲型態二不規則體(type 2 irregularities)。由圖中可以明顯看出觀測所得的場列不規則體頻譜大部分係由波束加寬效應所支配。此結果暗示在解釋電離層場列不規則體的頻譜特性時，波束加寬效應不能完全忽略，而須予以考慮。

四、討論與結論

長久以來，學者們都認爲電離層場列不規則體雷達回波的頻譜寬不受波束加寬效應的影響。但 Chu[10]的理論研究以及本文中所提出的觀測證據，首次證實波束加寬效應會支配電離層場列不規則體的回波都卜勒頻譜。因此若雷達波束在地磁東西方向有較大的寬度，同時不規則體在空間中的延伸範圍甚大並且移動快速時，則波束加寬效應對場列不規則體回波都卜勒頻譜的影響就必須要考慮。

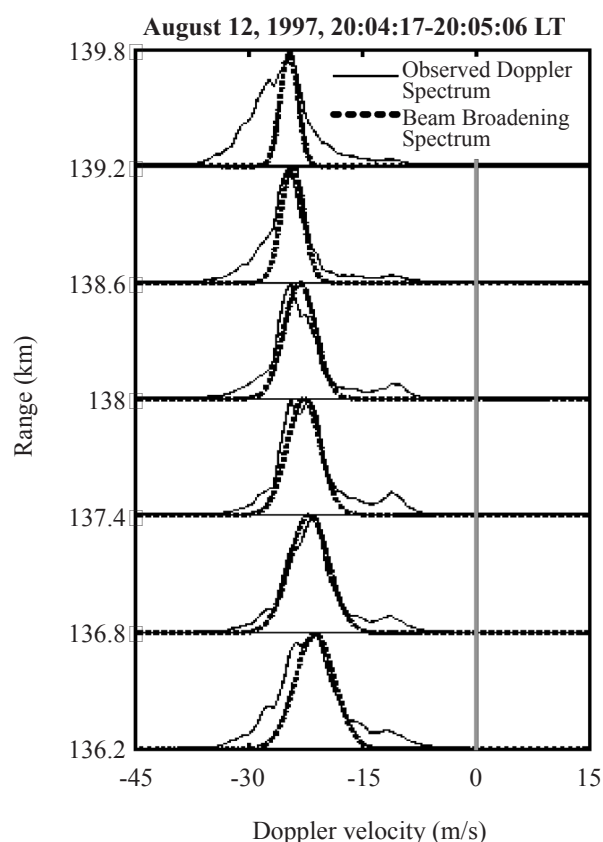


圖五 由雷達干涉法解析所得的場列不規則體空間結構在不同平面投影的結果

若波束加寬效應顯著時，則必須自觀測都卜勒頻譜中將波束加寬頻譜移除，才可以得到場列不規則體的擾動速度以及其他衍生的電離層不規則體訊息。理論上，觀測的都卜勒頻譜為波束加寬頻譜與電漿亂流頻譜的摺積結果，其數學表示式如下

$$\sigma_{obs}^2 = \sigma_{tur}^2 + \sigma_B^2 \quad (10)$$

其中 σ_{obs} 為觀測的都卜勒頻譜寬， σ_B 為波束加寬頻譜寬， σ_{tur} 為電漿亂流頻譜寬。若假設電漿不規則體係由梯度漂移不穩定所產生，則首先激發出的不規則體為公里級以上的大尺度電漿波，再利用非線性的亂流能量下傳過程(nonlinear turbulence energy cascade process)，自大尺度電漿波中產生公尺級的小尺度不規則體。由梯度漂移不穩定理論上可以預期 σ_{tur} 將與 $k^{2/3}V_d^{4/3}$ 呈比例，其中 k 為雷達波數(radar wavenumber)，而 V_d 為電子相對於離子的漂移速度(drift speed) [4]。但若電漿不規則體是由中性亂流所引起，由於中性亂流的發生與背景風場的風切(wind shear)和溫度梯度有關，而與背景風場平均值無關，則可以預期在此情況下的 σ_{tur} 將只與中性風場的風切有關，而與 V_d 無關[14]。因此若能自雷達



圖六 電離層型態二場列不規則體的實測都卜勒頻譜（細實線）與計算所得的波束加寬頻譜（粗點線）的比較

觀測資料中得到 σ_{ur} 與 V_d 的訊息，並分析二者的關係，則對於正確判斷電離層場列不規則體的發生機制將有重大的幫助。

另外在發展場列不規則體的波束加寬頻譜的過程中，我們應用雷達干涉法的技術，除了解析不規則體的空間位置與涵蓋範圍之外，並可以得到由大尺度(約公里級)電漿不規則體在水平投影面上的位置隨時間位移(displacement)所算出的軌跡速度(trace velocity)。而應用式(8)，則可以算出小尺度(3 公尺級)的電漿不規則體沿東向的漂移速度。因此藉由比較大尺度與小尺度不規則體的漂移速度，可以檢查電漿不規則體的凍結效應(frozen-in effect)，亦即小尺度不規則體是否凍結在大尺度中二者以同一速度移行。電漿不規則體的凍結效應是否存在，可以驗證電漿不規則體的激發機制理論，包括梯度漂移不穩定與漂移波不穩定(drift wave instability)等。除此之外，配合雷達干涉技術的應用與回波都卜勒頻移，凍結效應亦可以用來大致估計大尺度電漿不規則體的空間幾何結構特性，包括軸比(axial ratio)，主軸排列方向，以及真實漂移速度等。因此若能善用場列不規則體的波束加寬效應，對於進一步增進我們對電離層場列不規則體的了解將有極大的助益。

參考文獻

- [1] H. Rishbeth and O.K. Garriott, *Introduction to ionospheric physics*, 331pp, Academic, San Diego, California (1969).
- [2] M.C. Kelley, *The earth's ionosphere*, Academic Press, San Diego, California (1989).
- [3] E. Kudeki and D.T. Farley, *J. Geophys. Res.*, **94**, 426 (1989).
- [4] D.T. Farley, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **47**, 729 (1985).
- [5] A.V. Kustov and C. Haldoupis, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **54**, 415 (1992).
- [6] C.Y. Wang and Y.H. Chu, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, **63**, 123 (2001).
- [7] P.W. Sloss and D. Atlas, *J. Atmos. Sci.*, **25**, 1080 (1968).
- [8] G.D. Nastrom, *Ann. Geophysicae*, **15**, 786 (1997).
- [9] Y.H. Chu, *J. Atmos. Oceanic Techno.*, **19**, 1955 (2002).
- [10] Y.H. Chu and C.Y. Wang, *J. Geophys. Res.*, **108(A7)**, 1282, doi:10.1029/2002JA009661 (2003).
- [11] Y.H. Chu and C.Y. Wang, *Radio Sci.*, **32**, 817 (1997).
- [12] Y.H. Chu and C.Y. Wang, *J. Geophys. Res.*, **104**, 2621 (1999).
- [13] Y.H. Chu and C.Y. Wang, *J. Geophys. Res.*, **107(A12)**, 1447, doi:10.1029/2002JA009318 (2002).
- [14] A.V. Gurevich N.D. Borisov and K.P. Zybin, *J. Geophys. Res.*, **102**, 379 (1997).