

台灣區 HIRS/2 遙測頻道 大氣穿透率計算模式之研究

劉振榮

吳哲榮

國立中央大學太空及遙測研究中心

(中華民國八十年五月二十日收稿；中華民國八十年九月一日定稿)

摘 要

在應用 HIRS (High Resolution Infrared Radiation Sounder) 頻道輻射觀測資料來反演大氣垂直溫濕剖面過程中，HIRS 各頻道大氣穿透率的快速計算及準確度，對反演結果的時效性及準確性具極大的關鍵作用，因此為了迅速求得反演區域中各高度層準確的大氣穿透率，以供 HIRS/2 遙測頻道之使用，便於即時求取一些氣象因子（如海面溫度、垂直溫度剖面、水汽剖面等），於是本研究建立兩種簡單計算大氣穿透率模式，其一為混合比為常數，其二為混合比為變數。經由數學計算，考慮穿透率與吸收氣體之溫度、壓力及吸收氣體含量之間的關係，並加入量化近似值、能量參數值，可推得兩組計算大氣穿透率的模式。而 HIRS/2 遙測頻道主要的吸收氣體為水汽（混合比為變數）和二氧化碳（混合比為常數），因此兩模式所得的穿透率相乘，即為大氣總穿透率。

本研究選取 20 個各種天候之探空資料做為檢驗模式準確度之樣本所求得之結果與 LOWTRAN-6 程式套的穿透率計算模式結果比較，其最大均方根誤差為第 12 頻道的 0.039，而所有頻道之平均誤差僅為 0.013 因此其準確度頗令人滿意，而在計算時所花費的 CPU 時間比 LOWTRAN-6 程式套計算時間快了約 19 倍。因此，所得之兩組模式可以達到實用性的目的，以供 HIRS/2 頻道之使用。

關鍵詞：HIRS/2 遙測頻道，大氣穿透率

一、前 言

由於氣象衛星遙測技術的興起，因此如何迅速得到大氣穿透率，以供衛星來遙測大氣因子（如海溫、垂直溫度剖面、水汽剖面）以及作大氣糾正（以供資源衛星應用），是除了遙測方法與技術外的另一重要因素。

大氣穿透率的求取，隨著日益的需求，便有許多方法因應而生。而當中以 Line-by-Line 的計算方法（見 Drayson, 1966）最為準確。但是由於計算方法繁複而又非常消耗計算機時間，因此於 70 至 80 年代間美國空軍地球物理實驗室 (AFGL,

Air Force Geophysics Laboratory) 發展出一套頗為完善之大氣穿透率計算模式 Lowtran 6 程式套（見 Kneizys et al., 1983），不過由於使用者必需做較為複雜的資料輸入程序，而且花費時間還是頗為可觀，因此減低其在氣象衛星資料反演中應用的實用性。

大氣穿透率主要與吸收氣體的溫度、壓力以及吸收氣體的含量有關（見 Morcrette et al., 1986），將這些因子和大氣穿透率函數利用數學運算和藉著量化近似值及能量參數可推演求得簡單的大氣穿透率計算模式，模式只經數學運算，不但使用方便，且計算上非常的快速、準確，頗

能滿足我們在利用衛星遙測大氣因子時之需求。

McMilling 和 Fleming 於 1976 年導出了一個簡單的混和比為常數的大氣穿透率計算模式，於 1979 年導出了混和比為變數的大氣穿透率計算模式。兩者均考慮到儀器頻譜反應的影響。但是對於穿透率的定義，若依能量的觀點而言，則必需考慮到入射能量。李和劉在 1988 年把 McMilling 和 Fleming 所推得混和比為常數的模式加入入射能量，其結果證實了加入入射能量確能夠得到較好的結果。

劉和林(1989)曾研究 LANDSAT-5 TM 紅外線頻道之大氣穿透率計算模式並應用在求取臺灣

沿岸海面溫度之應用。研究中亦把 McMilling 和 Fleming 所推得混和比為變數的模式加入入射能量，作了初步的研究，其結果因在 $11\mu\text{m}$ 窗區頻道上，波長位置恰於地球長波輻射之極大值區域，波段範圍內之入射輻射能量可約略視為常數，因此改進上並不能凸顯，但依然可看出加入入射能量所得結果均比未加入入射能量稍佳。因此本文採用考慮入射能量參數於模式中，對 TOVS (Tiros Operational Vertical Sounder) 儀器中應用於大氣垂直溫度剖面反演的各 HIRS/2 頻道建立各高度層之大氣穿透率計算模式，以供未來之應用。

表一 HIRS/2 各頻道之特性

HIRS 頻道序號	中心波動 (CM-1)	主要吸收 氣 體	最大能量貢獻層 (mb)	輻射觀測之目的
1	668	CO ₂	30	氣溫探測。第5,6,7 頻道且用來計算視 場中之雲量及雲高
2	679	CO ₂	60	
3	691	CO ₂	100	
4	704	CO ₂	400	
5	716	CO ₂	600	
6	732	CO ₂ /H ₂ O	800	
7	748	CO ₂ /H ₂ O	900	
8	898	窗區	地表	地表溫度及雲偵測
9	1020	O ₃	25	臭氧總含量
10	1217	H ₂ O	900	水汽探測。第12頻 道且用來偵測卷雲 之存在與否
11	1364	H ₂ O	700	
12	1484	H ₂ O	500	
13	2190	N ₂ O	1000	氣溫探測
14	2213	N ₂ O	950	
15	2240	CO ₂ /N ₂ O	700	
16	2276	CO ₂ /N ₂ O	400	
17	2361	CO ₂	5	
18	2512	窗區	地表	地表溫度。兩頻道 合用亦可用來作反 射陽光訂正
19	2671	窗區	地表	
20	14367	窗區	地表	雲偵測

二、HIRS 遙測頻道

HIRS/2 為高分辨率紅外線輻射探測器，共有 20 頻道，包含 19 個紅外線頻道及 1 個可見光頻道（頻道特性見表一）。第 1 到第 7 個頻道位於二氧化碳 $15 \mu\text{m}$ 的吸收帶上，可用來估計氣溫分佈。第 8 頻道為紅外窗區頻道，可用來決定地表溫度和偵測雲的存在。第 9 頻道位於臭氧 $9.6 \mu\text{m}$ 吸收帶上，用來決定臭氧總含量。第 10 到 12 頻道位於水汽 $6.3 \mu\text{m}$ 的吸收帶上，其觀測目的為決定水汽垂直分佈。第 13 到 17 頻道屬於二氧化碳 $4.3 \mu\text{m}$ 的吸收帶，其目的在於估計垂直溫度剖面。第 18 到 20 是窗區頻道，前兩個可用來決定地表溫度，最後一個是可見光，可用來偵測雲的存在。

本研究乃是對位於二氧化碳吸收帶之第 1 至第 7 頻道，位於水汽吸收帶之第 10 至第 12 頻道以及位於另一二氧化碳吸收帶之第 13 至第 15 頻道作模式建立之研究，期望經由本研究模式，能即時迅速計算得大氣穿透率，以供大氣垂直剖面反演方法中之應用。

三、模式理論

計算大氣穿透率主要必需考慮到吸收氣體的特性（譜形、線強、混合比等）以及衛星觀測天頂角等因素。而吸收氣體若以混合比的特性，約略可分為混合比為常數（如二氧化碳及氧氣等）和混和比為變數（如水汽及臭氧等），此外本文所建立的大氣穿透率模式，均假設衛星是垂直向下觀測。因所取頻道 HIRS/2 為紅外線區，且位於此波段主要吸收氣體為二氧化碳和水汽，因此我們以吸收氣體混合比為常數以及混合比為變數來分別建立兩組不同的模式，最後將兩組模式所得的穿透率相乘，就足以代表此波段的大氣總穿透率。

在建立兩個模式時作法如同反演大氣垂直溫濕剖面，是事先將大氣分成 n 層不連續的薄層所組成的。若吸收氣體的混合比為常數，則以壓力來分層，而混合比為變數則以吸收體含量來分層，而後分別計算 n 層大氣中每一層 i 的穿透率，亦即

$$\text{對於混合比為常數} \quad \tau_i = \tau_{i-1} \cdot f_i(T, \hat{T}) \quad (3.1)$$

$$\text{對於混合比為變數} \quad \tau_i = \tau_{i-1} \cdot f_i(T, P, \hat{T}, \hat{P}) \quad (3.2)$$

其中大氣層頂穿透率 $\tau_0=1$ ， f_i 為第 i 層大氣與溫度、壓力有關的線性組合函數。T、P 為任意的溫度、壓力剖面； \hat{T} 、 \hat{P} 則為已知參考溫度、壓力剖面。如此，我們便可以由大氣層頂逐漸推得整個大氣的穿透率剖面。

3.1 混合比為常數的大氣穿透率計算模式

1. 單色光輻射大氣穿透率

對於單色光輻射而言，在大氣層頂和壓力層 P 之間的穿透率為

$$\tau(\nu, T, \theta, P) = \exp\left[-\int_0^P k(\nu, T, P') q \frac{\sec \theta}{g} dP'\right] \quad (3.3)$$

其中 q 為吸收氣體混合比（ q 為常數）， g 為重力加速度， θ 為衛星觀測天頂角，在此 $\theta = 90^\circ$ ， $k(\nu, T, P')$ 為壓力 P' ，溫度 T 以及波數 ν 之下的吸收係數。

在壓力層 P 之下一層 $P+\delta P$ 處之大氣穿透率為

$$\begin{aligned} & \tau(\nu, T, \theta, P + \delta P) \\ &= \tau(\nu, T, \theta, P) \cdot \exp\left[-c \int_P^{P+\delta P} k(\nu, T, P') dP'\right] \end{aligned} \quad (3.4)$$

$$\text{其中} \quad c = q \sec \theta / g = q/g$$

現在，我們選一固定之參考溫度 \hat{T} 代入 (3.4) 式，並且將其結果與原式 (3.4) 相除並去掉 θ 得到

$$\begin{aligned} & \frac{\tau(\nu, T, P + \delta P)}{\tau(\nu, T, P)} \cdot \frac{\tau(\nu, \hat{T}, P)}{\tau(\nu, \hat{T}, P + \delta P)} \\ &= \exp\left\{-c \int_P^{P+\delta P} [k(\nu, T, P') \right. \\ & \quad \left. - k(\nu, \hat{T}, P')] dP'\right\} \end{aligned} \quad (3.5)$$

(3.5) 式中分母必須不等於零，接著對 (3.5) 式之積分項利用均值定理化開，結果並對 \hat{T} 作泰勒級數展開，如此 (3.5) 式可化為

$$\begin{aligned} & \frac{\tau(\nu, T, P + \delta P)}{\tau(\nu, T, P)} \cdot \frac{\tau(\nu, \hat{T}, P)}{\tau(\nu, \hat{T}, P + \delta P)} \\ &= \exp\left[-c \delta P \sum_{m=1}^M \frac{d^m k}{dT^m} \frac{\Delta T^m}{m!} + O(\Delta T^{M+1})\right] \end{aligned} \quad (3.6)$$

其中 $\Delta T = T - \hat{T}$ 代表氣壓 P 到 $P+\delta P$ 區間的溫度與其參考溫度之差值。而 O 表忽略大於 M 項之

高次項之誤差量。然後再對(3.6)式之指數項作麥克勞林級數(Maclaurin Series)展開，結果為

$$\frac{\tau(\nu, T, P + \delta P)}{\tau(\nu, T, P)} \cdot \frac{\tau(\nu, \hat{T}, P)}{\tau(\nu, \hat{T}, P + \delta P)} = 1 + a\Delta T + b\Delta T^2 + O(\Delta T^3) \quad (3.7)$$

其中a和b為(3.6)式指數展開所得的線性組合量。若考慮把大氣分成n層，則(3.7)式可變為

$$\frac{\tau_i}{\tau_{i-1}} \cdot \frac{\hat{\tau}_{i-1}}{\hat{\tau}_i} = 1 + \alpha_i \Delta T_i + \beta_i \Delta T_i^2 \quad i = 1, \dots, n \quad (3.8)$$

其中

$$\tau_i = \tau(\nu, T, P_i),$$

$$\hat{\tau}_i = \tau(\nu, \hat{T}, P_i),$$

$$P_i = P_{i-1} + \delta P,$$

$$\Delta T_i = T(P_i) - \hat{T}(P_i),$$

而在大氣層頂時壓力 $P_0 = 0$ ，因此 $\tau = \hat{\tau}_0 = 1$ 接著，我們令

$$\alpha_i = \frac{\hat{\tau}_i}{\hat{\tau}_i - 1},$$

$$\beta = \alpha_i a_i,$$

$$\gamma = \alpha_i b_i,$$

把(3.8)式重新排列，我們可以得到一個在任意溫度剖面下的大氣穿透率剖面

$$\tau_i = \tau_{i-1}(\alpha_i + \beta_i \Delta T_i + \gamma_i \Delta T_i^2) \quad i = 1, \dots, n \quad (3.9)$$

2. 多色光輻射的平均大氣穿透率

由於每種儀器在不同的波段下對於能量反應的靈敏度皆不同，也因此都有不同的頻譜反應(spectral response)，圖1和圖2即為HIRS/2第一和第二頻道之頻譜反應函數，此頻譜反應函數為波數的函數，其餘各頻道之頻譜反應函數詳見吳(1990)之論文。因此實際上我們把單色光穿透率應用到儀器時，則必須求出它的多色光平均穿透率。可以用下式表示

$$\tau_i(\Delta\nu) = \frac{\int_{\Delta\nu} \tau_i(\nu) \phi(\nu) d\nu}{\int_{\Delta\nu} \phi(\nu) d\nu} \quad (3.10)$$

其中 $\phi(\nu)$ 為儀器頻譜反應函數，且為一標準化

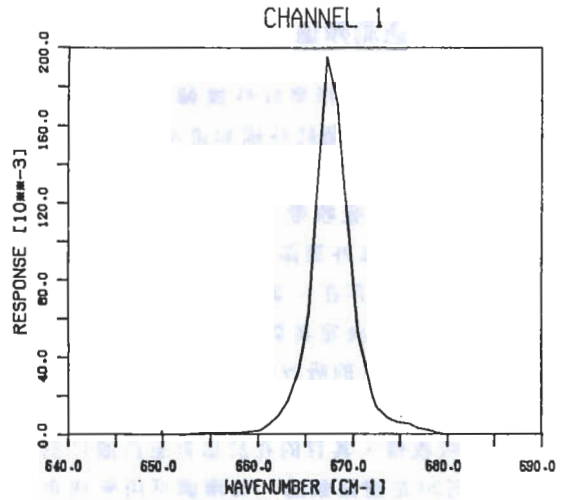


圖1 HIRS/2 頻道1(649.54 CM-1)的頻譜反應函數

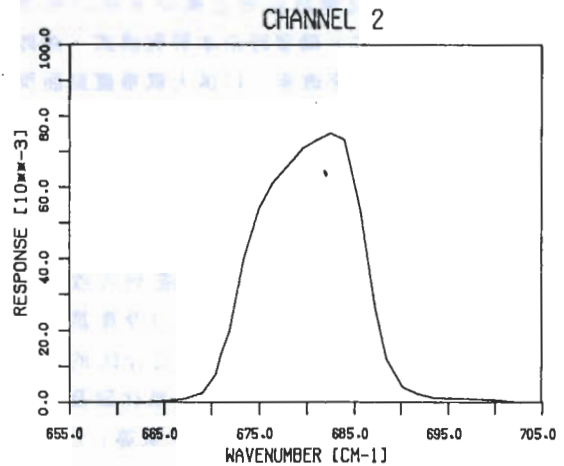


圖2 HIRS/2 頻道2(658.08 CM-1)的頻譜反應函數

的值，即 $\int_{\Delta\nu} \phi(\nu) d\nu = 1$ ，因此上式變成

$$\tau_i(\Delta\nu) = \int_{\Delta\nu} \tau_i(\nu) \phi(\nu) d\nu \quad (3.11)$$

現在2，將(3.9)式代入(3.11)式，再度利用均定理對積分項化開如下形式

$$\tau_i(\Delta\nu) = [\alpha_i(\nu_1) + \beta(\nu_2)\Delta T_i + \gamma_i(\nu_3)\Delta T_i^2] \int_{\Delta\nu} \tau_{i-1}(\nu) \phi(\nu) d\nu \quad (3.12)$$

化簡上式得到

$$\tau_i(\Delta\nu) = \tau_{i-1}(\Delta\nu)[\alpha_i(\nu_1) + \beta(\nu_2)\Delta T_i + \gamma_i(\nu_3)\Delta T_i^2] \quad (3.13)$$

其中 ν_1 、 ν_2 、 ν_3 為介於頻寬 $\Delta\nu$ 之間的特別波數，然而 (3.13) 式之 $\alpha_i(\nu_1)$ 、 $\beta(\nu_2)$ 、 $\gamma_i(\nu_3)$ 很難求得，若硬要求解也只能應用 Line-by-Line 的方法，如此便違背當初所欲建立快速的計算模式了。

因此假設係數與波數無關，而使用迴歸的方法來求得係數。但如對多色光輻射作如此假設，則無法達到在單色光情況下求得的精度，此乃由於在求多色光輻射的所有 ν 積分時，在 (3.6) 式對 \hat{T} 作泰勒級數展開時也必須對所有 ν 展開。因此引進了量化近似值 (Scaling Approximation) T_i^* 及 ΔT_i^{**} 來補償未對 ν 展開所損失的精度。其定義為

$$T_i^* = \frac{\int_0^{P_i} \Delta T(P) dP}{\int_0^{P_i} P dP} \quad (3.14)$$

$$T_i^{**} = \frac{\int_0^{P_i} P \Delta T(P) dP}{\int_0^{P_i} P dP} \quad (3.15)$$

上兩式分別代表每一層 i 之平均溫差及權重平均溫差。之所以引進 ΔT_i^* 與 ΔT_i^{**} 在於由 (3.3) 式穿透率定義所啓發而來，因為每一層穿透率皆與積分項之溫度剖面有關，如此才有量化近似值的定義。

現在加入量化近似值 ΔT_i^* 及 ΔT_i^{**} 於 (3.13) 式把 ν_1 、 ν_2 、 ν_3 忽略可得

$$\tau_i(\Delta\nu) = \tau_{i-1}(\Delta\nu)[\alpha_i + \beta_i \Delta T_i^* + \gamma_i \Delta T_i^{*2} + \xi_i \Delta T_i^* + \eta_i \Delta T_i^{**}] \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (3.16)$$

其中

$$\alpha_i = \hat{\tau}_i(\Delta\nu) / \hat{\tau}_{i-1}(\Delta\nu)$$

(3.16) 式即為多色光輻射的平均穿透率模式。

3. 混合比為常數的模式修正

對於 (3.16) 式之結果，可能有一點問題，即依據能量觀點，介於壓力層 P 至大氣層頂之間的單色光輻射穿透率定義為

$$\tau(\nu) = \frac{I'(\nu)}{I(\nu)} \quad (3.17)$$

其中 $I'(\nu)$ 為穿透大氣層後的輻射能量， $I(\nu)$ 為入射大氣層前之輻射能量而考慮儀器的限制，加入頻譜反應，我們所能測量到的能量如下

$$I'(\Delta\nu) = \frac{\int_{\Delta\nu} I'(\nu) \phi(\nu) d\nu}{\int_{\Delta\nu} \phi(\nu) d\nu} \quad (3.18)$$

$$I(\Delta\nu) = \frac{\int_{\Delta\nu} I(\nu) \phi(\nu) d\nu}{\int_{\Delta\nu} \phi(\nu) d\nu} \quad (3.19)$$

因此，以能量觀點而言，其多色光輻射的平均穿透率為

$$\begin{aligned} \tau(\Delta\nu) &= \frac{I'(\Delta\nu)}{I(\Delta\nu)} \\ &= \frac{\int_{\Delta\nu} I'(\nu) \phi(\nu) d\nu}{\int_{\Delta\nu} I(\nu) \phi(\nu) d\nu} \end{aligned} \quad (3.20)$$

而由 (3.17) 式得到 $I'(\nu) = I(\nu)\tau(\nu)$ ，代入 (3.20) 式得到

$$\tau(\Delta\nu) = \frac{\int_{\Delta\nu} \tau(\nu) I(\nu) \phi(\nu) d\nu}{\int_{\Delta\nu} \tau(\nu) I(\nu) \phi(\nu) d\nu} \quad (3.21)$$

顯然地，(3.16) 式唯有當入射能量不隨波數而變時才是正確的。因此，為了使模式更為完備，我們應當考慮入射能量的影響。於是，我們將 (3.21) 式，再次應用均值定理，結果為

$$\tau(\Delta\nu) = \frac{I(\nu_4)}{I(\nu_5)} \cdot \frac{\int_{\Delta\nu} \tau_i(\nu) \phi(\nu) d\nu}{\int_{\Delta\nu} \phi(\nu) d\nu} \quad (3.22)$$

其中 ν_4 和 ν_5 為介於頻寬 $\Delta\nu$ 之間的特別波數。同樣地， ν_4 和 ν_5 我們很難求得。而且也唯有當頻寬很窄時，即 $\Delta\nu \rightarrow 0$ ， $I(\nu_4)$ 才會等於 $I(\nu_5)$ 。所以為了滿足我們考慮穿透率與入射能量間的關係我們再引進一新的“能量參數” ΔT^{***} 來代表考慮入射能量的影響。然而，由輻射傳遞方程式知

$$I_0(\nu) = B(T_n) \tau_n + \int_{P_n}^0 B[T(P)] \frac{\partial \tau(P)}{\partial \ln(P)} d \ln P \quad (3.23)$$

其中 $I_0(\nu)$ 為到達大氣層頂的輻射能量， B 為 Planck 函數， τ_n 為地面到達大氣層頂之穿透率，而 $\frac{\partial \tau(P)}{\partial \ln(P)}$ 即為權重函數。

(3.23) 式右邊第一項為地面輻射的貢獻項。第二項乃代表整個大氣的輻射貢獻項，因此若對於窗區頻道而言，大氣的吸收與放射均很小，其輻射源主要來自地面，所以使用地表溫度 ΔT_n 作為入射能量的代表項。而本文所探討皆為非窗區頻道，其輻射源主要來自於大氣，因此我們

便把能量參數定義為

$$\Delta T_i^{***} = \begin{cases} \Delta T_j, & \text{若 } P_i \leq P_j \\ \Delta T_{i+1}, & \text{若 } P_i > P_j \end{cases}$$

其中 P_j 為頻道之權重函數峰值所在之氣壓值。

最後我們把 (3.16) 式加入能量參數 ΔT_i^{***} 後，變成

$$\begin{aligned} \tau_i(\Delta\nu) = & \tau_{i-1}(\Delta\nu)[\alpha_i + \beta_i\Delta T_i + \gamma_i\Delta T_i^2 \\ & + \xi_i\Delta T_i^* + \eta_i\Delta T_i^{**} + \rho_i\Delta T_i^{***}] \\ i = & 1, 2, \dots, n \end{aligned} \quad (3.24)$$

其中 $\alpha_i = \hat{\tau}_i/\hat{\tau}_{i-1}$

$$\tau(\Delta\nu) = \frac{\int_{\Delta\nu} I(\nu)\tau_i(\nu)\phi(\nu)d\nu}{\int_{\Delta\nu} I(\nu)\phi(\nu)d\nu}$$

(3.24) 式便是我們所欲建立的多色光輻射在考慮頻譜反應函數及入射能量，且混合比為常數的二氧化碳氣體，其在計算上快速且準確之大氣穿透率計算模式。

3.2 混合比為變數的大氣穿透率計算模式

1. 單色光輻射的大氣穿透率

由 (3.3) 式我們知道，若混合比為變數，亦即 $q(p)$ 隨壓力而變，此時 $q(p)$ 並不能提到積分項外，於是我們利用吸收體含量與混合比及壓力之間的關係，亦即

$$du = (\sec\theta/g)q(P)dP \quad (3.25)$$

可以把 (3.3) 式改為

$$\tau(\nu, T, P, u) = \exp\left\{-\int_0^u k[\nu, T(u'), P(u')]du'\right\} \quad (3.26)$$

接著我們以 u 為獨立變數把大氣分成 n 層，分別計算出每一層之大氣穿透率，於是在 u 與其下一層 $u + \Delta u$ 之間的大氣穿透率為

$$\begin{aligned} \tau(\nu, T, P, u + \Delta u) \\ = \tau(\nu, T, P, u) \exp\left[-\int_u^{u+\Delta u} k(\nu, T, P)du'\right] \end{aligned} \quad (3.27)$$

現在選一固定的參考剖面 \hat{T} 和 \hat{P} 代入 (3.27)，並把結果與原式 (3.27) 相除，得到

$$\begin{aligned} \frac{\tau(\nu, T, P, u + \Delta u)}{\tau(\nu, T, P, u)} \cdot \frac{\tau(\nu, \hat{T}, \hat{P}, u)}{\tau(\nu, \hat{T}, \hat{P}, u + \Delta u)} \\ = \exp\left\{-\int_u^{u+\Delta u} [k(\nu, T, P) \right. \\ \left. - k(\nu, \hat{T}, \hat{P})]du'\right\} \end{aligned} \quad (3.28)$$

(3.28) 式分母必須不等於零，接著我們對 (3.28) 式的積分項應用均值定理化開，並將其結果對 \hat{T} 、 \hat{P} 作泰勒級數展開，如此 (3.28) 式變成

$$\begin{aligned} \frac{\tau(\nu, T, P, u + \Delta u)}{\tau(\nu, T, P, u)} \cdot \frac{\tau(\nu, \hat{T}, \hat{P}, u)}{\tau(\nu, \hat{T}, \hat{P}, u + \Delta u)} \\ = \exp\left[-\Delta u \sum_{m=1}^M \frac{1}{m} (\Delta T \frac{\partial}{\partial T} \right. \\ \left. + \Delta P \frac{\partial}{\partial P})^m k(\nu, \hat{T}, \hat{P})\right] \end{aligned} \quad (3.29)$$

現在將 (3.29) 式的指數函數作麥克勞林級數展開，結果可將 (3.29) 式簡化為

$$\begin{aligned} \frac{\tau(\nu, T, P, u + \Delta u)}{\tau(\nu, T, P, u)} \cdot \frac{\tau(\nu, \hat{T}, \hat{P}, u)}{\tau(\nu, \hat{T}, \hat{P}, u + \Delta u)} \\ = 1 + a\Delta T + b\Delta P + c\Delta T^2 + d\Delta T\Delta P \\ + e\Delta P^2 + \dots \end{aligned} \quad (3.30)$$

其中係數 a, b, c, \dots 為 (3.29) 式指數函數展開以後的線性組合量。在此只應用 (3.30) 式的形式，對於它的真正特別值，我們不去深入探討，只希望利用迴歸方法，使得等號右邊的值能夠儘量的趨近左邊真正的大氣穿透率值。

若考慮把大氣分成 n 層。則有 $n+1$ 個吸收體含量和相對應的溫度與壓力。因此 (3.30) 式可改為

$$\begin{aligned} \tau_i = & \tau_{i-1}(\alpha_i + A_i\Delta T_i + B_i\Delta P_i + C_i\Delta T_i^2 \\ & + D_i\Delta T_i\Delta P_i + E_i\Delta P_i^2 + \dots) \\ i = & 1, 2, \dots, n \end{aligned} \quad (3.31)$$

其中

$$\tau_0 = 1$$

$$\tau_i = \tau(\nu, T, P, u_i);$$

$$\hat{\tau}_i = \tau(\nu, \hat{T}, \hat{P}, u_i);$$

$$\Delta P_i = P(u_i) - \hat{P}(u_i);$$

$$\Delta T_i = T(u_i) - \hat{T}(u_i);$$

$$\alpha_i = \hat{T}_i/\hat{T}_{i-1};$$

$$A_i = \alpha_i a_i;$$

⋮

⋮

⋮

$$E_i = \alpha_i e_i;$$

(3.31) 式即為混合比為變數之單色光輻射大氣穿透率計算模式。

2. 多色光輻射的平均大氣穿透率

與 3.1 節一樣，在實際應用到儀器時，必須考慮到頻譜反應，並且需算出它的平均穿透率。現在假設在波數為 ν_0 時有一單色光輻射穿透率 $\tau_i(\nu_0)$ 並且希望找出一多色光輻射穿透率 $\tau_i(\Delta\nu)$ (其波數間距為 $\Delta\nu$ 且 ν_0 在 $\Delta\nu$ 區間內) 與單色光輻射穿透率之關係。先設其關係式為

$$\tau_i(\Delta\nu) = \tau_i(\nu_0) \{ \tau_i(\Delta\nu) / \tau_i(\nu_0) \} \quad (3.32)$$

由 (3.26) 式與 (3.11) 式知

$$\begin{aligned} \tau_i(\Delta\nu) / \tau_i(\nu_0) &= \frac{\int_{\Delta\nu} \tau_i(\nu) \phi(\nu) d\nu}{\tau_i(\nu_0)} \\ &= \int_{\Delta\nu} \exp\left(-\int_0^{u_i} [k(\nu, T, P) - k(\nu_0, T, P)] du\right) \phi(\nu) d\nu \end{aligned} \quad (3.33)$$

令 $\Delta k(\nu, T, P) = k(\nu, T, P) - k(\nu_0, T, P)$ 。因為 Δk 其值很小所以對 (3.33) 之指數函數以麥克勞林級數展開取其前兩項值，其結果仍可相當精確，因此

$$\begin{aligned} \tau_i(\Delta\nu) / \tau_i(\nu_0) &= \int_{\Delta\nu} \left[1 - \int_0^{u_i} \Delta k(\nu, T, P) du \right] \phi(\nu) d\nu \\ &= 1 - \int_0^{u_i} \left[\int_{\Delta\nu} \Delta k(\nu, T, P) \phi(\nu) d\nu \right] du \end{aligned} \quad (3.34)$$

為了實際應用，還是必須導得 (3.31) 式之形式，由於 (3.34) 式之括弧裡的變數，只有溫度和壓力。所以假設

$$f(T, P) = \int_{\Delta\nu} \Delta k(\nu, T, P) \phi(\nu) d\nu \quad (3.35)$$

然後對上式作泰勒級數展開，取一階，得到

$$\begin{aligned} f(T, P) &= f(\hat{T}, \hat{P}) + \frac{\partial f(\hat{T}, \hat{P})}{\partial T} \Delta T \\ &\quad + \frac{\partial f(\hat{T}, \hat{P})}{\partial P} \Delta P \end{aligned} \quad (3.36)$$

故 (3.34) 式可寫為

$$\begin{aligned} \tau_i(\Delta\nu) / \tau_i(\nu_0) &= \beta_i + \int_0^{u_i} \left[\frac{\partial f(\hat{T}, \hat{P})}{\partial T} \Delta T \right. \\ &\quad \left. + \frac{\partial f(\hat{T}, \hat{P})}{\partial P} \Delta P \right] du \end{aligned} \quad (3.37)$$

其中 β_i 代表兩項常數之和。接著對 $u=0$ 再作一次泰勒級數展開 (ΔT 取三項， ΔP 取兩項)，可

以得到

$$\begin{aligned} \tau_i(\Delta\nu) / \tau_i(\nu_0) &= \beta_i + \int_0^{u_i} (\lambda_1 \Delta T + \lambda_2 u \Delta T \\ &\quad + \lambda_3 u^2 \Delta T + \lambda_4 \Delta P + \lambda_5 u \Delta P) du \\ &= \beta_i + \gamma_i \Delta T_i^* + \delta_i \Delta T_i^{**} + \varepsilon_i \Delta T_i^{***} \\ &\quad + \xi_i \Delta P_i^* + \eta_i \Delta P_i^{**} \end{aligned} \quad (3.38)$$

其中

$$\begin{aligned} \gamma_i &= \lambda_1 u_i & \Delta T_i^* &= \int_0^{u_i} \Delta T(u) du / \int_0^{u_i} du, \\ \delta_i &= (\lambda_2 u_i^2) / 2 & \Delta T_i^{**} &= \int_0^{u_i} u \Delta T(u) du / \int_0^{u_i} u du, \\ \varepsilon_i &= (\lambda_3 u_i^3) / 3 & \Delta T_i^{***} &= \int_0^{u_i} u^2 \Delta T(u) du / \int_0^{u_i} u^2 du, \\ \xi_i &= \lambda_4 u_i & \Delta P_i^* &= \int_0^{u_i} \Delta P(u) du / \int_0^{u_i} du, \\ \eta_i &= (\lambda_5 u_i^2) / 2 & \Delta P_i^{**} &= \int_0^{u_i} u \Delta P(u) du / \int_0^{u_i} u du, \end{aligned}$$

將 (3.38) 式代入 (3.32) 則

$$\begin{aligned} \tau_i(\Delta\nu) &= \tau_i(\nu_0) (\beta_i + \gamma_i \Delta T_i^* + \delta_i \Delta T_i^{**} + \varepsilon_i \Delta T_i^{***} \\ &\quad + \xi_i \Delta P_i^* + \eta_i \Delta P_i^{**}) \end{aligned} \quad (3.39)$$

再將 (3.31) 式代入上式，整理後得到

$$\begin{aligned} \tau_i(\Delta\nu) &= \tau_{i-1}(\nu_0) (a_{i1} + a_{i2} \Delta T_i + a_{i3} \Delta P_i + a_{i4} \Delta T_i^2 \\ &\quad + a_{i5} \Delta T_i \Delta P_i + a_{i6} \Delta P_i^2 + a_{i7} \Delta T_i \Delta P_i^2 \\ &\quad + a_{i8} \Delta T_i^* + a_{i9} \Delta P_i^* + a_{i10} \Delta T_i^{**} \\ &\quad + a_{i11} \Delta P_i^{**} + a_{i12} \Delta T_i^{***}) \\ &\quad i = 1, 2, 3, \dots, n \end{aligned} \quad (3.40)$$

上式等號右邊項 $\tau_{i-1}(\nu_0)$ 還是一個單色光輻射穿透率，因此需將其兩邊各乘上 $\phi(\nu)$ 並對範圍 $\Delta\nu$ 之波數區間積分。

等號左邊 $\tau_i(\Delta\nu)$ 對波數區間 $\Delta\nu$ 而言，為一常數，因此等號右邊乘上 $\phi(\nu)$ ，再對波數區間 $\Delta\nu$ 積分，其結果為

$$\int_{\Delta\nu} \tau_{i-1}(\nu_0) (a_{i1} + a_{i2} \Delta T_i + \dots + a_{i12} \Delta T_i^{***}) \phi(\nu) d\nu$$

然後再對其結果中之積分項應用均值定理化開，最後結果變為

$$\begin{aligned} \tau_i(\Delta\nu) &= \tau_{i-1}(\Delta\nu) (C_{i1} + C_{i2} \Delta T_i + \dots \\ &\quad + C_{i12} \Delta T_i^{***}) \end{aligned} \quad (3.41)$$

此即為混合比為變數之大氣穿透率模式。

3. 混合比為變數之模式修正

同樣地，如混合比為常數之模式修正，我們認為入射能量對平均穿透率亦有重大的影響，而且水汽含量的多寡關係著大氣中輻射的吸收及放射，亦即水汽含量愈多吸收就越大相對地放射也就愈大，而且通常愈靠地面水汽含量愈多，對於整個大氣穿透率具有相當大的影響。

於是，我們在此模式加入“能量參數” ΔT_i^* 及“路徑參數” Δu_i^* 作為混合比為變數的修正項，其定義為

$$\Delta T_i^* = \begin{cases} \Delta T_j, & \text{若 } P_i \leq P_j \\ \Delta T_{i+1}, & \text{若 } P_i > P_j \end{cases}$$

$$\Delta u_i^* = u_s - \hat{u}_s$$

其中能量參數的定義與混合比為常數模式相同，而 u_s 表任意天候大氣層頂至地面的水汽總含量， \hat{u}_s 表參考天候之大氣層頂至地面的水汽總含量。如此模式變成

$$\begin{aligned} \tau_i(\Delta\nu) = & \tau_{i-1}(\Delta\nu)(C_{i1} + C_{i2}\Delta T_i + \dots \\ & + C_{i,12}\Delta T_i^* + C_{i,13}\Delta T_i^{***} \\ & + C_{i,14}\Delta u_i^* \quad i = 1, 2, \dots, n \end{aligned} \quad (3.42)$$

其中

$$C_{i1} = \hat{\tau}_i / \hat{\tau}_{i-1}$$

$$\tau_i(\Delta\nu) = \int_{\Delta\nu} \tau_i(\nu) I(\nu) \phi(\nu) d\nu / \int_{\Delta\nu} I(\nu) \phi(\nu) d\nu$$

上式即為我們所欲建立同時考慮頻譜反應，入射能量且混合比為變數(水汽)其在計算上快速且準確之大氣穿透率模式。

四、大氣的分層

對於混合比為常數，我們以壓力為獨立變數，但是實際應用是轉換成高度座標，以便於LOWTRAN-6程式套之比較。因此，把大氣分為距地面0km,1km,.....,24km,25km,30km以及30km到大氣層頂等27層，其分層法如圖3所示。

混合比為變數時則以吸收體含量為獨立變數，大氣分層便以它為主。而根據以往的經驗，以等值漸增的參考穿透率 $\hat{\tau}$ 來分層會得到較好

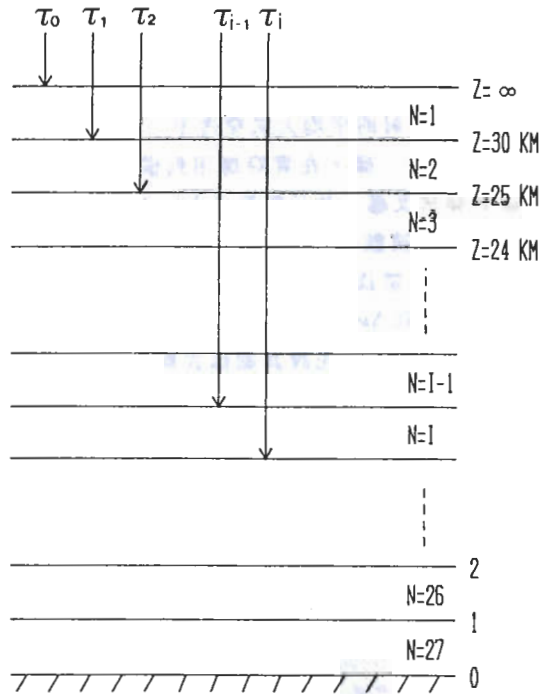


圖3 計算大氣穿透率之大氣分層示意圖

的結果，如此我們取 $n + 1$ 個參考穿透率 $\hat{\tau}$ 值將大氣分為等間值漸增的 n 層。經由內插便可由 $\hat{\tau}$ 得 $n + 1$ 個參考剖面中對應於各層的吸收體含量 \hat{u}_i 、溫度 \hat{T}_i 和壓力 \hat{P}_i 。如此便可得到一個穿透率的 $\hat{\tau}_i$ 對照表，也就是 \hat{u}_i 、 \hat{T}_i 、 \hat{P}_i 之不連續函數，最後我們將穿透率由 u 座標標轉換為 P 座標以方便應用。另外在選擇參考剖面時，必須找一個水汽含量最大的剖面，如此在應用模式時，水汽含量最大的一層才能找到相對應的 P 、 T 值，否則無法找到相對應的值，模式便無法使用。

五、數值模式的應用和係數的求解

1. 混合比為常數

由3.1節理論的推導，混合比為常數的大氣穿透率模式為(3.24)式，亦可把它寫成如下的形式

$$\begin{aligned} \frac{\tau_i}{\tau_{i-1}} - \frac{\hat{\tau}_i}{\hat{\tau}_{i-1}} = & \beta_i \Delta T_i + \gamma_i \Delta T_i^2 + \xi_i \Delta T_i^* \\ & + \eta_i \Delta T_i^{**} + \rho_i \Delta T_i^{***} \end{aligned} \quad (3.43)$$

假設我們選定 m 個不同的探空資料，並利用透射模式 LOWTRAN-6 程式套及加入頻譜反應函數和入射能量，便可求得 m 個探空剖面的平均穿透率剖面 τ_i ，並選定其中一個作為參考平均穿透率剖面 $\hat{\tau}_i$ ，而此 $\hat{\tau}_i$ 所對應的溫度剖面即為參考溫度剖面。那麼，在每一層 i ，便可得到 $m-1$ 組的 $\tau_i/\tau_{i-1} - \hat{\tau}_i/\hat{\tau}_{i-1}$ ， ΔT_i ， ΔT_i^2 ， ΔT_i^* ， ΔT_i^{**} ， ΔT_i^{***} ，因此只要有 $m \geq 6$ 個探空資料，我們便可利用最小平方法求得每一層 i 的係數 $X_i = [\beta_i, \gamma_i, \xi_i, \eta_i, \rho_i]^T$ 其中 T 表轉置矩陣，亦即若有一矩陣

$$A_i = \begin{bmatrix} \Delta T_i & \Delta T_i^2 & \Delta T_i^* & \Delta T_i^{**} & \Delta T_i^{***} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \Delta T_{i,m-1} & \Delta T_{i,m-1}^2 & \Delta T_{i,m-1}^* & \Delta T_{i,m-1}^{**} & \Delta T_{i,m-1}^{***} \end{bmatrix}$$

和一向量資料

$$Y_i = [(\tau_i/\tau_{i-1} - \hat{\tau}_i/\hat{\tau}_{i-1})_1, \dots, (\tau_i/\tau_{i-1} - \hat{\tau}_i/\hat{\tau}_{i-1})_{m-1}]^T$$

便可由最小平方法得到係數向量為

$$X_i = (A_i^T A_i)^{-1} A_i^T Y_i \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (3.44)$$

其中上標 -1 代表逆矩陣。

在決定能量參數時若對非窗區，且當 $P_i \leq P_j$ 則 $\Delta T_i^{***} = \Delta T_j$ ；當 $P_i > P_j$ 則 $\Delta T_i^{***} = \Delta T_{i+1}$ ，其中 P_j 為權重函數峰值所在之氣壓。由於實際上， P_j 常非位於標準層上，因此對於 $P_i \leq P_j$ 時我們取介於峰值 P_j 之兩邊界標準層的平均溫度差代表 ΔT_j 即

$$\Delta T_i^{***} = \frac{1}{2}[(T_K + T_{K-1}) - (\hat{T}_K + \hat{T}_{K-1})]$$

其中 K 使得 $P_{K-1} < P_j < P_K$ 。

經由上述步驟我們將逐次得到每一層所需的係數。但是因為最上兩層存在有 $\Delta T_i^* = 0.5 \Delta T_i^{**} = \Delta T_1$ 及 $\Delta T_i^2 \approx 0.5 \Delta T_i^{**} \approx \Delta T_2$ ，此關係將會造成利用最小平方法求解這些係數時，數值的不穩定，因此對於最上兩層，我們必須設定 $\xi_1 = \xi_2 = \eta_1 = \eta_2 = 0$ 。另外於地面層不加入射能量參數修正項，亦即 $\rho_n = 0$

2. 混合比為變數

如上節，我們可將混合比為變數的大氣穿

透率模式改寫成

$$\frac{\tau_i}{\tau_{i-1}} - \frac{\hat{\tau}_i}{\hat{\tau}_{i-1}} = (C_{i,2} \Delta T_i + \dots + C_{i,12} \Delta T_i^{***} + C_{i,13} \Delta T_i^{****} + C_{i,14} \Delta u_i^*) \quad (3.45)$$

亦可表為

$$\frac{\tau_i}{\tau_{i-1}} - \frac{\hat{\tau}_i}{\hat{\tau}_{i-1}} = \sum_{j=2}^{14} C_{ij} \cdot X_{ij} \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (3.46)$$

其中

$$X_{ij} = [\Delta T_i, \Delta P_i, \dots, \Delta T_i^{***}, \Delta T_i^{****}, \Delta u_i^*]$$

同樣地，我們選定 m 個探空資料，並利用透射模式 LOWTRAN-6 程式套及加入頻譜反應函數和入射能量，便可求得 m 個溫度、壓力及穿透率剖面 τ_i ，並選定一個水汽含量最大的穿透率剖面，作等間值增加地得到參考大氣穿透率剖面 $\hat{\tau}_i$ ，而此 $\hat{\tau}_i$ 所對應的吸收體含量剖面 \hat{u}_i ，溫度剖面 \hat{T}_i 及壓力剖面 \hat{P}_i ，即為參考剖面。其餘 $m-1$ 個探空資料便可由參考吸收體含量分層經由內插得到 $m-1$ 組的 $\tau_i/\tau_{i-1} - \hat{\tau}_i/\hat{\tau}_{i-1}$ ， ΔT_i ， ΔP_i ， ΔT_i^* ， ΔP_i^* ， ΔT_i^{**} ， ΔP_i^{**} ， ΔT_i^{***} ， ΔT_i^{****} ，及 Δu_i^* 只要有 $m \geq 14$ 個探空資料，我們便可由最小平方法，求得每一層 i 的係數 $C_i = (C_{i,2}, C_{i,3}, \dots, C_{i,14})^T$ 。若有一矩陣

$$A_i = \begin{bmatrix} X_{i,2}^1 & \cdot & \cdot & X_{i,14}^1 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ X_{i,2}^M & \cdot & \cdot & X_{i,14}^M \end{bmatrix}$$

和一向量資料

$$Y_i = [(\tau_i/\tau_{i-1} - \hat{\tau}_i/\hat{\tau}_{i-1})_1, \dots, (\tau_i/\tau_{i-1} - \hat{\tau}_i/\hat{\tau}_{i-1})_{m-1}]^T$$

便可由最小平方法，得到係數向量為

$$C_i = (A_i^T A_i)^{-1} A_i^T Y_i$$

不過由於最上兩層的水汽含量幾乎為零，因此在計算此二層時必須設定 $C_{i,8} = C_{i,9} = \dots = C_{i,12} = 0$ 。

六、結果與討論

本研究採用 NOAA-10 所攜帶的 TOVS 儀器上

的HIRS/2探測器，並選定目前被應用於大氣垂直溫濕剖面反演之二氧化碳和水汽吸收帶頻道1至7以及頻道10至15為研究對象。由前幾節理論的推導，我們希望在模式加入頻譜反應函數及入射能量後，能得到一個既快速又準確的大氣穿透率計算模式，以便在應用HIRS/2遙測頻道在反演大氣垂直剖面時之應用。

對於混合比為常數(二氧化碳)之吸收氣體

，我們選取兩組資料，其一為包含桃園、馬公、東港等三個地區之3,6,9,12月平均和台灣區1,4,7,10月平均共16個探空資料。並以民國45~70年臺灣年平均溫度剖面作為參考剖面(見劉等, 1985)，利用最小平方方法迴歸求得27層係數。另一組取20個探空剖面(包含板橋之1988年、1989年、1990年之18個個別探空及桃園、馬公之年平均探空資料)，作為檢驗模式準確性之資料。本

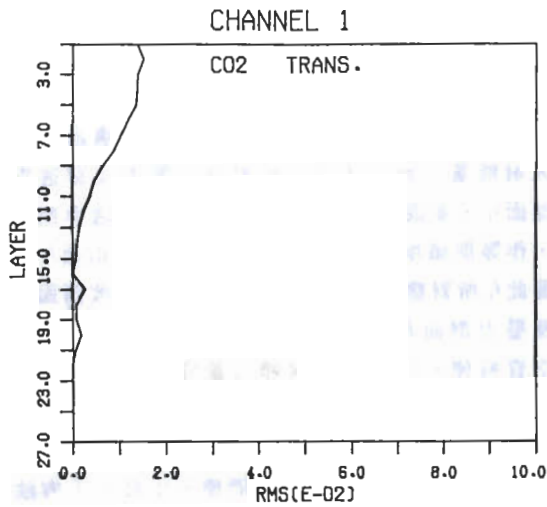


圖4 頻道1二氧化碳模式與LOWTRAN-6程式套所得穿透率之27層每層RMSE之比較

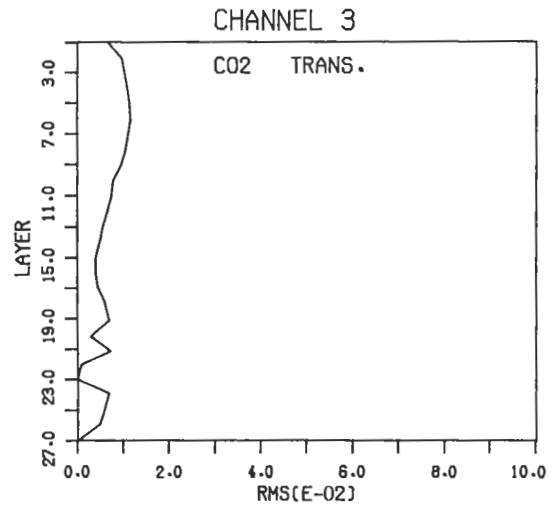


圖6 頻道3二氧化碳模式與LOWTRAN-6程式套所得穿透率之27層每層RMSE之比較

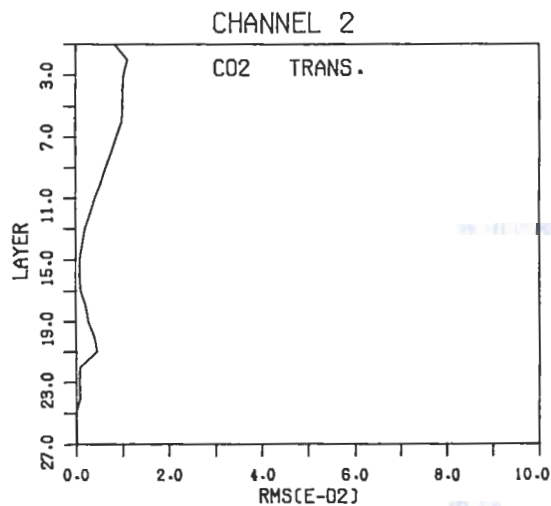


圖5 頻道2二氧化碳模式與LOWTRAN-6程式套所得穿透率之27層每層RMSE之比較

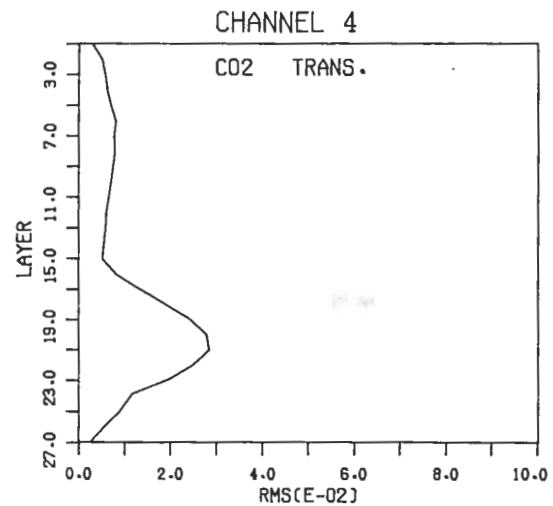


圖7 頻道4二氧化碳模式與LOWTRAN-6程式套所得穿透率之27層每層RMSE之比較

研究以美國空軍地球物理實驗室所發展出來的LOWTRAN-6 程式套所計算得之穿透率作為標準，用來評估本研究模式計算結果之準確性。

由第二組探空溫度剖面，代入第一組探空資料所建立之模式所求得之20個探空資料之27層穿透率，其結果與LOWTRAN-6 程式套(只考慮二氧化碳)所計算得的穿透率相比較，對所選擇之遙測頻道其在每一高度層的均方根誤差

(RMSE) 如圖4至圖16所示，由圖上可看出各頻道之誤差值大小與其所位於吸收線處之吸收強度有關，亦即各頻道之誤差大小隨著頻道波長往吸收線的兩翼而加大，此乃因位於吸收線中心處頻道(如頻道1,2)，由於吸收極強，因此一般穿透率較小，甚至於為零，相對地其RMSE值就變小了。以RMSE來看我們發覺在每個頻道的各層中其誤差值均很小，其中以第12頻道為最小，其

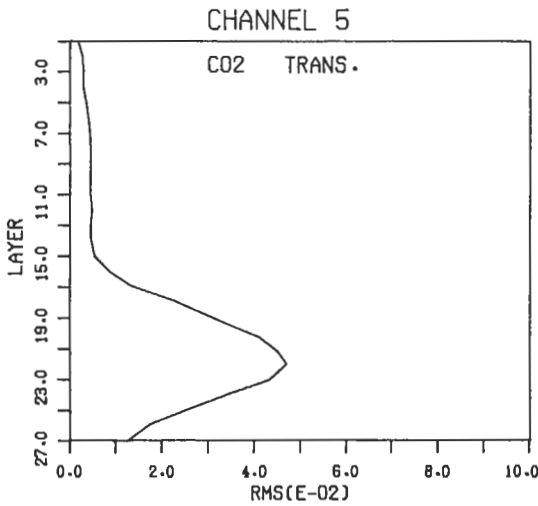


圖8 頻道5 二氧化碳模式與LOWTRAN-6 程式套所得穿透率之27層每層RMSE之比較

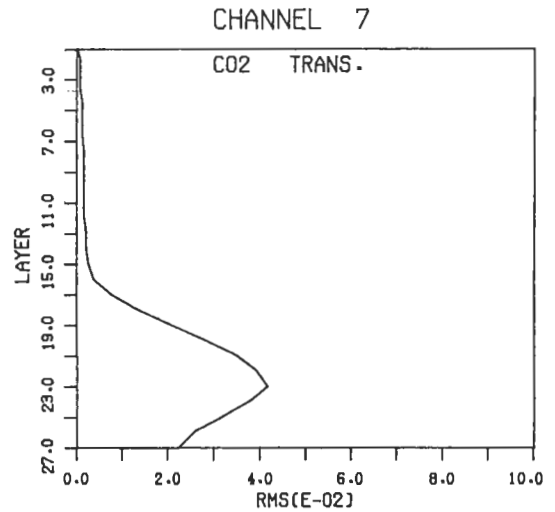


圖10 頻道7 二氧化碳模式與LOWTRAN-6 程式套所得穿透率之27層每層RMSE之比較

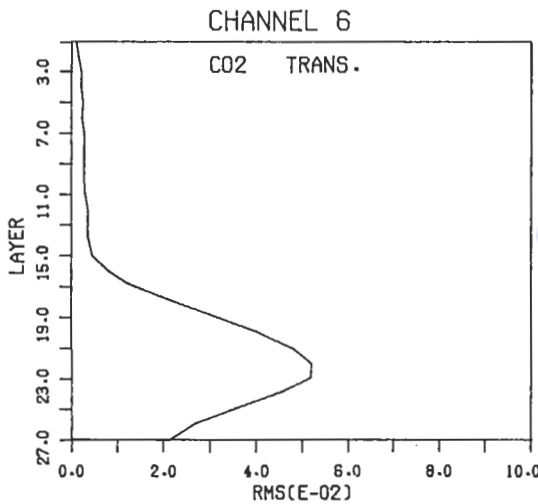


圖9 頻道6 二氧化碳模式與LOWTRAN-6 程式套所得穿透率之27層每層RMSE之比較

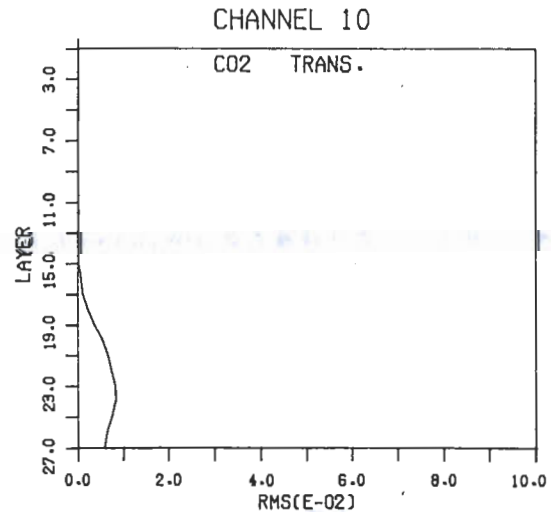


圖11 頻道10 二氧化碳模式與LOWTRAN-6 程式套所得穿透率之27層每層RMSE之比較

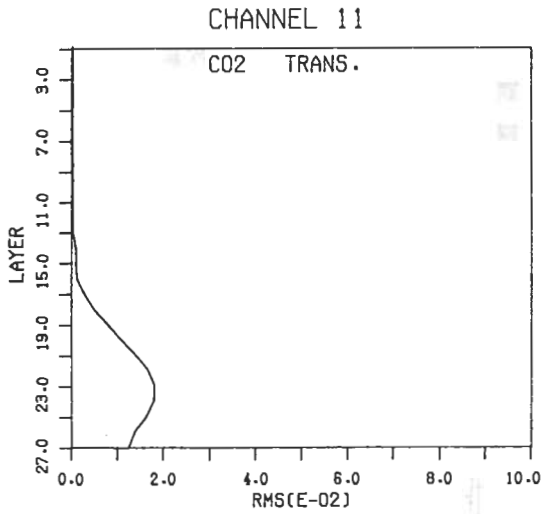


圖 12 頻道 11 二氧化碳模式與 LOWTRAN-6 程式套所得穿透率之 27 層每層 RMSE 之比較

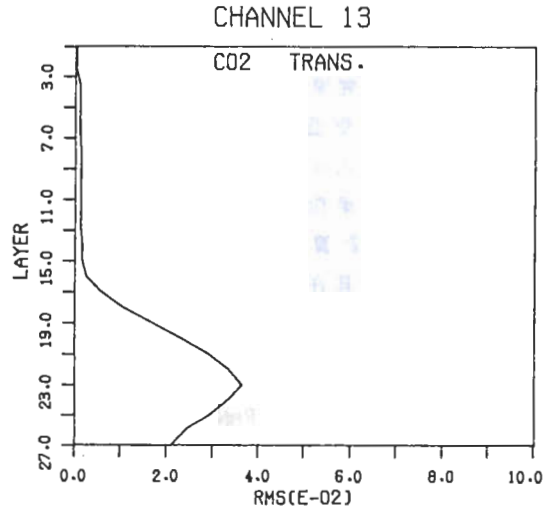


圖 14 頻道 13 二氧化碳模式與 LOWTRAN-6 程式套所得穿透率之 27 層每層 RMSE 之比較

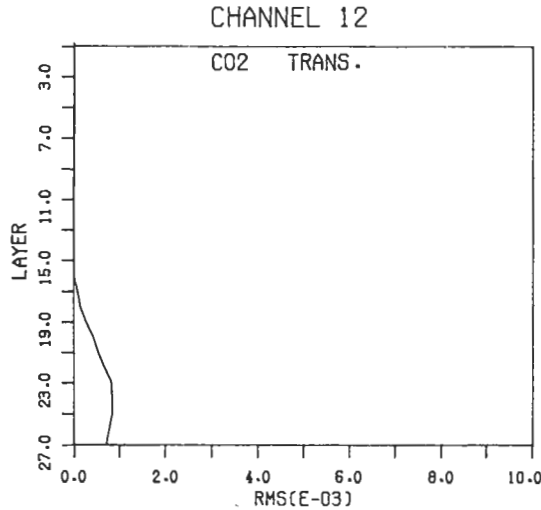


圖 13 頻道 12 二氧化碳模式與 LOWTRAN-6 程式套所得穿透率之 27 層每層 RMSE 之比較

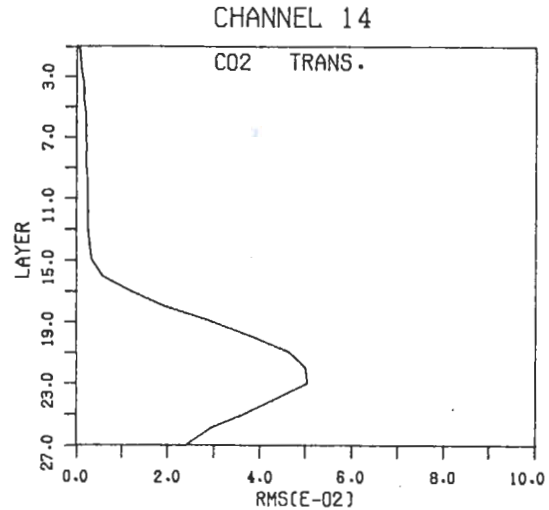


圖 15 頻道 14 二氧化碳模式與 LOWTRAN-6 程式套所得穿透率之 27 層每層 RMSE 之比較

每層誤差皆低於 0.001，而發生最大誤差的第 6 頻道也只不過是 0.05038。若將其 27 層作 RMSE 誤差平均（如表二），則第六頻道具有最大誤差，不過其平均 RMSE 值亦僅為 0.016096，因此本模式極具準確性。然而在這些頻道中可以看出在二氧化碳吸收帶的頻道上誤差值均會比非二氧化碳

吸收帶頻道上稍差，此乃因為本模式為二氧化碳吸收模式，對受二氧化碳吸收影響較大之二氧化碳吸收頻道，當然會有較大的誤差產生。而頻道 1 至頻道 3 因為低層穿透率太小，在計算穿透率時皆視為零，因此，其誤差相對地就沒有其它頻道來得明顯。

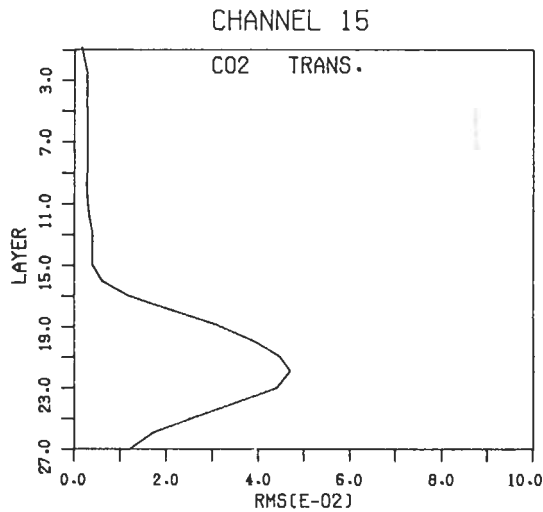


圖16 頻道15 二氧化碳模式與LOWTRAN-6 程式套所得穿透率之27 層每層RMSE 之比較

表二 HIRS 大氣剖面遙測頻道穿透率計算模式之 RMSE 值 (× 103)

頻道序號	模式	二氧化碳模式	水汽模式	總穿透率模式
1		4.68	1.09	4.49
2		4.18	1.09	4.46
3		6.50	1.25	6.34
4		10.60	8.79	10.04
5		14.87	6.30	12.78
6		16.10	11.25	15.52
7		11.86	10.42	11.22
10		2.38	8.35	8.29
11		5.19	22.64	23.21
12		2.32	36.52	38.69
13		10.52	2.86	9.99
14		15.11	2.69	14.50
15		13.73	2.42	14.12

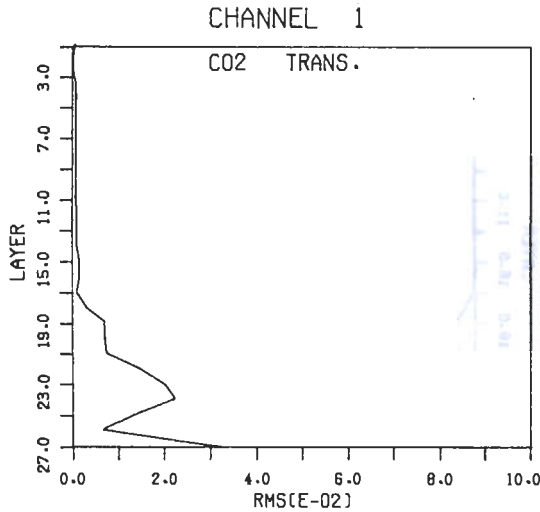


圖17 頻道1 水汽模式與LOWTRAN-6 程式套所得穿透率之27 層每層RMSE 之比較

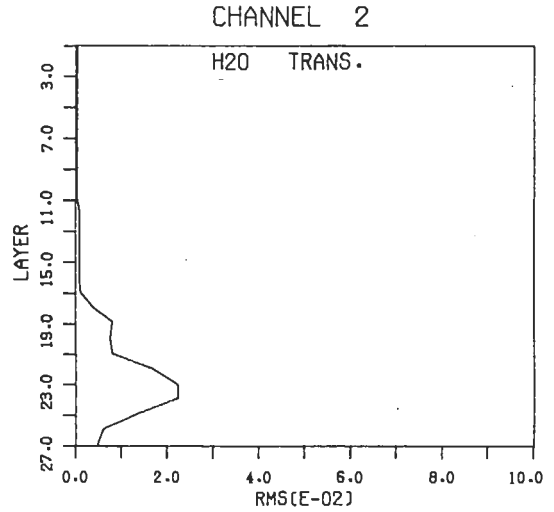


圖18 頻道2 水汽模式與LOWTRAN-6 程式套所得穿透率之27 層每層RMSE 之比較

對於混合比為變數的情況，先以等間值穿透率求出吸收體含量，然後再以吸收體含量分層，選擇一個水汽含量最大的剖面當作參考剖面，因此不同頻道，將有不同的層數。然後再選用60 個不同日期的探空資料（包含1988 年，1989 年，1990 年之探空資料）利用最小平方迴歸，求出各層係數，另選取與混合比為常數時使用

的相同之20 個檢核探空資料，代入模式分別求出各層之穿透率。為了與混合比常數之穿透率相乘得出總大氣穿透率，故必須再經由內插求出距地0KM,1KM, ...,25KM,30KM, 到大氣層頂之27 層大氣穿透率，並將結果與LOWTRAN-6 程式套（只考慮水汽）所計算得之結果比較，求得其每一層之RMSE（如圖17 ~ 圖29）。同樣地，從

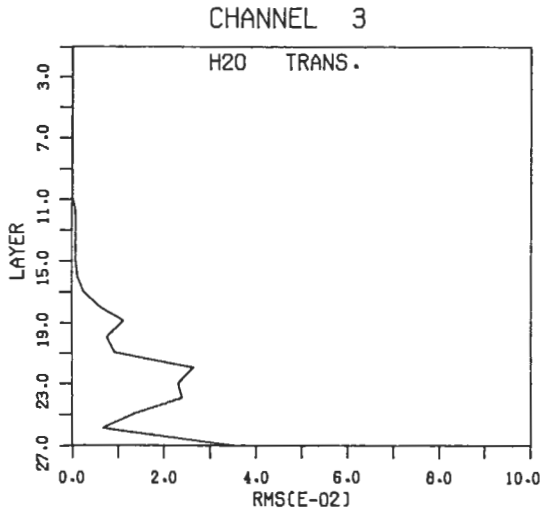


圖19 頻道3水汽模式與LOWTRAN-6程式套所得穿透率之27層每層RMSE之比較

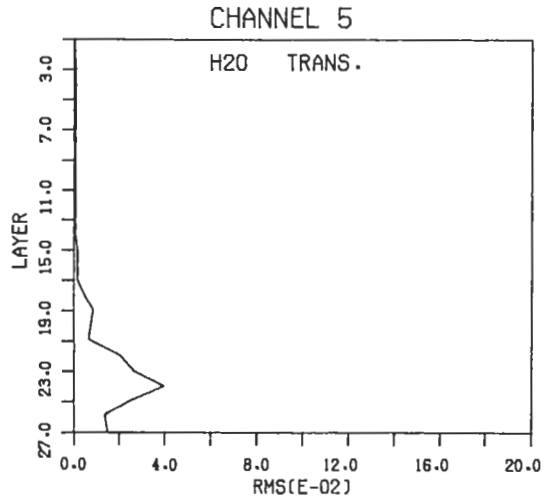


圖21 頻道5水汽模式與LOWTRAN-6程式套所得穿透率之27層每層RMSE之比較

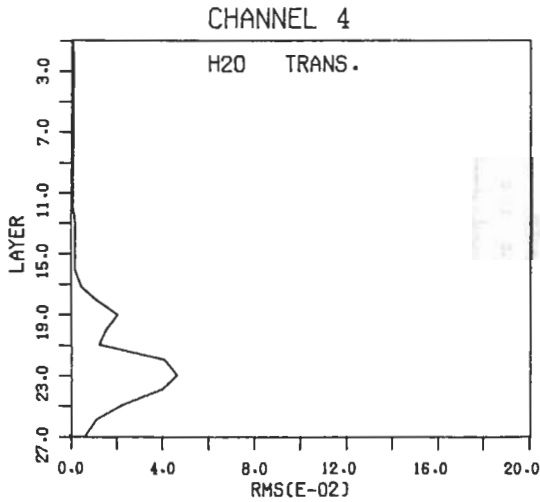


圖20 頻道4水汽模式與LOWTRAN-6程式套所得穿透率之27層每層RMSE之比較

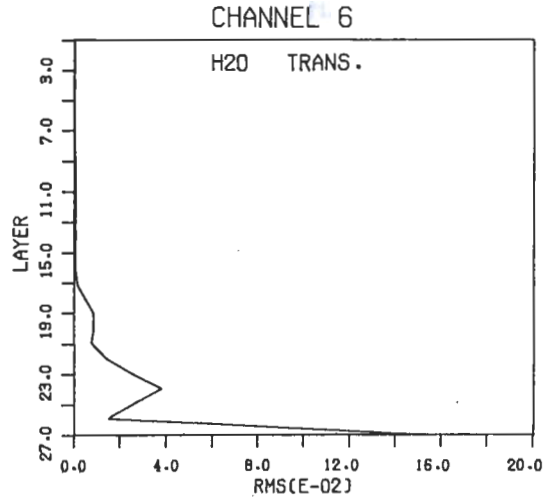


圖22 頻道6水汽模式與LOWTRAN-6程式套所得穿透率之27層每層RMSE之比較

RMSE亦可看出在水汽吸收帶頻道上的誤差值均較非水汽吸收帶的頻道大些，原因亦是因為在此為水汽模式，水汽之吸收體含量對水汽頻道之影響較二氧化碳頻道為大，因此相對地誤差就會較大。第6和第7頻道雖非水汽頻道，但因受水汽吸收影響較其它二氧化碳頻道為大(見表一)，

因此其平均誤差亦較大。而又因水汽大部份集中於地面層，因此誤差又以地面層處最可觀，如第12頻道為水汽吸收最強的頻道，因此在地面層出現了最大誤差達0.2358，然而，將27層作平均值誤差則最大誤差為0.0365。由此可知，在遙測大氣垂直濕度剖面時，一般結果均不甚理想，

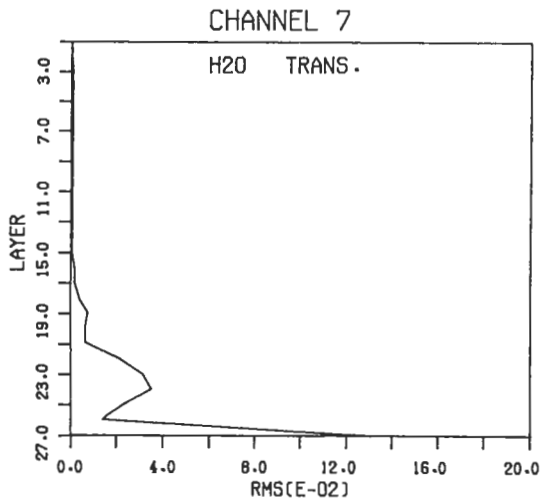


圖 23 頻道 7 水汽模式與LOWTRAN-6 程式套所得穿透率之 27 層每層 RMSE 之比較

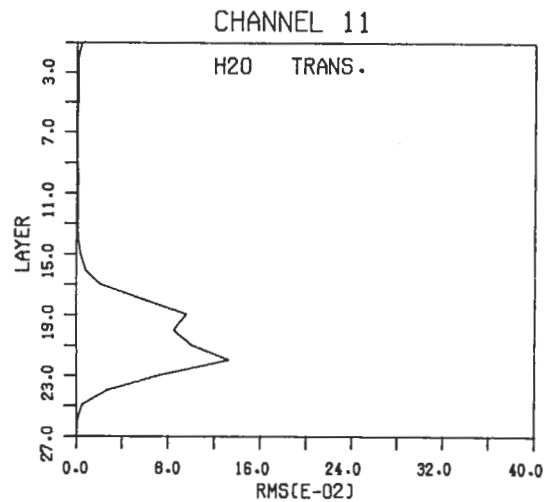


圖 25 頻道 11 水汽模式與LOWTRAN-6 程式套所得穿透率之 27 層每層 RMSE 之比較

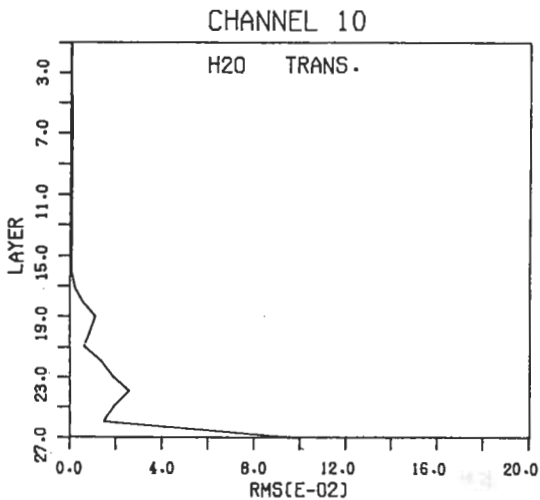


圖 24 頻道 10 水汽模式與LOWTRAN-6 程式套所得穿透率之 27 層每層 RMSE 之比較

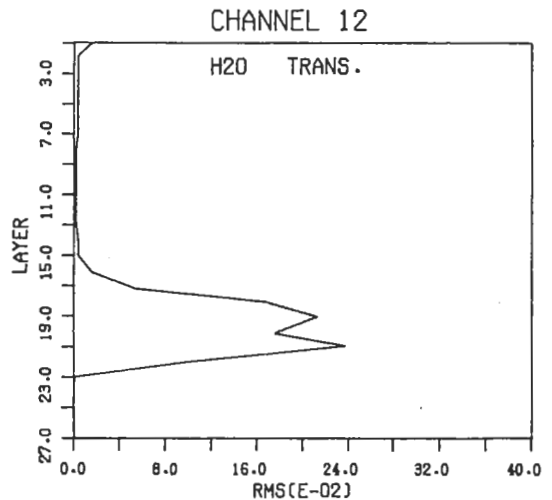


圖 26 頻道 12 水汽模式與LOWTRAN-6 程式套所得穿透率之 27 層每層 RMSE 之比較

據此推測大氣水汽吸收所造成的穿透率不準確應為重要的原因之一。

最後我們由混合比為常數和混合比為變數之模式合計算出大氣總穿透率並與LOWTRAN-6 程式套（考慮二氧化碳及水汽）計算得之結果相互比較，比較結果之總平均RMSE亦表列於表

二，由此結果可看出其總穿透率亦明顯可看出本研究模式之精確度。

由於在應用衛星遙測頻道資料反演大氣垂直溫濕剖面時，所需之反演區域極多（每3X3個FOV反演一組大氣垂直剖面），且每一反演又需重複數次，因此需用於計算大氣穿透率之次數

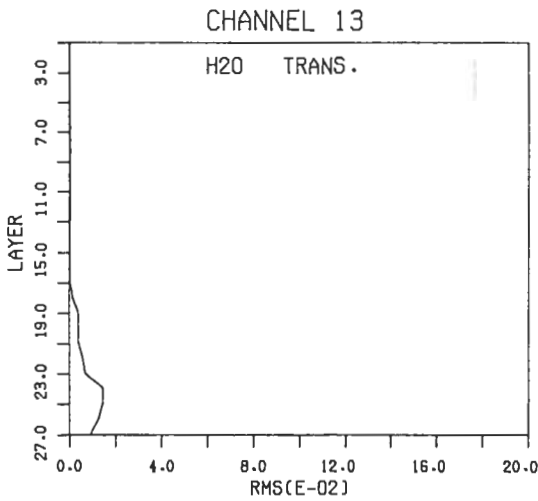


圖 27 頻道 13 水汽模式與 LOWTRAN-6 程式套所得穿透率之 27 層每層 RMSE 之比較

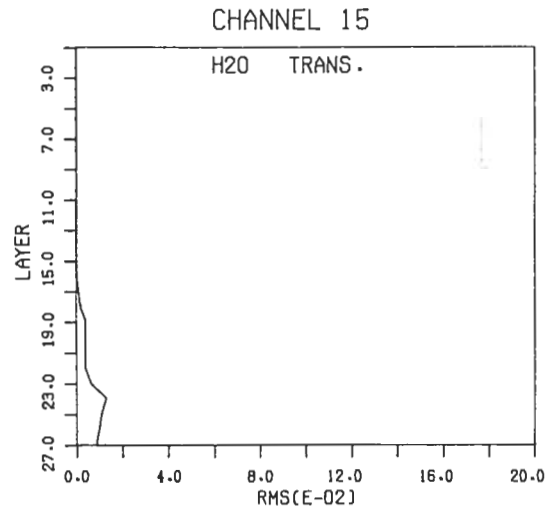


圖 29 頻道 15 水汽模式與 LOWTRAN-6 程式套所得穿透率之 27 層每層 RMSE 之比較

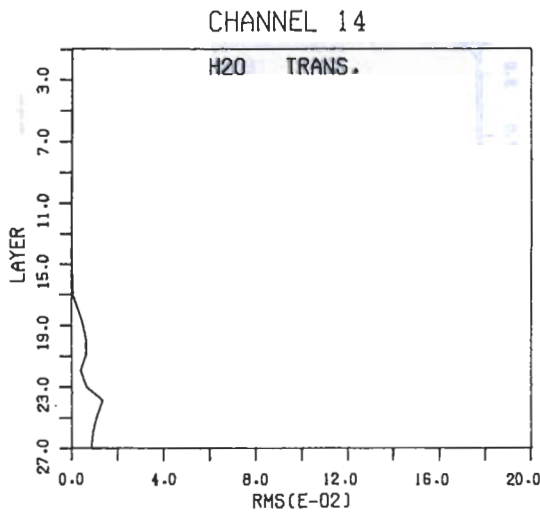


圖 28 頻道 14 水汽模式與 LOWTRAN-6 程式套所得穿透率之 27 層每層 RMSE 之比較

只需 17 秒多，若使用 VAX/VMS 390 之計算機時，LOWTRAN-6 程式套必須花費 31 秒多，而本模式卻只需 1.6 秒。因此，從時效的觀點來看，使用我們的模式在時間的消耗上可省掉約 19 倍左右。若以 VAX/VMS 390 來反演 400 組大氣垂直剖面為例(約在 1000X1000 公里範圍)，當反演過程中需重覆三次時，應用本模式約半個小時即可完成，而若應用 LOWTRAN-6 程式套，則需高達十個小時以上，完全不符衛星遙測之時效。

七、結 論

本研究針對 LOWTRAN-6 程式套頗耗計算時間的缺點，建立一個快速且準確的大氣遙測頻道穿透率計算模式。研究中完整地建立 HIRS/2 儀器上應用於大氣溫度及濕度剖面遙測之頻道在大氣中各高度層之穿透率計算模式係數。因此只要 HIRS/2 探測器之頻譜反應函數不變，則模式恆可適用於這些頻道上，並且可達到即時處理的實用性。

在準確度上，除了第 12 頻道因具有強烈的水汽吸收，於地面層附近求出的穿透率誤差略大之外，其餘各頻道之總平均均方根誤差值皆很小，因此可適合 HIRS/2 頻道之應用。當然由於

即極為龐大，因此對需即時處理的氣象衛星大氣垂直剖面反演而言，電腦計算時間即極為關鍵。在本研究中，就計算時間的花費上，若使用 VAX/VMS 750 之計算機時，LOWTRAN-6 程式套在計算上共需花費 2 分 54 秒 CPU 時間，而本模式

資料的選取會影響其結果，因此若欲建立更精密的模式，可以選用更多具涵蓋各種可能天氣狀況的探空資料來建立計算模式，如此所求出的模式係數更能滿足任何狀況下的氣候。

在計算時間的花費上，本模式之計算也較LOWTRAN-6程式套快了約19倍，基本上完全符合了衛星遙測大氣因子的時效需求。

因此，本研究所計算出來之模式係數可適用於HIRS/2大氣垂直剖面遙測頻道上，並且利用本模式可迅速求出穿透率，以便衛星資料即時之應用。而其它衛星頻道若亦有時效上之需求，或頻道本身之反應函數有所變動，則利用本研究之相同方法均可迅速建立其最新之大氣穿透率計算模式。當然，為了使模式適用於任何的衛星觀測角度，未來仍需建立各種不同觀測路徑及不同衛星天頂角之大氣穿透率計算模式(參考Fleming et al.,1977)。

致 謝

本研究在研究期間，承蒙本中心唐莎莉講師在電腦使用上之支援，博士班學生陳萬金、助理郭宗華在程式及資料處理方面，以及碩士班學生呂貴寶、徐健瑤、戴南正在圖表繪製上之協助，蔡亞雲小組在打字上之幫忙，在此一併深致謝意。本研究為國科會專題研究計畫，編號NSC80-0202-M008-19支持下完成。

參考文獻

- 劉廣英，葉文欽，張儀峰，1985：台灣區探空氣象因子量氣候參考值之分析。行政院國家科學委員會專題研究報告，編號NSC74-0202-M072-05,132頁。
- 李中興，劉振榮，1988：衛星紅外線頻道大氣穿透率計算模式之研究。天氣分析與預報研討會論文集編(77),245-255。
- 劉振榮，林唐煌，1989：利用LANDSAT TM紅外線資料求取台灣沿岸海面溫度。第八屆測量學術及應用研討會論文集，305—326。
- 吳哲榮，1990：台灣區HIRS遙測頻道大氣穿透率之研究。國立中央大學大氣物理研究所碩士論文，122頁。
- Drayson, S. R., 1966：Atmospheric Transmission in the CO₂ Bands between 12 μ and 18 μ . Appl. Opt., Vol.5, No.3, 385—392。
- Fleming, H. E. and L. M. McMillin, 1977：Atmospheric Transmittance of An Absorbing Gas. 2：A Computationally Fast and Accurate Transmittance Model for Slant Paths and Different Zenith Angles. Appl. Opt., Vol.16, No.5, 1366—1370。
- Kneizys, F. X., E. P. Shettle, W. O. Gallery, J. H. Chetwynd, Jr, L. W. Abreu, J. E. A. Selby, S. A. Clough, and R. W. Fenn, 1983：Atmospheric Transmittance / Radiance: Computer Code LOWTRAN 6, Air Force Geophysics Laboratory, USAF.
- McMillin, L. M. and H. E. Fleming, 1976：Atmospheric Transmittance of an Absorbing Gas：A Computationally Fast and Accurate Transmittance Model for Absorbing Gases with Constant Mixing Ratio in Inhomogenous Atmospheres. Appl. Opt., Vol.15, No.2, 358—363.
- McMillin, L. M., H. E. Fleming and M. L. Hill, 1979：Atmospheric Transmittance of An Absorbing Gas 3：A Computationally Fast and Accurate Transmittance Model for Absorbing Gases with Variable Mixing Ratios. Appl. Opt., Vol.18, No.10, 1600—1606.
- Mocrette, J-J, L. Smith and Y. Fouquart, 1986：Pressure and Temperature Dependence of the Absorption in Longwave Radiation Parameterizations. Beitr. Phys. Atmosph., Vol. 59, No.4, 455—469.

Atmospheric Transmittance Model for HIRS/2 Sounding Channels in Taiwan Area

Gin-Rong Liu and Jer-Rong Wu

Center for Space and Remote Sensing Research
National Central University

(manuscript received 20 May 1991; in final form 1 September 1991)

ABSTRACT

In applying HIRS/2(High Resolution Infrared Radiance Sounder) radiance observations to inverse atmospheric soundings, not only the inverse technique is important, but also the atmospheric transmittance of absorbing gases along the observing path is crucial. Thus, for the purpose of fast computing an accurate atmospheric transmittance for HIRS/2 channels to remote sense atmospheric parameters (such as sea surface temperature, vertical temperature and moisture profiles), this study develops two kinds of simple atmospheric transmittance models. One is for the absorbing gas whose mixing ratio is constant in the atmosphere. And the other is for that whose mixing ratio is variable.

Atmospheric transmittance varies mainly with the temperature, pressure and amount of the absorbing gases of the path. This study uses simple arithmetic operations to relate these parameters and the atmospheric transmittance function, and applying scale approximation and energy parameterization to derived those two simple atmospheric transmittance models. The main absorbing gases of HIRS/2 channels are CO₂ and H₂O whose mixing ratio are constant and variable in space, respectively. Therefore, The results estimated from the CO₂ and H₂O atmospheric transmittance models of HIRS/2 channels are multiplied to be their total atmospheric transmittance.

This study selected 20 radiosonde observations of different weather conditions as the model accuracy checking samples. The results obtained from this study were compared with the determinations by the LOWTRAN-6 package. The maximum RMSE is about 0.039 occurred on Channel 12. The average RMSE for all channels is only 0.013. These comparisons reveal its good accuracy of this model. Besides, the CPU time consumed by this model is 19 times faster than that by LOWTRAN-6 package. This implies the atmospheric transmittance model of this study is better than LOWTRAN-6 package for the use in HIRS/2 sounding retrievals.

Key Words: HIRS/2 Channels, Atmospheric Transmittance