

三維正子電腦斷層造影中不同散射矯正方法之綜述與比較

吳杰^{1,2} 林信宏² 莊克士²

¹中台科技大學 放射技術系

²國立清華大學 原子科學系

正子電腦斷層造影 (PET) 可提供放射性藥物在活體中的濃度分佈與定量資訊，目前已被廣泛應用於功能性檢查與腫瘤偵測上。三維正子電腦斷層造影可以達到更高的系統靈敏度，目前逐漸取代傳統的二維正子電腦斷層造影，但是因為其缺乏septa，無可避免的會使散射符合事件隨著真實符合事件 (coincident events) 的增加而增加。相關的研究發現，散射符合事件的貢獻可能佔所有事件的50% 以上，因此對於PET影像定量分析與藥物動力模型之研究，如何精確矯正散射影響益形重要。目前已有許多不同類型的散射矯正方法相繼被提出，並且成功應用於三維正子電腦斷層造影上。本文回顧介紹主要的散射矯正方法，包括：內插密合法、能窗基底法、旋轉減贅法、模式基底法、重建基底法，以及我們近年研發的射束阻擋裝置法。

關鍵詞：三維正子電腦斷層造影，散射矯正，射束阻擋裝置

核子醫誌2005;18:225-233

前言

隨著生醫分子影像的發展，正子電腦斷層造影 (positron emission tomography; PET) 因為具備高靈敏度與定量能力，在現今核子醫學中已佔有重要之地位。正子

電腦斷層造影的定量特性能讓影像重建後之體素值代表活體中局部放射性核種濃度的絕對量，不僅可正確的確保其物理意義並提供臨床的人體資訊，更可利用標幟藥物在體內隨著時序變化之分佈，評估其藥理參數，以加速新藥的開發。然而，由於正子電腦斷層造影是利用符合 (coincidence) 偵測的原理來成像，其中存在許多潛在參數衝擊PET量測的準確性，這些因素包括偵檢器的無感時間效應 (dead time effect) 造成的計數率損失、偵檢器效率變化、能窗大小設定、隨機事件效應、組織衰減效應與散射效應等。

正子在體內與電子互毀產生511 keV的光子，最可能與組織產生的交互作用是康普吞散射 (Compton scattering)，光子會轉移部份能量給組織中的電子並且產生角度的偏折。符合事件便不再對應於原本的衰變位置，進而造成核種位置的錯估，降低了定量的準確性。此外，根據克來因-仁科 (Klein Nishina) 公式 [1]，當散射光子偏折角度小於45度時，可能只轉移115 keV的能量給予回跳電子，並仍保有396 keV。有於PET偵檢器的能量解析度限制 (15%~30% FWHM在511 keV)，一個包含散射作用的符合事件很可能仍然被主能窗 (350~650 keV) 接受，因此，不容易利用能窗來分隔散射符合事件與未散射事件，進而造成影像品質的模糊與定量準確度的降低。

在所接收到的符合事件之中，康普吞散射所佔的比例稱為散射分率，其大小取決於數個參數，包含散射物體的大小與密度、PET掃描器的幾何結構、能窗範圍等。二維PET的散射分率約為15% (有inter-slice septa)，利用septa防止來自其他平面的散射形成斜向的LOR (line of response)，因此能有效降低散射事件，但也相對犧牲了主要事件的靈敏度。近年來為了增加系統靈敏度，常將septa裝置移除，以擷取跨平面 (cross plane) 的主要事件，稱為三維模式，其散射分率一般都高達30~50%

94年8月23日受理 94年9月27日修改 94年9月28日接受刊載
聯絡人：吳杰博士 台中市406北屯區 廬子里 廬子巷11號 中台科技大學放射技術系
電話：0928246662 傳真：(03) 4891792 電子信箱：iamjaywu@giga.net.tw

[2]，所以在三維正子電腦斷層造影系統中，如何有效消除散射事件為改善後續的定量結果的重要關鍵。

散射矯正

雖然描述互毀光子產生康普吞散射的物理特性頗為複雜，但有幾個LOR的特性可以用來評估其散射分佈，並提供散射矯正的可能性：(1) 在物體外LOR所記錄到的事件數多為散射事件，因為主要事件 (primary event) 形成的LOR一定會被局限在物體內 (假設隨機事件已經被移除)；(2) 散射分佈是一個變化緩慢的函數，且不具空間資訊；(3) 在能譜中，低於主要能窗能量的事件大部分為散射事件；(4) 散射事件若落在主能窗內，多半來自單次散射。根據這些不同的特性衍生出各式各樣的散射矯正方法，主要區分為兩大範疇：(1) 根據所得投影資訊預測散射分佈，例如：內插密合法 (curve fitting method)、能窗基底法 (energy-based method)、捲積減法 (convolution subtraction method)；(2) 以重建後影像為基礎的散射修正法，例如：模式積底法 (model-based method)、重建基底法 (reconstruction-based method)。

此外，近年來我們研發出射束阻擋裝置法 (beam-stopper method) 以進行散射矯正。此與前述方法主要差異在於求出散射分佈的技術不同，謹分述如後。

內插密合法

此類散射矯正法 [3,4] 是利用投影資料中物體外散射的量以擬合解析方程式，如Figure 1所示，以二次多項式或是高斯公式來擬合邊緣的散射尾巴 (P_s)。此法主要是

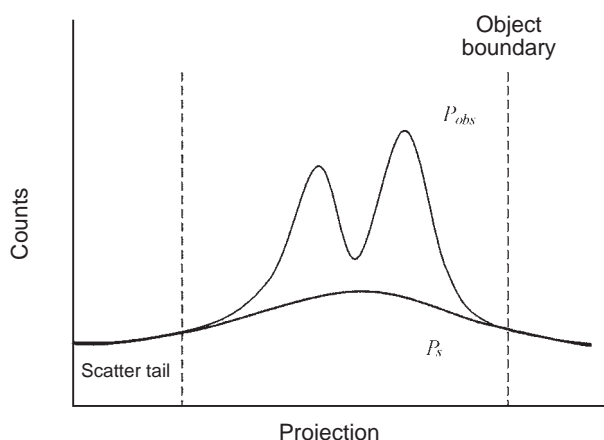


Figure 1. Curve fitting method

根據實際的觀測資料 (P_{obs})，並假設在物體外被記錄的符合事件全部都來自於散射 (假設隨機事件已完全被移除的前提下)，並且散射分佈為一低頻函數。此方法能有效修正來自FOV (field of view) 外的散射貢獻，且具有植入簡單與高計算效率之優點。主要缺點為散射分佈不見得可以用平滑的函數來近似，尤其在胸腔造影，組織密度變化非常大，可能會高估或低估散射事件。另一個問題在於胸部掃描時，身體佔據FOV內較大的範圍，導致散射尾巴相對很小而不易擬合，因此造成身體中心散射量評估的不準確。內插密合法可以有效應用於頭部PET研究，因為頭部造影具有佔據FOV內小範圍之特性，可確保物體外的散射尾巴會趨近於零。

能窗基底法

同步收取多能窗資訊的技術已廣泛用於單光子電腦斷層 (single photon emission tomography; SPECT) 造影。這類型的方法 [5-9] 利用不同能窗間的資訊以預測散射事件與主要事件，並且假設空間中不同能窗的計數值有著固定比例。在PET中，能窗基底法主要分為兩種技術：DEW (dual-energy window) 方法使用一個低於主能窗的康普吞能窗，而ETM (estimation of trues method) 方法使用另一個設置在主能窗之中的高能窗，這些方法都使用額外能窗的測量值以評估在主能窗中的散射貢獻。

DEW [5-6] 方法中，在主能窗中的未散射事件 UE_{unsc} 定義如下：

$$UE_{unsc} = \frac{UE \times R_{sc} - LE}{R_{sc} - R_{unsc}} \quad (1)$$

如Figure 2 (A) 所示，其中UE和LE分別代表主能窗 (photopeak window) 與低能窗 (lower window)， R_{sc} 為兩能窗中散射事件的比例 (LE_{sc}/UE_{sc})， R_{unsc} 為兩能窗中未散射事件的比例 (LE_{unsc}/UE_{unsc})；此二參數是利用線射源或點射源在水假體的實驗中求得。實驗中可以觀察到 R_{unsc} 在transaxial FOV中幾乎為一常數，而 R_{sc} 則有較大的變化。在axial方向，由於偵檢塊幾何結構的問題， R_{unsc} 與 R_{sc} 皆為不均勻分佈。在一定的範圍內，這些比例與物體大小無關，因此可以事先針對特定的PET掃描儀進行模擬。然而，在較大物體的造影中， R_{sc} 在radial方向變化較大，造成物體外圍的散射事件會被高估，因此針對較大的物體使用固定的 R_{sc} 值，例如胸腔造影，可能不適當。此外，

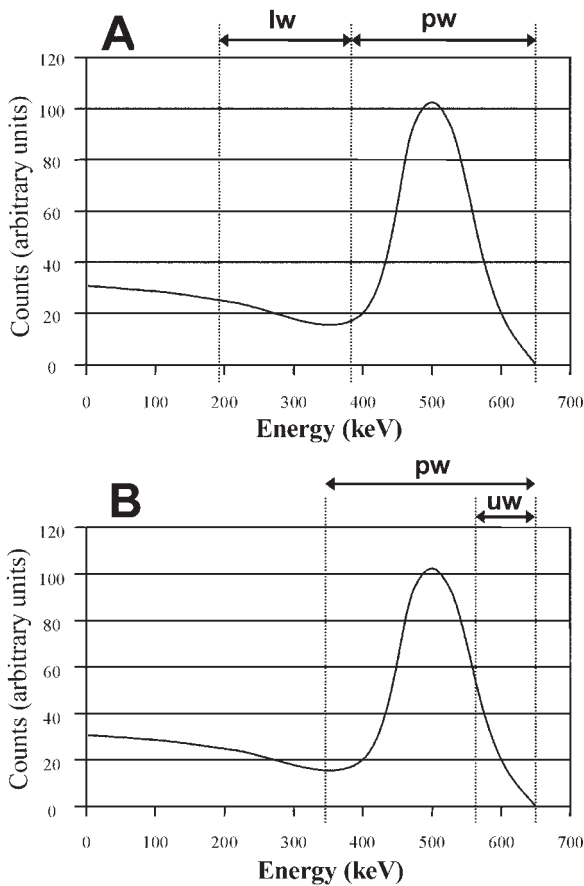


Figure 2. The dual-energy windows set for (A) the DEW method and (B) the ETM method

由於 R_{sc} 與物體的衰減係數有關，此方法對非均勻物質亦無法做適當的矯正。

ETM方法 [7] 假設在某個能量閾值以上被記錄的符合事件只包含未散射事件。此假設是合理的，因為使用BGO晶體的PET掃描器，當能量為511 keV時，其能量解析度約為20%。ETM方法的使用，如Figure 2 (B) 所示，額外的高能窗設定在550至650 keV之間，並且與主要能窗 (350-650 keV) 的能量範圍部分重疊。其公式定義如下：

$$\hat{U} = f \hat{U}_{upper}, \quad \hat{S} = (U + S - \hat{U}_{upper})_{smooth} \quad (2)$$

利用在高能窗所取得的計數值乘上一比例因子後，可求得真實符合事件的預測值，再利用主能窗計數值與

預測的真實符合事件數相減，經過平滑濾器 (smooth filter) 處理以降低正旋圖 (sinogram) 上的統計誤差，可得其散射分佈。其中 f 為比例因子，其與LOR、偵檢器立體角、能窗範圍有關，而與射源分佈無關，因此可事先求得。能窗基底法的主要好處在於可以考慮來自FOV外的散射貢獻，如果使用在能量解析度更好的晶體上，例如LSO，此法應該能得到更好的效果。能窗基底法主要的缺點在於根據卜松 (Poisson) 測量的結果進行散射計算可能會引入很多雜訊，尤其是在動態造影或是計數值有限的情況下。

旋積減贅法

相對於能窗基底法從額外的測量中推論出散射資訊，旋積減贅法 (convolution subtraction method, 簡稱CVS) [2,10-12] 則假設散射核心與物體大小以及活度分佈無關的前提之下，散射分佈可直接利用一個標準的主能窗投影資訊與散射核心作旋積轉換求得。此方法起初使用於環式2D PET中，在某一個特定切面的散射投影分佈可用一維旋積公式表示：

$$P_s(t) = \int P_m(x)k(t-x, x)dx \quad (3)$$

如Figure 3所示，其中 P_m 為主要事件的一維投影； k 為與空間相關的散射核心函數 (scatter kernel) 可利用放置線射源於假體內不同位置求得。但是公式 (3) 在實作上有其困難，因為我們無法取得 P_m 的資訊。所幸我們可以使用測量值 P_{obs} 以取代公式 (3) 中的 P_m 而仍可維持一定的準確性。一維旋積減贅法對於2D PET是很準確的；然而，由於3D PET中FOV外的散射佔相當的比例 [13]，因此，為了考慮FOV外的散射貢獻，延伸定義出二維散射核心函數，並且針對投影資料執行二維旋積如下：

$$P_m^n(t, z) = P_{obs}(t, z) - f \{P_m^{n-1}(t, z) \otimes k(t, z)\} \quad (4)$$

其中投影資訊與散射核心函數定義為radial與axial兩個方向， \otimes 代表二維旋積操作子。上述的二維旋積減贅法以疊代法加以計算，並且利用測量值 P_{obs} 不斷疊代至收斂，以克服實驗中無法直接取得 P_m 資訊的問題；至於散射核心同樣可以利用點或線射源取樣而得到。此方法已被證實，在頭部掃描可產生良好的矯正效果。旋積減贅法在動態造影上具有相當的優勢，因為其散射評估基本上是無雜訊的，所以不會貢獻額外的雜訊至散射矯正後的

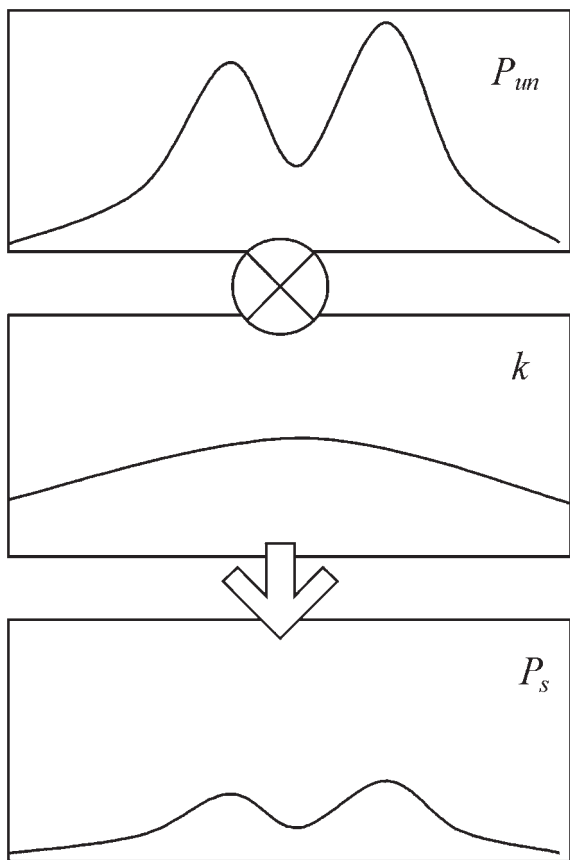


Figure 3. The scatter distribution (P_s) calculated using a scatter kernel (k) convoluting with the photopeak data (P_{un}) in projection space

投影資料。另一優點為此方法不需要收集額外的能窗資訊，因此在電腦計算上更有效率。然而，當遭遇更複雜的活度分佈，例如胸腔或腹部造影時，起始的假設便無法成立。為了改善此一適應性的缺點，許多研究致力於非固定性假設 (non-stationary assumption) 的使用，將物體大小、活度分佈、偵檢器立體角納入考慮，發展出更為精確的散射核心模型 [14]，因此非固定性旋轉減費法便成爲一極具潛力且令人感興趣之議題。

模式基底法

因爲光子在物質中作用的物理機制已被了解，我們可藉由此交互作用的特性與PET所取得的重建影像資料，並配合數值分析或蒙地卡羅技術模擬整個過程以計算出散射對投影資料的貢獻，此類型的散射矯正稱爲模式基底法 [15-21]。這類方法主要是利用主能窗中單次康

普吞散射佔整體散射事件絕大部份的特性 (~75%) [14]，並利用線積分法以單次散射評估出多次散射的量。Watson [15-17] 靠著模擬光子的遷移，發展出目前被廣泛使用的Single Scatter Simulation (SSS) 方法，此方法只考慮其中一個互毀光子產生單次康普吞散射，以計算出符合事件中平均的散射貢獻。

SSS方法應用了克來因-仁科公式以分辨每一個LOR中來自某一小散射區域的貢獻，並將這些小散射點以網格方式分佈在整個物體之中，再藉由這些散射點貢獻的積分而求出單次散射的總量。在任意一個LOR中單次散射貢獻可以利用散射核心與散射物體的體積分求得，公式如下：

$$R_{scatt} = \int_V dV_s \left(\frac{\sigma_A \sigma_B}{4\pi R_1^2 R_2^2} \right) \frac{d\mu(E, \Omega_s)}{d\Omega} [I^{(A)} + I^{(B)}] \quad (5)$$

其中

$$I^{(A)} = \left[\int_S n_e(s_1) ds_1 \right] e^{-\int_S^A \mu(E, s_1) ds_1} \times e^{-\int_S^B \mu(E, s_2) ds_2} \epsilon_A(E) \epsilon_B(E')$$

$$I^{(B)} = \left[\int_S n_e(s_2) ds_2 \right] e^{-\int_S^B \mu(E, s_2) ds_2} \times e^{-\int_S^A \mu(E, s_1) ds_1} \epsilon_B(E) \epsilon_A(E')$$

R_{scatt} 代表單次散射事件佔全部符合事件的比例 (請參考Figure 4顯示之幾何結構)；LOR (虛線AB) 是來自單一散射點S所造成的貢獻； V_s 爲整個散射體積； n_e 爲發射體密度 (emitter density)，即爲重建的emission image； μ 爲性衰減係數，即爲重建的transmission image； E 爲原始光

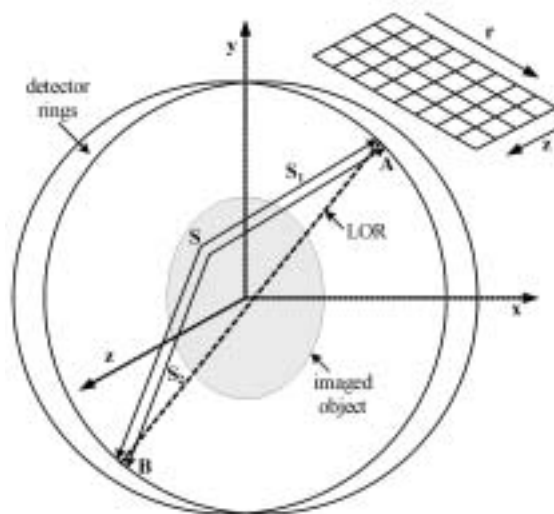


Figure 4. The scheme of trajectories of scattered photons in the SSS algorithm

子能量 (511 keV), E' 為散射光子能量, Ω_s 為散射角度; σ_A 與 σ_B 為偵檢器截面, R_1 和 R_2 表示從散射點到偵檢器的距離, 偵檢器效率則以 ϵ_A 與 ϵ_B 表示。SSS 方法以這些參數模組化整個散射過程, 可以相當精確的預測出能窗基底法無法評估的小角度散射。

SSS 方法的主要缺點為利用未經散射矯正的初始影像來計算散射分佈, 此初始影像已經包含了散射的偏差。解決方法可利用疊代方式以取得收斂, 進而改善此問題; 但是針對所有散射點的重複疊代非常耗費計算時間。此外, SSS 無法對斜向平面進行矯正, 也無法直接計算來自 FOV 外的散射貢獻。有文獻對此提出不同的解決方法 [21,22], 但對於具有較大 axial FOV 的全身造影, SSS 方法的使用仍是一個需要持續關注的議題。

重建基底法

統計重建基底法 (statistical reconstruction-based scatter correction, 簡稱 SRBSC) [23] 與 SSS 方法相同, 也利用重建後的影像作為評估散射的基礎。此方法主要的假設是基於投影資訊中的散射事件大部分為低頻所組成, 而在統計式疊代重建的過程中, 低頻部分收斂的速度高於高頻收斂速度 [24], 因此散射分佈可利用前幾次疊代的初始影像求得。其公式如下:

$$P_s = [fwdprojection(f_L) + fwdprojection(f_H)] \otimes srf \approx fwdprojection(f_L) \otimes srf \quad (6)$$

其中 f 為真實活度分佈, 可區分為由低頻影像 f_L 和高頻影像 f_H 所組成。利用上述假設的特性, 將一次疊代後的影像 (使用 OSEM 重建法) 經由正向投影所得之投影資訊再與散射核心函數 srf 作旋積轉換後, 可求得散射分佈, 其演算法如 Figure 5 所示。

SRBSC 方法兼具一些旋積減贅法的特性, 同樣必須求得精確的散射核心模型。此方法的優點在於直接利用一次疊代重建後影像的投影資訊作旋積轉換, 不須如 CVS 方法需要多次疊代處理, 因此計算更迅速。此方法可以避免引入額外的雜訊, 適合應用於低活度造影。然而, SRBSC 方法的缺點亦如 CVS 方法, 當遭遇到複雜的物體時可能無法準確預測出散射分佈, 因而有必要發展出非固定散射模型。此外, 對於 FOV 外散射佔一定比例之心臟掃描與全身造影, SRBSC 方法無法考慮到 FOV 外來的散射事件, 仍待解決。

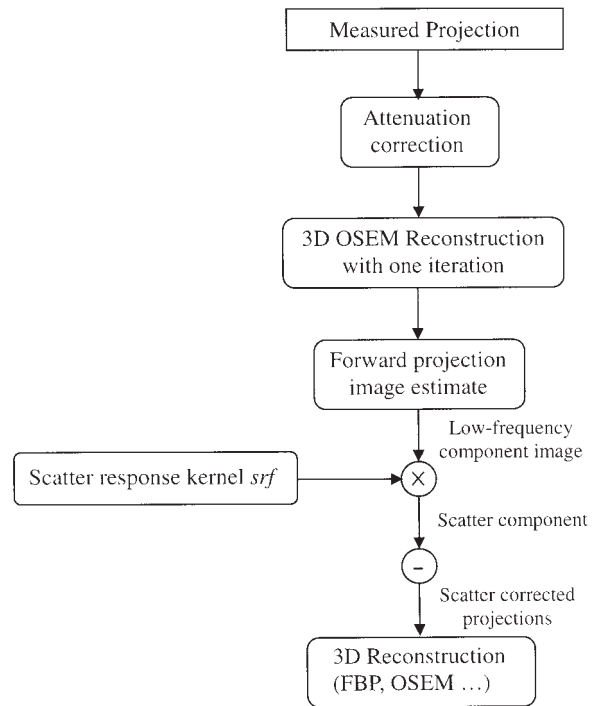


Figure 5. The flow chart illustrating the general principle of the SRBSC algorithm

射束阻擋裝置法

射束阻擋裝置法 (beam stopper device method, 簡稱 BS) [25], 為我們實驗室近幾年的研究成果。阻擋器是利用高原子序的物質所組成, 如 Figure 6 (A) 所示, 將阻擋器置於待測物體周圍, 在不影響散射光子進入偵檢器的假設條件下, 阻擋器會以一定的比例衰減主要光子。利用有無放置此射束阻擋裝置的差異, 散射的量或是散射分率可以直接從被阻擋的 LOR 中求得, 公式如下:

$$\begin{aligned} C_R(t_i, \theta) &= P(t_i, \theta) + S(t_i, \theta) \\ C_B(t_i, \theta) &= T(t_i, \theta) \times P(t_i, \theta) + S(t_i, \theta) \end{aligned} \quad (7)$$

其中 S 、 P 分別表示原始訊號中散射部份與主要射束部份, C_R 表示不含射束阻擋裝置的造影中 LOR (t, θ) 上的計數值, C_B 表示含射束阻擋裝置的造影中 LOR (t, θ) 上的計數值。利用有無阻擋裝置的空氣掃描 (air scan) 實驗, 即可測得穿透百分比 T 值, 藉此計算出上述公式中檔塊裝置取樣點 t_i 上的散射資訊。假設散射的空間分佈是緩慢變化的函數, 我們可以利用 cubic spline 內插法求得在正旋圖中整個散射的分佈如 Figure 6 (B) 所示。

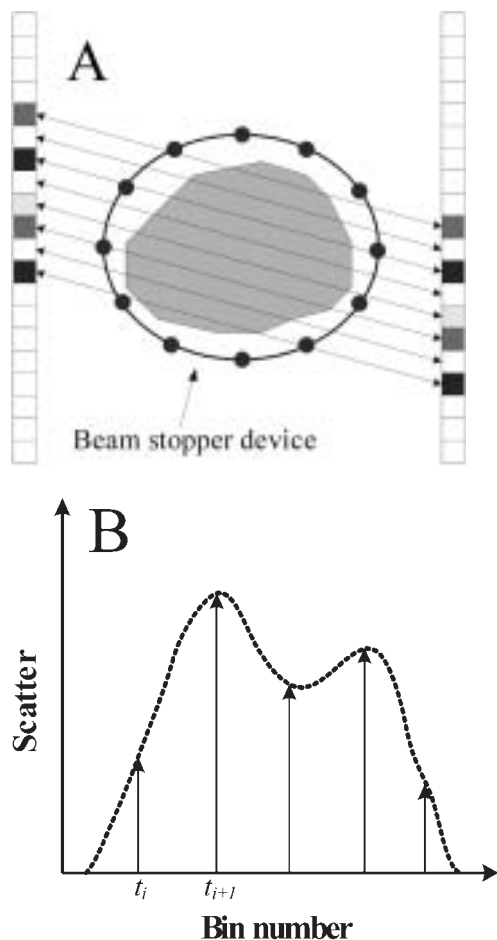


Figure 6. (A) For each projection angle, the primary events are blocked at several radial bins. (B) The scatter distribution (dotted line) is interpolated based on the scatter components (solid arrow) estimated at those blocked bins.

BS方法的優點為計算快速，並且可直接測量來自FOV外的散射貢獻，對於較複雜的物體與不均勻的活度分佈，BS方法都可達到良好的矯正效果。BS方法的主要缺點為射束阻擋裝置本身亦可能造成散射事件的衰減，進而造成散射符合事件的高估，不過這個缺點可經由最佳化射束阻擋器的大小與數目加以克服。我們經由改變不同阻擋器半徑與數目的組合，發現阻擋器的半徑越小，散射矯正的結果越好，針對肺部的人型假體而言，16個半徑3公釐的阻擋器可以產生最準確的矯正結果。朱寶假體 (Zubal phantom) 的矯正結果如Figure 7所示。

討論

綜合各種散射矯正法的優劣可以發現，散射矯正所能達到的準確度與其應用將取決於待測物體的大小與密度、物體內活度分佈、偵檢器的形式、能窗範圍以及取樣模式而有不同的表現。在腦部掃描中，由於頭部的衰減係數變化相對較小與所佔FOV範圍較小的特性，使得散射矯正較為容易，所有矯正法所得到的結果也較為準確。但是對於胸部與腹部掃描而言，除了同位素分佈不均勻外，組織密度的差異，也造成散射矯正的困難，這方面模式基底法已被驗證能有效的移除散射污染，但是伴隨而來的大量運算也讓這些利用疊代式演算法的臨床應用出現瓶頸。

在3D取樣模式中，FOV外來的散射貢獻可達到全部散射事件的50% [13]，此時應用內插密合法與能窗基底法可有效移除多次散射的貢獻，然而基於額外能窗的資料通常會伴隨著額外的雜訊，這類方法較不適合應用在

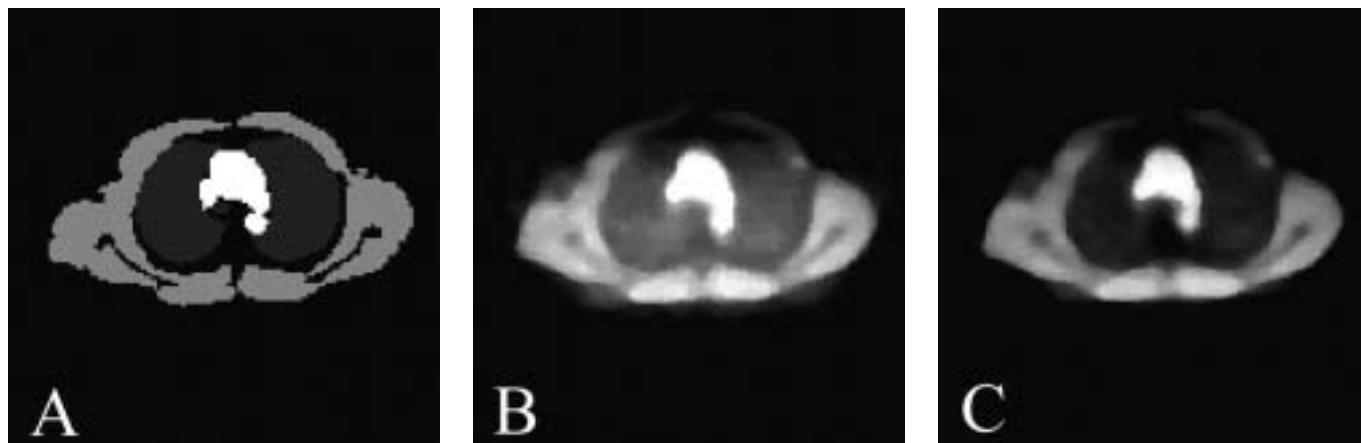


Figure 7. The reconstructed images of the Zubal phantom. (A) The reference image used as input to the simulator, (B) uncorrected image, and (C) image corrected by the BS method

動態造影上。BS方法綜合了上述的優點，除了可以應用於較大且較複雜的物體造影上，對於FOV外來的散射污染也可以加以移除，因此，提供了準確散射矯正的可能性。

近年來針對正子電腦斷層定量的必需性，確實引發了一些討論 [26]，利用氟-18進行絕對定量除了受限於部份體積 (partial volume) 問題以外，更需要面對複雜的矯正步驟，使得絕對定量在臨床上的應用不易推行，目前多半也只用於氟-18-FDG標準吸收值 (standard uptake value) 的評估。此外，研究結果亦顯示絕對定量與否，並不會影響癌症的區分與判定 [27]，但是對於一些特殊核種的應用與氟-18-FDG的相對定量 (影像數值正比於某一變數)，臨床上還是具有一定的意義存在，例如：使用鈷-86 (^{86}Y) 的絕對定量以準確評估鈷-86 (^{90}Y) 的同位素治療劑量 [28]，然而沒有散射矯正必然不可能達到此一目的。至於散射矯正對於腫瘤偵測率的提升是否具有效果，目前尚未得到一致的結論，針對小於2公分的肺部癌症，研究結果認為散射矯正與衰減矯正可以增加偵測率 [29]，但是對於較大腫瘤偵測率的改變則不具統計意義。其他腦部造影的研究 [30] 結果顯示使用模式基底法確實使得氟-18-FDG的分佈產生了明顯的差異，進而可能會影響判讀的結果。

結論

比較各種散射矯正方法，可以看出這六類的技術都各有其優缺點，這也顯示出散射矯正的重要性與國際間在散射矯正領域上所做的努力。綜合上述矯正方法之優劣點，一個成熟的散射矯正法應該具有下列的特性：(1) 能同時處理FOV內與外產生的散射事件；(2) 能直接矯正單次散射與多重散射的貢獻；(3) 能考慮小角度的散射事件；(4) 能得到準確的散射分佈與散射分率分佈；(5) 能考慮待測物體與PET掃描儀的特性；(6) 能快速進行矯正作業。

目前尚無完美的散射矯正法，而每一種方法也都須要依據某種特定的假設條件下才能達到準確的矯正結果，因此相關的研究仍須繼續進行。散射矯正未來發展趨勢可分為數個方向，結合不同類型的矯正法截長補短，以更精確的評估散射的分佈是一個可行的方法，例如：結合BS方法與能窗基底法以計算散射分率的分佈。隨著電腦的快速發展，我們可以建構更精密的參數模型

以處理散射的問題，例如：非固定旋積減贅法與重建基底法的發展與根據重建影像為基礎所發展出的模式基底法。此外，利用叢集電腦的平行處理能力於蒙地卡羅的即時模擬上，將大幅的縮短運算時間，相信不久的將來，針對個別病人進行即時蒙地卡羅模擬以求得散射分佈，可直接應用於臨床的三維正子電腦斷層造影上。

參考文獻

1. Johns HE, Cunningham JR eds. *The Physics of Radiology*. 4th ed. Springfield, USA: Charles C. Thomas; 1983:176-179.
2. Bailey DL, Meikle SR. A convolution-subtraction scatter correction method for 3D PET. *Phys Med Biol* 1994;39:411-424.
3. Cherry SR, Meikle SR, Hoffman EJ. Correction and characterization of scattered events in three-dimensional PET using scanners with retractable septa. *J Nucl Med* 1993;34:671-678.
4. Cherry SR, Huang SC. Effects of scatter on model parameter estimates in 3D PET studies of the human brain. *IEEE Trans Nucl Sci* 1995;42:1174-1179.
5. Grootoink S, Spinks TJ, Jones T, Michel C, Bol A. Correction for scatter using a dual energy window technique with a tomograph operating without septa. *IEEE Med Imag Conf Rec* 1991;3:1569-1573.
6. Grootoink S, Spinks TJ, Sashin D, Spyrou NM, Jones T. Correction for scatter in 3D brain PET using a dual energy window method. *Phys Med Biol* 1996;41:2757-2774.
7. Bendriem B, Trebossen R, Frouin V, Syrota A. A PET scatter correction using simultaneous acquisitions with low and high energy thresholds. *IEEE Med Imag Conf Rec* 1993;3:1779-1783.
8. Shao L, Freifelder R, Karp JS. Triple energy window scatter correction method for PET. *IEEE Trans Med Imag* 1994;13:641-648.
9. Jaszczak RJ, Greer KL, Floyd CE Jr, Harris CC, Coleman RE. Improved SPECT quantification using compensation for scattered photons. *J Nucl Med* 1984;25:893-900.
10. McKee BTA, Gurvey AT, Harvey PJ, Howse DC. A deconvolution scatter correction for a 3D PET system.

- IEEE Trans Med Imag 1992;11:560-569.
11. Shao L, Karp JS. Cross-plane scattering correction- point source deconvolution in PET. *IEEE Trans Med Imag* 1991;10:234-239.
 12. Bentourkia M, Msaki P, Cadorette J, Lecompte R. Assessment of scatter components in high-resolution PET: correction by nonstationary convolution subtraction. *J Nucl Med* 1995;36:121-130.
 13. Adam LE, Karp JS, Brix G. Investigation of scattered radiation in 3D whole-body positron emission tomography using Monte Carlo simulations. *Phys Med Biol* 1999;44:2879-2895.
 14. Zaidi H, Koral KF. Scatter modelling and compensation in emission tomography. *Eur J Nucl Med Mol Imag* 2004;31:761-782.
 15. Watson CC, Newport D, Casey ME, deKemp RA, Beanlands RS, Schniand M. Evaluation of simulation-based scatter correction for 3-D PET cardiac imaging. *IEEE Trans Nucl Sci* 1997;44:90-97.
 16. Watson CC. New, faster, image-based scatter correction for 3D PET. *IEEE Trans Nucl Sci* 2000;47:1587-1594.
 17. Watson CC, D Newport, Casey ME. A single scatter simulation technique for scatter correction in 3D PET. In: Grangeat P, Amans JL, eds. *Three-Dimensional Image Reconstruction in Radiology and Nuclear Medicine*. Dordrecht: Kluwer Academic; 1996:255-268.
 18. Ollinger JM. Model-based scatter correction for fully 3D PET. *Phys Med Biol* 1996;41:153-176.
 19. Levin CS, Dahlbom M, Hoffman EJ. A Monte Carlo correction for the effect of Compton scattering on 3-D PET imaging. *IEEE Trans Nucl Sci* 1995;42:1181-1185.
 20. Wollenweber SD. Parameterization of a model-based 3-D PET scatter correction. *IEEE Trans Nucl Sci* 2002;49:722-727.
 21. Werling A, Bublitz O, Doll J, Adam LE, Brix G. Fast implementation of the single scatter simulation algorithm and its use in iterative reconstruction of 3D PET data. *Phys Med Biol* 2002;47:2947-2960.
 22. Ferreira NC, Trebossen R, Lartizien C, Brulon V, Merceron P, Bendriem B. A hybrid scatter correction for 3D PET based on an estimation of the distribution of unscattered coincidences: implementation on the ECAT EXACT HR+. *Phys Med Biol* 2002;47:1555-1571.
 23. Zaidi H. Reconstruction-based estimation of the scatter component in positron emission tomography. *Ann Nucl Med Sci* 2001;14:161-171.
 24. Pan TS, Yagle AE. Numerical study of multigrid implementations of some iterative image reconstruction algorithms. *IEEE Trans Med Imag* 1991;10:572-588.
 25. Chuang KS, Wu J, Jan ML, Chen S, Hsu CH. Novel scatter correction for three-dimensional positron emission tomography by use of a beam stopper device. *Nucl Instr and Meth A* 2005 (in press).
 26. Marsden PK. Quantification in PET: what is it? Can we do it? Do we need it? *Nucl Med Commun* 2004;25:635-636.
 27. Strother SC, Liow JS, Moeller JR, Sidtis JJ, Dhawan VJ, Rottenberg DA. Absolute quantitation in neurological PET: do we need it? *J Cereb Blood Flow Metab* 1991;11:A3-A16.
 28. Pentlow KS, Finn RD, Larson SM, Erdi YE, Beattie BJ, Humm JL. Quantitative imaging of yttrium-86 with PET. The occurrence and correction of anomalous apparent activity in high density regions. *Clin Positron Imag* 2000;3:85-90.
 29. Zhang H, Tian M, Oriuchi N, Higuchi T, Tanada S, Endo K. Detection of lung cancer with positron coincidence gamma camera using fluorodeoxyglucose in comparison with dedicated PET. *Eur J Radiol* 2003;47:199-205.
 30. Montandon ML, Slosman DO, Zaidi H. Assessment of the impact of model-based scatter correction on ^{18}F -FDG 3D brain PET in healthy subjects using statistical parametric mapping. *Neuroimage* 2003;20:1848-1856.

A Review of Scatter Correction Methods for Three-Dimensional Positron Emission Tomography

Jay Wu^{1,2}, Hsing-Hon Lin², Keh-Shih Chuang²

¹*Department of Radiological Technology, Central Taiwan University of Science and Technology, Taichung, Taiwan*

²*Department of Nuclear Science, National Tsing-Hua University, Hsinchu, Taiwan*

Positron emission tomography (PET) offers the possibility of quantitative assessment of tracer concentration in vivo. Fully 3D PET can achieve higher system sensitivity of coincidence events than the 2D mode, but the absence of inter-slice septa inevitably leads to increased scattered events. The scattered events can contribute as much as 50% of the total detected events. Therefore, accurate correction for the scatter component is necessary for meaningful quantitative image analysis and tracer kinetic modeling. A number of scatter correction methods have been proposed and successfully implemented for 3D PET. In this article, we comprehensively reviewed five scatter correction approaches, including curve fitting method, energy-based method, convolution subtraction method, model-based method, reconstruction-based method, and our newly developed beam stopper approach.

Key words: 3D PET, scatter correction, beam stopper device

Ann Nucl Med Sci 2005;18:225-233

Received 8/23/2005; revised 9/27/2005; accepted 9/28/2005.

For correspondence or reprints contact: Jay Wu, Ph.D., Department of Radiological Technology, Central Taiwan University of Science and Technology, 11 Pu-Tzu Lane, Pei-tun District, Taichung 406, Taiwan. Tel: (886)-928246662, Fax: (886)3-4891792, E-mail: iamjaywu@giga.net.tw