

粒子對應技術在化學物理上的應用 (上)

化學物理受益於同步輻射光源所提供前所未有的光能區域，近二十年在真空紫外及 X 光域有騰越式的進展；隨著光能的增加，原子與分子激發態的蛻變也愈趨繁複，使得粒子對應技術成為解析其蛻變途徑不可或缺的利器。本文首先描繪出一個典型、經簡化後仍極為繁瑣的光物理與光化學蛻變流程，以鋪陳粒子對應技術的必要性，隨後介紹評比三種量測粒子到達時差的手段，最後講述探測效率、粒子生成率、探測器視野與粒子源區交集度這三種攸關粒子對應技術成敗的基本考量。

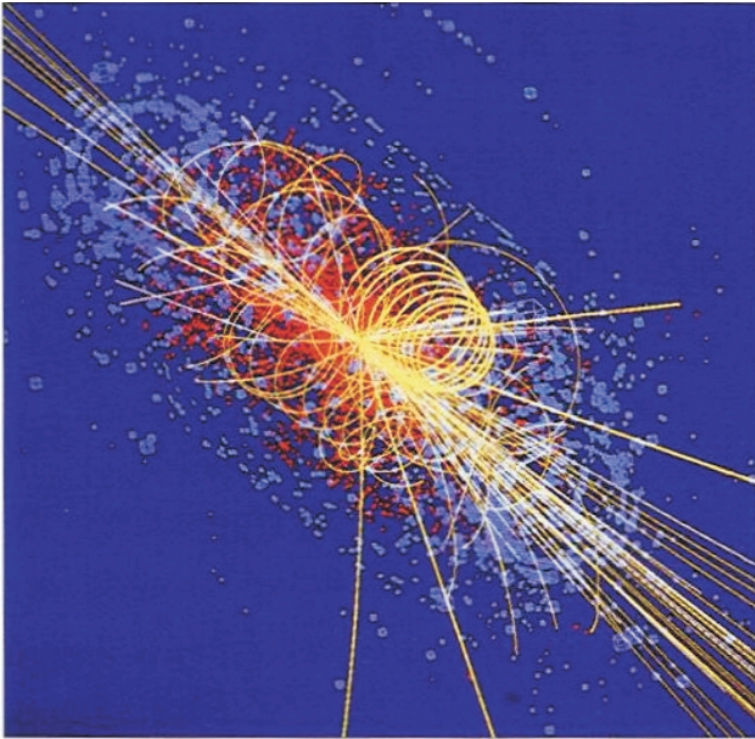
李凱弟

一、引言

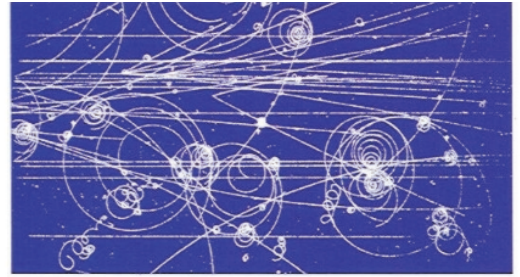
蘇格蘭物理學家 C. T. R. Wilson 自 1896 年開始研發能夠捕捉住高能帶電粒子蹤跡的霧室 (cloud chamber)，霧室技術在 1912 年臻於完備之後成為研究 X 光、核反應、宇宙射線的一種實驗利器。基於相似的相之超臨界蛻變被高能帶電粒子觸動的概念，D. A. Glaser 在 1952 年發展出了氣泡室 (bubble chamber)，相形於霧室的低密度氣體，氣泡室的高密度液體能更準確地描繪出諸如核反應或高能粒子碰撞後產物的軌跡，因而更進一步推展了核物理及基本粒子的研究。一個核反應或高能粒子碰撞反應的微觀事件往往產生出兩個或多個產物，如

李凱弟先生為美國明尼蘇達大學化學博士，現任行政院同步輻射研究中心副研究員。

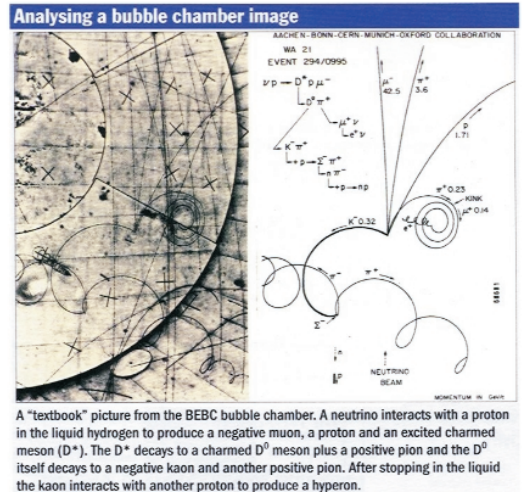
何能將數個被探測到的粒子追本溯源至同一個微觀世界的物理事件，就是推動粒子對應 (coincidence，某些字典稱此為符合) 技術的原動力。粒子對應技術和霧室、氣泡室應用的同步成長顯示出前者在微觀事件粒子相關性認定上所扮演之無可或缺的角色，而粒子對應技術在上世紀 40 年代的快速發展可以由楊振寧的博士論文題目「On the Angular Distribution in Nuclear Reactions and Coincidence Measurements」⁽¹⁾ 窺見一斑。在現代的超高能粒子對撞機 (collider) 實驗裡，要由基本粒子反應的更迭蟬續和反應物種的多樣性所衍生出極度繁複的過程中解析出相關脈絡，更非仰仗粒子對應技術不可。圖 1 提供由兩個氣泡室粒子軌跡圖^(2,3)、瑞士歐洲高能物理實驗室 CERN 中 LHC 對撞機粒子軌跡模擬圖⁽⁴⁾ 及美國布魯克海文國立實驗室 RHIC 對撞機所用之 STAR 探測器⁽⁵⁾ 四圖所組成的



CERN's LHC collider, now under construction, is expected to discover how Nature hides symmetries. This simulation from the CMS experiment shows how this might be revealed.



Bubble chamber pictures show particles interacting, but not how they interact.



A "textbook" picture from the BEBC bubble chamber. A neutrino interacts with a proton in the liquid hydrogen to produce a negative muon, a proton and an excited charmed meson (D^*). The D^* decays to a charmed D^0 meson plus a positive pion and the D^0 itself decays to a negative kaon and another positive pion. After stopping in the liquid the kaon interacts with another proton to produce a hyperon.

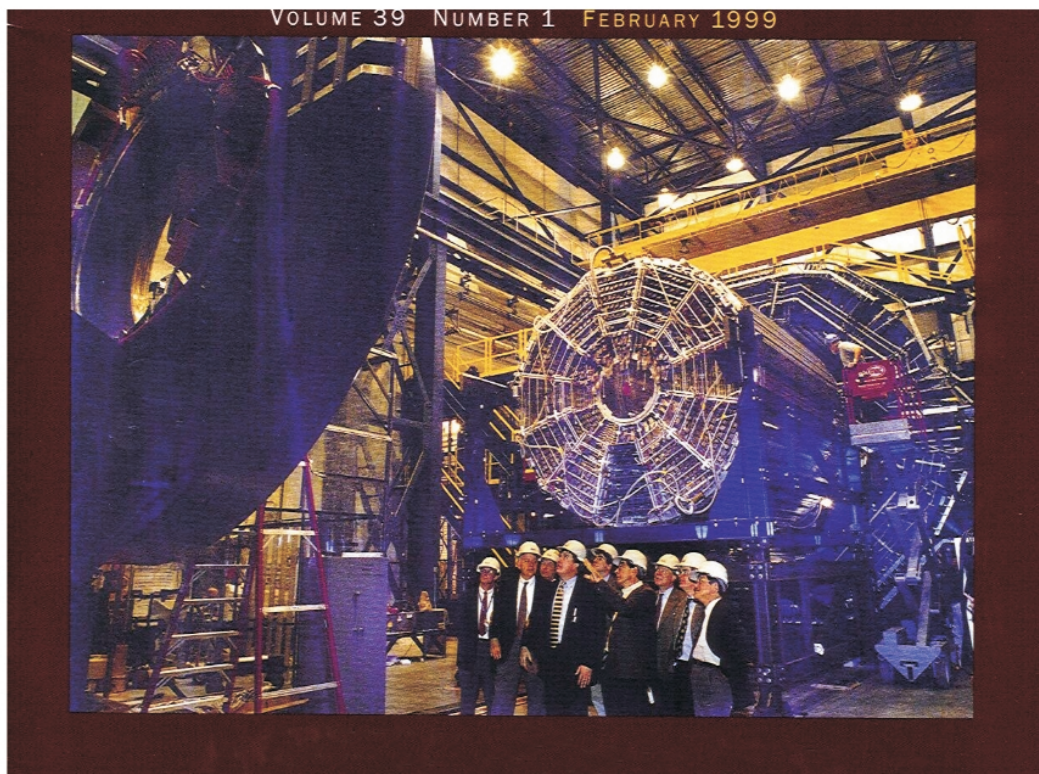


圖 1. 基本粒子探測集錦圖；右上角兩圖為典型的由氣泡室所偵測出的粒子蛻變軌跡圖，^(2,3) 左上示意圖顯示位於瑞士歐洲高能物理實驗室中 LHC 對撞機某碰撞事件的可能粒子蛻變衍生圖，⁽⁴⁾ 下方為位於美國布魯克海文國立實驗室中 RHIC 對撞機名為 STAR 的探測器安裝時的照片。⁽⁵⁾

集錦，作為本段所言的註腳。

化學物理 (chemical physics) 是以物理原理和實驗手段來研究原子與分子之物理和化學變化的一門研究領域，雖然化學物理所涉及的粒子種類 (電子、光子、中性原子與分子、帶電原子與分子) 的多樣性及其蛻變過程的繁瑣度不及高能物理，但是要由盤根錯節的反應演變過程中理出頭緒的要求是一樣的。自 1970 年代初期開始，隨著真空紫外光物理、光化學的大步進展，化學物理的研究領域也逐漸引進在基本粒子與核子物理學領域已被充分有效利用而且成果豐碩的粒子對應技術。隨著激發能的增加，吸收了這些能量的原子與分子的蛻變過程也隨之趨繁，而同步輻射近二十年的蓬勃發展也促使化學物理的研究往 X 光的高光能範圍快速挺進，這一個趨勢使得粒子對應技術在化學物理領域所扮演的角色更為卓著，其之所以如此可以由以下所描述的物理及化學過程得知 (見圖 2)。

當一個分子吸收了一個具有數百電子伏特能量的光子之後，其內層電子可能被游離出來，成為光電子，而內層電子游離之後所撇下的離子之電子態除了基態之外也可能有各種激發態。基於能量守恆，離子內能 (超越中性分子在吸收了光子之前原有內能的部份) 加上光電子動能必須是被吸收光子的能量，引而言之，電子態處於基態的離子其所對應的光電子能量較高，而電子態處於各個激發態的離子其所對應的光電子能量較低，而且因其激發態能量大小之不同而各異。

不管是在基態或是激發態的離子，這些具有數百電子伏特內能的離子可能以釋放出歐傑 (Auger) 電子或放射出 X 光的方式來達到低階的態。同樣的基於能量守恆，歐傑電子動能加上歐傑終態內能必須是原離子的內能，而幾十種歐傑終態就有幾十種相對應的歐傑電子動能。如果這些歐傑「終」態離子仍然具有相當高的內能，它們就可能更進一步地釋放出歐傑電子而達到更低的態，這種二次或多次以級降方式相繼發生的歐傑電子放射就是所謂的瀑流 (cascade, 或被稱為級聯) 式的歐傑蛻變過程。在此級降過程中的每一階段都可能有幾十種次穩態離子的選擇，而其中任何一種次穩態的離子又可能有數十種更次穩態離子的選擇，這種瀑流式

的上下關聯性比枝幹式的上下關聯性更為複雜，枝幹式的關聯性中每一末枝只有唯一的單線溯源，而瀑流式的關聯性中某一低階可能有多線溯源的情況出現，也就是說同一高階態可能經由兩種或多種中階態蛻變至同一個低階態，這種關聯性可以由其命名 - 瀑流 - 的具象景觀傳神地體會出來。除了瀑流式的多重歐傑電子游離之外，高內能離子也可能採取「同時」釋放出兩個或多個歐傑電子的方式來蛻變。

當離子蛻變到已經沒有充分內能作進一步游離的情況時，這種離子仍可能具有數十電子伏特的內能；如果最初被吸收的光子是幾萬電子伏特的 X 光的話，這種被歐傑電子蛻變耗盡其大部分內能的離子更可能具有高達數百電子伏特的內能。這些可觀的內能必須另謀發洩的管道，而分子裂解和螢光放射就是在歐傑蛻變管道關閉之後釋放分子內能的兩種途徑，前者將母離子內能轉化為化學鍵斷裂所需要的能量以及分裂之後兩個或多個離子或中性原分子的移動能及內能，而後者將母離子內能以螢光光子能量的方式釋放出來。和歐傑電子蛻變一樣，只要內能許可，分子裂解和螢光放射也可能以瀑流 - 也就是級降 - 的方式逐階進行，直到其最終生成物到達無路可走的穩定基態為止。

針對這樣的一套物理和化學的蛻變流程 (見圖 2)，一個研究者可以測量它的 X 光、紫外光、可見光甚至紅外光光譜，可以測量它的光電子及歐傑電子能譜，也可以測量它的離子質譜，光譜、電子能譜和質譜能夠提供此一流程中所產生的各種光子、電子和離子的能量或質量的資料。如果我們要進一步追問這些粒子在各種蛻變途徑中的關聯性，比方說具有某特定質量的離子是經由什麼蛻變途徑產生的，或是說某一層歐傑蛻變後所產生的具有某一個電子態的母離子會分解成那幾種離子，上述三種譜自然無法提供答案。但是假設我們擁有一套具有偵測光子、電子及離子三種探測系統的實驗設備，而且三種探測系統同時在運作之中，我們進一步想像在微觀世界中有一分子吸收了光之後，在數十萬種蛻變途徑中採取了某一特定途徑蛻變，而產生了具有某一光能的光子、具有某一動能的電子及具有某一質量的離子，這三個粒子分別被各自的導

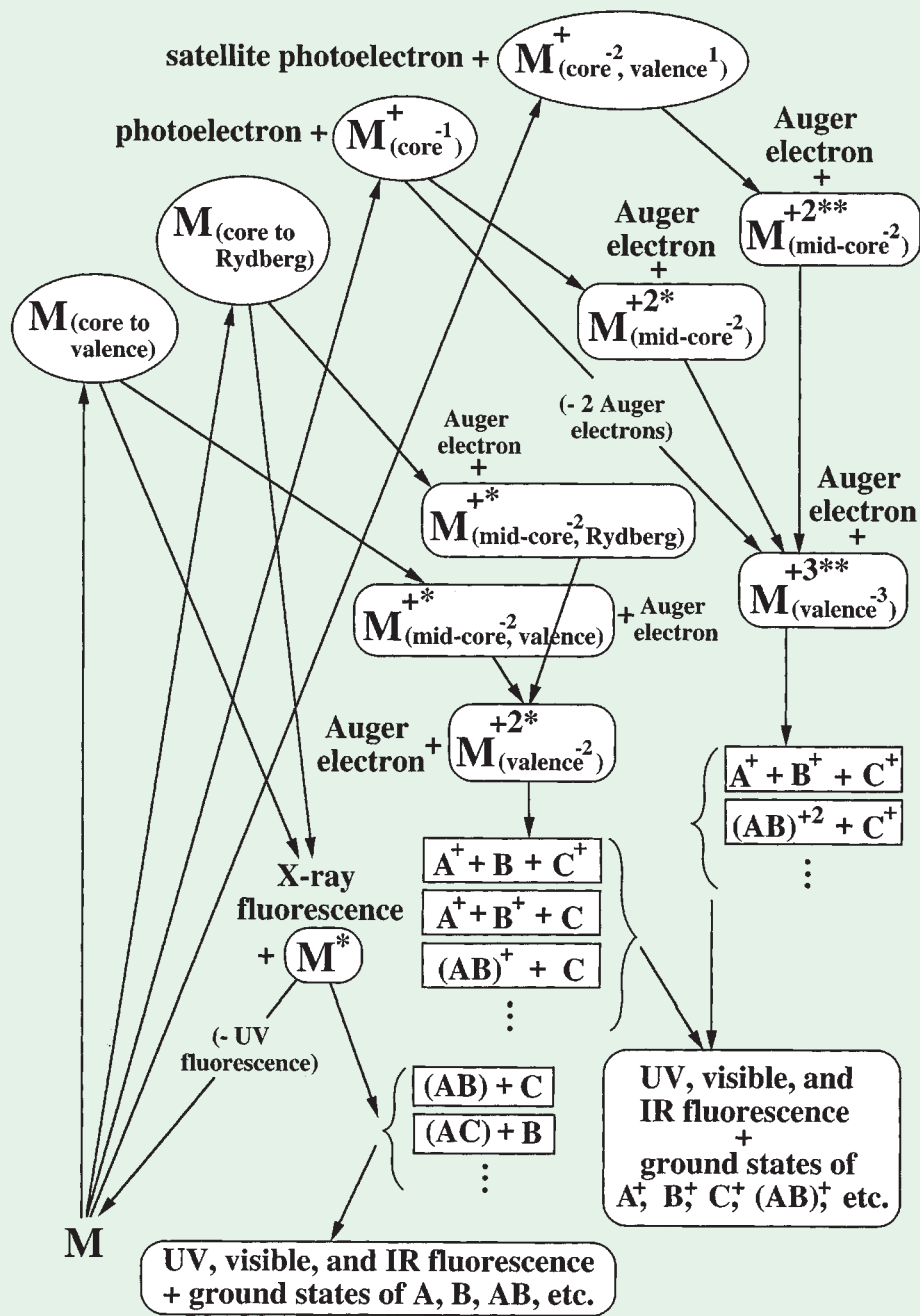


圖 2. 一個典型而簡化的光物理與光化學流程圖，顯示兩種內層電子被 X 光激發至外層空軌域 ($M_{(\text{core to valence})}$ 和 $M_{(\text{core to Rydberg})}$) 及兩種內層電子被 X 光游離 ($M^+_{(\text{core}^{-1})}$ 和 $M^+_{(\text{core}^{-2}, \text{valence}^1)}$) 的初始分子態的蛻變途徑；歐傑電子游離與 X 光螢光放射是最快發生的事件 (前者佔總蛻變事件的百分比隨著原子序的增加而減少，而後者則剛好相反)，其後則為分子裂解與螢光 (紫外光、可見光與紅外光) 放射，直至各分解產物到達其各自基態為止。

引裝置 (關於這一點容後再述) 導至光子、電子和離子能譜或質譜儀中，並且在各自的能譜或質譜儀中飛行了各自不同的固定時間之後撞擊到各自的粒子偵測器，每一個粒子偵測器所產生的電流脈衝又分別經由各自的預放大器、放大器處理之後傳輸至一個中央紀錄器，這個紀錄器負責接收由上述三種探測器傳來的脈衝訊號，並紀錄下各個訊號到達紀錄器的時間，這三個由光子、電子和離子所造成之脈衝訊號的到達時間差值反映出了這三個粒子在其相關的蛻變途徑中產生時間的差異、其在能譜或質譜儀中飛行時間的差異及其所歷經的電子儀器訊號處理時間長短的差異，前二者和各該粒子的本質特徵息息相關。

在實際操作上，為了粒子種類認定的需要，多類粒子間的時間對應不會以上述所謂的中央紀錄器來量測，而會以兩兩配對的方式來量測。以上面的例子來說，我們可以用一個紀錄器來量測光子和電子的到達時差，再用另一個紀錄器來量測電子和離子的到達時差。在任一對中我們選擇兩類粒子中最快測得的粒子，以其到達的時間為時間零點，進而紀錄另一類粒子的到達時間，這種兩兩配對的到達時差紀錄方式可以避免粒子種類 (光子、電子及離子) 認定的可能困擾。計時週期在探測到第一類粒子時啟動，經過一個預設的等待時段之後，不管有否測得第二類粒子，計時週期都告終結，將所探測到的粒子到達時間作一處理後，即等待下一個第一類粒子的到達，如此週而復始。

當我們將累積的數據以第二類粒子數目對其到達時間作圖來呈現時，會發現第二類粒子的數目分布會在某一個 (如果是離子的話，某數個) 時間到達頂峰，而在頂峰之外的時間區域 (背景區域) 其數量分布粗略的來說是少而平均的。照上兩段的分析，我們可以理解，如果探測到的第二類粒子和啟動該計時週期的第一類粒子並非源自同一個蛻變事件 (可能由數個子事件所串成)，其到達時間的差異自然不具有一個固定值，因而「均勻」 (只是一種粗略的說法，在第二節會有更詳盡的說明) 分布在所謂的背景區域；反之，如果探測到的第二類粒子和啟動該計時週期的第一類粒子是源自於同一個蛻變事件，其到達時間的差異則會具有某一個固定

值，因而在往復量測後累積成峰，據此我們可以認定，在出現數目的時間分布圖上形成峰值的第二類粒子都是和第一類粒子在微觀事件中有關聯性的，這就是粒子對應技術的基本運作原理。下一節我們將進一步探討粒子對應技術所運用的數種電子器材。

二、粒子對應技術的核心電子儀器

粒子對應技術最關鍵的手段就是兩類粒子到達時差的量測，一般常用的手段有三種，第一也是最早的一種是使用「時間轉換波幅器」(time-to-amplitude converter, TAC) 配合「多管道分析器」(multichannel pulse-height analyzer, multichannel analyzer, MCA)，第二種是使用「時間數位器」(time-to-digital converter, TDC，也被稱為 time digitizer)，第三種是使用「多管道計數器」(multichannel scaler, MCS)。

第一種手段將時差量測分為兩個步驟，第一個步驟是將到達「時間轉換波幅器」「開始」與「終止」兩訊號輸入端的兩個訊號的時差轉換為一個波幅大小和時差的長短成正比的電壓波，第二個步驟是將此電壓波輸送至「多管道分析器」，以此儀器中的類比轉換數位器 (analog-to-digital converter, ADC) 將電壓波幅數位化，並儲存至其記憶體內。這一種手段的計時週期在訊號到達「開始」輸入端時起算，而在「終止」輸入端接收到起算後第一個訊號時即告終止，所以每一個開始訊號最多只能探測到一個終止訊號，不管這一個訊號在微觀世界中是和開始訊號有關聯性的 (coincident，亦即時間譜中峰值所在的訊號)，或是無關聯性的、隨機的 (亦即時間譜中背景區域的訊號)，所以只要無關聯的訊號比有關聯的訊號捷足先登，這一個有關聯的訊號即會被屏除在外，而白白浪費了一個計時週期。猶有甚者，如果一個開始訊號在微觀世界中有兩個或兩個以上的終止訊號跟它對應 (所謂對應就是說這幾個粒子是同一個蛻變過程中產生的，譬如在某一個蛻變過程中有一個歐傑電子和兩個或三個離子對應)，在 TAC/MCA 的手段下每一個計時週期最多只能探測到其中一個訊號，而罔顧了其他具有關聯

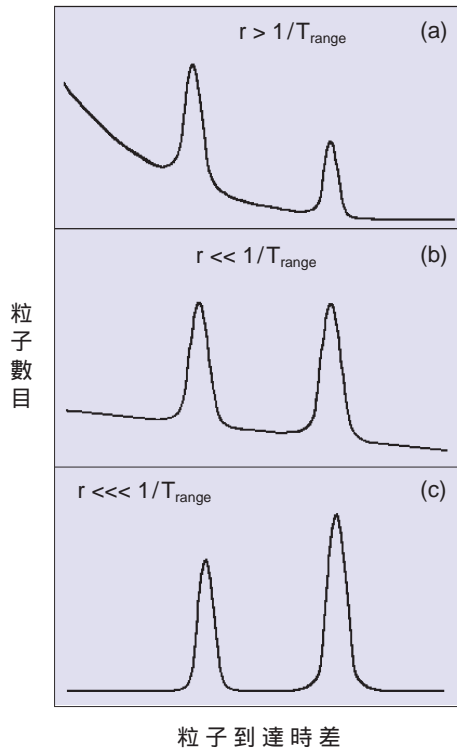


圖 3. 以 TAC/MCA 測得粒子到達時差譜中，因訊號出現速率 r 之大小，所導致背景曲線及對應粒子相對強度扭曲程度變化示意圖。當 r 大於 $1/T_{\text{range}}$ 時 (a)，背景曲線隨著粒子到達時差的增加呈現明顯的指數衰減狀況，而且扣除背景值之後左峰高於右峰；當 r 甚小於 $1/T_{\text{range}}$ 時 (b)，背景曲線呈現近似直線的衰減狀況，而扣除背景值之後左右峰值大約相同；當 r 極小於 $1/T_{\text{range}}$ 時 (c)，背景曲線近似一條具有定值的水平線，而扣除背景值之後右峰高於左峰，接近其實際的強度比例。

性之訊號的存在。即使對於到達終止端的無關聯的訊號而言，TAC/MCA 手段也會偏袒計時週期啟動後早到的訊號，也就是說越早到達的訊號越有較高的機率被探測到，更精確地說，在背景區域的訊號數目分布是以時間差值的指數函數來衰減的，而這個指數就是背景（無關聯）訊號的平均出現速率和時間差值的乘積，當背景訊號的平均出現速率較大，以致於指數較大時，背景區域的訊號數目分布呈現一個明顯的指數衰減狀況，當背景訊號的平均出現速率甚小時，其分布近似線性衰減，在背景訊

號的平均出現速率極小的情況下，背景區域的訊號數目分布漸進為一個均勻的常數（見圖 3）。TAC/MCA 手段下這種以指數函數衰減的訊號數目分布自然也適用於有關聯的訊號，因而在這種採樣手段下所得到的粒子到達時間譜是扭曲了的時間譜，由帕松 (Poisson) 統計⁽⁶⁾ 可以證明將開始與終止端訊號出現速率 (r) 限制在

$$r < \frac{0.01}{T_{\text{range}}} \quad (1)$$

範圍內時，可以將計時週期 T_{range} 內被先到者排除的訊號和被接受的訊號比降至 0.5% 以下，在這個條件下粒子到達時間譜的扭曲度也被控制在 1% 以下。如果 T_{range} 是一微秒 (10^{-6} 秒)，合乎公式 (1) 的訊號出現速率是被限制在每秒一萬次以下，這種採樣速率也算充分利用到了電子儀器的訊號處理能力。如果 T_{range} 是一毫秒 (10^{-3} 秒)，合乎公式 (1) 的訊號出現速率是被限制在每秒十次以下，則是對電子儀器訊號處理能力的極度浪費，造成一種不可接受的、極度緩慢的採樣速率，所以 TAC/MCA 僅適用在計時週期甚短的實驗情況下。

第二種 (TDC) 和第三種 (MCS) 手段則不然，它們都能探測到多重的終止訊號，因而其粒子到達時間譜沒有像 TAC/MCA 一樣指數衰減式的扭曲，但是當訊號出現速率增加時，這三種 (TAC/MCA、TDC、MCS) 手段下取得的粒子到達時間譜都會產生另一種由電子儀器不理時段 (dead time) 所造成的扭曲，不理時段是指電子儀器正在處理已經接收到的訊號而無暇接受另一個輸入訊號的時段。因為 TDC 和 MCS 不受公式 (1) 中較嚴謹的訊號出現速率的限制，而只受遠為寬鬆的電子儀器不理時段的限制（當然這個不理時段也終極受制於訊號出現速率），所以 TDC 和 MCS 可以被運用在很大的計時週期和訊號出現速率下，而仍能保持很小的粒子到達時間譜扭曲度。有關不理時段所造成的粒子到達時間譜扭曲度在 EG&G ORTEC⁽⁷⁾ 近幾年的產品型錄中有詳盡的介紹。

TDC 能夠以預先設定的時間解析度探測到多個或每一個終止訊號的到達時間，這個時間解析度可以由皮秒 (picosecond, 10^{-12} 秒) 到奈秒 (nanosecond,

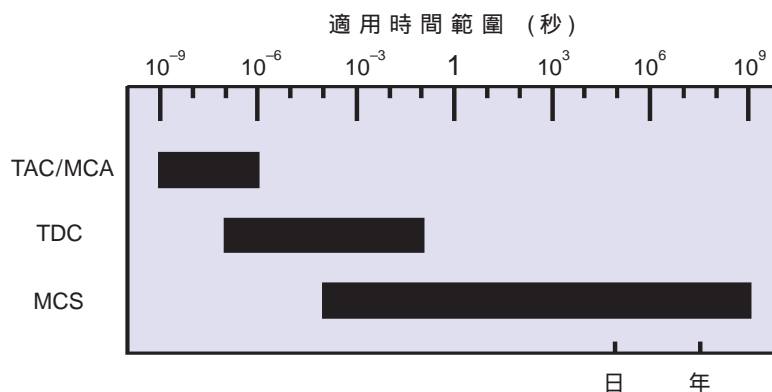


圖 4. 三種粒子到達時差量測手段的適用計時週期時間範圍。

10⁻⁹ 秒) 的範圍中選定；MCS 的運作則是將計時週期分為多個管道 (channel)，每一個管道都有一個共同的、預先設定的駐留時段 (dwell time)，由計時週期開始經歷了第一個駐留時段時所探測到的訊號數被儲存在記憶體的第一管道，經歷了第二個駐留時段時所探測到的訊號數被儲存在記憶體的第二管道，以此相繼推至所有的預設管道，這個駐留時段就等於 TDC 的時間解析度，所不同的是駐留時段的可選擇範圍是由幾奈秒到數小時，遠大於 TDC 的時間解析度。TDC 和 MCS 雖然都是將計時週期分為管道，但是前者每一管道中最多計數只是一，而後者每一管道中的計數則可以甚大。由另一個角度來看，我們可以選擇長的駐留時段而把 MCS 當作一個數值化的歷程計 (strip chart recorder) 來使用。基本上歷程計是一個以墨筆在捲動紙軸上紀錄某一個物理量隨著時間而變化的情況之紀錄器，因此有時也被稱為 $x-t$ 紀錄器 (x (某物理量) 對 t (時間) 作圖的紀錄器)，它的時間紀錄範圍是常觀的時域 (幾分鐘到幾年)。時間紀錄範圍 (也就是計時週期) 在 TDC 來說是時間解析度和管道數目的乘積，而在 MCS 來說是駐留時段和管道數目的乘積，TDC 的計時週期可以涵蓋幾十奈秒到幾毫秒，而 MCS 的計時週期可以囊括幾十微秒到幾十年。對某一個 TDC 和 MCS 都能夠提供的計時週期而言，如果在此計時週期下 TDC 的時間解析度和 MCS 的駐留時段相同或類似，則 TDC 和 MCS 的主要差別就是上述之每管道計數多少的差異，但如果 TDC 可以用數據處理的軟體手段將數個相鄰管道合而為一，以致於每合併後管道的訊號數可以大於一的話，這兩者的差異就更小了。

如上所述，既然 TAC/MCA 和 TDC 都適用於甚短的計時週期，那麼此二者的差異主要在那裡呢？似乎其主要差異不在功能而在價格，TAC/MCA 可以比 TDC 便宜許多。圖 4 和表 1 將本節所談的三種時差量測手段作一個總結。

除了上述的關鍵電子儀器之外，粒子對應技術還運用了輔佐及外圍兩個層次的電子儀器，所謂輔佐層次的儀器包含通控與延遲訊號產生器 (gate and delay generator)、計數器 (counter)、計時器 (timer)、頻度計 (rate meter)、管道認定器 (data latch)、數位類型轉換器 (level translator) 及雜訊過濾器 (discriminator) 等等的電子儀器，這些儀器無非是將各種粒子訊號在進入核心測時儀器前作不同方式的先期處理。而所謂外圍層次的電子儀器則是指光譜儀、電子能譜儀及質譜儀等等粒子源頭本身所涉及的電子儀器。

三、粒子對應技術的基本考量

由上兩節的說明我們可以了解，粒子對應技術的關鍵在「同時」測得一對在微觀世界中由同一蛻變序列所產生的粒子。這裡所說的「同時」是一個粗略的用詞，如上兩節所述，這兩個相關的粒子到達時差量測器的時間是有某一個固定微觀時差的，但是以常觀尺度而言，它們是同時到達的。為了能同時測得一對相關粒子，這一對中每一個粒子的探測效率 (detection efficiency) 就必須要高。某類粒子的探測效率可以被定義為單位時間內該類粒子到達時差量測器的數目和其在源頭生成數目間的比例，此效率的最大值為一。而探測效率又可以被分解為

粒子由源頭被蒐集後，通過光譜儀、電子能譜儀或質譜儀的傳輸效率 (transmission efficiency, 或也可被稱為蒐集效率 (collection efficiency)), 以及粒子到達各譜儀終端碰撞粒子探測器後，被轉換、放大為夠強且足以通過雜訊過濾器的電流脈衝訊號的轉換效率 (conversion efficiency)。傳輸效率和轉換效率的最大值各為一，而其乘積即為探測效率。傳輸效率是被粒子蒐集手段 (光學系統, 磁場、電場) 及其幾何形狀來決定，而轉換效率則是被粒子的光能、質量、電荷數、化學組成，以及到達探測器時其動能等因素所宰制，前四項是粒子的基本屬性，無法被簡單的手段改變，而最後一項動能卻可用外加電場的方式來改變 (光子除外)。假設甲乙一對粒子各有 10% 的探測效率，那麼此對粒子同時 (粗略用語) 到達時差探測器的機率只有 1%，換句話說，在此條件而且粒子產生率不是很大的情況下 (容後詳述) 時差探測器所偵測到的 99% 都是無關聯的粒子，也就是說，峰值區域只有背景區域的 1% 左右。反過來說，如果甲乙一對粒子各有 100% 的探測效率，在粒子產生率不是很大的情況下，時差探測器所偵測到的幾乎 100% 是有關聯的粒子，這是最理想的一個狀態。

如何增加傳輸效率呢？各個粒子由其產生源對其各自光譜、能譜或質譜儀所展伸的立體角都是相當有限的，可能只有全立體角 (4π) 的 1% 到 0.1%，如果各粒子的本質放射方向性是球面對稱的 (亦即各個方向的放射機率是均等的)，那麼這種基於幾何的粒子蒐集立體角 (1% 到 0.1%) 就成為傳

輸效率的極沈重的上限。打破這種基於幾何的蒐集立體角上限必須仰仗改變粒子之原始運動軌跡的方法。以光子來說，將其源頭放置在一個拋物面聚光鏡的焦點，可以把來自源頭的光子集束至光譜儀的入口，但是鏡面的反射率因光子能量、反射角度和鏡面材質而不同，可以由可見光區的近乎 100% 到 X 光的近乎 0%，因此其適用性因狀況而有極大的差異。越高能的光子越不可能有提供大立體角的聚光機制可資運用，所以對光能在幾十電子伏特以上的光子而言，基於幾何的蒐集立體角成為其傳輸效率不可打破的上限。

以電子而言，零能電子能夠輕易地用外加電場的手段以近乎 100% 的效率被導引至其探測器中⁽⁸⁻¹¹⁾，至於具有幾電子伏特能量的電子可以用一種被稱為磁瓶 (magnetic bottle) 的磁場構造以近乎 50% 的效率 (2π 立體角) 導引至電子能譜儀中⁽¹²⁾，而且因為磁力是一種保守力 (conservative force)，經過導引而改變軌跡的電子仍保有其原始的動能，因此所測得的電子能譜不須校正即是該電子的本質能譜。不是很昂貴、很極端的現有電場、磁場裝置並不足以有效地導引具有幾百電子伏特能量以上的歐傑電子或光電子，所以一般涉及此類電子的粒子對應實驗都只能仰仗基於幾何的粒子蒐集立體角所提供的電子傳輸效率，因而其對應譜採集速率十分緩慢，是困難度相當高的一種實驗。相形於光子與電子，離子是最容易被導引的一類粒子，在一般化學物理實驗條件下所能遇到的離子都只有二十電子伏特以下的動能，而且大部分的動能都是在幾電子伏

量測手段 (全名見正文)	適用計時週期 (見圖 4)	每計時週期 每管道 訊號數目上限	是否接受 多重終止訊號	粒子到達時間譜 扭曲來源
TAC / MCA	甚短 (微觀)	1	否	只接受單一 終止訊號、 電子儀器 不理時段
TDC	甚短 (微觀) - 短 (次常觀)	1	是	電子儀器 不理時段
MCS	短 (次常觀) - 常觀	> 1	是	電子儀器 不理時段

表 1.
粒子到達時差量測手
段比較。

特以下，所以能輕易地以外加電場的方式被導引至質譜儀中。

至於粒子探測器將被測粒子的撞擊能轉化放大為有效電流脈衝訊號的轉換效率，一般而言，要達到 50% 以上是不困難的。不管是探測光子的光電倍增管 (photomultiplier tube, PMT) 或是探測電子、光子、離子的電子倍增管 (channel electron multiplier, CEM, 或稱 channeltron) 及微管放大片 (microchannel plate, MCP), 這些粒子探測器運作原理的第一步都是藉由入射粒子的光能或動能將撞擊面上的電子游離，游離後的每一個電子經探測器內部電場加速後再度撞擊探測器後端而進一步游離出多個電子，這種一個電子撞擊出多個電子的程序連續在探測器中進行多次之後，即可生成百萬或千萬個電子，而成為一個電流脈衝訊號。因為上述放大原理的每一步放大率都有一個分布範圍 (而非一個定值)，經過多次放大後在終端出現的電子訊號幅度自然也有一個分布範圍，而非一個定值。電子訊號幅度分布範圍中超過雜訊幅度的部份才是有效的訊號幅度範圍，而有效範圍的增加方式除了須施加足夠的電壓差於探測器前後端之外，就是須賦予被測電子或離子足夠的動能，通常一千到兩千電子伏特的動能就足以使有效訊號比 (相對於所有訊號) 超越一半以上。

有些定量實驗要求粒子探測器在飽和條件下運作，所謂飽和條件是指不管粒子的屬性為何，粒子探測器的轉換效率都要保持在一個接近 100%，比方說 95% 以上的狀態。這裡所說的粒子屬性以光子而言是指其光能，以電子而言是指其動能，以離子而言是指其動能、電荷、質量與化學結構。達成 95% 以上的轉換效率 (近飽和狀態) 並非意指所有的電子訊號都具有幾乎一樣的波幅，而是指其大於雜訊的波幅分布區佔全區比例超過 95%。基於這樣的了解，我們可以想見如下的情況或許能夠存在：轉換效率超越 95% 之甲乙兩屬性的粒子可能具有差異甚大的平均波幅。因為離子屬性較光子、電子多樣，其轉換效率的飽和條件也更形複雜。舉例來說，Simon 等人認為對於具有單價電荷但不同質量 (200 原子質量單位 (amu) 以下) 的離子而言，在 4500 電子伏特入射動能及兩百毫伏雜訊濾限以

下，其離子探測器的轉換效率是一樣的⁽¹³⁾；Pibida 等人認為對於正一價到正七價的氫離子而言，當離子入射動能在 4000 到 5000 電子伏特之間時，各不同電荷離子的轉換效率差異主要並非來自其入射動能之差，而是來自探測器兩端的電壓差⁽¹⁴⁾，當電壓差趨向 2000 伏特時才略顯飽和；Wight 和 Van der Wiel 認為對於具有不同電荷的氫、氦、氫離子而言，當入射動能在 8000 電子伏特時，其離子探測器的轉換效率是一樣的⁽¹⁵⁾。在結束轉換效率的討論之前，我們必須謹記轉換效率和粒子探測器的感應面材質是息息相關的，而且其結構隨著使用時間的增長會逐漸被破壞或更動，這種破壞的來源除了被測粒子及其衍生電子所施加於探測器內壁的撞擊能之外，如果被測粒子是離子的話，還可能因離子嵌入感應面而導致其游離特性的改變。基於這些感應材質與使用度雙重差異的考量，提出一個對各種不同屬性的粒子都適用的轉換效率飽和條件或許是沒有意義的。

談完了探測效率，我們接著來看粒子生成率對粒子對應技術執行上的影響。在第二節已經提到當粒子生成率增大而探測效率又偏低的情況下，在其本質機率與因之而增加的電子儀器不理時段的雙重因素影響之下，時間譜中無關聯 (背景) 粒子的比例會隨之增加，而逐漸掩沒了有關聯的峰值粒子。提升探測效率是增加有關聯 (對應) 粒子採樣速率的首要考量，但是適當的粒子生成率也是另一個重要的操作條件，所謂適當的粒子生成率是指高到一定程度而又不致產生負面影響的生成率。為何生成率不是越高越好？為何過高的生成率會產生負面影響？我們可以由下面一個例子得知。某個以 A、B、C 三原子所組成的分子吸收某一特定光能的光子後會以 (2a) - (2d) 所示四種不同的模式分裂，產生 A、B、C、AB、AC 及 BC 等六種裂解產物：



這六種中性產物飛行至探測器後被一束電子撞擊而

游離為離子，離子經電場加速後被離子探測器偵測到。如果我們以持續時間為數奈秒的雷射分解此束分子的話，在此短短幾個奈秒的時間裡可能產生數千萬個 (2a) - (2d) 所示的分解事件，因而上述六種中性產物的每一種都有數千萬個產生，假設其飛抵探測器被電子束游離的機率是千萬分之一，就有數個同樣的離子可被測得。不僅如此，這幾個同樣的產物雖因其內能有異而飛行時間有別，但仍可能有數個內能相同者集中在幾奈秒內到達探測器。以脈衝分解度為數奈秒的探測器而言，多個到達時間在其脈衝分解度以內的粒子會被當作一個粒子來處理，因而一個脈衝可能是一個以上的粒子所造成的。因為上述六種離子的每一種都有數個到達，並產生一到數個脈衝，以致於在以雷射發射時間為時間零點的計時週期內六種粒子都被探測到，而無法顯示其本質關聯性。當然我們可以排除一些明顯不可能的關聯性，譬如說 AB 和 BC 不可能是同一微觀分解事件所產生；我們也可以確認一些必然的關聯性，譬如 AB 的存在必然意指 C 為其對應的分解產物，(2a)、(2b) 及 (2c) 三種分解途徑因而能被確認，但是分解途徑 (2d) 是否存在則無法得知。以此例可以推演出以下的通例：當粒子生成率過高，而其生成時間又集中在脈衝激發源的短暫持續時間內時 (比方說激發源是高強度同步輻射或脈衝雷射時)，無關聯的粒子就可能出現在同一計時週期內；猶有甚之，這些無關聯粒子的生成時間 (也就是脈衝激發源的持續時間) 相形於其飛行時間甚為短暫，以致於其飛行時差幾乎是一些固定數值，經過多次計時週期的數據累積，這些無關聯粒子的到達時間記錄會在時間譜上形成譜峰，因而被誤判為在微觀世界中是具有關聯性的。當我們根據分子組成把明顯無關聯性的配對及明顯有關聯性的配對排除之後，可能仍然留下一些隱諱不明、無以判斷是否存在的對應關係，這就是粒子生成率過高所造成的負面影響，而此負面影響非但不會因為探測效率的提高而降低，反而愈形嚴重。這種負面影響形成的關鍵條件是粒子生成時間集中在脈衝激發源的持續時間內，而此持續時間相形於其飛行時間甚為短暫。由以上分析我們可以充分了解，雖然時間對應是粒子對應技術的關鍵概念，但是並非所有以飛

行時間為手段的實驗技術 (譬如飛行時間質譜術、飛行時間電子能譜術) 就自然滿足粒子對應技術的基本要求，在相形於飛行時間之下極為短暫的脈衝激發時段裡產生大量粒子的實驗往往就乖離了粒子對應技術的基本條件。

談完了探測效率和粒子生成率的考量，我們接著談探測器視野與粒子源區交集度對粒子對應技術的影響。某一個探測器的視野 (field of view) 是指所有能被該探測器探測到的粒子產生原點的空間集合，大體上來說探測器的視野可以由其景寬 (width of view) 與景深 (depth of view) 來決定，前者決定視野對探測器所展伸之立體角的大小，而後者是指視野沿此立體角中軸的縱深。如果兩類粒子探測器 (譬如說一個電子探測器和一個離子探測器) 的視野完全沒有交集，那麼此二者所觀察到的粒子當然不可能是同一事件序列下所產生的，也因而不具有對應 (關聯) 性。所以將兩個或多個探測器的視野聚焦在同一區域是執行粒子對應技術時極明顯而又重要的一個先行步驟，而這所謂在同一區域又必須是激發粒子束 (譬如說光束) 和被激發體 (譬如說分子束) 的交集區域，此一交集區域可被稱為粒子源區。如果甲探測器的視野被完全包含在乙探測器的視野之中，這時兩探測器的交集在其各自視野形狀大小不變的情況下已經是最大。但是假設此交集只有乙探測器視野的十分之一，而乙探測器視野又被粒子源區完全涵蓋，那麼乙探測器所觀察到的粒子群中百分之九十仍是和甲探測器所觀察到的粒子無關的，只徒增時間譜中的背景值而已。所以最理想的粒子對應聚焦條件並非要求各探測器視野具有最大交集，而是要求此交集能夠完全涵蓋粒子源區。換句話說，各視野與粒子源區的交集即是粒子源區本身是粒子對應技術最理想的一個設置條件 (如圖 5 及公式 (3) 所示，其中 F_1, F_2, F_3, \dots 代表各粒子探測器之視野，而 S 代表粒子源區)：

$$(F_1 \quad F_2 \quad F_3 \dots) \quad S = S \quad (3)$$

這個條件的達成可以由探測器設計 (決定視野的可調範圍)、組裝 (調節各探測器與激發粒子束的相對指向，以致各視野與激發粒子束的中軸相交於同一

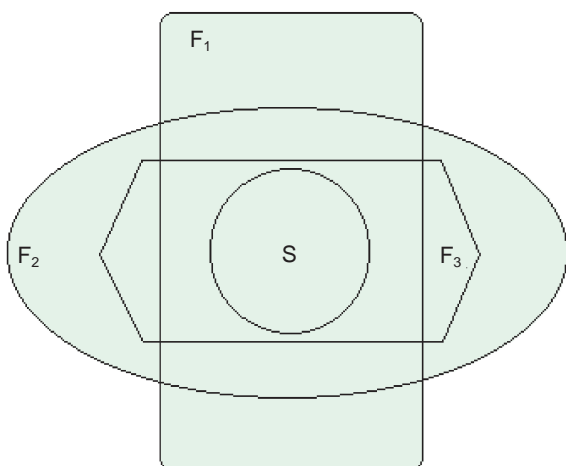


圖 5. 各粒子探測器視野與粒子源區最佳交集的抽象示意圖；原為三度空間點集合的粒子探測器視野與粒子源區在本圖分別被簡化為 F_1 、 F_2 、 F_3 (代表各粒子探測器視野) 與 S (代表粒子源區) 等二維空間封閉曲線內之點集合，各粒子探測器視野與粒子源區的最佳交集就是粒子源區本身。

點) 及操作 (調節探測器電壓和激發粒子束輻寬以滿足此交集條件) 的三個層次來執行。在此一理想狀況下，受激粒子沒有任何浪費 (粒子源區完全曝露在各探測器視野之中)，而粒子對應度又是最高的 (粒子源區中任何一點都包含在所有視野之中)。

在第一節 (引言) 中我們描繪出一個典型而複雜的光物理與光化學流程，藉以彰顯粒子對應技術在解析此流程時所扮演之不可或缺的角色；在第二節 (粒子對應技術的核心電子儀器) 中我們談到了

幾種粒子到達時差量測手段的特徵、缺陷與適用範圍；在第三節 (粒子對應技術的基本考量) 中我們探索了探測效率、粒子生成率、探測器視野與粒子源區交集度這三種攸關粒子對應技術成敗的基本考量。有了這些概約了解之後，我們將在本刊下一期中進一步講述幾種在化學物理上具有代表性、涵蓋了成熟與尖端兩領域的粒子對應技術之具體應用。(待續)

參考文獻

1. <http://www.nobel.se/physics/laureates/1957/yang-bio.html>.
2. *CERN Courier*, **38**, 40, (1998).
3. *CERN Courier*, **38**, 29, (1998).
4. *CERN Courier*, **38**, 34, (1998).
5. *CERN Courier*, front cover, **39** (1), (1999).
6. R. Jenkins, R. W. Gould, and D. Gedcke, *Quantitative X-Ray Spectrometry*, first edition, chapter 4, Marcel Dekker, New York (1981).
7. EG&G ORTEC, 100 Midland Road, Oak Ridge, TN 37831-0895, USA, <http://www.ortec-online.com/>.
8. R. Spohr, P. M. Guyon, W. A. Chupka, and J. Berkowitz, *Rev. Sci. Instr.*, **42**, 1872 (1971).
9. K. Lee, S. L. Hulbert, P. Kuiper, D. Ji, and D. M. Hanson, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, **347**, 446 (1994).
10. G. C. King, M. Zubek, P. M. Rutter, and F. H. Read, *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, **20**, 440 (1987).
11. P. A. Hatherly, M. Stankiewicz, K. Codling, J. C. Creasey, H. M. Jones, and R. P. Tuckett, *Meas. Sci. Technol.*, **3**, 891 (1992).
12. P. Kruit and F. H. Read, *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, **16**, 313 (1983).
13. M. Simon, T. LeBrun, P. Morin, M. Lavollee, and J. L. Marechal, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B*, **62**, 167 (1991).
14. L. Pibida, R. Wehlitz, J. Levin, and I. Sellin, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B*, **155**, 43 (1999).
15. G. R. Wight and M. J. Van der Wiel, *J. Phys. B*, **9**, 1319 (1976).