

奇異原子雷射光譜學與質子的大小

劉怡維

國立清華大學物理系

Email: ywliu@phys.nthu.edu.tw

摘要

本文將介紹奇異原子 (exotic atom) μp (muonic hydrogen) 的雷射光譜學。這是一個目前正在進行中的實驗。它的目標是透過量測該原子的藍姆位移 (Lamb shift, 2S-2P), 得出質子的電荷分布半徑, 也就是質子的大小。將精確度提高到 10^{-3} , 較目前所知提高十倍。

一、緒論：什麼是奇異原子？

原子的基本構成是電子、質子與中子所形成的束縛態 (bound state) 構成。所謂的「奇異原子」(exotic atom), 除上述三種生命期極長的粒子之外, 在其整個構成中包含有生命期較短的粒子。例如：電子與正子組成的 positronium、反質子與正子的反氫 (anti-hydrogen)、 π 介子與質子的 pionium 等。其中最為大家所熟知的就是反氫--人類第一個獲得的反原子。反氫的 1s-2s 雷射光譜被用來檢驗物理學中 CPT 對稱性的守恆律。奇異原子可以讓物理學家改變原本在一般原子中無法改變的物理量, 比方說組成粒子的質量, 也就因此增加一個檢驗理論計算的自由度。

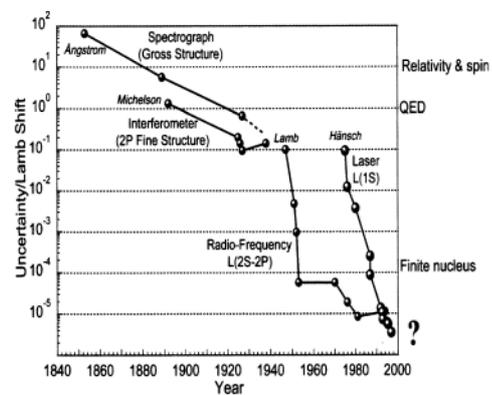
在這裡我們要特別介紹的是 muonic hydrogen。它是由一個質子與一個帶負電的繃子 (muon, μ^-), 所形成類似一般氫原子的束縛態組合, 簡寫為 μp 。繃子通常被當成爲一個較重的電子, 它跟電子一樣是輕子 (lepton), 但是質量是

電子的 200 倍, 生命期只有 $2 \mu s$ 。我們要做的就是以雷射光譜學的方法對 muonic hydrogen (μp) 進行研究[1]。

二、氫原子與束縛態量子電動力學的檢測

1. 氫原子光譜與物理學的進展

在介紹 μp 的雷射光譜學之前, 若要了解背後的物理意涵, 我們有必要回顧一下氫原子光譜學的歷史與目前的進展。

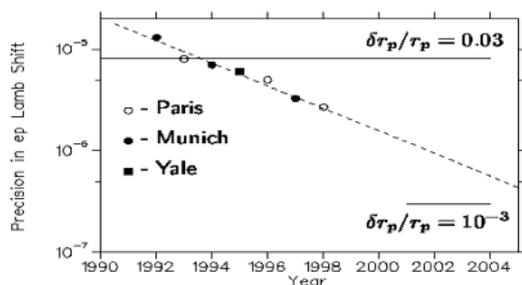


圖一：氫原子光譜學的歷史回顧

氫原子是最簡單的原子系統，自十九世紀以來就被物理學家不斷的研究。由於其系統的單純性，使得它的實驗結果可以比較容易與理論做直接的比較，也因此它在推進整個近代物理的發展上扮演一個非常重要的角色。在二十世紀初，波爾對氫原子光譜的理論解釋，使量子力學的發展跨出了極為重要的一步。Lamb 觀察到氫原子 2s-2p 的蘭姆位移 (Lamb shift) 是費因曼等人提出的量子電動力學 (Quantum electrodynamics, QED) 最有力的證明。後來對氫原子 1s-2s 雙光子躍遷的能量的精密量測，更證明了在 QED 理論計算可以與實驗達到極高的吻合程度。QED 本身則被稱之為最精確的理論之一。近來在德國 T. W. Hansch 的研究團隊更將 1s-2s 躍遷的能量的實驗精確度推進到 10^{-13} [2,3,4,5]。目前這些氫原子光譜的精密量測背後的物理意涵與目的，是想要進一步探觸 QED 的理論極限，也就是所謂的量子電動力學檢測 (QED test)。理論與實驗的吻合程度是不是可以不斷的向下延伸？[6,7,8,9,10]到了什麼程度他們之間才會開始背離[11]？而那個地方就將會是新物理 (new physics) 的開始。

2. 氫原子光譜理論上的障礙

就氫原子 1s-2s 能階而言，主要檢驗的是束縛態量子電動力學 (bound state QED)。在實驗方面，就如前所說的，近年來的進展是相當快速的。然而在理論方面，卻出現了一些困難。



QED test and RMS of the proton charge radius

圖二：氫原子蘭姆位移的理論與實驗

圖二是氫原子基態蘭姆位移理論與實驗精確度進展的時間表。氫原子基態蘭姆位移即是透過 1s-2s 能階精密量測所得。也就是作為檢驗理論預測的物理量。圖中在接近 10^{-5} 處的橫線為目前理論計算的精確值的限制。實驗精確度則在各個研究團隊的努力下不斷向下延伸，並且已經超越了理論計算。所以，若物理學家想要透過這樣的量測檢驗理論的正確性，必須提出更加精確的計算。就目前理論所擁有的精確度而言，理論與實驗是吻合的。

氫原子的蘭姆位移可由以下式計算得到：

$$\begin{aligned} \Delta E(nS) = & \frac{\alpha(Z\alpha)^4 m}{\pi n^3} F_n(Z\alpha) + \frac{\alpha(Z\alpha)^4 m}{\pi n^3} G_n(Z\alpha) \\ & + \Delta E_{recoil} + \Delta E_{radrecoil} \\ & + \frac{\alpha(Z\alpha)^4 m}{\pi n^3} \langle r^2 \rangle \end{aligned}$$

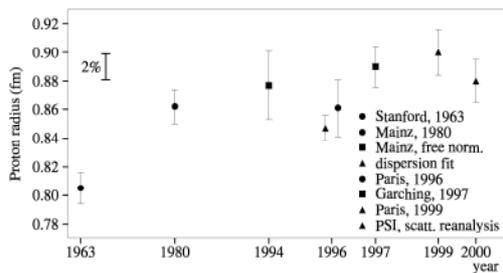
在整個式子中包括一個 $\langle r^2 \rangle$ 的物理量，這個量即是質子的電荷分布半徑，簡單的說，就是質子的大小。這個物理量目前仍然無法由理論計算得到。在進行整個計算時是將其他實驗所量得的 $\langle r^2 \rangle$ 值代入。有關 $\langle r^2 \rangle$ 的這一個項，我們把它稱為 finite size effect。即是，因為在考慮電子與質子的交互作用時，我們必須考慮到質子本身的大小。質子不能像電子或緲子等輕子一般當成半徑無窮小的點電荷。而這一個項並非 QED 的貢獻。檢測 QED 時，主要是要檢驗其他項的計算結果。然而，目前整個計算的不精確，卻是由於 $\langle r^2 \rangle$ 不精確所主導。因為物理學家對質子大小所知不甚清楚。所以整個以氫原子為主軸的 QED test 的進展是受限於質子大小精確知識。

質子作為物質組成重要成分，有關它的大小當然有其物理上的重要性。對它進一步的了解也

可以在未來進行晶格量子色動力學理論計算的檢驗。

過去量測質子大小的方法是利用電子散射的方法，透過分析散射角度而得到。圖三是各個實驗對於質子電荷分布半徑 (r_p) 的量測結果。個別實驗的誤差皆在 2-3%之間，實驗結果，除 1963 年時最早的量測差異較大之外，其餘皆頗為一致。其中 1996、1997 與 1999 年的數值是由氫原子能階反推而得。就像前面所提到的，氫原子的能階中含有關於 r_p 的物理量[12]，所以物理學家在假設 QED 正確無誤的條件下可以反推出質子的大小。當然這樣一來就無法以氫原子來檢驗 QED 了。

所以，質子電荷分布半徑的精確量測，對以簡單原子 test QED 而言，就顯得迫切地需要了。

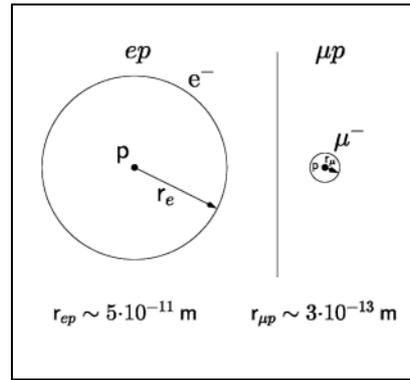


圖三：各實驗對質子電荷分布半徑的量測

三、 Muonic hydrogen 與質子的大小

Muon (繃子, μ) 比電子重 200 倍，所以若是與質子共同組成一個類似氫的原子結構形成所謂 muonic hydrogen，其波爾半徑 (Bohr's radius) 將是一般氫的 1/200。也就是 muon 將會非常接近質子[13,14]。

這樣我們就可以把 muon 當成一個偵測質子的探測器。有關質子大小所產生的 finite size effect 就更加明顯地表現在這種奇異原子的能階結構上。所以若是我們對 muonic hydrogen 的能階加以量測就可以反推出 r_p 。這將會比透過氫原子反推得到的量更加精確，因為質子大小扮演

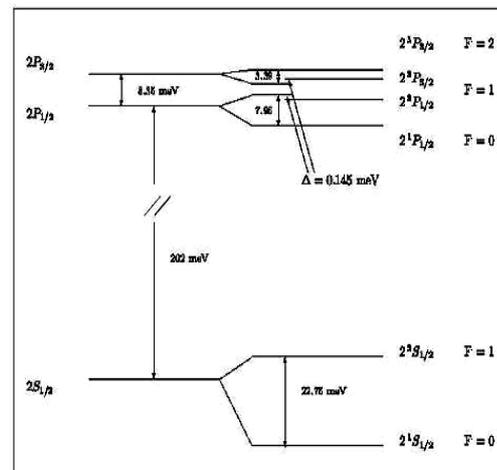


圖四：Hydrogen 與 muonic hydrogen

著相對較重的份量，只要得知能階大小至某種程度的精確度，就可以精確地推算出質子的大小。同時，這樣的對質子的獨立量測也才能真正地讓氫原子光譜進一步地對 QED 進行檢測。也因為這樣的質子大小的量測方法完全不同於過去電子散射實驗，能對過去的量測做一個更加嚴格的檢驗。

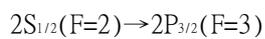
四、 Muonic hydrogen 的雷射光譜學

目前 muonic hydrogen 的雷射光譜實驗是以量測它的 2s-2p 能階躍遷為目標。整個研究團隊是包含台灣、法國、德國、葡萄牙與美國等國家共九個團隊所組成。實驗主要在瑞士的 Paul Scherrer Institute (PSI) 進行，以便取得加速器所產生的 muon。



圖五：Muonic hydrogen 部分能階圖

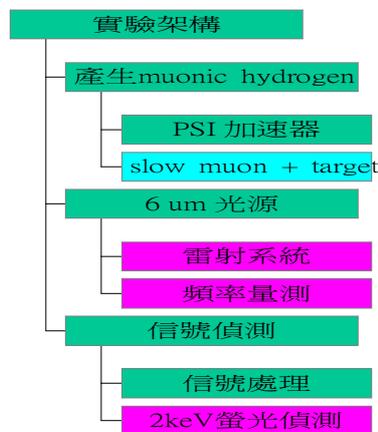
圖五是 muonic hydrogen 的部分能階圖。實驗的方法是產生具有準穩態 (metastable) 2S 狀態組成的 muonic hydrogen 再利用波長為 $6\mu\text{m}$ 的雷射光將原子激發到 2P, 這時原子就會掉到 1S 的基態, 同時放出能量為 2keV 的 x-ray 光子。而我們將連續地改變雷射的頻率, 同時偵測是否有 x-ray 螢光產生, 若有就表示雷射頻率正好是 2S-2P 的能階能量, 此時量測出雷射的頻率, 就可得到能階的大小。在 2S-2P 的躍遷中我們目前主要是針對：



的超精密結構為主, 因為在所有譜線中它是最強的, 也就最有機會被觀察到。

五、實驗

整個 muonic hydrogen 的實驗架構如圖六所示[1,15,16]。共分為 μp 的產生、 $6\mu\text{m}$ 雷射光源與 2keV x-ray 的偵測等三大部分。



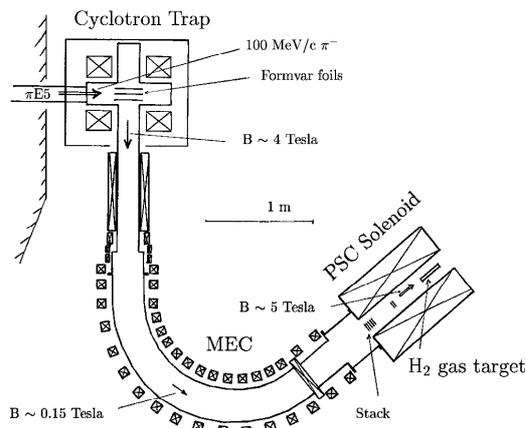
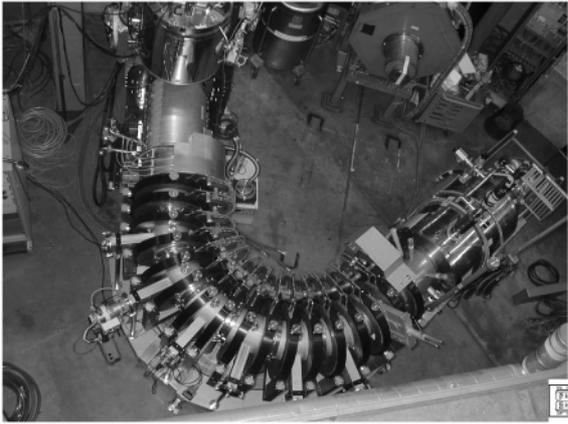
圖六：muonic hydrogen 實驗架構

1. μp 的產生

PSI 加速器提供給本實驗的是無脈衝結構的連續 π 介子粒子束。我們將它注入一個由超導磁鐵線圈組所構成迴旋捕捉陷阱 (magnetic cyclotron trap), 將之捕捉在線圈組的中心,

同時將它的線性動量轉換為轉動角動量, 使它迴旋, 在迴旋的過程中它會與放置在捕捉陷阱中的減速片 (moderator) 碰撞, 漸漸喪失動能, 而減緩它的速度。同時 π 介子也會衰變成我們所需要的 μ 介子。此時由高電壓電極片所提供的電能會讓 muon 有一個軸向的動能, 而導入接下來了磁力導管。磁力導管擁有一個特殊的偏轉角度, 只允許 muon 通過 (也就是相當於一個質譜儀), 這個裝置將可除去大部分不需要的粒子, 大幅度降低實驗的背景雜訊。

接下來 muon 被導入一個強度 5 T 超導線圈, 由於磁力線變密, 順著磁力線飛行的 muon 也就被聚焦。如此才能在最後的低壓氫氣室 ($P < 2\text{ hPa}$) 產生足夠密度的 μp 。雖然壓力、密度較高的氫氣室可以產生較多的 μp 原子。但是, 我們不要忘了, 我們實驗所需的不只是 μp 而已, 而必須是在 2S (metastable) 的奇異原子。當 muon 撞擊到氫原子時, 首先是停留在 $n=14$ 的高能階狀態, 然後在一步一步地下降到低能階, 停留在 2S 能階的原子才能供實驗使用, 大部分的原子是下降到 1S 基態。因為 2S 並非基態, 若是壓力太大, 2S 能階的分布將會受到碰撞解消 (collision quenching)。所以取得較多 μp (高壓氫氣室), 與降低碰撞解消 (降低氫氣壓) 間的兩難是整個 μp 產生機制最困難的部分[16,17,18]。所幸, PSI 的研究團隊以強度 (intensity) 較高的 muon 束配合低壓氫氣室 (約 1.4 hPa), 達成足夠的 2S μp 生成率, 提供為雷射光譜實驗之用。氫分子室的入射窗是由厚度僅有 30 nm 的薄膜 (formvar) 所形成, 以減少 muon 的散射。

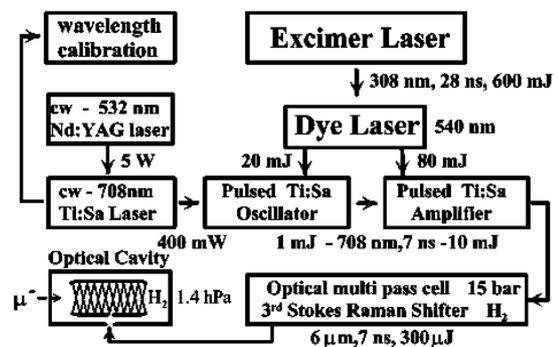


圖七：muonic hydrogen beamline

2. 雷射系統

本實驗另一個主要的部分是 $6\ \mu\text{m}$ 雷射光源的建造。為了配合整個實驗，這個雷射系統有幾個主要的特性必需被考慮到：波長必須在 $6\ \mu\text{m}$ 附近，同時是可以對波長進行微調，其頻寬必須小於 μp 的 2S-2P 躍遷的自然頻寬（約 20GHz）。必須有足夠的能量能有效率地激發 μp 原子，我們希望能到達躍遷的飽和，每個雷射脈衝約 0.13mJ。（之後再以多次反射的反射腔進行強度倍增與有效體積的增大。）同時脈衝的產生時機必須是 trigger on demand。也就是送入一個觸發信號給雷射系統時，雷射能及時提供出一個雷射脈衝，之間的延遲必須不大於一個微秒。這個特別的要求是由於加速器產生的 muon 並沒有任何可預期的脈衝結構。也就是，我們不知道何時 muon 會進入

整個實驗裝置，除非 muon 已經到達氫氣室的前端偵測器，不然我們不知道它已經被產生（雖然整個 muon 產生的平均速率約為每秒 120 個）。Muon 本身又僅有 2 微秒的生命期。所以我們僅能在偵測到 muon 後才發射雷射，無法做任何的預測，即：沒有預觸發（pre-trigger）的信號可用。同時，雷射脈衝必須在 μp 「死亡」前到達。由於這個特殊的要求，雷射系統的設計必須建立在能夠被快速觸發的準分子雷射（excimer laser）的基礎上。



圖八：雷射系統

整個雷射系統可以分為兩大部分：雷射脈衝能量的提供與雷射頻率的控制。整個雷射的能量是由準分子雷射產生。我們所使用的是大型的準分子雷射可輸出 600mJ，脈衝寬度為 28 奈秒。由於準分子雷射的輸出波長為 308nm，並不符合我們的需要，所以接下來必須進行一連串的頻率轉換。目前，可以直接產生 $6\ \mu\text{m}$ 的可調雷射非常有限，且尚在開發中，在穩定度上不能達到我們的需求。所以我們採用的是 Ti:Sapphire 雷射再加上一個拉曼頻率轉換器（Raman shifter）。由於準分子雷射不能直接用來激發 Ti:Sapphire 雷射（需要 480-540 nm 的雷射光源），所以，我們利用準分子雷射激發染料雷射（dye laser）產生 540 nm，脈衝強度為 100mJ 的綠光雷射脈衝，再對

Ti:Sapphire 雷射進行激發。

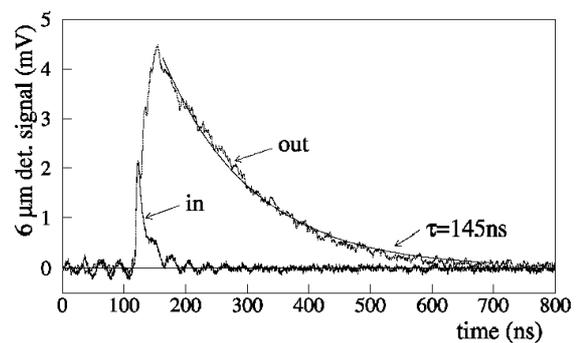
Ti:Sapphire 雷射分為兩部分：震盪器 (oscillator) 與放大器 (amplifier)。震盪器是一個封閉式的共振腔，可產生 1mJ 的 708 nm 脈衝。其輸出再經過放大器的開放式多次反射光路配置進行放大。最後可以得到 10mJ、寬度為 7 ns 的脈衝。選用 Ti:Sapphire 晶體為增益介質的原因是，它在 702nm 的範圍工作良好，同時也使是整個雷射可以輸出空間分布較為完美的高斯光束。這對之後的拉曼頻率轉換器極為重要。

拉曼頻率轉換器是一個高壓氫氣室 (P=15bar)，長 2 公尺，兩端為金屬反射鏡 [19]。雷射光在內部作多次反射，20-40 次 (依需要進行最佳化)。雷射將氫分子由震動能階 $\nu=0$ 的基態激發到 $\nu=1$ 的能階。經過三次後就可以將雷射頻率轉換到 $6\mu\text{m}$ (third stoke)。我們得到的脈衝具有能量 0.3mJ，脈衝寬度 7 奈秒。

在頻率控制方面，我們是將連續、窄頻寬 (cw, $\Delta\omega$ 小於 1MHz) 的 Ti:Sapphire 雷射植入脈衝的 Ti:Sapphire 震盪器中。即是所謂的 injection seeding。如此，脈衝震盪器的輸出頻率將會與連續光的雷射頻率一致。透過控制連續光雷射的頻率即可完全控制整個系統的輸出頻率。在頻率的校準方面，我們必須量測的即是連續光的雷射頻率。整個校準系統有兩個部分。邁克遜干涉儀的波長量測器 (wavemeter) 可以即時的量出 708 nm 的頻率至 1GHz 的精確度。然而，雷射頻率的絕對值直接關係到最後實驗量測得到的質子大小，所以至為重要。而絕對頻率的精確量測通常必須有一套複雜的頻率校準鏈 (frequency chain)，這樣的系統不可能在加速器所在的實驗環境下安裝起來。一個二級參考標準 (secondary reference) 就是必須的。我們利用這個參考標準紀錄下頻率的位置，之後就可以

根據這個參考標準將頻率推算出來。這裡我們是利用碘分子吸收室，紀錄雷射在吸收譜線上的相對位置，之後再量測碘分子吸收譜線的絕對頻率。

產生的 $6\mu\text{m}$ 雷射光，最後注入一個多次反射腔 (multi-pass cavity)。這個反射腔並非一般的共振腔 (resonance cavity)。一般的共振腔若要具有讓光強度倍增的效果，必須保持腔體與雷射頻率共振。由於現在所使用的光源是脈衝是形式，要維持這樣的共振條件有技術上的困難。雷射在我們的反射腔內只是單純地經過多次反射使單位體積累積足夠的能量，讓 muonic hydrogen 到達飽和躍遷。為了讓雷射能有效的不斷反射，它的結構是設計為上、下兩個高反射鏡 (99.97%@ $6\mu\text{m}$)，同時在邊緣有經過計算、設計過的曲面，防止雷射光由邊緣逸散。由於整個反射腔的光學行為就像一個黑體 (black body)。光除了從入射孔逸散外，沒有其他主要的損耗。因此透過量測由入射孔逸散的光強度變化即可推知雷射光在反射腔中的反射次數，強度變化。圖九是這些逸散光的隨時間變化圖，我們可以推知，雷射光約進行了約 1700 次的反射，並且透過反射腔將雷射的能量密度提高了 130 倍。

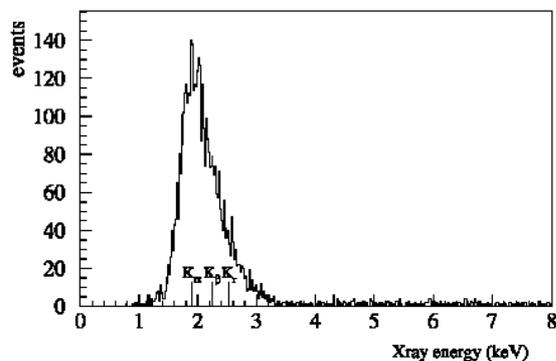


圖九：反射腔逸散光時間圖

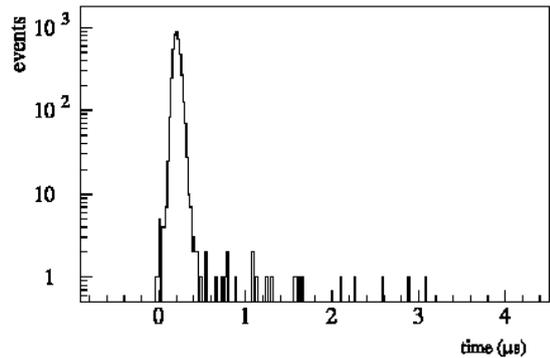
3. 訊號的偵測

2keV 的 x-ray 螢光偵測器則是由十二個「大面積雪崩型光二極體」(LAAPD, Large Area

Avalanche Photo Diode) 所組成的兩個陣列所組成[20,21]。單一偵測器的直徑為 16 mm。我們要求這個偵測器要有良好的能量解析力，以鑑別 2keV 光子與其他非訊號的光子，以降低背景雜訊。圖十顯示在 2 keV 處，能量的解析力 $\Delta E / E = 25\%$ (FWHM)。對偵測到光子的時間解析，也十分重要，優秀的時間訊息才能在進行實驗 coincidence 的設定，進一步降低雜訊。圖十一是 2002 年系統測試時，對 2keV x-ray 所作的時間頻譜(無雷射激發)，收集該資料的時間為 1.4 個小時。在時間較晚的訊號是 2S 能階衰變所釋放的光子，在時間較早的強信號是 2P 能階直衰變到 1S 所放出的。從這個圖可以清楚的看出在時間 0.5-2 μs 間共有 17 個事件(event) [22]，這些才是所謂長生命的(long-lived) 2S μp 也就是可供我們進行雷射光譜學研究的對象。也就是若我們將雷射調至躍遷譜線中心，我們估計在一小時內約可偵測到十個信號。



圖十：LAAPD 陣列的能量解析



圖十一：2keV x-ray 的時間譜圖

六、 結論

本文概略介紹了奇異原子 μp 的雷射光譜學，這是一個正在進行中的實驗。在過去十年中物理學家致力於產生可供實驗使用的奇異原子。目前，包含整個雷射系統、 μp 的產生與信號的偵測都以大部分完成，並在 2002 年時完成測試 [22,23]。預計可得到 10 events/hr。在 2003 年下半年時，將進行第一次真正的數據收集，我們也就很快的能將「質子半徑」這個尚未有定論的渾沌解開。

參考資料

- 【1】 F. Kottmann et al, PSI Proposal R-98-03, (1999).
- 【2】 C. Schwob et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 4960 (1999).
- 【3】 J. Reichert et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 3232 (2000).
- 【4】 T. Udem, T. Reichert, R. Holzwarth, and T. W. Hansch, Phys. Rev. Lett. **82**, 3568 (1999).
- 【5】 A. Huber et al., Phys. Rev. A **59**, 1844 (1999).
- 【6】 K. Pachucki and S. G. Karshenboim, Phys. Rev. A **60**, 2792 (1999).

【7】 T. Kinoshita and M. Nio, Phys. Rev. Lett. **82**, 3240 (1999).

【8】 J. L. Friar, M. Martorell, and D. W. L. Sprung, Phys. Rev. A **59**, 4061 (1999).

【9】 R. Rosenfelder, Phys. Lett. B **463**, 317 (1999).

【10】 K. Pachucki, Phys. Rev. A **60**, 3593 (1999).

【11】 S. G. Karshenboim, Can. J. Phys. **77**, 241 (1999).

【12】 P. J. Mohr and B. N. Taylor, Rev. Mod. Phys. **72**, 351 (2000).

【13】 K. Pachucki, Phys. Rev. A **53**, 2092 (1996).

【14】 G. G. Simon, C. Schmitt, F. Borkowski, and V. H. Walther, Nucl. Phys. A **333**, 381 (1980).

【15】 D. Taqqu et al., Hyp. Interact. **119**, 311 (1999).

【16】 R. Pohl et al., Hyp. Interact. **127**, 161 (2000).

【17】 G. Carboni and G. Fiorentini, Nuovo Cimento B **39**, 281 (1977).

【18】 R. Pohl et al., Hyp. Interact. **119**, 77 (1999).

【19】 P. Rabinowitz et al., IEEE J. Quant. Electr. **22**, 797 (1986).

【20】 J. F. C. A. Veloso, J. M. F. dos Santos, and C. A. N. Conde, IEEE Trans. Nucl. Sci. **49**, 899 (2002).

【21】 J. F. C. A. Veloso et al., Nucl. Instrum. Methods A **489**, 266 (2002).

【22】 W. Amir et al., “The muonic hydrogen experiment” , PSI annual report (2003).

【23】 F. Nez et al., “The laser system for the 2s2p lamb-shift measurement in muonic hydrogen” , PSI annual report (2003).

作者簡介

劉怡維

現職：國立清華大學物理系助理教授。

學歷：英國牛津大學物理系博士 (Oxford university, Physics department, D. Phil, 1999)。

經歷：美國耶魯大學 (Yale University) 物理系，博士後研究員。瑞士 (Paul Scherrer Institut) 實驗粒子物理組，兼任博士後研究員。

研究領域：原子物理、雷射物理、光學。