

• 原子分子專輯 •

原子與分子科學研究 與發展之重要過程

吳健雄

今天我有機會來參加中央研究院、教育部、國科會及中央大學聯合舉辦的原子與分子科學研討會，非常興奮和愉快。因為四十七年前我離開上海的中央研究院物理研究所的時候，我就是跟顧靜微老師用 x 光繞射在晶體上作分子的結構的，那是道道地地的研究分子物理學啊！後來讀研究所的時候，我攻讀了原子核物理。雖然在 1930 年以後，物理學轉移了它的主力來對付原子核和高能物理，但是原子與分子的研究與發展還是繼續不輟。因為從這些實驗中，我們可以量出電子在原子及分子中的詳細分佈，也可以探出電磁輻射與原子及分子系統的相互作用。從這些結果，可以斷定許多化學和生物分子的結構，也可以了解到許多日常觀察到的事物的性質與動態或作用。

最初量子力學的建立是根據著許多原子的光譜結果來決定的。在 1920 年至 1930 年間，化學理論的突進是根據著量子理論中電子的軌道來解釋的，化學的力量是量子理論的成果，化學變成物理的一部分。其他電子工程學之演進以及電信傳達之革新也是受惠於原子的理論。

第二次世界大戰以後，原子與分子研究對於物理學上的貢獻，無論是在理論上或是在實驗上，更有了驚人和廣大的成就，現在的趨勢更有欣欣向榮的氣象。我並不是原子與分子科學的專家，好在這二門科學一向佔據著各種科學的中心。我又幸運得很，在 Berkeley 和哥倫比亞做研究和教書有半個世紀，許多原子與分子科學中重要的發展都還有很深的印象。我現在約略地把我所想到的，在此談談。

(一) Lamb 移位和量子電動力學的檢驗：早在 1930 年時，於電動力學中，已發現了無窮量。因為它只在計算時用高次微擾論時才出現，若是只用最低次數微擾論來計算，便可避免這無窮量的出現。好在當時實驗的精確度只夠與低次微擾論所算的相比較，所以這

無窮量的問題，即以不了了之來處理。其實這無窮量在用高次微擾論時才出現，即表示其理論體系中一定包含一個輻射場與高動量光子相互作用的影響。要是那時有人出來建議這樣一個理論上的假設，那麼重正化 (renormalization) 的理論可以提早許多年的發展。其實那時候在德國，有一位 E. C. G. Stueckelberg 在 1934 至 1938 年寫了幾篇重要的關於場論的文章，可以發展成後日重正化的理論。可惜這位先生的演講和文章都是很難了解。所以竟無人採用他的思維或方法來計算 Lamb 移位和電子磁矩的校正。

一直等到 1947 年 W. E. Lamb, Jr 和 R. C. Retherford 在哥校用新發展的微波技術來很明顯和正確地測量到在氫原子中 $2S_{1/2}$ 與 $2P_{1/2}$ 二能階的差，這才激起了物理學界的注意。根據 Dirac 的著名方程式，這二個能階有相同的能量，即簡併的。雖然早在 1936 年，從光譜儀實驗的結果，這二能簡併的結論似乎已發生過疑問，但是還是等到 Lamb 和 Retherford 採用了新發展的微波方法做出可靠的結果，這才大大地激起了理論物理學家的動員。

起初是由 H. A. Krowers, N. M. Kroll 與 W. E. Lamb, Jr., H. A. Bethe, J. B. French 與 V. F. Weisskopf 用比較簡單的計算在低能量的光子上，結果已經相當的滿意。最後許多大將全體出馬，著名的包括如 J. Schwinger, R. P. Feynman, F. J. Dyson 及 S. Tomonaga 他們介紹了新的重正化方法。在這方法中注意在有形的物理意義得到的結果是非常滿意的。

(二) 束流實驗向各方開展：雖然在第二次世界大戰之前，原子束與分子束已用來做實驗，而且已得到美滿的結果，但是沒有像戰後那麼大規模的推廣和發展。它復興的理由是由於各種不同的因素。第二次世界大戰時微波的技術，突飛猛進。戰後物理學家

回到實驗室中，就應用這微波技術來改進分子和原子束的設備。尤其是微波的範圍廣了，挑選引發躍遷的可能性便多了。又恰巧當時太空飛行和國防設施以及環境污染的問題及融合反應器(Fusion Reactor)設計的問題等等都需要了解各種相互作用的本質和測量各種碰撞的截面，所以美國政府在很早就有 ONR, ARO 及 AFOSR 給予經費上的援助；即使後來因為越戰的關係，學生鬧風潮，國會通過取消上述這幾個海陸空三軍的援助，但卻還是有 NSF 和 DOE 的補助或合同。

正在這時候，又有許多本來做原子核研究的低能量加速器，已經過了最有用的青春時代，卻還是可以用作原子物理的實驗。這一類用加速器的實驗可以統稱為重粒子碰撞類，因為它是原子與原子的相撞，或者原子與薄箔碰撞。當快速離子經過薄箔的時候，核周圍的電子被游離。所剩的是許多電子已剝去了的裸核子。這又可有機會作有意義的實驗。

自從雷射發展以來，尤其是所謂可調諧的染料雷射也可以在市上購買到，很多實驗在原子核，粒子物理都採用這種通用的染料雷射。最近我參觀了 Rutgers 的 Tandem 加速器實驗室。要不是他們告訴我，我以為我在一間光學實驗室中。我問他們那來那麼多經費購置這許多光學設備。原來這是與貝爾實驗室合作的。

(三)雷射之發展與應用：雷射的前身是鐳射(Maser)，是 C. H. Townes 和他的學生 J. P. Gordon 在哥倫比亞開始的。Maser 是代表 Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation；開始是用微波，後來展開到可見光範圍，即改稱為 Laser。在這二、三十年中，這技術進步的神速，應用範圍的廣大及科學技術上收穫的重要，真是大大出人意料。在發展的過程中，我們現在有固體的、液體的、氣體的、化學的各種雷射，有脈衝波或連續波的雷射。雷射光束的特點是有同向性、單色性、高相干性，而且光度強。在 Bell Laboratories 研究成功第一個連續波雷射時，用了氮氣及氬氣的混合氣體，可說是應用了原子物理的一個極好的典型。他們運用了光譜學、輻射理論、截面測量、以及氣體放電，綜合起來完成這第一個連續波氣體雷射。我感到特別有興趣的是因為 W. B. Bennett, Jr. 是跟我做博

士論文的。他的論文是用極靈敏的光譜儀來測量稀有氣體受 α 粒子電離後所放射的輻射譜。就在他用氫和氦等稀有氣體做光譜的時候，他有了靈感可以用那幾個稀有氣體中的能階來嘗試建造一個氣體雷射。他曾把這意思附錄在他博士論文的某一頁的頁尾。後來他把這意思告訴了 A. Javan, Javan 即邀他從耶魯轉到貝爾去工作。不久，他們即完成了這個歷史上有意義的創舉。

雷射的應用，真是不勝枚舉。最重要的，當然是可用來做以前因為光度不足不能做的基本物理實驗。譬如像最近 S. Chu 和 A. Mills 已經觀察到在電子偶(Positronium)中的雙光子躍遷。要觀察電子偶的光譜無論那一部分是不容易的，因為電子偶的生命期很短 $\frac{1}{7} \times 10^{-8}$ sec, 除非用很強的雷射。所以 Chu 他們把正子存儲在一個磁場的陷阱中，用一個脈衝染料雷射，一直等到雷射閃光以後才立即將正子放出來配成電子偶。所以他們征服了上面所說的困難，這是很美麗的實驗。再舉一個例子，像最近 Oak Ridge 的 G. S. Hurst 用共振電離的法子可以在一大羣別的氣體的背景中，偵測出一個原子，這是叫計數原子。Hurst 想用這方法來測量 ^{136}Xe 的 β 衰變的生命期。

四奇異原子以及其最近的成就：普通的原子是中間有一個原子核，外邊為電子；而原子核帶正電，所以無論什麼帶負電且生命期較長的粒子受庫倫場局限於原子核外邊而組成所謂奇異原子。如表一所示，適於組成奇異原子的帶負電粒子很多，如 μ^- , π^- , K^- , \bar{p} , Σ^- , Ξ^- , Ω^- , \bar{D} 等。由於粒子的軌道半徑與其質量成反比，而這些適於組成奇異原子的帶負電粒子的質量比電子的質量大了二百倍以上，這些粒子的軌道半徑比電子的軌道半徑小了二百倍以上。例如奇異原子 $\mu^- - \text{pb}$, μ^- 的軌道半徑為 $256/82 \cong 3\text{fm}$ ，在鉛原子核內，因此奇異原子可用以研究原子核的結構。同時我們不僅可研究靠近原子核的主量子數為 $n=1$ 的粒子態，也可以研究半徑較大的 $n=5$ 或 6 的粒子態，且可正確的計算。因為這些可取代電子的帶負電粒子的生命期都小於 $1\mu\text{s}$ ，這種粒子只能取代一原子的一個電子，因此奇異原子可近似為一似氫原子。所以奇異原子可用來很準確的量子粒子的質量及磁矩，同時可用以試驗量子電動力學理論。量子電動力學中所謂真空極化即虛電子與正子偶對能階的影響，

對普通原子來說影響小，而對奇異原子的影響大，且可準確計算，因此可用以與實驗結果比較以試驗量子電動力學理論。我現在分別略述如下。

就如同做普通光譜學實驗，圖一展示奇異原子 $K^- - Pb$ 的 x 射線光譜，如 $n=12$ 至 $n=11$ ， $n=11$ 至 $n=10$ ，……， $n=8$ 至 $n=7$ 等躍遷。在普通原子因為受到很多別的電子的影響，這些躍遷是無法觀測到的；而一個奇異原子，只有一個 K^- 粒子，我們可準確量得躍遷能量，可用以很準確算出 K^- 的質量。計算質量時要用到原子物理學理論，如校正真空極化及其他等，如表二所示。圖二展示奇異原子 $K^- - Pb$ 躍遷能量理論與實驗結果的差 ($E_{\text{expt.}} - E_{\text{calc.}}$) 與躍遷能量 E 的關係。由此所得最好的 K^- 的質量為

$$m_{K^-} = 493.657 \pm 0.020 \text{ MeV}.$$

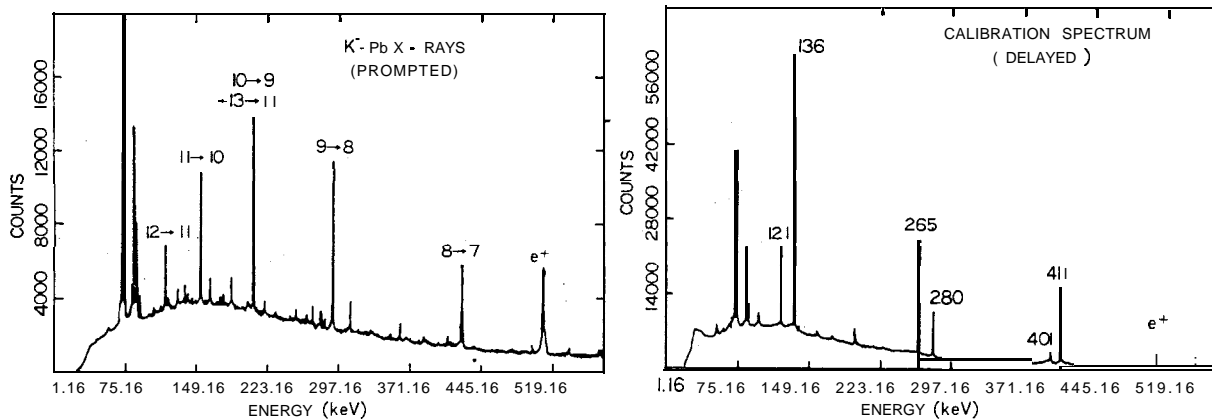
其次，我們談談量 $\Delta n = 1$ 躍遷的精細構造。粒子的磁矩可從量 x 射線的精細構造裂距求得。費米子的精細構造裂距為

$$\Delta E_{n,l} = (g_0 + 2g_1) \frac{(\alpha Z)^4 mc^2}{2n^3 l(l+1)}$$

而其磁矩為

$$\mu = (g_0 + g_1) \mu_N$$

式中 μ_N 為核磁元， g 因數 g_1 表示磁矩的反常部分，而 g_0 表示 Dirac 粒子的磁矩。由於觀測二自旋雙線之間的躍遷，我們必須分辨三條躍遷線，如圖三所示。假設所有能階的統計比為 $(2j+1)$ ，我們可



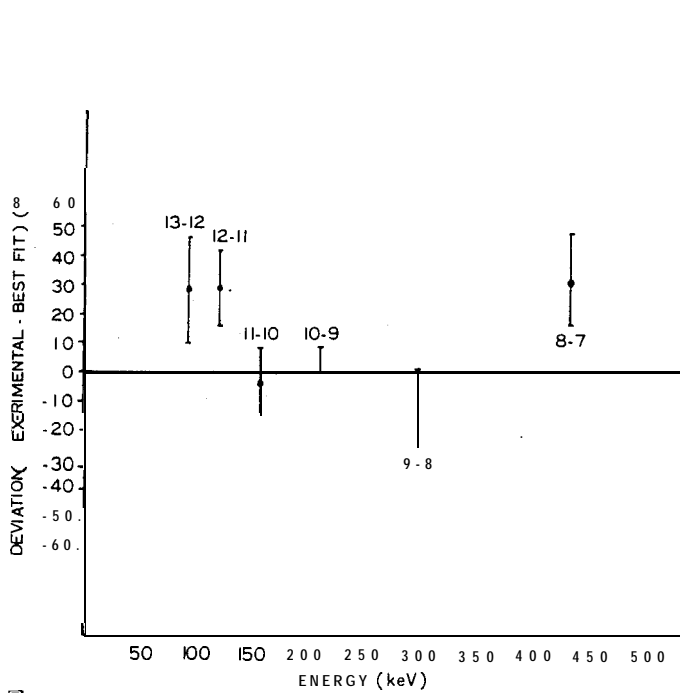
圖一：The X-ray spectrum of $K^- - Pb$ (Left). The corresponding routed calibration spectrum of ^{75}Se and ^{198}Au (Right).

表一：LONG LIVAD NEGATIVE PARTICLE SUITABLE FOR EXOTIC ATOMS

Particle	Spin	Mass (MeV)	Lifetime (s)	Radius (1 S) (fm)	
e^-	1/2	0.511	∞	$52.917/Z$	
μ^-	1/2	165.6	2.20×10^{-6}	$256/Z$	
π^-	0	139.6	2.6×10^{-8}	$194/Z$	Hadronic
\bar{p}	1/2	938.3	1.24×10^{-8}	$54.7/Z$	
Σ^-	1/2	1192.8	1.5×10^{-10}	$28.8/Z$	Atoms
Ξ^-	1/2	1321.3	1.7×10^{-10}	$22.6/Z$	
Ω^-	3/2	1672.5	1.3×10^{-10}	$20.5/Z$	To be
D^-	0	1875.6	2×10^{-18}	$16.2/Z$	
				$14.4/Z$	Observed

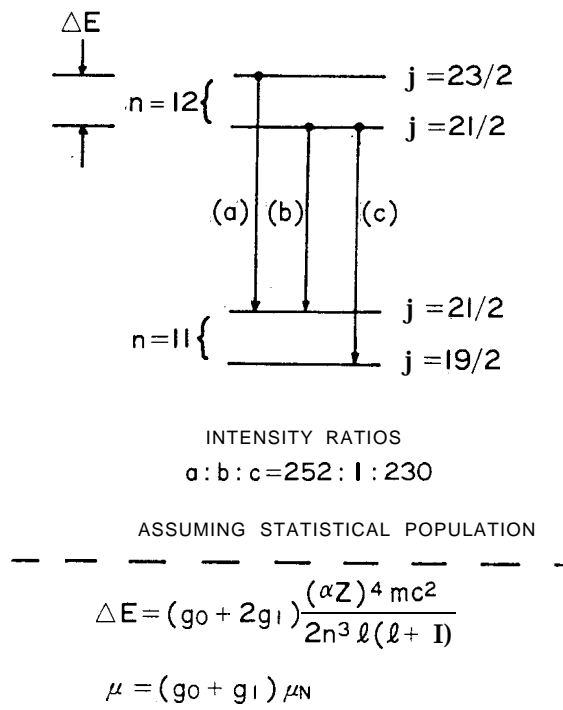
表二: ($Z\alpha$) corrections.

Transition	Zeroth order (keV)	$\alpha(Z\alpha)$ (eV)	$\alpha(Z\alpha)$		$\alpha^2(Z\alpha)$ (eV)	$\alpha(Z\alpha)^3$ (eV)	$\alpha(Z\alpha)^5$ (eV)	Finite size high order (eV)	Electron screen (eV)	Nuclear pol. (eV)	E_{calc} (keV)
			iter. (eV)	finite size (eV)							
13→12	90.697	284.0	0.5	0.4	2.0	-7.7	-1.1	0.5	-51.8	0	90.924
12→11	116.575	419.5	0.8	0.8	2.9	-10.6	-1.5	0.8	-44.9	0	116.943
11→10	153.328	632.8	1.4	1.5	4.3	-14.7	-2.1	1.2	-38.2	1	153.916
10→9	207.340	980.0	2.3	3.1	6.7	-20.7	-3.0	2.1	-31.9	2	208.280
9→8	290.081	1569.5	3.9	7.1	10.9	-29.8	-4.3	3.6	-25.9	5	291.621
8→7	423.579	2625.5	7.2	18.2	18.6	-44.5	-6.4	5.9	-20.4	18	426.201



圖二: The results of the energy differences ($E_{expt} - E_{calc}$) versus E for the six transitions in the K-pb atom.

The 8→7 transition is not used in the K^- mass determination. The best-fit is $m_K = 493.657 \pm 0.020$ MeV with $\chi^2 = 6.1$ for four degrees of freedom.



圖三: Relative intensities of the fine structure components of a given $\Delta n=1$ transition

算得從 $n=12, \ell=11$ 至 $n=11, \ell=10$ 三條線的強度比為 $a:b:c=252:\ell:230$; 這表示對夠大的轉角動量 ℓ , b 線可不計。因此, 能量差 ($E_c - E_a$) 即二雙線製矩間的能量差。圖四展示奇異原子 $\bar{p}U$ 的 $n'=11$ 至 $n=10$ 躍遷的精細構造實驗結果, 由此可準確求得 \bar{p} 的磁矩。所以以前所學的原子物理學都可用

奇異原子來驗證。表三展示多年來有關粒子的基本性質的結果。

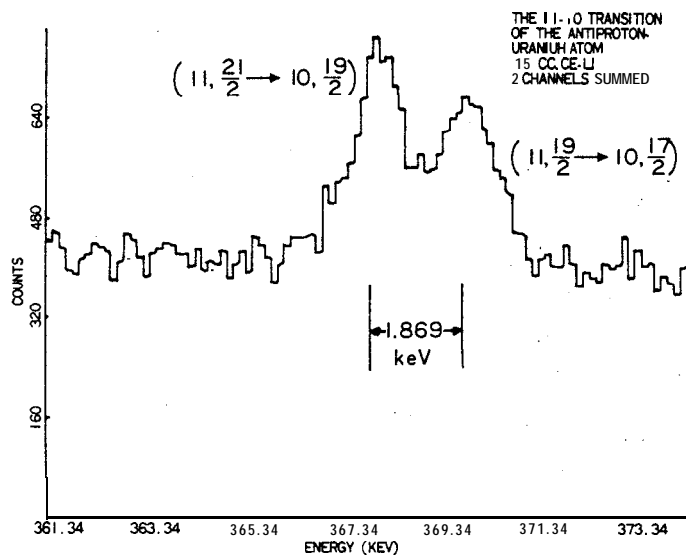
關於真空極化的檢驗, 在 Lamb 移位, 真空極化小, 而在奇異原子, 真空極化大。表四展示數種不同的方法以檢驗真空極化。使用高原子序 Z 原子及 Ge (Li) 檢測器可檢驗真空極化準確到 4×10^{-4} 。

三: FUNDAMENTAL PROPERTIES OF PARTICLES

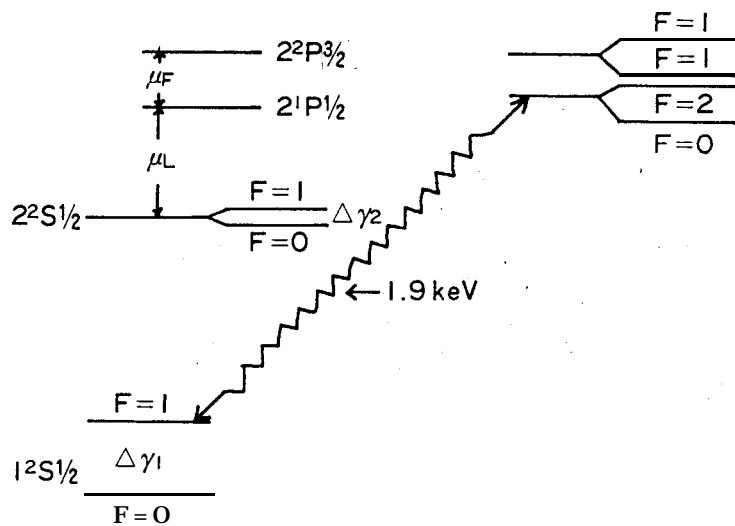
Mass (MeV)	Magnetic Moment	Remarks
105.65946 ± 0.00024	$\mu_\mu / \mu_p = 3.1833403 \pm 0.0000044$	Yale-Heidelberg
139.5686 ± 0.002		SREL, Ge(Li)
139.5667 ± 0.0024		Gatchina, crystal spectrometer
139.5656 ± 0.0008		Yale-Columbia, crystal spectrometer
493.688 ± 0.030		CERN, Ge(Li)
493.657 ± 0.020		Columbia-Yale, Ge(Li)
938.179 ± 0.058	-2.791 ± 0.021 (N.M.) -2.819 ± 0.046 (N.M.)	Columbia-Yale, Ge(Li) BNL, Ge(Li)
1197.24 ± 0.15	-1.40 $^{+0.41}_{-0.28}$ (N.M.) 0.65 $^{+0.29}_{-0.41}$ (N.M.)	Columbia-Yale, Ge (Li)
	-1.48 ± 0.37 (N.M.) -1.097 ± 0.044 (N.M.)	BNL, Ge(Li) BNL, '82

表四: TESTS OF VACUUM POLARIZATION

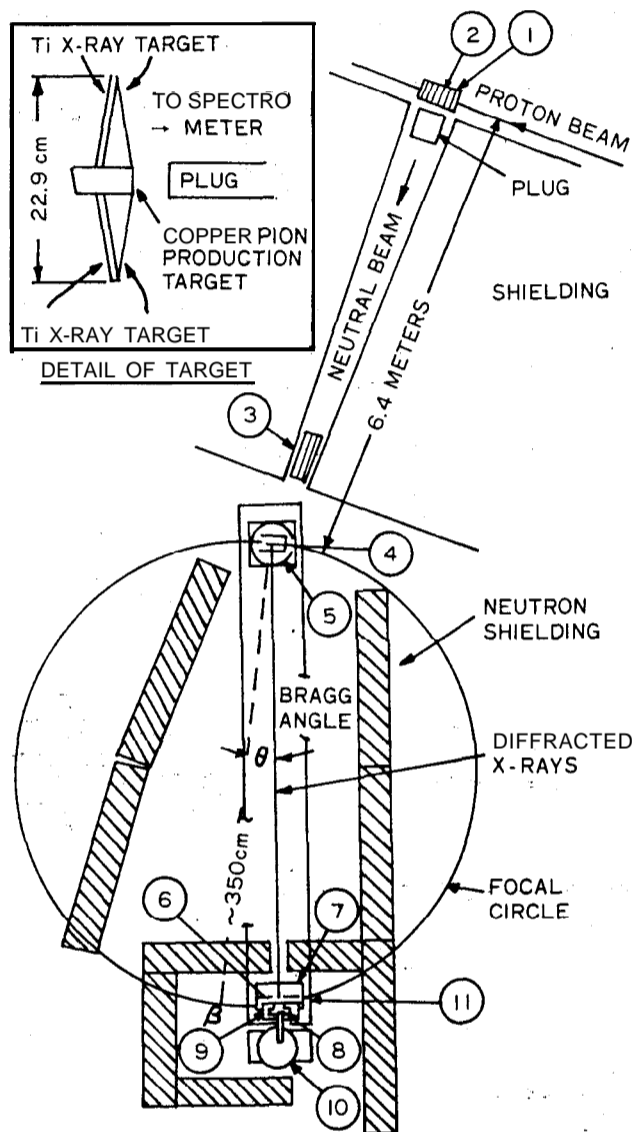
	Atoms	Precision Relative to Vacuum Polarization	Method of Determination
I.	High Z, Pb, Ba, etc.	4×10^{-3}	Ge(Li)
II.	($\mu^- - \text{He}$) 2S → 2P	2.5×10^{-3}	Tunable laser
I.	$\mu^- - {}^{24}\text{Mg}, {}^{28}\text{Si}, {}^{31}\text{P}$ 3D _{3/2} → 2P _{1/2}	2.5×10^{-3}	Curved crystal spectrometer
IV.	($\mu^- - \text{He}$) 3P → 3D	4×10^{-4}	Tunable laser
V.	($\mu^- - \text{P}$) 2S → 2P	5×10^{-4}	Tunable laser



圖四：The 11 \rightarrow 10 transition in $\bar{p}U$.



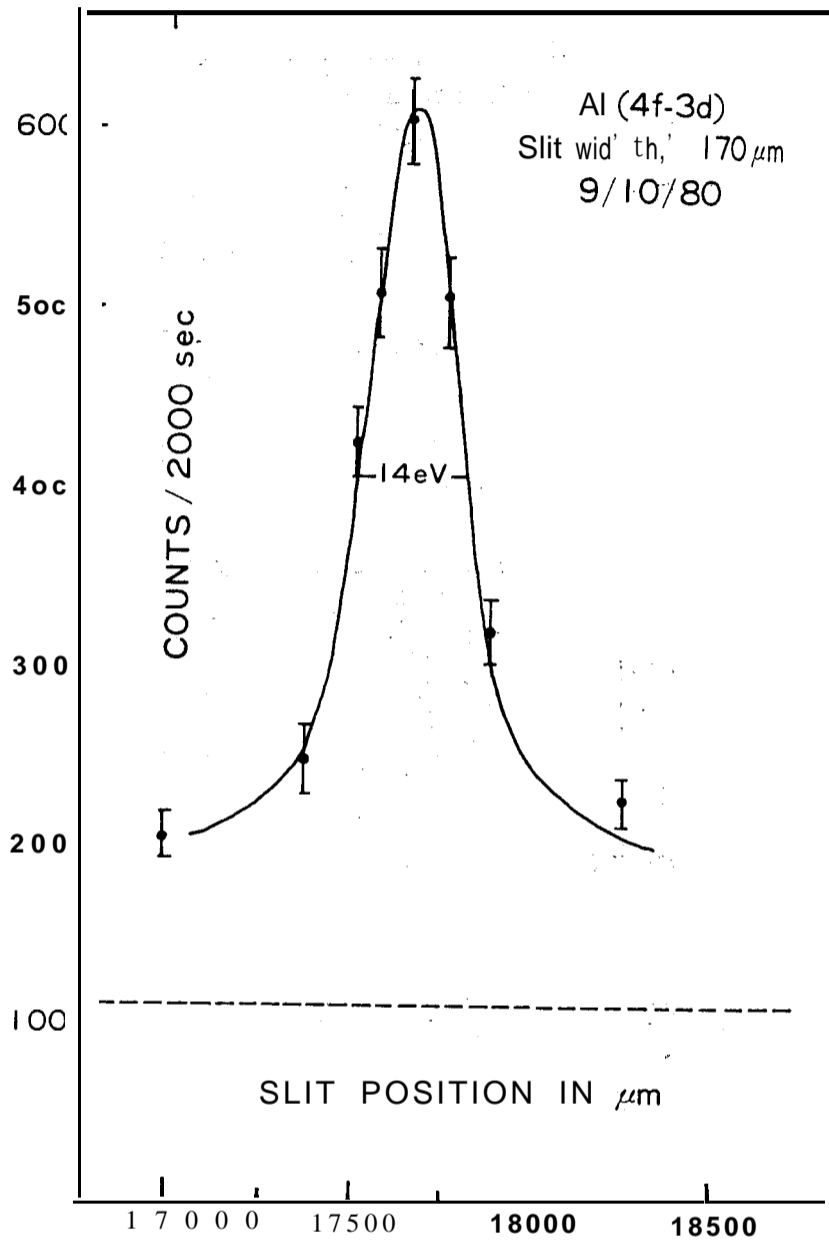
圖五：The 2S and 2P level diagram of muonic hydrogen (μ^-p)



圖六

另一種方法，使用可調諧雷射來測量在奇異原子 μ^-p (muonic hydrogen) 的 Lamb 移位。於圖五中，暫態的 $2S_{1/2}$ 階用 μ 級聯產生至百分之幾及以一可調諧染料雷射激發至 $2S_{1/2}$ 階。大多數奇異原子 μ^-p 的

去激發 (de-excitation) 導至 2P 階。以能量為 1.9 keV 由 2P 至 1S 以 $E1x$ 射線躍遷來觀測，這現象同時與 μ 的停止信號產生。若 μ 的停止信號不同時與 1.9 keV 躍遷產生，則表示 μ^- 局限於 2S 階。

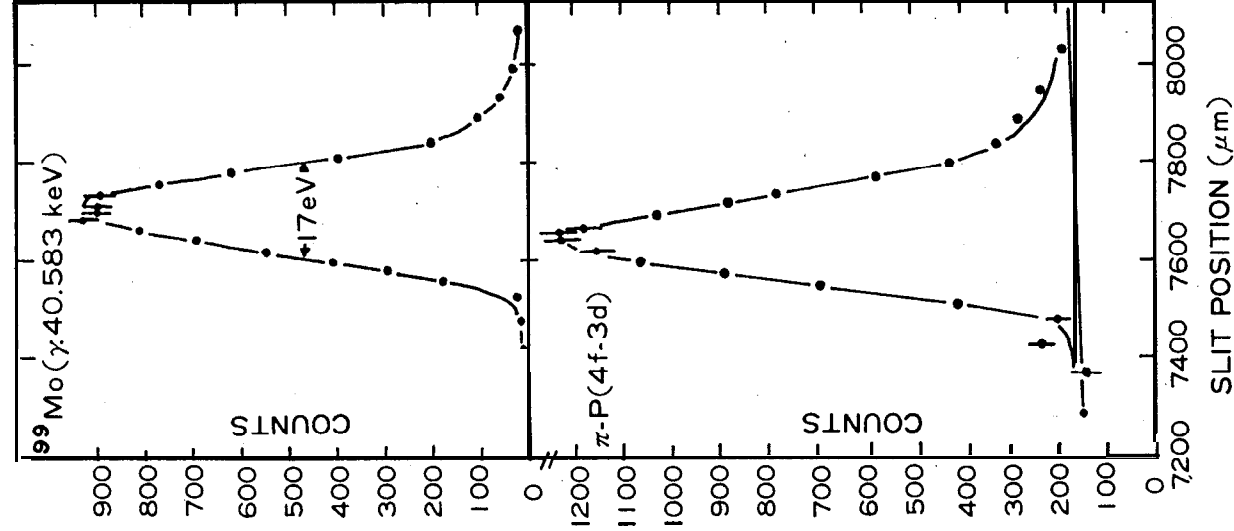


圖七

此一信號用以觸發雷射。若雷射的頻率與 L_{amb} 移位一致， μ 被提升到 $2P_{1/2}$ 階，因而躍遷至 $1S$ 放出一個 1.9 keV 的光子。可很準確量得 $2P_{3/2}$ 與 $2S_{1/2}$ 能階的能量差而用以與理論結果比較以檢驗真空極化準確到 5×10^{-4} 。如以 μ^- 、 ^4He 及以可調諧雷射量 $2S-2P$ 的實驗可檢驗真空極化準確到 2.5×10^{-3} 。但是由於對 ^4He 的原子核半徑知道得不够準確，因此

原子核有限大小的影響知道得不够準確。所以改爲量 $3P-3D$ 及以可調諧雷射可準確檢驗真空極化到 4×10^{-4} 。

量能量最準確的爲使用彎曲結晶分光計。因爲彎曲結晶體很薄，所以普通光線很少被繞射，效用很小爲 10^{-9} ，因此不好用。三年前在蘇俄的列寧格勒設計了一如圖六的彎曲結晶分光計。圖七展示 π 對 Al



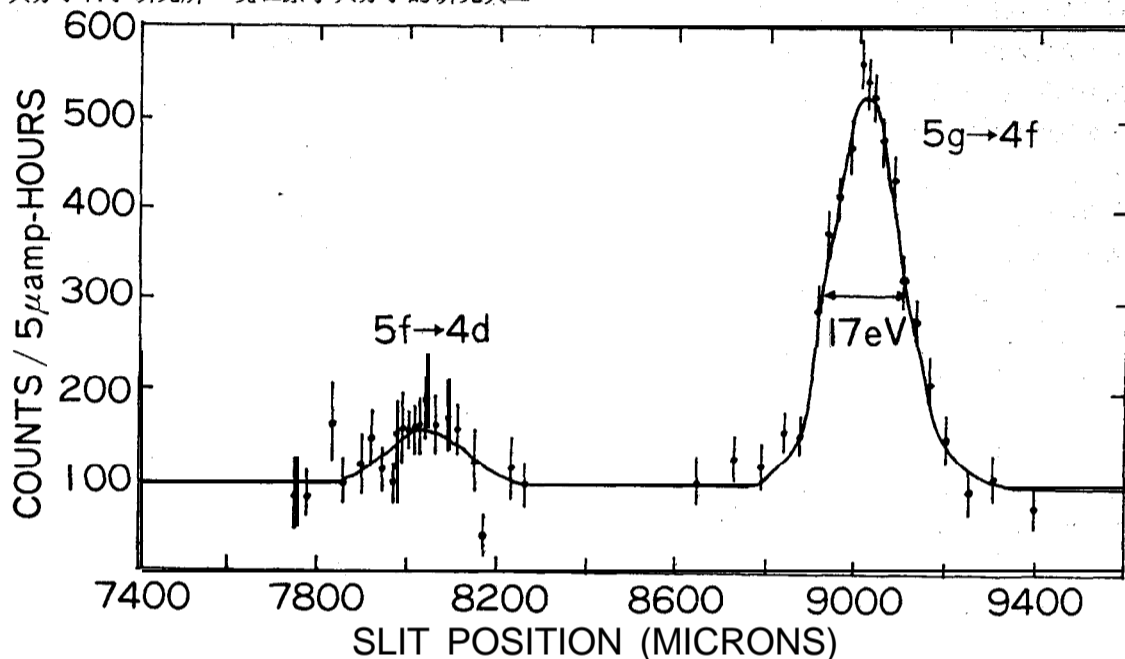
圖八

的 $4f-3d$ 躍遷光譜，能量約為 17.5 keV ，其分辨率高為 14 eV 。圖八展示 π 對 ^{90}Mo 的光譜。及圖九為展示 π 對 Ti 的光譜；能量的分辨率都很高為 17 eV 。這些實驗一方面可用以檢驗真空極化，另一方面可用以檢證 Klein-Gordon 方程式。表五展示 $\pi-\text{Ti}$ 計算能量差 ($E(5f-4d)-E(5g-4f)$) 得 $88.1 \pm 1.2 \text{ eV}$ ；而實驗結果為 $87.6 \pm 1.8 \text{ eV}$ 。理論與實驗結果比較不夠理想，這是因為電子屏蔽算得不夠好。

由此可見，原子與分子物理學範圍很廣，可用於各個科學中。因此，我很高興見到中央研究院籌設原子與分子科學研究所。現在原子與分子的研究與二、

三十年前不同，以前做的實驗，規模小；有一個光譜儀、普通電弧、幾個放電源即夠。而現在實驗的規模大。若決心做這方面的研究，需有相當的設備，不可能每個學校都有。最好有一中心，其設備好且全，讓各個學校有機會用這些設備；能使各個學校的教授及學生常有機會聚在一起開這種研討會，跟外邊接觸。自己也常常出去旅行、參觀。這樣才可把這個研究所辦好；把這個範圍的研究弄好。

(本文為吳健雄教授今年在中央大學舉行的原子與分子科學研討會特約演講稿，全文由中央大學曾祥光教授整理。)



圖九

表五：

Calculated Energy Differences	
$E(5f-4d) - E(5g-4f)$ in Pionic Ti (eV)	
Klein-Gordon Eq. P t. Nucleus Coulomb Potential	59.3
Vacuum Polarization, first order [$\alpha(Z\alpha)$]	25.2
Vacuum Polarization, higher order [$\alpha^2(Z\alpha), \alpha(Z\alpha)^{3/2}$]	0.4
Electron screening, 1S electrons	-0.6 ± 0.6
Strong Interaction	3.8 ± 1.0
Total Calc. Energy Difference	88.1 ± 1.2
Experimental Result	87.6 ± 1.8