

电子偶素物理学

王少阶

(武汉大学物理系)

电子偶素(positronium),又称正电子素,其符号为Ps,是由电子及其反粒子——正电子组成的准束缚系统.自从Deutsch^[1]在1951年发现Ps以来的三十年间,人们已对Ps的特性及其与物质的相互作用进行了广泛的研究.这不仅加深了人们对Ps本身的了解,也导致了它在原子物理学、化学及固体物理学等领域中获得广泛应用.然而,由于Ps是一个二体、纯轻子的电磁束缚体系,因而是研究量子电动力学的理想对象.特别是近十余年,由于理论和实验两方面的进展,在测量基态Ps的超精细结构和衰变率,以及激发态Ps的探索方面均取得了引人注目的成就.此外,在用Ps研究弱相互作用、基本对称性以及天体物理等方面也引起人们广泛的兴趣.本文将论述Ps物理学基础及Ps的形成和探测技术,并简要介绍Ps物理研究的最新进展.

一、Ps物理学基础

1932年,Anderson^[2]首次在宇宙线实验

中发现正电子.其后不久就有人提出存在Ps的可能性,并在实验发现Ps之前就进行了大量的理论工作,在有关Ps的能级、精细结构、湮没选择定则以及衰变率等方面得到许多基本结果.

1. 能级

Ps是一种类氢原子,与氢原子有许多相似之处.但这里没有质子,代替质子的是电子的反粒子——正电子.正电子与电子有相同的质量和自旋,而其电荷和磁矩则与电子大小相等,符号相反.它们都是轻子,因此这里没有强相互作用.Ps的能级可以象氢原子一样计算,只是Ps原子的约化质量为 $m/2$ (m 为电子质量),故Ps能级的能量为氢原子的一半,即

$$E_n(\text{Ps}) = -\frac{mc^4}{4n^2\hbar^2} \quad (1)$$

式中 n 为主量子数, $\hbar = h/2\pi$, h 为普朗克常数, e 为电子电荷.

由能级公式可知,Ps的束缚能是6.8eV,而氢为13.6eV;Ps的Lyman- α 线是2430Å,而氢为1215Å.图1示出了主量子数 $n=1, 2$

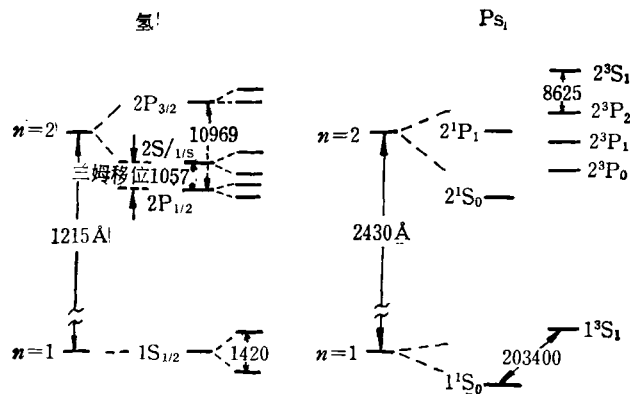


图1 氢与Ps的能级图($n=1, 2$) (能级单位: MHz)

和 $n = 2$ 的氢和 Ps 的能级,以作对比。

Ps 是由一个电子和一个正电子组成,通常用类似描写氢原子的方法描写 Ps 的状态。状态符号为 $n^{2S+1}L_J$, 这里 J, L, S 分别为总角动量、轨道角动量和自旋角动量,且 $J = L + S$ 。

基态 Ps 的自旋由组成 Ps 的电子和正电子自旋的相对取向决定。若电子自旋与正电子自旋平行,则 Ps 的总自旋为 1, 其状态符号为 1^3S_1 , 是自旋三重态,称为正-电子偶素,或简记为 o -Ps。若电子自旋与正电子自旋反平行,则 Ps 的总自旋为 0, 其状态符号为 1^1S_0 , 是自旋单态,称为仲-电子偶素,或简记为 p -Ps。

由图 1 可见, Ps 与氢原子能级图的差别不仅是在比例上,更重要的是在结构上。原因是: (1) 正电子的磁矩比质子磁矩大得多 ($\mu_{e^+} = \mu_{e^-} \approx 657\mu_B$), 这就使 Ps 中的自旋-自旋相互作用可与自旋-轨道相互作用相比; (2) 粒子与反粒子的湮没相互作用也对 Ps 的精细结构有贡献, 而氢则无此效应。故氢的基态无精细结构劈裂, 而基态 Ps 则劈裂为单态和三重态。最早计算基态 Ps 精细结构劈裂的是 Pirenne^[3](1946), 在最低级近似下, 其值为

$$W_0 = E(1^3S_1) - E(1^1S_0) = \frac{7}{12} \alpha^4 m c^2, \quad (2)$$

式中 α 为精细结构常数, c 为光速。

2. 湮没选择定则

湮没选择定则是了解湮没过程的基础。Ps 的湮没选择定则最初是由杨振宁^[4] 等提出的。能量和动量守恒禁止自由 Ps 的单光子湮没。在一般情形下, 若 Ps 的轨道角动量为 l , 总自旋为 s , 且湮没时发出 n 个光子, 则湮没选择定则为

$$(-1)^{l+s} = (-1)^n. \quad (3)$$

这一结果是由 Ps 和 n 个光子态的电荷共轭特性得到的。因为 Ps 是电荷共轭算符 \hat{C} 的本征态, 其本征值为 $(-1)^{l+s}$, 而 n 个光子态也是 \hat{C} 算符的本征态, 本征值为 $(-1)^n$ 。Ps 湮没为 n 个光子的过程属电磁相互作用, 此过程电荷共轭不变, 故可导出上述结果。

由此选择定则可知, 对基态 Ps ($l = 0$) 有:

1^3S_1 态 Ps 衰变为大于 1 的奇数个光子, 以 3γ 衰变几率最大; 1^1S_0 态 Ps 则衰变为偶数个光子, 其中 2γ 几率最大。衰变为 4γ 或 5γ 的几率则比 2γ 或 3γ 的几率低得多(约为 $\alpha^2 \sim 10^{-4}$)。

3. 湮没率

n^1S_0 态 Ps 的 2γ 湮没率也是 Pirenne 等最先计算的。在最低级近似下的结果为

$$\lambda(n^1S_0) = 4\sigma_{2\gamma} \nu |\psi_n(0)|^2,$$

式中 ν 是电子与正电子的相对速度。当 $\nu \ll c$ 时, 自由正电子与电子的 2γ 湮没截面 $\sigma_{2\gamma} = \pi r_0^2 (c/\nu)$, 这里 $r_0 = e^2/mc^2$ 是经典电子半径。而 $\psi_n(0)$ 是 n^1S_0 态 Ps 的波函数在原点处之值, 且 $|\psi_n(0)|^2 = 1/\pi(2na_0)^3$, 这里 $a_0 = \hbar^2/mc^2$ 是 Ps 的玻尔半径。上式中 $\sigma_{2\gamma}$ 前的因子 4 是 2γ 湮没截面对自旋平均的结果。于是可将上式写为

$$\lambda(n^1S_0) = \frac{1}{2} \frac{mc^2 \alpha^5}{\hbar n^3}. \quad (4)$$

当 $n = 1$ 时, $\lambda(1^1S_0) = 8 \times 10^9 s^{-1}$ 。相应的 2γ 湮没寿命为 $\tau_{2\gamma} = 1/\lambda(1^1S_0) = 1.25 \times 10^{-10} s$ 。

n^3S_1 态 Ps 的 3γ 衰变率是 Ore 和 Powell^[5] 最先得到的, 其最低级近似值为

$$\lambda(n^3S_1) = \frac{2}{9\pi} (\pi^2 - 9) \frac{mc^2 \alpha^6}{\hbar n^3}, \quad (5)$$

当 $n = 1$ 时, $\lambda(1^3S_1) \approx 7 \times 10^6 s^{-1}$ 。相应的 3γ 湮没寿命 $\tau_{3\gamma} = 1/\lambda(1^3S_1) = 1.40 \times 10^{-7} s$ 。

4. 湮没能谱

Ps 在自湮没时, 其质心动能与静止能 ($2mc^2$) 相比可以忽略。如基态 Ps 作 2γ 湮没时, 由能量与动量守恒可知, 两个光子在相反的方向(成 180° 角)上发射, 其能量均为 mc^2 。此外, 1^3S_1 态 Ps 湮没后发射三个光子, 由动量守恒可知, 三个光子必须共面, 且不得在一个半平面内。由能量守恒可知, 三个光子的总能量为 $2mc^2$, 每个光子的能量可在 0 到 mc^2 间取值。Ore 和 Powell^[5] 最先导出 1^3S_1 态 Ps 作 3γ 衰变时湮没光子的能谱为

$$F(k_1) = 2 \left\{ \frac{k_1(m - k_1)}{(2m - k_1)^2} - \frac{2m(m - k_1)^2}{(2m - k_1)^3} \right. \\ \left. \times \ln \frac{m - k_1}{m} + \frac{2m - k_1}{k_1} \right.$$

$$+ \frac{2m(m-k_1)}{k_1^2} \ln \frac{m-k_1}{m} \}, \quad (6)$$

式中 k_1 为所研究的湮没光子动量, 计算中取光速 $c = 1$, 故 $F(k_1)$ 即为湮没光子的能谱。

二、Ps 的形成和探测

1. Ps 在气体中的形成

长期以来, Ps 的形成过程都是在气体中进行的。能量为几百 keV 的正电子从 β^+ 放射源(如 ^{22}Na , ^{58}Co , ^{64}Cu 等)发出后射入气体中, 通过与气体原子或分子的非弹性碰撞而损失能量。在形成 Ps 之前, 其能量已慢化至几个 eV。除一部分正电子直接从散射态湮没外, 剩下的正电子只要能量合适, 就可俘获气体原子或分子中的一个电子而形成 Ps。

设正电子动能为 T , 气体原子的电离能为 E_i , Ps 的束缚能为 E_{ps} (6.8eV), 且气体原子的最低激发能为 E_{exc} 。若要形成 Ps, 正电子的动能必须大于 $E_i - E_{ps}$ 且小于 E_i 。因为 $T > E_i$ 时形成的 Ps 其动能大于 E_{ps} , 这种 Ps 很容易在与气体原子或分子的碰撞中分解。此外, 若 $T > E_{exc}$, 则这种能量的正电子可使气体原子激发, 于是非弹性碰撞过程将与 Ps 形成过程相互竞争。由此可知, 形成 Ps 的能量范围是

$$\begin{aligned} E_{exc} \geq T \geq E_i - E_{ps} \\ \text{或} \\ E_i \geq T \geq E_i - E_{ps}, \end{aligned} \quad (7)$$

若认为正电子在最后一次电离碰撞后其动能分布大体是均匀的, 则由上式可估计形成 Ps 的那部分正电子的比例 f :

$$\begin{aligned} [E_{exc} - (E_i - E_{ps})]/E_{exc} \leq f \\ \leq [E_i - (E_i - E_{ps})]/E_i = E_{ps}/E_i, \end{aligned} \quad (8)$$

在气体中 Ps 的形成和对 Ps 的研究还常常包括电场、磁场及射频场等。气体的容积约数升, 入射正电子中有约 25—50% 能形成 Ps。至今, “自由” Ps 的形成过程及其研究工作都是在低密度气体中进行的。

2. 小粒度粉末中的 Ps 形成

Ps 也可在许多液体和绝缘固体中形成。在凝聚态物质中, 正电子的热化时间约 10^{-12}s 。1968 年, Paulin 等^[6]发现, 当从 β^+ 放射源发出的正电子入射到各种小粒度 (70—90 Å)、低密度 (0.5g/cm³) 的 MgO, Al₂O₃ 或 SiO₂ 粉末中时, 有多达 30% 的入射正电子形成 Ps。这样形成的 Ps 寿命谱中包括三个寿命分量: $\tau_1 \approx 0.4\text{ns}$, 它相应于正电子的自由湮没和单态 Ps 的湮没; $\tau_2 \approx 2\text{ns}$, 它是 Ps 原子与固体原子碰撞时, 三重态 Ps 中的正电子与固体原子中一个具有相反自旋的电子以 2γ 形式湮没, 这一过程大大缩短了三重态 Ps 的自湮没寿命; 最长的寿命分量 τ_3 相应于三重态 Ps 的自湮没寿命, 比理论计算值 140ns 仅小 1%。粉末中形成 Ps 所需体积仅 1—10cm³, 这使设备更紧凑, 并大大提高了探测效率。

3. 慢正电子束的产生和 Ps 在固体表面的形成

近十余年来, 一种具有可控制能量的、并有足够强度的慢正电子束已经发展起来。这种新的正电子源为 Ps 物理和表面物理的研究提供了强有力的工具。1968 年发现, 当能量为数百 keV 的高能正电子入射到各种物质表面后, 出射正电子的能量约 1eV 的几率为 10^{-7} 。随后的研究采用单晶铜作靶, 并在 10^{-10}Torr 的高真空中进行实验, 使得产生慢正电子的效率达 6×10^{-3} 。慢正电子束的能量宽度约 0.2—0.5eV, 束流强度的典型值为 10^4 — $10^6\text{e}^+/\text{s}$ 。

用慢正电子在真空中形成 Ps 的技术是 1974 年由 Canter 等^[7]发现的, 当能量为几 eV 至几百 eV 的正电子入射到各种表面 (如 Au, Ti, Cu 等) 上时, 有高达 80% 的入射正电子可以形成 Ps。这一发现大大推进了 Ps 物理学的研究, 如 $n = 2$ 的 Ps 的发现, 激发态 Ps 精细结构的测量以及在真空中精确测量三重态 Ps 的衰变率 $\lambda(1^3S_1)$ 等。

4. Ps 探测技术

大多数探测 Ps 的技术都是在五十年代建立的, 随后又不断得到发展和完善。与自由正电子的湮没不同, 三重态 Ps 能进行特征的 3γ 衰变, 有一个相当长的自湮没寿命, 而且湮没光

子的能谱是连续的。因此，通常是通过探测三重态 Ps 的形成来探测 Ps。常用技术有以下几种：

(1) 测量 3γ 与 2γ 产额之比

由计算知,当正电子自由湮没时, 3γ 与 2γ 产额之比为 1/372。然而若有一部分正电子形成了 Ps, 则由于三重态 Ps 与单态 Ps 的状态数之比为 3:1, 而三重态 Ps 衰变为 3γ , 因此在有 Ps 形成时测得的 3γ 与 2γ 产额之比必大于 1/372。

(2) 测量正电子湮没寿命

在凝聚态物质中, 正电子寿命通常为几百 Ps。若有 Ps 形成, 三重态 Ps 的自湮没寿命长达 140 ns, 与前者相差数百倍。故可用测量寿命谱的方法来探测 Ps 形成。

(3) 测量湮没光子的能谱

在 2γ 衰变中, 湮没光子的能量几乎是单能的 ($E_\gamma = mc^2 = 511\text{keV}$)。若有 Ps 形成, 三重态 Ps 的 3γ 衰变能谱是连续的 (E_γ 在 0—511 keV 之间)。故可用 NaI 或半导体探测器来测量 511keV 的光电峰与谷区计数之比, 并与几乎没有 Ps 形成的标准样品(如金属铝)中的纯 2γ 湮没能谱进行比较。

此外, 还可用角关联技术来探测 Ps 形成, 在此不再赘述。

三、Ps 的实验研究

1. 基态超精细结构

如前所述, 基态 Ps 劈裂为单态和三重态, 其能级间隔 W 对应的频率 $\Delta\nu = W/h$ 。最近, 由 Caswell 等^[6] 用相对论二体束缚态公式得到了 $\Delta\nu$ 的最新理论值:

$$\Delta\nu_{\text{理论}} = \alpha^2 C R_\infty \left[\frac{7}{6} - \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{16}{9} + \ln 2 \right) + \frac{5}{12} \alpha^2 \ln \alpha^{-1} + \dots \right], \quad (9)$$

其值为 $\Delta\nu_{\text{理论}} = 203,400\text{MHz}$ 。式中常数 α 的精度为 0.22ppm, 故允许将实验和理论进行精确比较。因此, 测量基态 Ps 的超精细结构将

是对量子电动力学理论的严格检验。

早在 1952 年, Deutsch 就首次测量了 $\Delta\nu$, 精度为 1500ppm。目前最精确的 $\Delta\nu$ 实验值是分别由 Mills 等^[9] 和 Egan 等^[10] 测得的。所用实验技术大体相同。从 ^{22}Na 放射源发出的正电子进入气体(如 N_2 或 SF_6) 并形成 Ps。由于直接激发 203GHz 的超精细跃迁所需的微波功率太大, 目前在技术上还难以实现。故通常是在 Ps 形成区加一约 8kG 的磁场, 基态 Ps 在磁场中呈现非线性塞曼效应。磁场对 $m = \pm 1$ 的三重态没有影响, 但将 $m = 0$ 的三重态和单态混合。这一混合使三重态 Ps 的衰变寿命大大缩短, 并使两光子湮没事件大大增加。

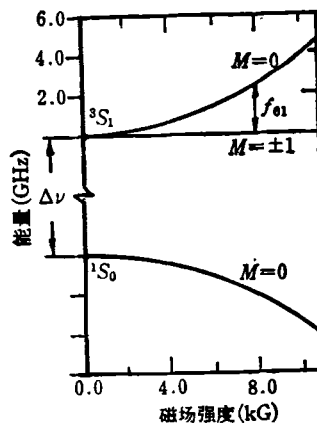


图 2 基态 Ps 在磁场中的能级

图 2 示出了基态 Ps 在磁场中的能级。图中 f_{01} 为相应磁场下 $m = \pm 1$ 和 $m = 0$ 三重态间的塞曼跃迁频率, 其值约 2GHz。故实验中只需用 2GHz 的射频场来激发。实际上, 通常保持微波频率不变, 在约 8 kG 附近精密调整磁场强度, 并测量 2γ 计数随磁场强度的变化。因为当发生塞曼跃迁共振时, 3γ 计数大大减少, 而 2γ 计数大大增加。塞曼跃迁频率 f_{01} 与精细结构劈裂 $\Delta\nu$ 的关系可由下列式子得到^[11]:

$$f_{01} = \frac{1}{2} [(1 + x^2)^{1/2} - 1] \Delta\nu, \quad (10)$$

式中

$$x = 2g' \mu_B B / h \Delta\nu, \quad (11)$$

$$g' = g \left(1 - \frac{5}{24} \alpha^2\right), \quad (12)$$

(11)式中的 μ_B 是玻尔磁子, B 为共振时的磁场强度. 这样测得的 $\Delta\nu$ 值为

$$\Delta\nu_{\text{实验}} = 203.3870(16)\text{GHz}$$

(Mills 等, 1975);

$$\Delta\nu_{\text{实验}} = 203.3849(12)\text{GHz}$$

(Egan 等, 1977).

上述实验结果可与理论在 5ppm 水平上进行比较. 由于组成 Ps 粒子的低质量, 仅反冲项对 $\Delta\nu$ 的贡献就达 2000ppm, 故实验能精确地验证理论.

2. 衰变模式和衰变率

由电荷共轭不变推导出的湮没选择定则可知, 单态 Ps 衰变为偶数个光子, 而三重态 Ps 却衰变为奇数个光子. 曾有两个实验分别研究了 C 宇称禁戒的衰变: $1^1S_0 \rightarrow 3\gamma$ 和 $1^3S_1 \rightarrow 4\gamma$. 结果为: $\lambda_{3\gamma}(1^1S_0)/\lambda_{2\gamma}(1^1S_0) < 2.8 \times 10^{-6}$ 和 $\lambda_{4\gamma}(1^3S_1)/\lambda_{3\gamma}(1^3S_1) < 8 \times 10^{-6}$. 从而建立了上述衰变中 C 宇称不守恒的上限.

1^1S_0 态 Ps 的 2γ 衰变率在引入辐射修正后的理论值是由 Harris 和 Brown^[12] 最先算出的:

$$\lambda_{2\gamma}(\text{理论}) = \frac{1}{2} \alpha^5 \frac{m c^2}{\hbar} \left[1 - \frac{\alpha}{\pi} \left(5 - \frac{\pi^2}{4}\right)\right]$$

$$= 7.9852\text{ns}^{-1}. \quad (13)$$

相应的寿命仅 125ps, 很难直接测量. 1967年, 在研究基态 Ps 的超精细结构时曾用间接方法测出 $\lambda_{2\gamma}(\text{实验}) = 7.99 \pm 0.11\text{ns}^{-1}$. 尽管与理论值相符, 但 1.4% 的实验误差不足以检验 0.6% 的辐射修正项. 最近, Gidley 等^[11] 使用磁猝灭技术, 得到

$$\lambda_{2\gamma}(\text{实验}) = 7.994 \pm 0.011\text{ns}^{-1},$$

从而可以在 0.15% 的水平上检验量子电动力学理论.

1^3S_1 态 Ps 3γ 衰变率的实验测量也是 Ps 物理学中最活跃的研究课题之一. 三光子衰变率的最新理论值^[8] 是

$$\lambda_{3\gamma}(\text{理论}) = \frac{2(\pi^2 - 9)}{9\pi} \frac{\alpha^6 m c^2}{\hbar} \left[1 - \frac{\alpha}{\pi}\right]$$

$$\times (10.266 \pm 0.011) - \frac{\alpha^2}{3} \ln \alpha^{-1}]$$

$$= 7.0386 \pm 0.0002\mu\text{s}^{-1}. \quad (14)$$

Ps 形成的介质分别为气体、SiO₂ 粉末和真空 (即用慢正电子束). 根据 Ps 形成的介质的不同, 目前已完成了三种类型的实验, 结果如下^[13]:

$$\text{气体: } \lambda_{3\gamma}(\text{实验}) = (7.056 \pm 0.007)\mu\text{s}^{-1}.$$

$$\text{粉末: } \lambda_{3\gamma}(\text{实验}) = (7.067 \pm 0.021)\mu\text{s}^{-1}.$$

$$\text{真空: } \lambda_{3\gamma}(\text{实验}) = (7.050 \pm 0.013)\mu\text{s}^{-1}.$$

可见目前最精确的实验值是彼此相符的, 但却比理论值约大 1—2.5 个标准偏差. 在气体和真空中的改进实验正在进行中, 可望达到 200 ppm 的实验误差水平.

3. 1^3S_1 态 Ps 的 3γ 衰变能谱测量

三重态 Ps 的 3γ 衰变能谱如 (6) 式所示. 仅在五十年代对上述公式作过定性的实验研究. 最近, 作者等利用在气凝硅胶中形成 Ps 的技术和联合谱仪方法, 用具有高分辨本领的高纯锗 γ 谱仪直接定量测量了 1^3S_1 态 Ps 的 3γ 衰变连续能谱^[13,14]. 图 3 示出了 300—510 keV 能区的实验结果. 在实验误差范围内, 测量值与量子电动力学的计算一致.

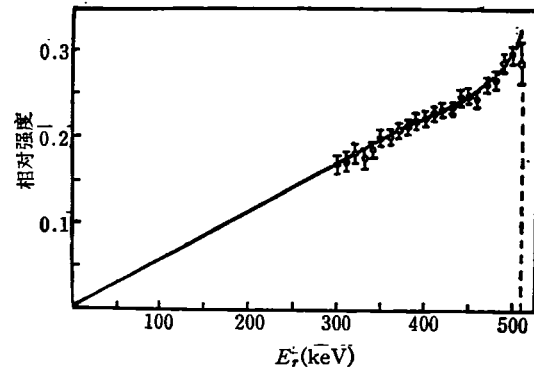


图 3 1^3S_1 态 Ps 的 3γ 衰变能谱测量结果

4. 激发态 ($n=2$) Ps 的研究

早在 1954 年, 人们就试图研究激发态 Ps. 直到 1975 年, Canter 等^[15] 才首次成功地观察到 Ps 的 Lyman- α 辐射 (2430 Å). 随后不久, 他们又成功地测量了 $n=2$ 时 Ps 的精细结构 $\Delta\nu(2^3S_1 - 2^3P_2)$. 选择 $2^3S_1 - 2^3P_2$ 是因为

这一劈裂处于普通微波频率范围内。实验中将 30eV 的正电子射入到微波腔内,打在铜制后表面上并形成 Ps。激发态 $n=2$ 时 Ps 的形成效率约 0.1%。各 2P 态到 1^3S_1 态的跃迁发射 Lyman- α 光子,这一过程的寿命约 3ns,而 2^3S_1 态的 3γ 衰变寿命为 1.1 μ s。与前者相比,可看成无限长。当微波诱发 $2^3S_1-2^3P_2$ 跃迁时,可探测到 Lyman- α 光子计数增加。这样测得的跃迁频率为^[16]

$$\Delta\nu_{\text{实验}}(2^3S_1-2^3P_2) = 8631 \pm 6\text{MHz}$$

相应的理论值为^[17]

$$\Delta\nu_{\text{理论}}(2^3S_1-2^3P_2) = \frac{23}{480} \alpha^2 c R_{\infty}$$

$$\times (1 + 3.766\alpha + \dots) = 8625.14\text{MHz}, \quad (15)$$

其中辐射修正项的贡献为 291MHz。故实验可在 2% 的水平上检验理论。

此外, Mills 等^[18] 最近用聚束的高强度慢正电子束和高功率的可调染料激光器等技术,成功地实现了 $1^3S_1-2^3S_1$ 态的光激发,从而使激发态 Ps 的研究达到了一个新水平。

5. 与 Ps 有关的其它研究领域

近年来,除了用 Ps 检验量子电动力学的基本理论外,在弱相互作用、天体物理及表面物理等领域有关 Ps 的研究也十分活跃。

众所周知,高精度测量正电子的极化和螺旋性对弱相互作用的研究十分重要。如果 β 衰变中正电子极化的测量精度能达到 10^{-3} , 那末若干弱相互作用对基本 V-A 公式的修正就可以验证。利用 Ps 在磁场中的塞曼效应发展出来的正电子极化仪,目前的测量精度已达 10^{-2} 。

轴子是一种很轻 ($m_a c^2 = 250 \pm 25\text{keV}$) 的中性赝标玻色子。虽已做过一些极灵敏的实验,但至今仍未观察到。然而轴子可在 Ps(1^3S_1) $\rightarrow \gamma + a$ 中产生。其中单光子能量 $E_{\gamma} = m_e \times [1 - (m_a/2m_e)^2]$, 且 1^3S_1 态 Ps 衰变为轴子和 3γ 的分枝比 $\sim 3 \times 10^{-8}$, 这在实验上是可能探测到的。利用 Ps 寻找轴子的实验正在进行中。

近年来在天体物理学研究中曾观测到从银河系中发出的、能量为 $(510.7 \pm 0.5)\text{keV}$ 的 γ 射线,还观察到 0.5MeV 以下的连续 γ 谱,这些均与 Ps 的湮没有关。1979 年,9 个卫星曾同时接收到起源于中子星的能量为 0.38 MeV 的 γ 爆,这被认为是正电子和 Ps 湮没产生的 0.511 MeV γ 线的引力红移所致。通过测量,可得知形成 Ps 的介质温度 ($< 10\text{K}$) 和电离度 ($\sim 75\%$)。

此外,还可用 Ps 研究生物分子旋光性的起源,探测固体表面电子态和缺陷结构。Ps 化学已发展成为放射化学的一个专门分支。可以预期,随着慢正电子束和 Ps 源强的增加,Ps 物理学将在基础研究和应用方面都取得更大的进展。

参 考 文 献

- [1] M. Deutsch, *Phys. Rev.*, **82**(1951), 455; **83**(1951), 866.
- [2] C. D. Anderson, *Phys. Rev.*, **43**(1933), 491.
- [3] J. Pirenne, *Arch. Sci. Phys. Nat.*, **28**(1946), 233; **29**(1947), 121, 207, 265.
- [4] C. N. Yang, *Phys. Rev.*, **77**(1949), 242.
- [5] A. Ore et al., *Phys. Rev.*, **75**(1949), 1696.
- [6] R. Paulin et al., *J. Phys.*, (Paris), **29**(1968), 263.
- [7] K. F. Canter et al., *Phys. Rev. Lett.*, **33**(1974), 7.
- [8] W. E. Caswell et al., *Phys. Rev. A*, **20**(1979), 36.
- [9] A. P. Mills et al., *Phys. Rev. Lett.*, **34**(1975), 246.
- [10] P. O. Egan et al., *Phys. Rev. A*, **15**(1977), 251.
- [11] D. W. Gidley et al., Proc. 6th Int. Conf. Positron Annihilation, U. S. A., (1982), 11.
- [12] L. Harris et al., *Phys. Rev.*, **105**(1957), 1656.
- [13] 王少阶,张天保,王蕴玉,武汉大学学报, **2**(1983), 39.
- [14] 张天保,王少阶,李跃清,唐孝威,物理学报, **32**(1983), 670.
- [15] K. F. Canter et al., *Phys. Rev. Lett.*, **34**(1975), 177.
- [16] A. P. Mills et al., *Phys. Rev. Lett.*, **34**(1975), 1541.
- [17] S. Berko et al., Proc. 5th Int. Conf. Positron Annihilation, Japan, (1979).
- [18] S. Chu et al., Proc. 6th Int. Conf. Positron Annihilation, U. S. A., (1982), 21.