

正电子湮没时间选择能谱仪的发展和应用¹⁾

张 天 保

(中国科学院高能物理研究所)

本文介绍了中国科学院高能物理研究所发展的正电子湮没时间选择能谱仪的技术及其在电子偶素物理研究方面的应用。实验表明,此种新式谱仪能够把正电子湮没物理和化学的研究向定量方向推进一步。

一、历史的回顾

正电子是电子的反粒子,正电子和电子相遇会湮没并转化为电磁辐射。正电子湮没辐射是我国物理学家赵忠尧^[1]于1930年发现的,这比正电子本身的发现还早些。通过观察湮没辐射来研究正电子在物质中的湮没,人们发现湮没寿命与物质的电子密度有关,在致密介质中,寿命值在0.1—0.5ns间变化;因受电子运动的影响,湮没辐射(一般为 2γ 射线,每条 γ 射线能量为0.511MeV)在方向上和能量上有多普勒展宽。人们还发现,在某些介质中,正电子和电子会形成类似氢原子结构的束缚态,称为电子偶素(positronium,缩写为Ps)。Ps分为p-Ps和o-Ps两种,仲态电子偶素p-Ps寿命为0.125ns,放出 2γ 射线,正态电子偶素o-Ps寿命很长,为142ns,放 3γ 射线。o-Ps和物质原子碰撞或受磁场作用很容易猝灭,并放出 2γ 。多年来,研究正电子湮没和电子偶素性质的常规方法是寿命谱仪技术和用锗 γ 谱仪测量湮没辐射的多普勒展宽谱的技术,但多为定性研究。70年代后期,日本和加拿大的个别实验室^[2,3]把寿命谱仪和锗 γ 能谱仪联合起来进行寿命与多普勒能谱的相关测量,这是设计思想上的一个进步。但是,由于历史原因,他们采用分割能谱测每个谱段的平均寿命的方式,由于所测物理量——平均寿命的物理意义比较含糊,加之系统的时间分辨率和计数效率都不高,这种设备

无助于更明确阐明正电子和Ps与物质相互作用的机制。1981年,为了研究o-Ps的 3γ 衰变的连续能谱,我们按分割寿命谱段测能谱的方式组装联合谱仪,即时间选择能谱仪^[4,5]。此谱仪含双探头、单时间道,并且采用²²Na的 β^+ 触发技术^[6],它的时间分辨率为5ns。用这样的谱仪我们测量了o-Ps 3γ 能谱的高能谱段,以后又测量全能谱^[7,8],检验了各种理论计算。于同一时期,我们组装三探头的时选能谱仪,用以研究Ps在气凝硅胶中的形成和湮没^[9,10]。该谱仪的时间分辨为0.6ns,三重符合计数率为0.5—2计数/s,能清楚地分辨出o-Ps几种猝灭过程的能谱形状。1984年以后,相继采用新型BaF₂探测技术^[11],谱仪时间分辨率提高到0.33ns,符合计数率提高到50计数/s;改进锗探测器的定时性能^[12],把谱仪的时间道数增为8道,并采用Ps的磁猝灭技术^[13]等。用这个新谱仪我们研究了Ps在气凝硅胶中及在氧气中碰撞至热化的全过程^[14,15],发现了以往精密测量o-Ps寿命、检验QED实验^[16]的系统误差源,用这个谱仪,王淑英等人^[17]确证了正电子在聚四氟乙烯中湮没的中间成分的性质。以上工作均系定量研究。下面对这种谱仪技术作一介绍。

二、谱仪的组装和样品测试

图1表示出三探头符合的时间选择能谱仪

1) 国家自然科学基金支持项目。

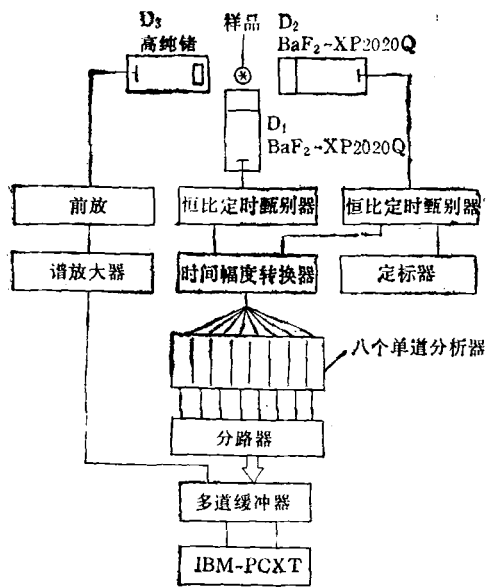


图1 正电子湮没时间选择能谱仪的电子学框图
(其中大部分电子学插件是 Ortec 公司产品)

的电子学框图。用 ^{22}Na 作正电子源,将源夹入样品中。 D_1 是 BaF_2 探测器,探测 ^{22}Na 放出的 1.28MeV γ 射线,作为时间起始信号。 D_2 是另一个 BaF_2 探测器,探测正电子或 Ps 湮没或猝灭放出 2γ 射线中的一条 0.511MeV γ 射线,作为停止信号。 D_1 和 D_2 连同恒比定时甄别器和时间幅度转换器一起构成寿命谱仪。时间幅度转换器的输出端,平行接入八个单道分析器,这些单道的上下甄别阈构成可调的时间窗,对应不同寿命谱段。 D_3 是高纯锗探测器(平面型, $\phi 44\text{mm} \times 15\text{mm}$),用来测量另一条 0.511MeV γ 射线的多普勒展宽能谱,它的信号经谱放大和偏置放大进入多道缓冲器。由于两条 0.511

MeV γ 射线呈 180° 方向飞出,所以要求 D_2 、 ^{22}Na 源及样品— D_3 放置在同一直线上。为了分别记录属于八个寿命谱段的多普勒谱,把 8192 道多道缓冲器分为八个谱区,通过分路器受八个单道输出的控制,这样,谱仪可同时记录八个谱。

谱仪系统的能量分辨率由所用高纯锗探测器决定,用实测 ^{106}Ru 的 0.512MeV γ 射线的光电峰的半高宽来表示,结果是半高宽为 1.089keV 。谱仪的时间分辨率由探测器 D_1 和 D_2 的材料品种和尺寸决定,用实测 ^{60}Co 2γ 符合曲线的半高宽来表示。表 1 列出了若干条件下的测量结果(其中 D_1 有时使用特殊形状的塑料闪烁体)以及各种条件下的实测三重符合计数率(用 $5\mu\text{Ci}$ 的 ^{22}Na)。

在磁场作用下, $o\text{-Ps}$ 与 $p\text{-Ps}$ 发生态的混合,使一部分 $o\text{-Ps}$ 改为 2γ 衰变并劈裂出新的寿命成分,这称为磁猝灭。磁猝灭是很有潜力的有关 Ps 物理和化学的研究方法。我们制造了一个中心磁场可达 2T 的磁铁系统,可以有效地猝灭 $o\text{-Ps}$ 。实验表明,高纯锗探测器在磁极周围的杂散磁场中工作正常,但 D_1 和 D_2 必须重新安装,它们的光电倍增管的光阴极要远离磁极 15cm 并加磁屏蔽;当 D_1 用穿孔的塑料闪烁体(把磁极插入孔中)时,闪烁体和光电倍增管之间用有机玻璃光导耦合;对于 D_2 (BaF_2),用空气光导来收集它的闪烁光,即用明亮铝箔围成圆筒,其一端接 BaF_2 闪烁体,另一端接光电倍增管,中间是空气。在表 1 中序号 6 一栏给出的条件下,得到系统的分辨时间为

表 1 时间选择能谱仪的时间分辨率和符合计数率的测试结果

序号	起始探头 D_1		停止探头 D_2		磁场	时间分辨 (ps)	符合计数率 (计数/s)
	晶体	尺寸 (mm)	晶体	尺寸 (mm)			
1	BaF_2	$45 \times 45 \times 60$	BaF_2	$\phi 40 \times 20$	无	338	50
2	BaF_2	$\phi 25 \times 33$	BaF_2	$\phi 40 \times 20$	无	317	34
3	BaF_2	$\phi 25 \times 33$	BaF_2	$\phi 30 \times 20$	无	278	16
4	阱式塑料闪烁体	$\phi 50 \times 50$	BaF_2	$\phi 40 \times 20$	无	430	50
5	穿孔塑料闪烁体	$30 \times 40 \times 70$	BaF_2	$\phi 30 \times 20$	无	360	18
6	穿孔塑料闪烁体	$30 \times 40 \times 70$	BaF_2	$\phi 30 \times 20$	2T	510	18

510 ps.

氧分子外层有两个不成对的电子, o-Ps 和氧分子碰撞会和氧分子交换电子, 或使氧分子激发, 结果使 o-Ps 变为 p-Ps, 湮没放出 2γ 射线, 此称为 o-p 转换. 图 2 给出一个按表 1 序号 4 的条件测 o-p 转换多普勒谱形的例子. 样品为充 1atm 氧气的气凝硅胶, 时间窗选在对应 o-Ps 年龄为 9—11ns 的间隔. 测得谱形在去除本底后可分为两部分: 窄部分占总谱面积的

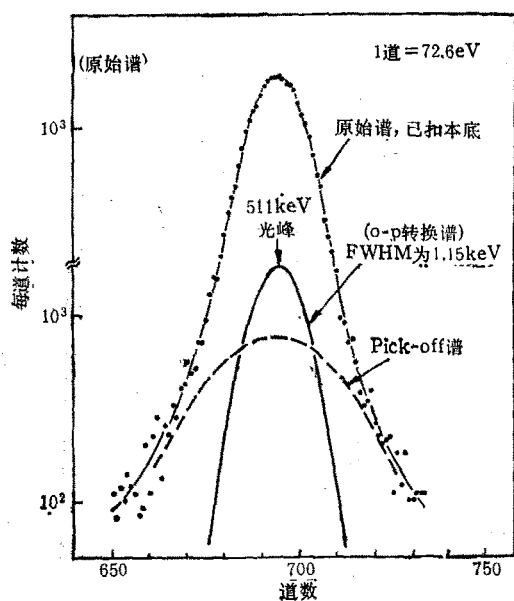


图 2 o-Ps 与氧分子碰撞的 o-p 转换 2γ 湮没的多普勒谱形(o-Ps 年龄为 10 ± 1 ns)

95%, 是净的 o-p 转换形成的 p-Ps 湮没 0.511 MeV γ 射线的光电峰, 形状类似单高斯函数分布; 宽部分占总面积的 5%, 是 pick-off 过程的贡献. 所谓 pick-off 猝灭, 是指 o-Ps 在碰撞瞬间摘取分子或原子的一个轨道电子发生正电子湮没, 也是放出 2γ 射线, 但没有形成过 p-Ps. 计算出窄部分高斯曲线的半高宽为 1.15 keV, 此值与锗 γ 谱仪的本征分辨曲线半高宽 1.096 keV (长时间测量的测量值) 相比较, 可推算出 o-Ps 动能为 0.128 eV, 计算方法见本文第三节.

图 3 表示出用时间选择能谱仪配磁猝灭技术测得的 o-Ps 在气凝硅胶中的慢化曲线. 调节时间窗, 对准不同 o-Ps 年龄间隔, 测磁猝 2γ

多普勒展宽谱形, 如图 2 处理, 可得不同年龄 o-Ps 的动能值. 图 3 表明, o-Ps 开始时动能较高, 经与气凝硅胶的 SiO_2 分子不断碰撞, 损失能量, 约在 60 ns 以后, 与样品达到热平衡, 室温下趋向热动能

$$\frac{3}{2} kT = 0.038 \text{ eV},$$

这里 k 是玻耳兹曼常数, T 是绝对温度.

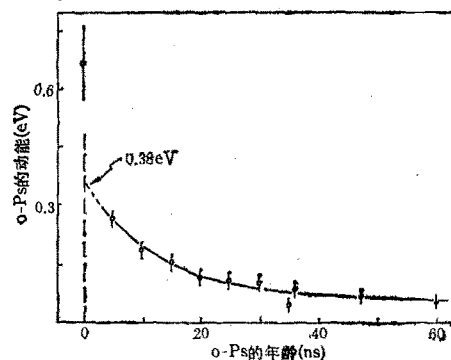


图 3 o-Ps 在气凝硅胶中的慢化曲线

三、有关 Ps 运动的计算公式

通常人们在描述多普勒展宽谱的测量结果时, 往往只用一个谱的形状参数(所谓 S 参数)作定性描述. 定量描述存在困难, 因为所测多普勒谱是诸多湮没过程的谱的叠加, 锗 γ 谱仪能量分辨率不够, 不容易分解这些谱. 在我们的时间选择能谱仪系统中, 时间是独立坐标, 联系于各湮没过程的多普勒谱能够分别测量, 甚至可以显现同一湮没过程中谱形的动态变化. 进行 Ps 的物理和化学研究, 还可以采用磁猝灭等技术产生迥然不同的能谱形状, 以弥补锗 γ 谱仪能量分辨差的缺陷. 重要的工作是寻找对应于各种情况的计算方法^[10].

1. 单能 Ps 束的情况

设有一个自由运动的 Ps 原子, 从实验室坐标看, 它具有动能 E 和动量 P , 其质量 $m = 2m_e$, m_e 是电子静止质量. p-Ps 衰变或 o-Ps 猝灭放出 2γ 射线, 每条 γ 射线的能量为 $m_e c^2$ (0.511 MeV), 这里 c 是真空中光速. 假定探

探测器准直地探测一条 γ 射线, 该 γ 射线与动量 \mathbf{P} 的夹角为 θ , 根据洛伦兹变换, 探测器记录到的 γ 的能量将偏离 $m_0 c^2$ 有一个多普勒能移 \mathcal{E} ,

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} cP \cos\theta = \sqrt{m_0 c^2 E} \cos\theta,$$

其中 P 是 \mathbf{P} 的矢径, 令 \mathcal{E} 以 keV 为单位, E 以 eV 为单位, 则

$$\mathcal{E} = 0.7148\sqrt{E} \cos\theta. \quad (1)$$

如果 Ps 原子单能且方向固定, 则探测器记录的多普勒谱的形状是 δ 函数, 实测出的谱形和探测器本征分辨曲线一致. 当 Ps 运动方向正对探测器 ($\theta = 0$) 时, 多普勒能移最大, 有

$$\mathcal{E} = 0.7148\sqrt{E}. \quad (2)$$

举例说, 如果 Ps 原子动能为 1eV, 则湮没辐射的最大多普勒能移为 0.7148keV.

2. 运动方向杂乱(各向同性)的单能 Ps

在动量空间描述这一问题, 相当于 Ps 原子均匀分布在以 P 为半径的球面上. 角 θ 到 $\theta + \Delta\theta$ 之间在球面上是一个环带, 对应着多普勒位移在 \mathcal{E} 到 $\mathcal{E} + \Delta\mathcal{E}$ 之间的湮没辐射. 湮没辐射的强度 $N(\mathcal{E})\Delta\mathcal{E}$ 正比于环带上的 Ps 原子数, 也正比于环带面积 ΔS . 因

$$\Delta S = 2\pi P^2 \sin\theta \Delta\theta,$$

这里 P 是固定数, 所以

$$\begin{aligned} N(\mathcal{E})\Delta\mathcal{E} &\propto 2\pi P^2 \sin\theta \Delta\theta \\ &= 2\pi P \Delta(-P \cos\theta) \propto P \Delta\mathcal{E}. \end{aligned}$$

令 $N(\mathcal{E}) = aP$, 这里 a 是个常数, 可见 $N(\mathcal{E})$ 在区间 $-\frac{1}{2}cP \leq \mathcal{E} \leq \frac{1}{2}cP$ 是单值, 在区间外等于 0. 令

$$\int N(\mathcal{E})d\mathcal{E} = 1,$$

可定出 a 值, 从而可定出湮没辐射的多普勒能谱 $N(\mathcal{E})$ 为

$$N(\mathcal{E}) = \begin{cases} \frac{1}{cP} & -\frac{1}{2}cP \leq \mathcal{E} \leq \frac{1}{2}cP, \\ 0 & -\frac{1}{2}cP > \mathcal{E} > \frac{1}{2}cP. \end{cases} \quad (3)$$

实测的多普勒能谱是 $N(\mathcal{E})$ 和探测器分辨函

物理

数的卷积; 反之, 把实测谱去卷积可得多普勒谱 $N(\mathcal{E})$. 求差分 $\frac{\Delta N(\mathcal{E})}{\Delta\mathcal{E}}$, 并令 $\Delta\mathcal{E} = 1$ 单位 (足够小的单位), 有

$$\frac{\Delta N(\mathcal{E})}{\Delta\mathcal{E}} = \begin{cases} \frac{1}{cP} & \mathcal{E} = \pm \frac{1}{2}cP, \\ 0 & \mathcal{E} \neq \pm \frac{1}{2}cP. \end{cases} \quad (4)$$

它只在 $\mathcal{E} = \pm \frac{1}{2}cP$ (相当于 Ps 原子有动量 P) 处才有不等于 0 的值, 这是我们期待的.

3. 非单能 Ps, 运动方向杂乱

如果 Ps 原子有 $P_1, P_2, \dots, P_i, \dots, P_t$ 种动量, 对应 Ps 原子数目各为 $n_1, n_2, \dots, n_i, \dots, n_t$, 则多普勒能谱将是按(3)式的线性叠加:

$$N(\mathcal{E}) = \sum_{i=1}^t n_i N_i(\mathcal{E}). \quad (5)$$

将(4)式求差分:

$$\frac{\Delta N(\mathcal{E})}{\Delta\mathcal{E}} = \begin{cases} \sum_{i=1}^t \frac{n_i}{cP_i} & P = P_i, \\ 0 & P \neq P_i. \end{cases} \quad (6)$$

把(6)式中每一项对应乘以 cP_i , 即可求出我们关心的 Ps 原子的动量分布 $W(P)$, 它是 n_1, n_2, \dots, n_t 的集合. 现在我们把 Ps 原子的动量分布视为连续函数, 重写(5)和(6)式中的函数:

$$\begin{cases} N(\mathcal{E}) & \text{从实测多普勒能谱去卷积求得,} \\ W(P) = cP \left[\frac{dN(\mathcal{E})}{d\mathcal{E}} \right]_{\mathcal{E}=cP}, & (7) \\ \rho(P) = \frac{W(P)}{4\pi P^2} \propto \frac{1}{P} \left[\frac{dN(\mathcal{E})}{d\mathcal{E}} \right]_{\mathcal{E}=cP}, \end{cases}$$

式中 $\rho(P)$ 的物理意义是 Ps 原子在动量三维空间中的密度分布, 它的形式与推导一维角关联谱时的公式^[40]相仿. 这里 \mathcal{E} 和 P 的对应关系见(2)式, 两者之间存在一个常系数.

4. 热运动的 Ps 原子

热运动的 Ps 原子服从麦克斯韦速度分布律, 我们以动量为变数写出该公式并略去常系数, 得 Ps 的动量分布:

$$W(P) = P^2 \exp\left(-\frac{P^2}{2mkT}\right).$$

根据(7)式, 可以由 $W(P)$ 推出湮没辐射多普

勒谱的形状:

$$N(\mathcal{E}) = \left[\int \frac{W(P)}{P} dP \right]_{P \text{ 测}} \propto \left[\exp\left(-\frac{P^2}{2mkT}\right) \right]_{P \text{ 测}}$$

这是一个高斯曲线。我们的高纯锗 γ 谱仪的本征分辨曲线也是高斯曲线, 实测的多普勒能谱是二者卷积, 应是稍宽的高斯曲线, 实验说明了这一点。三个高斯曲线的宽度 (以峰状曲线的半高宽 $FWHM$ 表示) 之间存在简单关系:

$$[FWHM(Ps)]^2 = [FWHM(Rs)]^2 - [FWHM(Ge)]^2, \quad (8)$$

其中锗 γ 谱仪本征分辨曲线的半高宽 $FWHM(Ge)$ 可由实验求得, $FWHM(Rs)$ 是实测多普勒谱曲线的半高宽, 由 (8) 式可求出热运动 Ps 原子湮没辐射多普勒能移曲线的半高宽 $FWHM(Ps)$ 。通过一些数字运算, 可以找到热运动的 Ps 原子的均方根动能 \bar{E} 的计算公式:

$$\bar{E} = [1.0289FWHM(Ps)]^2. \quad (9)$$

在标定图 3 中的 $o-Ps$ 动能数值时, 我们使用了 (8) 式和 (9) 式, 这对于处理与样品趋向热平衡的 Ps 原子的运动是合理的, 对于高动能的实验点, 这种处理是近似的。

四、讨 论

与分割能谱测平均寿命的谱仪相比, 时间选择能谱仪的优点在于它所测的物理量——能量的物理意义明确, 而且重要, 配合磁猝灭技术产生迥异形状多普勒能谱可以对 Ps 状态进行定量分析。前一种谱仪所测物理量——平均寿命的物理意义本来含糊, 如果配合磁猝灭技术, 则会引起寿命成分劈裂, 还会增加数据分析的困难, 所以时间选择能谱仪具有发展潜力。

(上接第 219 页)

硬拷贝技术, 其内容和技术的发展都已进入一个崭新的阶段。经过数十年的努力, 各种电摄影机器已经跨入了以办公室自动化及无人化工厂为中心的技术革命队伍行列, 并将进一步深

利用 (7) 式, 把定量分析运用在更复杂的样品体系, 例如溶液或高分子聚合物, 对推进 Ps 物理和化学的研究是有意义的。

改进时间选择能谱仪的时间分辨率和提高运行效率, 可以有利于开展正电子湮没短寿命成分的动态研究。改进装置的能量分辨率可能是新的技术革新。在这方面目前所使用的锗探测器有局限性, 可以期待具有时间选择的角关联谱仪的出现。

在文献 [14] 中, 我们误将室温下 $\frac{3}{2} kT$ 的

数值写作 $0.025eV$, 正确值应该是 $0.038eV$, 所以那里有关 Ps 动能值应乘以 1.5 的系数, 于此更正。

- [1] C. Y. Chao, *Phys. Rev.*, **36**(1930), 1519.
- [2] S. Tanigawa et al., in "Positron Annihilation", ICPA-5, The Japan Institute of Metals, (1979), 703.
- [3] I. K. Mackenzie et al., *Appl. Physics*, **10**(1976), 245.
- [4] Chang Tianbao et al., in "Positron Annihilation", ICPA-6, North-Holland Publishing Company, (1982), 32.
- [5] 张天保等, 物理学报, **32**(1983), 670.
- [6] D. W. Gidley et al., *Phys. Rev. Lett.*, **36**(1976), 395.
- [7] 张天保等, 高能物理与核物理, **8**(1984), 385.
- [8] Chang Tianbao et al., *Phys. Lett.*, **157B**(1985), 357.
- [9] 张天保等, 高能物理与核物理, **7**(1983), 1.
- [10] 张天保, 王少阶, 核技术, No. 6(1982), 76.
- [11] Chang Tianbao et al., *Nucl. Instr. Methods*, **A256**(1987), 398.
- [12] 张天保等, 核仪器与方法, **5-3**(1985), 6.
- [13] M. Deustch and S. C. Brown, *Phys. Rev.*, **85**(1952), 1047.
- [14] Chang Tianbao et al., *Phys. Lett.*, **126A**(1987), 189.
- [15] Chang Tianbao, in "Positron Annihilation", ICPA-8, World Scientific Pub. Co Pte Ltd., (1988), 150.
- [16] C. I. Westbrook et al., *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 1328.
- [17] Wang Shuying et al., in "Positron Annihilation", ICPA-8, World Scientific Pub. Co Pte Ltd., (1988), 790.
- [18] A. T. Stewart, *Can. J. Phys.*, **35**(1957), 168.

入到千家万户的生活当中。

- [1] S. W. Schmidlin, *IEEE Trans. Elect. Dev.*, **ED-19** (1972), 448.
- [2] 電子寫真学会編, 電子寫真技術の基礎と応用, コロナ社, (1988), 171.
- [3] 高橋恭介, 静電気学会誌, **9**(1985), 214.