

仲态电子偶素湮没辐射能量的测量*

张天保 王海东 沈智奇

(中国科学院高能物理研究所, 北京 100080)

摘 要

利用充氧气的气凝硅胶电子偶素源, 用与已知的 ^{106}Ru γ 射线能量511856.2(2.3)eV相比较的方法, 测得仲态电子偶素湮没 2γ 射线的能量为510998.7(2.5)eV, 将此数值(经结合能修正)与电子静止质量所对应的能量($m_e c^2$)进行了比较.

一、引 言

历史上, 正负电子湮没辐射的发现比正电子本身的发现还早一些, 1930年, 赵忠尧^[1]研究硬 γ 射线在铅上的康普顿散射, 发现伴随一种单色的‘反常散射’的射线, 测得其能量为550keV, 后来人们认识到这是正电子和电子湮没时放出的辐射. 由于正电子湮没辐射的能量与电子静止质量(以下简称电子质量)这一基本物理常数相关, 所以研究和改进实验的工作一直受到注意. 1949年, DuMond等人^[2]用弯晶谱仪测量 ^{64}Cu (β^+ 发射核)正电子湮没辐射的能量(波长), 得到能量值510840(200)eV; 1964年, Knowles^[3]用双平面晶体衍射谱仪测正电子在钽中的湮没辐射, 经校正^[4]得能量值为510973.4(7.6)eV. 另一方面, 关于电子质量的数值也在不断改进精度, 到1973年, Cohen等人^[5]搜集有关物理常数(光速、质子质量与磁矩、自由电子的 g 因子、电子电荷与普朗克常数之比等)及一些计量单位变换的精密实验值, 用最小二乘法调节得出(不是直接实验测出)电子质量对应 $m_e c^2 = 511003.4(1.4)\text{eV}$, 人们曾把此数值与正电子湮没辐射的能量相比较. 1976年, Fransson等^[6]用锗 γ 谱仪研究正电子在若干材料中的湮没辐射, 认为经电子结合能等项修正之后的湮没辐射能量与电子质量在10eV内一致; 1983年, Kumabora等^[7]以 ^{106}Ru 的512keV γ 射线能量的精密实验值为基准, 比较电子质量与正电子在铝中湮没辐射(经修正)的能量^[8], 认为两者不一致, 相差4.3eV. 1986年, 电子质量的最新调节值为510999.06(0.15)eV^[9], 与以往的值有很大差异, 它仍然不是一个直接实验值.

根据CPT守恒, 正电子和电子的质量相等, 所以测正电子湮没辐射的能量应该能从实验上定出电子质量, 但考查以往这类实验, 发现所使用的样品体系有缺点, 其湮没过程能量关系比较复杂, 湮没的多普勒效应大, 引起湮没峰很宽, 这些因素限制实验准确度的

本文1990年11月13日收到.

* 国家自然科学基金资助项目.

提高。

充氧气的气凝硅胶是良好的仲态电子偶素 (p-Ps) 源^[40], 已知正电子在气凝硅胶的 SiO₂ 微颗粒内部大量形成电子偶素 (Ps), 大部分 Ps 原子经扩散进入颗粒之间的自由空间中衰变, 当充入氧气, Ps 原子的动能迅速跌落而趋热化, 长寿命的正态电子偶素 (o-Ps) 与氧分子碰撞转变为 p-Ps, 由 3 γ 衰变转为 2 γ 衰变。用时间选择能谱仪技术^[41]排除湮没短寿命过程的干扰, 来测量低速 p-Ps 湮没 2 γ 射线的能量有明显优点: 湮没过程的多普勒效应小, γ 射线峰很窄易测准; 湮没过程的能量关系简单, 湮没 γ 的能量

$$h\nu = m_e c^2 - \frac{1}{2} E_B,$$

这里 $E_B = 6.80\text{eV}$ 是 p-Ps 内电子结合能。本文使用以上技术并仍用与已知 ¹⁰⁶Ru 的 γ 射线能量相比较的方法, 测出 $h\nu$ 的值并与 $m_e c^2$ 的文献值相比较。

二、实 验

1. 样品和放射源

使用密度为 0.1g/cm^3 的气凝硅胶作样品, 加工成 $\phi 13\text{mm} \times 10\text{mm}$ 两片, $0.9\mu\text{Ci } ^{22}\text{Na}$ 作正电子源滴入塑料闪烁薄膜中并夹于两片样品之间, 把样品装入带有有机玻璃端窗的铝筒中, 充入 1atm 氧气密封, 把直径为 $\phi 18\text{mm}$ 的光电倍增管耦合在有机玻璃窗上, 整体是一个 β^+ 触发计数器, 记录正电子产生的时刻。已知^[40]对于充 1atm 氧气的样品, o-Ps 长寿命缩短到 30ns , 强度占 21.9% , 其中转变为 p-Ps 占 17.9% , pick-off 过程占 0.9% , 3 γ 自衰变占 3.1% ; 短寿命成分的强度占 78.1% , 其中含正电子自由湮没及 Ps 原子快速湮没或猝灭等过程。

用放射性同位素 ¹⁰⁶Ru (β^- , 半衰期 367 天) 作为射线能量标准的参考源, 它的 512keV γ 射线能量的准确值为 $511856.2(2.3)\text{eV}$ ^[7], 与 β^- 呈级联关系。实用上将 $1.5\mu\text{Ci } ^{106}\text{Ru}$ 密封在小块塑料闪烁体内, 放射性分布在中心 $\phi 8\text{mm} \times 5\text{mm}$ 空间内。塑料闪烁体耦合在一个小型光电倍增管上成 β^- 触发计数器待用。

放射性同位素 ¹⁹²Ir (β^- , 半衰期 74.4 天) 作为谱仪能量刻度及稳定性监视的参考源, 它的一系列 γ 射线的能量准确已知^[22], 包括 $468071.47(0.27)\text{eV}$ 、 $484577.97(0.41)\text{eV}$ 、 $588584.46(0.72)\text{eV}$ 、 $604414.15(0.47)\text{eV}$ 等, 这些 γ 射线与 β^- 或内转换电子有级联关系。实用上把 $0.3\mu\text{Ci } ^{192}\text{Ir}$ 封入另一塑料闪烁体内成 β^- 触发计数器待用。

2. 锗 γ 谱仪的技术性能检验

用于 γ 能量测量的是高纯锗 γ 谱仪, 它包括平面型锗探头 (尺寸 $\phi 44\text{mm} \times 15\text{mm}$)、谱放大器、8192 多道缓冲器和在线计算机 (即 Ortec ADCAM 系统)。谱仪的能量分辨对 512keV γ 谱峰为 $\text{FWHM} = 1.089\text{keV}$ 。借助偏置放大器可以把感兴趣能区 $450\text{keV} - 610\text{keV}$ 展开在 8192 道上。借助 ⁶⁰Co γ 的康普顿连续分布检验谱仪微分线性, 得非线性在 $400 - 7800$ 道间好于 0.2% 。ADCAM 系统随带有标准计算程序, 包括可以把测得谱乘一系数, 进行两个谱之间的加减, 寻峰, 求出峰位、峰面积及峰的半高宽等。

用实测的 γ 谱检验了这些程序,认为计算的准确程度能满足要求,特别是关于求 γ 峰位(道址)的程序,是本工作主要使用的程序,检验表明,不论混入什么样的干扰谱,只要不发生峰的重叠,总给出峰位的正确值,误差可略。

检验了谱仪的零点和增益的温度效应,调节室温往返于 21°C 到 27°C 之间,观察某两个 γ 射线的峰位变化,得出谱仪的零点漂移为 $56\text{eV}/^{\circ}\text{C}$,增益漂移每 $^{\circ}\text{C}$ 为 0.019% 。为了消除漂移引入的误差,用 ^{192}Ir 伴随测量,根据 ^{192}Ir 的 468keV 和 604keV 两条 γ 射线的实测峰位进行零点和增益的校正。

放射源相对于锗探头的几何位置(几何效应)、测量过程中计数率的大小(计数率效应)以及测得 γ 峰的计数面积(计数统计)都对峰位测定有影响,分别对这些效应作了研究,便于对测量数据进行修正。

3. 整体测量装置

本工作的整体实验装置是时间选择 γ 能谱仪,即上述锗 γ 能谱仪配时间选择系统。当测量 p-Ps 峰位时,需要进行时间选择以排除湮没短寿命成分,又需要 ^{192}Ir 伴随测量,所以实际是测 $^{192}\text{Ir} + ^{22}\text{Na}(p\text{-Ps})$ 混合 γ 能谱,当测 ^{106}Ru 标准 γ 能谱时实际是测 $^{192}\text{Ir} + ^{106}\text{Ru}$ 混合 γ 谱。图1表示测 $^{192}\text{Ir} + ^{106}\text{Ru}$ 混合谱时探测器的几何安排,注意把 ^{192}Ir 和 ^{106}Ru 两个 β^{-} 计数器的放射源部分放在沿锗探头轴线

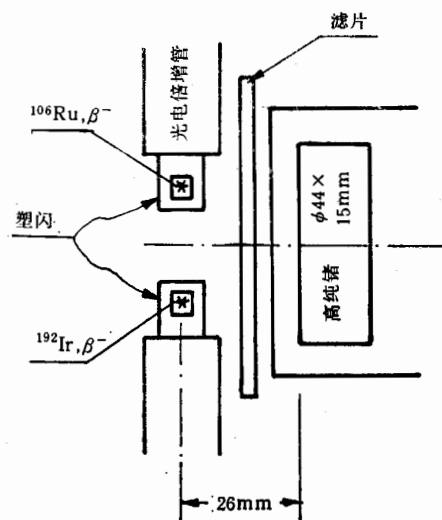


图1 测量 $^{192}\text{Ir} + ^{106}\text{Ru}$ 混合 γ 谱时三探测器的几何安排

两侧对称位置,以减少几何效应的误差。当测量 $^{192}\text{Ir} + ^{22}\text{Na}(p\text{-Ps})$ 混合谱时,把 ^{106}Ru 移开再把 $^{22}\text{Na} \beta^{+}$ 计数器安放在同一位置上。为了检验测量可靠性,还用另一种方式来安排探测器,即把 ^{192}Ir 、 ^{106}Ru 和 ^{22}Na 三个计数器对称安放,测量过程中不移换探头而只改变接线,结果表明,这两种安排所得数据在统计误差范围内一致。

谱仪的电子学安排见图2,可清楚看到锗 γ 能谱仪和时间选择两部分,接线是处在测 $^{192}\text{Ir} + ^{22}\text{Na}(p\text{-Ps})$ 混合 γ 谱的条件。锗探测器的时间信号与 $^{22}\text{Na} \beta^{+}$ 信号通过时间幅度转换器构成 $\beta\text{-}\gamma$ 符合又连接单道,调节单道的甄别阈以选择所需时间窗。 $^{192}\text{Ir} \beta^{-}$ 与锗探测器之间以同样方式构成 $\beta\text{-}\gamma$ 符合,两路符合平行一致

是为了消除电子学上可能引入的误差。两路输出通过一个混合器控制偏置放大器以实现有时间选择的 γ 能谱测量。当测量 $^{192}\text{Ir} + ^{106}\text{Ru}$ 混合谱时,如图改换信号接头使 $^{106}\text{Ru} \beta^{-}$ 计数器接入并调整有关单道甄别器即可。

谱仪系统的时间分辨为 3.4ns 。因三个 β 计数器都是高效率 $4\pi\beta$ 型探测,所以整个装置的符合计数效率大体由锗探测器的效率决定。

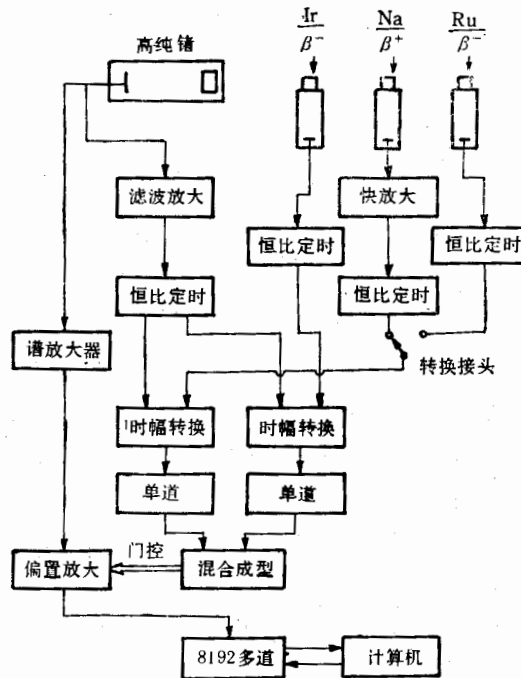


图 2 时间选择能谱仪的电子学框图,接线处于
测 $^{192}\text{Ir} + ^{22}\text{Na}(\text{p-Ps})$ 混合谱的条件

4. 时间选择 γ 能谱的测量

图 3 给出 $^{192}\text{Ir} + ^{106}\text{Ru}$ 和 $^{192}\text{Ir} + ^{22}\text{Na}$ 两次测量的 γ 能谱, 所关心的 γ 能峰均清楚示出。在测量 $^{192}\text{Ir} + ^{106}\text{Ru}$ 谱时, 两路符合的时间窗都选择 10ns 以保证无符合损失, 所测各 γ 能峰(见图 3(a)) 的峰宽 FWHM 大体在 1keV, 随能量不同略有差异, 反映谱仪对单能 γ 射线的本征分辨的变化。在测量 $^{192}\text{Ir} + ^{22}\text{Na}(\text{p-Ps})$ 谱时, ^{22}Na 路的时间窗选在 10ns—110ns 以优化对 p-Ps 湮没谱的测量。由图 3(b) 可看到, 和通常很宽的正电子湮没多普勒能峰不同, 这里 p-Ps 湮没的 511keV 能峰主要是窄峰, 峰宽 FWHM = 1.1keV 很接近仪器的本征分辨, 窄峰占 90% 的面积。在窄峰下面叠着一个面积占 ~10% 的宽峰, FWHM = 2.5keV, 经后移时间窗几百 ns 测能谱等步骤检验, 发现它来自偶然符合本底(占 5.6%) 和长成分中的 pick-off 过程(占 5%)。

为了计算纯属于 p-Ps 湮没 γ 峰的峰位, 首先扣除偶然本底, 发现偶然本底谱中的 511keV 能峰是宽峰, 其峰位偏低约 5eV, 按 5.6% 面积扣除的结果使所测 p-Ps 峰位增加 0.2eV。关于 pick-off 本底, 主要来自长寿命 o-Ps 与氧分子的 pick-off 碰撞, 氧分子电离能是 12.5eV, 对 pick-off 湮没 γ 能量的影响是 -6.2eV, 按 5% 面积处理的结果应使湮没峰位再增 0.2eV。关于 3γ 能谱, 它是从 0 到 511keV 的连续谱, 分布在 511keV 峰下的部分很少, 约占峰面积的 0.1%, 其影响可略。

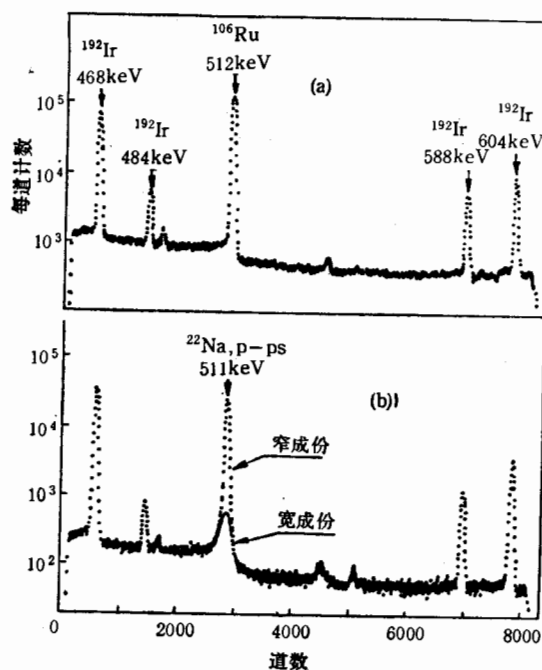


图 3

(a) $^{192}\text{Ir} + ^{106}\text{Ru}$ 的混合 γ 谱; (b) $^{192}\text{Ir} + ^{22}\text{Na}(\text{p-Ps})$ 的混合 γ 谱

三、结果与讨论

如图 3 的测量重复多次, 计算出一系列 γ 峰位的道址。对各次测量的峰作 0 点和增益的归一处理, 规定 ^{192}Ir 的 468keV γ 峰位为 0 道, 604keV γ 峰位为 7273.7 道, 其它各峰的道址乘一相应系数, 结果列于表 1 和表 2, 其中 ^{106}Ru 和 p-Ps 峰位值已分别作过计数率效应和扣本底的修正。

表 1 各 γ 射线峰位测量数据 (Ir、Ru 和 Na 探测器一起安放)

谱号	γ 射线峰位(道数)				峰面积计数($\times 10^6$)			
	468keV	p-Ps	512keV	604keV	468keV	p-Ps	512keV	604keV
Ru11	0		2335.09	7273.7	0.475		0.64	0.06
Ru12	0		2335.201	7273.7	0.848		1.13	0.11
Ru13	0		2335.164	7273.7	0.825		0.92	0.11
Ru14	0		2335.122	7273.7	0.854		1.05	0.11
Na11	0	2289.329		7273.7	1.25	0.71		0.16
Na12	0	2289.384		7273.7	1.82	1.04		0.24
Na13	0	2289.437		7273.7	2.24	1.02		0.30
峰位加权平均		2289.389	2335.151	平均峰位相减 = 45.762 道				

表2 各 γ 射线峰位测量数据(探测器安排见图1)

谱号	γ 射线峰位(道数)				峰面积计数($\times 10^6$)			
	485keV	p-Ps	512keV	588keV	468keV	p-Ps	512keV	604keV
Ru21	879.793		2335.091	6428.847	4.58		7.85	0.63
Ru22	879.765		2335.130	6429.059	2.72		4.70	0.37
Na21	879.769	2289.361		6428.528	1.20	0.95		0.16
Na22	879.933	2289.433		6428.908	1.27	1.07		0.17
Na23	879.814	2289.436		6429.127	1.09	0.91		0.14
Na24	879.342	2289.396		6428.822	2.03	1.69		0.26
Na25	879.863	2289.281		6428.769	1.98	1.80		0.26
Na26	879.342	2289.221		6428.384	0.90	0.84		0.12
加权平均	879.759	2289.353	2335.106	6428.863				
平均峰位相减		45.753						

注: 468keV 峰位为 0 道, 604keV 峰位为 7273.7 道, 表中未列出。

表 1 和表 2 所列 ^{106}Ru 的 512keV γ 峰位与 p-Ps 峰位相差分别是 45.762 道和 45.753 道, 二者计权平均(按峰面积计权)为 45.755 道。

根据表 2 所列 ^{192}Ir 和 ^{106}Ru 各 γ 射线的平均峰位道数, 结合它们的能量精密值, 作能量与道数的曲线拟合, 求出谱仪在 512keV 处的能量刻度为每道 18.7409eV, 因此求出 ^{106}Ru 的 512keV γ 与 p-Ps 湮没 γ 的能量差为 857.49eV, 这个值的总测量误差为 0.93eV, 包括: 计数统计误差 0.64eV, 主要贡献来自作为增益归一的 604keV γ 峰的计数统计误差; 几何效应修正误差 0.5eV, 主要因为 ^{106}Ru 和 ^{22}Na 放射源的几何形状不能一致; 计数率效应误差 0.4eV, 主要是辅助实验的误差; 能量刻度误差 0.1eV, 是曲线拟合误差; 扣本底引入误差为 0.2eV。

根据 ^{106}Ru 的 γ 射线能量精密值^[7]511856.2(2.3)eV, 得出 p-Ps 湮没 γ 能量为 510998.7(2.5)eV, 修正 Ps 原子结合能, 得电子质量值为 511002.1(2.5)eV。

本工作得出的电子质量值落在电子质量 1973 年的调节值 511003.4(1.4)eV 和 1986 年的调节值 510999.06(0.15)eV 之间, 由于目前实验误差还比较大, 尚不能对这方面的矛盾作明确讨论。

可以看到, 本工作关于 p-Ps 湮没 γ 能量的测量误差主要来源于作为比较标准的 ^{106}Ru 512 keV γ 能量的误差, 因此重新标定该 γ 能量或寻找新的 γ 能量标准是有意义的工作, 这方面的实验正在设计中。就正电子物理的研究工作而言, 在有了一个 p-Ps 湮没 γ 能量的精密实验值之后, 就可把它作为比较标准, 确定正电子在其它物质体系中的湮没辐射能量, 提供一个新的研究物质微观结构的方法。

参 考 文 献

- [1] C. Y. Chao, *Phys. Rev.*, **36**(1930), 1519.
- [2] J. W. M. DuMond, D. A. Lind and B. B. Waston, *Phys. Rev.*, **75**(1949), 1226.
- [3] J. W. Knowles, Proc. 2nd Intern. Conf. on Nuclidic Masses, ed. by W. Johnson, (Springer Verlag, Vienna, 1964) p113.

- [4] B. N. Taylor, W. H. Parker and D. N. Langenberg, *Rev. Mod. Phys.*, **41**(1969), 375.
[5] E. R. Cohen and S. N. Taylor, *Journal of Phys. Chem. Reference Data*, **V2, N4**(1973), 663.
[6] K. Fransson, et al., *Nucl. Instr. Methods*, **138**(1976), 479.
[7] H. Kumabora, H. Inoue and Y. Yoshizawa, *Nucl. Instr. Methods*, **206**(1983), 489.
[8] K. Shizuma, H. Inoue and Y. Yoshizawa, *Nucl. Instr. Methods*, **137**(1976), 599.
[9] E. R. Cohen, CODATA Bulletin, No. 63 Nev. 1986), 1.
[10] 张天保、徐敏, 高能物理与核物理, **14**(1990), 289.
[11] 徐敏、曾湘涛、黄开平、张天保, 高能物理与核物理, **12**(1988), 447.
[12] E. G. Kessler, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **40**(1978), 171.

Measurement of the Gamma Ray Energy in Parapositronium 2γ Decay

ZHANG TIANBAO WANG HAIDONG SHEN ZHIQI

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing 100080)

ABSTRACT

Using a silica aerogel sample with oxygen gas introduced as the positronium source, the γ ray energy from the parapositronium 2γ annihilation has been measured as 510998.7 (2.5) eV by means of the comparison with the known γ energy 511856.2 (2.3) eV of the ^{106}Ru γ ray. The result, after a revision of the binding energy of positronium, is compared with the adjusted value of the electron rest mass published in several years ago.