

用低能弱 γ 源测量电子对的近阈产生截面*

林翔鸿 卞祖和 唐孝威

中国科学技术大学近代物理系

1988 年 11 月 7 日收到

用 $2.7 \mu\text{Ci}$ 的 ^{60}Co 弱 γ 源和 $\text{NaI}(\text{TI})$ 与 $\text{Ge}(\text{Li})$ 双探测器符合测量方法, 测量了 Al , Zn , Sn , Pb 四种样品的电子对产生绝对截面. 测量结果与前人用很强 γ 源得到的结果相符合, 并验证了在近阈条件下, 对产生截面满足 Jaeger 关系式: $\sigma_{\text{pair}} = (Z^2 + aZ^4)\sigma_0$, 求得对 ^{60}Co 源 γ 光子, $a = (1.51 \pm 0.23) \times 10^{-4}$, $\sigma_0 = (1.95 \pm 0.11) \times 10^{-2} \text{mb}$.

一、引 言

γ 光子在原子核库仑场中, 可以产生正、负电子对. 反应阈能为 $2m_0c^2 = 1.022\text{MeV}$. 这是电磁相互作用的基本过程之一, 因而很早就受到人们的重视. 30 年代, Bethe 和 Heitler 最先采用玻恩近似对电子对产生截面进行了计算, 得出对产生截面 σ_{pair} 与作用物质的原子序数平方 (Z^2) 成正比^[1]. 但在近阈条件下, Bethe-Heitler 计算中采用的玻恩近似方法是不成立的. Jaeger 等人对近阈光子在各元素中的对产生截面进行了数值计算, 得出 $\sigma_{\text{pair}} = (Z^2 + aZ^4)\sigma_0$ (其中系数 a 与 γ 光子的能量有关)^[2].

当 E_γ 较小时, 产生的正负电子动能很小, 若要在靶外测量到正、负电子, 必须采用极薄的靶, 因此限制了正、负电子的产额. 此外, 在近阈条件下, 对产生截面 σ_{pair} 随光子能量 E_γ 减小而急剧减小, 为了得到足够的计数率, 在测量中必须使用很强的 γ 源. 这些是早期未能测量低能 γ 光子电子对产生截面的主要原因.

50 年代起, 文献[3—6]中用很强的 γ 源 (活度为 Ci 量级) 测量一些元素中的对产生截面, 证实了 Jaeger 关系式. 我们参考 Avignone 等人的经验^[7], 采用将弱 γ 源夹在两个靶中间的实验安排和双探测器符合测量湮灭光子的新技术, 用活度仅为 $2.7 \mu\text{Ci}$ 的 ^{60}Co 弱 γ 源测量了 Al , Zn , Sn , Pb 四种样品的电子对近阈产生截面, 验证了在近阈条件下的 Jaeger 关系式. 测量结果与前人用很强 γ 源得到的结果^[3—6]相符合, 并达到同等水平的测量精度.

二、实验安排与测量原理

图 1 为实验安排的框图. 将 $2.7 \mu\text{Ci}$ 的 ^{60}Co 弱 γ 源置于靶材料之中. 选用 Al , Zn , Sn , Pb 原子序数显著不同的四种物质作靶. 其中除 Pb 外, 皆为粉末材料. 测量时, 将

* 国家自然科学基金资助的课题.

粉末装在直径 25mm, 长度 30mm, 壁厚 0.4mm 的聚四氟乙烯圆柱形容器中。对于 Pb, 则将源直接夹在两块几何尺寸为 25×4.0 mm 的样品之间, 也装入相应尺寸的聚四氟乙烯容器中。

虽然 ^{60}Co 源 γ 射线能量接近对产生阈能, 但仍有一些入射 γ 射线在样品中经小角度康普顿散射后, 能量高于对产生阈能, 若这些光子在样品中仍能引起对产生, 将使测量结果偏大。我们在设计实验时, 选择所用样品的尺寸, 使这种二次光子带来的误差小到可以忽略。此外, 样品表面的聚四氟乙烯层阻止了在样品表面附近产生的正电子跑出样品。

实验中采用一台 NaI(Tl) 探测器和一台 Ge(Li) 探测器对湮灭光子进行符合测量。探测器的大小分别为: NaI(Tl) $\phi 50 \times 50$ mm, Ge(Li) 灵敏体积为 76cm^3 , 能量分辨率分别为 12% 和 0.19% (1.33MeV)。放射源至 NaI(Tl) 探测器 (D_1) 和 Ge(Li) 探测器 (D_2) 的距离分别为 40mm 和 32mm, 并与探测器位于同一轴线上。从 ^{60}Co 源发射的 1.17MeV 和 1.33MeV 的 γ 光子与靶物质作用产生电子对。由于 γ 光子的能量接近阈能, 由它产生的正电子动能很小, 将在靶中发生湮灭。正电子湮灭产生的两个能量为 0.511MeV 的光子向相反方向射出。为了探测这两个出射光子, 探测器 D_1 和 D_2 成 180° 角相向放置。

Ge(Li) 探测器和 NaI(Tl) 探测器的信号送到符合线路。测量时, 当 Ge(Li) 探测器输出超过一定幅度的信号, 同时 NaI(Tl) 探测器输出能量对应为 0.428—0.580 MeV 之间的信号时, 符合线路输出信号打开多道门, 多道分析器记录此时 Ge(Li) 探测器的输出信号。

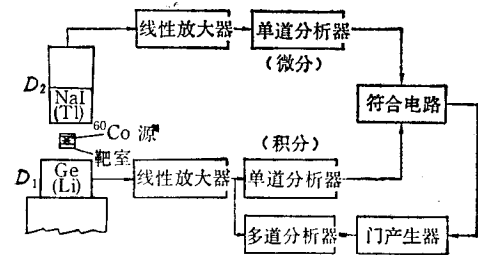


图1 实验装置与电子学线路

三、测量结果与数据处理

对 Al, Zn, Sn, Pb 分别进行了 10^5 s 左右的测量, 得到了符合谱。由于 ^{60}Co 源的级联辐射, 符合谱中有 ^{60}Co 源的 1.33MeV, 1.17MeV 峰和它们的康普顿坪。这个康普顿坪在湮灭光子 0.511MeV 全能峰下造成很大本底。为了除掉这个本底, 实验上单独用 Ge(Li) 探测器测量夹在各样品中的 ^{60}Co 源不符合谱, 将符合谱与不符合谱归一后相减, 得到干净的湮灭光子谱, 从而求得湮灭光子 0.511MeV 全能峰面积计数。

由于实验中用的是厚靶, 靶对湮灭光子的吸收较严重, 而各样品的吸收又不一样, 无法直接比较实验结果, 因此我们用 Monte-Carlo 方法模拟光子的经历, 包括正电子湮灭位置, 湮灭光子出射方向及其在靶中的作用(散射或光电效应)的模拟, 若最终一对湮灭光子分别进入两个探测器, 并且经过探测系统的有限能量分辨率引起的能量分散后, 仍能落入符合系统的能量要求范围, 则认为记录到一个正电子湮灭事例。这样可以算出不同靶情形下正电子湮灭事件记录效率。(这里未考虑符合测量系统的效率, 它在各种靶情形下都相同。)

计算得到,对产生截面 σ_{pair}

$$\sigma_{\text{pair}} \propto \frac{A}{\rho R} \frac{N_{\text{exp}}}{t} \frac{N_0}{N_{12}} \equiv \phi,$$

式中 A, ρ, R 分别为靶的原子量、密度和靶的外接球半径, N_{exp} 和 t 分别为实验测得的湮灭光子全能峰面积和测量时间, N_0, N_{12} 分别为 Monte-Carlo 模拟中在靶的外接球中产生的电子对数和被探测到的电子对数. 这样, 可以求得各个样品的 ϕ 值. 主要实验数据和计算结果见表 1.

表 1 主要实验数据与计算结果

元 素	Al	Zn	Sn	Pb
$t(\text{s})$	144240	91262	105780	73220
N_{exp}	5492 ± 318	7656 ± 247	15458 ± 332	20773 ± 367
N_0	10^9	2×10^9	2×10^9	4×10^9
N_{12}	5611	3050	3270	3198
ϕ	8.30×10^{-3}	5.03×10^{-4}	1.59×10^{-3}	6.46×10^{-3}

我们测量的对产生是 ^{60}Co 源两种能量 γ 射线的总效应. 但是, 只要每种 γ 光子的对产生截面都满足 Jaeger 关系, 则其总截面将满足同一形式的关系. 由测量结果计算了各种样品的 ϕ/Z^2 值, 证实 ϕ 在误差范围内满足关系: $\phi = \phi_0(1 + aZ^2)Z^2$, 并用最小二乘法求得

$$\phi_0 = (4.78 \pm 0.26) \times 10^{-7},$$

$$a = (1.51 \pm 0.23) \times 10^{-4}.$$

要得到对产生的绝对截面, 还需要求出探测器的探测效率、记录湮灭光子的峰康比和符合系统的符合效率, 这些

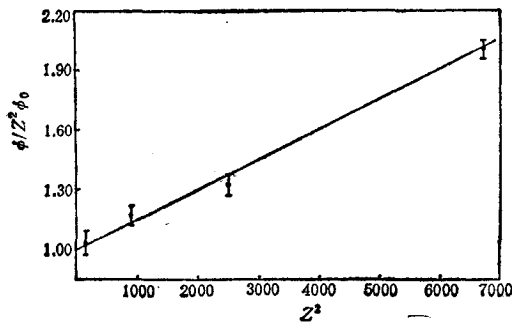


图 2 对产生截面随原子序数的变化

都不易测得很精确. 因此在实验中采用 ^{22}Na 作为比较源的方法, 通过和对产生测量进行比较, 得出对产生的截面. 具体过程分以下两步:

表 2 ^{60}Co 源 γ 光子在各样品中电子对产生截面

元 素	Al	Zn	Sn	Pb
$\sigma_{\text{pair}}(\text{b})$	0.0034 ± 0.0002	0.0216 ± 0.0008	0.0650 ± 0.0018	0.264 ± 0.006

(1) 分别用 Ge(Li) 探测器测量 ^{22}Na 源和 ^{60}Co 源, 得到 ^{22}Na 的 1.27 MeV 峰计数率和 ^{60}Co 源的 1.33 MeV, 1.17 MeV 峰计数率, 求得 ^{60}Co 源对比较源 ^{22}Na 的相对强度 k .

(2) 用实验中测量对产生的符合系统, 测量比较源 ^{22}Na 衰变产生的正电子的湮灭光子的全能峰计数率 n_1 (无靶), 并将它与 ^{60}Co 源 γ 光子对产生测量中湮灭光子的全能峰计数率相比较, 从而得到被探测到的对产生计数率对比较源 ^{22}Na 活度的相对值. 再考虑

到测量对产生时靶对湮灭光子的吸收, 用已得到的 Monte-Carlo 模拟结果, 可以求得对产生事例数对比较源 ^{22}Na 活度的相对值.

综合上述两步, 就可求得对产生的截面为

$$\sigma_{\text{pair}} = \frac{1}{nR} \frac{N_{\text{exp}}}{t} \frac{N_0}{N_{12}} \frac{Q}{4\pi} \frac{1}{kn_1},$$

式中 n 为样品密度, Q 为源对 Ge(Li) 探测器所张立体角. 由此求得 Al, Zn, Sn, Pb 四种样品中 ^{60}Co 源 γ 光子产生电子对的总截面 (见表 2), 还求得 $\sigma_0 = (1.95 \pm 0.11) \times 10^{-2}\text{mb}$.

四、结 论

1. 用 ^{60}Co 弱 γ 源和双探测器符合测量方法测量了 Al, Zn, Sn, Pb 四种样品电子对产生的绝对截面, 测量结果与前人用很强 γ 源得到的结果相符合^[5-6], 测量精度与其中最好的相当.

2. 验证了在近阈条件下, 对产生截面满足 Jaeger 关系式: $\sigma_{\text{pair}} = (Z^2 + aZ^4)\sigma_0$, 并求得对 ^{60}Co 源 γ 射线, $a = (1.51 \pm 0.23) \times 10^{-4}$, $\sigma_0 = (1.95 \pm 0.11) \times 10^{-2}\text{b}$.

实验中得到了粒子物理室同志的有益帮助, 在此表示感谢.

- [1] H. A. Bethe and W. Heitler, *Proc. Roy. Soc. London*, **A146**(1934), **83**.
- [2] J. C. Jaeger, *Nature*, **148**(1941), 86.
- [3] I. E. Dayton, *Phys. Rev.*, **89**(1953), 544.
- [4] B. Hahn, *et al.*, *Heiv. Phys. Acta*, **25**(1952), 505.
- [5] S. Standil, & R. D. Moore, *Canad. J. Phys.*, **34**(1956), 1126.
- [6] Rama Rao *et al.*, *India J. Pure & Appli. Phys.*, **1**(1963), 199.
- [7] F. T. Avignone, *Phys. Rev.*, **A10**(1974), 793.

MEASUREMENTS OF THE CROSS SECTION OF ELECTRON PAIR PRODUCTION NEAR THRESHOLD USING A LOW INTENSITY ^{60}Co γ -RAY SOURCE

LIN XIANG-HONG, BIAN ZU-HE, TANG XIAO-WEI

Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei

(Received 7 November 1988)

ABSTRACT

The absolute cross sections of electron pair production in Al, Zn, Sn and Pb have been measured using a $2.7\mu\text{Ci}$ ^{60}Co γ -ray source and two detectors (Ge(Li) and NaI(Tl)) in coincidence. The results are in good agreement with published works using high intensity γ -ray source. The measurements prove that the Z-dependence of the cross section near threshold satisfies the equation $\sigma_{\text{pair}} = (Z^2 + aZ^4)\sigma_0$ of Jaeger. We also obtained $a = (1.51 \pm 0.23) \times 10^{-4}$, $\sigma_0 = (1.95 \pm 0.11) \times 10^{-2}$ mb for ^{60}Co γ -rays.