

粒子望远镜对运动放射源 绝对探测效率的研究*

胡志强 徐晓冀

(中国科学院近代物理研究所, 兰州, 730000)

文章描述了在延迟粒子谱学研究中常用的氦喷咀系统的粒子望远镜, 并对运动的放射源的绝对探测效率进行计算。考虑具有一定分布的放射性面源, 计算光栏和放射源偏离中心位置对探测效率的影响。将计算过程编制成计算机程序以处理实验数据。

关键词 质子滴线 氦喷咀 探测效率 面源 光栏 计数率

在奇异核衰变性质的研究中, 用粒子望远镜探测先驱核的 β 延迟或直接粒子衰变是一个有效的方法。由于核的生成截面非常小, 半衰期很短, 真事件的符合计数率往往非常低, 一般可作谱学研究的计数率约为每小时几个至几十个计数。如探测质子滴线附近的核或探测独特的双质子事件, 则计数率更低。例如, 在 ^{35}Ca 的 β 延迟双质子衰变测量中, 每 5 h 只有 1 个计数^[1]。因此, 实验前如能针对所设计的探测系统, 精确计算出探测效率, 结合理论计算出的反应截面, 做到较准确地估算计数率, 从而可合理制订出实验技术方案, 避免实验中的盲目性。

针对延迟粒子谱学中测量短寿命核素常用的氦喷咀-转盘收集系统, 计算其中所用的粒子望远镜对转动收集的放射源的绝对探测效率。它同样适合于拉带收集系统。本计算是对以前效率计算^[2]的改进, 主要的改进为: 以实际的面源取代理想的点源, 同时考虑面源上放射性的分布; 还考虑到多层准直器对探测的限制; 并计算放射源中心运动轨迹偏离探测器中心对探测效率的影响。总之, 实际的探测条件全部予以考虑, 故可称为绝对探测效率。

1 计算方法

所用氦喷咀-转盘收集装置示于图 1。核反应产物从靶中反冲出来, 在氦气中慢化并沿毛细管喷射出来, 附着在收集盘上, 形成有一定面积(ϕ 约 3 mm)的放射源, 然后由粒子望远镜所探测。粒子望远镜由 Si(Au)面垒探测器 ΔE 和 E 构成, 在其前加准直光栏是为了提高分辨率。随着盘的转动, 放射源的轨迹实际上是一个圆环(图 2)。

* 国家自然科学基金资助课题

收稿日期: 1993-04-13 收到修改稿日期: 1993-08-30

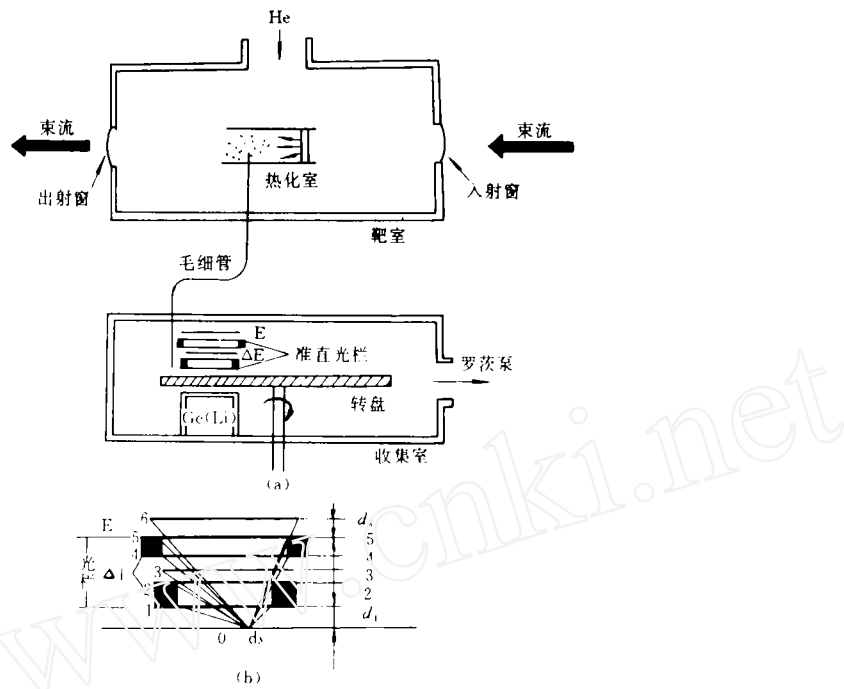


图 1 氦喷嘴系统(a)及其探测器-准直系统(b)示意图

Fig.1 Schematic diagram of helium-jet(a) and its detector-collimator system(b)

对于这样一个运动着的放射源,设 O 为转盘中心, O' 为望远镜中心在转盘上的投影。以 O 为圆心, $|OO'|$ 为半径 R_0 作圆(图 2 实线圆), 它表示理想的放射源中心运动的轨迹, 以 O 为原点, $\overrightarrow{OO'}$ 为 y 轴, 放射源运动到 O' 点时的运动方向为 x 轴, 转盘指向望远镜方向为 z 轴建立坐标系 $O'-xyz$ 。反应产物随氦气从毛细管喷到转盘上 B 点, 放射性呈圆形分布, 其中心点为 O'' , 随着转盘转动, O'' 的轨迹形成如图 2 的虚线圆, 它代表实际的放射源中心运动的轨迹, 其半径为 R $|R_0 - R| = |BN_c| = \delta$ 代表放射源对理想中心位置的偏离度, N_c 是源的理想注入点, $|AC| = |N_cO'|$ 为源的理想注入点到望远镜中心投影点的距离。以 O'' 为原点, 建立平行于 $O'-xy$ 的平面运动坐标系 $O''-uv$, 其对应极坐标为 (ρ, θ) 。 $\overrightarrow{OO''}$ 偏离 $\overrightarrow{OO'}$ 的角度为 α , $\overrightarrow{ON_c}$ 偏离 $\overrightarrow{OO'}$ 的角度为 α_0 。

以注入到转盘上的时刻为 0 时刻, 放射源小圆上的放射性核总数为 N'_0 , 其归一化分布为 $f(\rho)$ 。 $t \rightarrow t + dt$ 时间间隔内, 小圆上小面元 ds 对探测系统的贡献为:

$$dN = (\lambda N'_0 e^{-\lambda t} dt) \cdot \left(\frac{\Omega}{4\pi}\right) \cdot f(\rho) ds \quad (1)$$

其中 λ 为衰变常数, Ω 为望远镜对面元 ds 所张的立体角。由于靶室中反应产物总数为 N_0 的

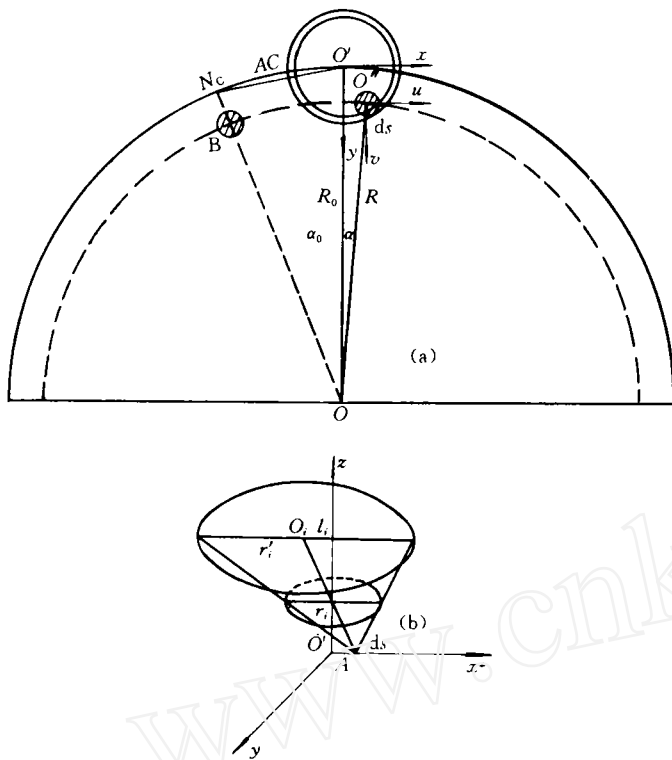


图2 转盘和粒子望远镜几何关系(a)及限制光栏*i*的投影(b)示意图

Fig.2 Schematic diagram of geometry between rotation disc and particle telescope (a) and projection of the limiting collimator *i* (b)

核传到收集室转盘上需时间 t_0 , 所以 $N'_0 = N_0 e^{-\lambda t_0}$ (这里, 先假设氦喷射系统传输效率为 1), 于是式(1)变为

$$dN = \frac{\lambda N_0}{4\pi} e^{-\lambda t_0} \cdot e^{-\lambda t} dt \cdot \Omega \cdot f(\rho) ds \quad (2)$$

转盘转 M 圈的整个过程中, 小圆对探测系统的贡献为:

$$N = \frac{\lambda N_0 e^{-\lambda t_0}}{4\pi} \int_0^{T_\omega} e^{-\lambda t} dt \oint_{\text{小圆}} \Omega \cdot f(\rho) ds \quad (3)$$

其中, T_ω 为转盘转一圈所需时间。于是探测效率

$$\eta = \frac{N}{N_0} = \frac{\lambda e^{-\lambda t_0}}{4\pi} \int_0^{T_\omega} e^{-\lambda t} dt \oint_{\text{小圆}} \Omega \cdot f(\rho) ds \quad (4)$$

考虑到放射源小圆上小面元 ds 运动时, 立体角 Ω 的变化只与 ds 到 O' 的距离 A 有关, 所以 Ω 是 A 的函数 $\Omega(A)$ 。

有效立体角应该是对应于 ΔE 和 E 2 个探测器及其前光栏的公共部分。把 ΔE 和 E 探测器前光栏的入口和出口编号为 1、2 和 3、4, ΔE 和 E 探测器编号为 3 和 6 (图 1)。这 6 个限制

立体角的部分又可称为限制光栏。将 ds 投影到限制光栏 6 (即 E 探测器) 所在平面上, 则对应不同的限制光栏有不同的投影圆, 所以投影圆的公共部分对 ds 所张立体角即为有效立体角 Ω 。

考虑到第 i 个限制光栏 (图 2(b)), 其半径为 r_i , 投影圆半径为 r'_i , 投影圆圆心到限制光栏轴心线的距离为 l_i , 可以推出:

$$r'_i = r_i \left(1 + \frac{\sum_{k=1}^6 d_k - \sum_{k=1}^i d_k}{\sum_{k=1}^i d_k} \right) = r_i \frac{\sum_{k=1}^6 d_k}{\sum_{k=1}^i d_k} \quad (5)$$

$$l_i = A \frac{\sum_{k=1}^6 d_k - \sum_{k=1}^i d_k}{\sum_{k=1}^i d_k} \quad (6)$$

其中, d_i 为第 i 个限制光栏和 $i-1$ 个限制光栏之间的距离 (d_1 为第 1 个限制光栏到转盘之间的距离)。

各个投影圆 x 坐标的最大值和最小值分别为: $x_{oi} = -l_i + r'_i, x_{oi} = -l_i - r'_i$ 。于是 6 个投影圆公共部分 x 坐标的最大值和最小值分别为: $x_{\max} = \min(x_{oi}), x_{\min} = \max(x_{oi})$ 。由此推出公共部分对应的 y 坐标的最大值和最小值分别为: $y_{\max} = \min(\sqrt{r_i'^2 - (x + l_i)^2}), y_{\min} = -y_{\max}$ 。所以,

$$\Omega = \Omega(A) = \iint_{\text{公共部分}} \frac{dx dy \cdot \cos \varphi}{d^2 + (A - x)^2 + y^2} = \iint_{\text{公共部分}} \frac{d \cdot dx dy}{[d^2 + (A - x)^2 + y^2]^{3/2}}$$

其中 $d = \sum_{k=1}^6 d_k$ 。于是有:

$$\Omega = \Omega(A) = \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} dx \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} \frac{d \cdot dx dy}{[d^2 + (A - x)^2 + y^2]^{3/2}} \quad (7)$$

式中: $A = \sqrt{(u + x_o)^2 + (v + y_o)^2}$, 其中, (u, v) 为 ds 在 $O'-uv$ 坐标系中的坐标, (x_o, y_o) 为 O' 点在 $O'-xy$ 坐标系中的坐标, 并且有:

$$\begin{cases} u = \rho \cos \theta \\ v = \rho \sin \theta \end{cases} \quad \begin{cases} x_o = R \sin \alpha \\ y_o = R_0 - R \cos \alpha \end{cases}$$

其中, $\alpha = \omega t - \alpha_0, \alpha_0 = 2 \sin^{-1} \left(\frac{AC}{2R_0} \right), \omega$ 为转盘转动的角速度。

最后, 将式(7)代入式(4)得绝对探测效率的计算公式为:

$$\eta = \frac{\lambda e^{-\lambda t_0}}{4\pi} \int_0^{T_w} e^{-\lambda t} dt \iint_{\text{小圆}} f(\rho) ds \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} dx \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} \frac{d \cdot dx dy}{[d^2 + (A - x)^2 + y^2]^{3/2}} \quad (8)$$

如果小圆上放射性均匀分布, 那么式(8)中 $f(\rho) = 1/\pi\rho_0^2$, 式(8)可写成:

$$\eta = \frac{\lambda e^{-\lambda t_0}}{4\pi\rho_0^2} \int_0^{T_w} e^{-\lambda t} dt \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{\rho_0} \rho d\rho \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} dx \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} \frac{d \cdot dx dy}{[d^2 + (A - x)^2 + y^2]^{3/2}} \quad (9)$$

其中, ρ_0 为小圆的半径。

2 结果与讨论

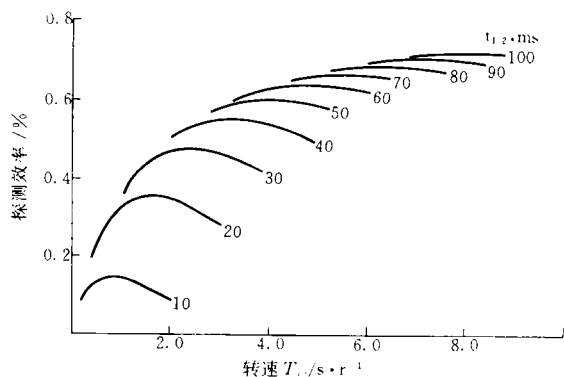


图3 探测效率随转速变化的曲线

Fig.3 Curve of detection efficiency in variation with rotation speed

$r_1 = 4.5 \text{ mm}, r_2 = 4.5 \text{ mm}, r_3 = 4.0 \text{ mm}, r_4 = 7.0 \text{ mm}, r_5 = 7.0 \text{ mm}, r_6 = 7.5 \text{ mm}, d_1 = 1.5 \text{ mm},$
 $d_2 = 3.5 \text{ mm}, d_3 = 1.75 \text{ mm}, d_4 = 1.75 \text{ mm}, d_5 = 2.5 \text{ mm}, d_6 = 1.75 \text{ mm}, R_0 = 68.0 \text{ mm}, AC =$
 $12.0 \text{ mm}, T_0 = 0.025 \text{ s}, \rho_0 = 1.5 \text{ mm}, \delta = 0.0 \text{ mm}.$

将上面的讨论编制成计算机程序,可计算各种因素对探测效率的影响。图3列出在一确定的几何条件下对不同半衰期的放射性探测效率随转盘转速 T_w 的变化曲线,同90年的计算结果相比,效率要降低约5倍,这与预期的一致,因为考虑了实际的面源和多层光栏的限制。图4为在确定的几何条件和半衰期情况下探测效率随实际的面源尺寸(ρ_0)的变化曲线。此外还可计算各种几何条件(如AC值、粒子望远镜与转盘之间的距离、面源轨迹偏离运动轨迹中心的距离 δ 、粒子望远镜及光栏内部各尺寸等)对探测效率的影响,这里不再赘述。

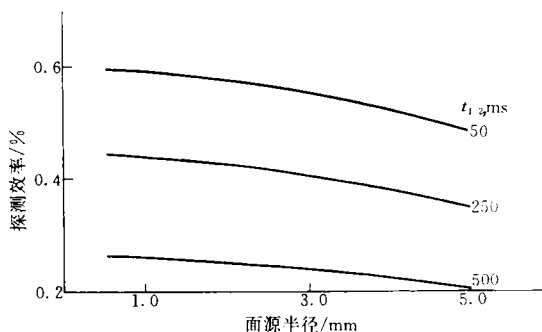


图4 探测效率随面源尺寸变化的曲线

Fig.4 Curve of detection efficiency in variation with area source size

计算条件同图3注

作为这种计算方法的检验和具体应用,现在有如下实例。

实验是在高能物理所的质子直线加速器上进行的,以35 MeV的质子束轰击气体Ne靶,产物用氦喷咀系统传输测量^[3]。以不同的收集盘转速,测得6个单谱,其中的2个谱用来拟合²⁰Na的半衰期。

²⁰Na的生成截面为: $\sigma \propto N/ID$,其中N为积分计数,I为积分束流,D为靶厚。如果测到的积分计数为N',那么, $N = N'/\eta P$ 。这里, η 为系统的绝对探测效率;P为氦喷咀系统的传输效率。而探测效率由转盘旋转周期 T_w 、半衰期 $T_{1/2}$ 和几何条件G决定,所以 η 可记为诸因

素的函数形式 $\eta(T_{\omega}, T_{1/2}, G)$ 。比较2种旋转周期下的测量情况有:

$$\sigma \propto \frac{N_1}{I_1 D_1} = \frac{N_2}{I_2 D_2}$$

即有

$$\frac{N'_1 / \eta_1 P_1}{I_1 D_1} = \frac{N'_2 / \eta_2 P_2}{I_2 D_2}$$

由于 $P_1 = P_2, D_1 = D_2$, 所以, $N'_1 / I_1 \eta_1 = N'_2 / I_2 \eta_2$ 。

这里关心的是相对值, 所以, 式中 N'_1, N'_2 可用 ^{20}Na β 缓发 α 粒子 2.148 MeV 峰的积分计数来代替, 这样, $N'_1 = 1.3 \times 10^5, N'_2 = 9.4 \times 10^4, I_1 = 0.50 \text{ mC}, I_2 = 0.4 \text{ mC}$, 于是有, $\eta_1 / \eta_2 = 1.11$, 即

$$\frac{\eta_1(T_{\omega_1}, T_{1/2}, G_1)}{\eta_2(T_{\omega_2}, T_{1/2}, G_2)} = 1.11$$

式中: 几何条件 $G_1 = G_2$, 即 ΔE 探测器灵敏面积为 38.5 mm^2 ; 前面光栏面积为 63.6 mm^2 , 厚度为 1.5 mm ; 光栏距收集盘 4.0 mm ; ΔE 探测距收集盘 7.25 mm ; $\rho_0 = 2.0 \text{ mm}$; $AC = 8.0 \text{ mm}$; $\delta = 0.0$; $R_0 = 99.0 \text{ mm}$; $T_{\omega_1} = 60 \text{ s/r}$; $T_{\omega_2} = 33 \text{ s/r}$ 。将这些条件代入计算效率的程序, 同时输入不同的 $T_{1/2}$ 值进入拟合计算, 对一个 $T_{1/2}$ 值, 就有一个 η_1 / η_2 值。最后计算结果是: 当 $T_{1/2} = 430 \text{ ms}$ 时, $\eta_1 / \eta_2 = 1.11$ 。计算结果和实验结果吻合。由此推断, 此次实验确定出 ^{20}Na 的半衰期为 430 ms , 非常接近文献[4]给出值 445.7 ms 。

从以上实例可以看出, 绝对探测效率的计算方法是正确的。由于计算中只用1组粒子望远镜参数, 各种系统误差又可相互抵消, 所以, 提高了半衰期测量的精确度, 因而是1种方便且行之有效的办法。

参 考 文 献

- 1 Äystö J, Moltz DM, Xu XJ, et al. Observation of the First $T_{1/2} = -\frac{5}{2}$ Nuclide, ^{35}Ca , via Its β -Delayed Two-Proton Emission. *Physical Review Letters*, 1985, 55(13): 1384.
- 2 徐晓冀, 刘作屏. 粒子望远镜对短寿命转动源的探测效率. *原子能科学技术*, 1990, 24(5): 54.
- 3 徐晓冀, 郭俊盛, 胡志强, 等. 在 ^{20}Na β 延迟 α 衰变中观察到的新衰变道. *高能物理与核物理*, 1993, 17(7): 577.
- 4 Torgerson DF, Wien K, Fares Y, et al. β^+ Decay of ^{20}Na . *Physical Review C*, 1973, 8(1): 161.

STUDY OF ABSOLUTE EFFICIENCY OF PARTICLE TELESCOPE FOR DETECTING THE MOVING SOURCE

HU ZHIQIANG XU XIAOJI

(*Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou, 730000*)

ABSTRACT

The calculation about absolute efficiency of particle telescope used in helium-jet system, which is employed usually in the study of beta-delayed particle spectroscopy, for detecting radioactive moving source is described. The radioactive distribution of area source is considered. The influence of collimators and source deviation from center position on the detection efficiency is also evaluated. The calculation is translated to computer program. With the program, the experimental data are processed and the good results are obtained.

Key words Proton drip line Helium-jet Detection efficiency Area source Collimator Counting rate