

粒子关联测量中的一种能量刻度修正方法

段利敏 李祖玉 靳根明 贺智勇 张保国 吴和宇 罗清政 文万信 戴光曦

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

摘要 在粒子关联测量中,利用探测到的非稳态粒子的衰变产物,对探测器组进行能量刻度的修正,可以使探测器组的能量刻度达到一个较高的相对精度。这对于广泛应用于中高能核反应中而又难于准确刻度的闪烁体探测器,提供了一种较好的对刻度的检验和修正方法。

关键词 能量刻度,非稳态粒子,相对速度

闪烁体探测器如BGO、CsI、NaI等,以其成本低、阻止本领高、辐照损伤小以及能量分辨率随着粒子入射能量的升高而有所改善等特点,使得它们在中高能核反应领域内得到广泛的应用。但是由于闪烁体的发光效率 f 与粒子入射能 E 、电荷 Z 以及质量数 A 都有依赖关系,即 $f=f(E,Z,A)$,使其能量刻度变得较为复杂。最为精确的方法就是由加速器以及次级束流线来产生各种粒子,对其进行直接的能量刻度,这对加速器性能提出很高的要求,而且会占用大量的束流时间。

在闪烁体用作 $\Delta E-E$ 望远镜中的 E 极测量中, ΔE 一般用一个穿透型的Si(Au)片(几十 μm —几百 μm)。在 Z 不是很大的情况下, Si对各种粒子的能量响应是一条简单的直线,利用标准源及模拟电荷输入法可对其进行能量刻度。在Si片厚度已知的情况下,由粒子在其中的能损 E_{loss} 可以反推出入射粒子在闪烁体中的能量沉积 E_r 。通过这种方法可以得到闪烁体探测器对不同 Z 、 A 粒子的能量响应关系。文献[1]中对这种方法的精确度进行了讨论。

近年来,小相对动量粒子的关联测量在核反应机制研究中得到广泛的应用,热核温度、粒子发射时间、粒子发射次序等一些重要量都可以由测量的粒子关联函数得到。对于采用本文前述方法或其它精确度不高的方法进行能量刻度的探测器组,所得关联函数以及其它一些量的精确度较差。但利用关联测量到的已知复杂粒子的衰变产物,可以对能量刻度进行修正或检验。

1 原 理 分 析

考虑在核反应过程中,母核(熔合核)发射一个非稳定的粒子 A_0 , A_0 很快地破裂为 A_1 与 A_2 两个粒子。 A_1 与 A_2 的相对速度 V_{cc} 为

$$V_{\text{cc}} = |V_{A_2} - V_{A_1}| = (2\mu E)^{1/2}/\mu$$

式中, μ 为折合质量, E 为分离能。当 A_0 所处激发态的宽度较窄时,它的分离能 E 可以看作一个定值,即 A_1 、 A_2 两粒子的相对速度 V_{cc} 是固定的。以下分析在能量刻度中,测量 A_1 、 A_2 粒子的探测器引入刻度误差对 V_{cc} 的影响。

选择1 $^\circ$ 探测器记录 A_1 粒子,2 $^\circ$ 探测器记录 A_2 粒子。以下用不带撇号的符号表示真实

收稿日期:1995-01-17,修回日期:1996-02-12

值，用带撇号的符号表示刻度值。假设1^{''}探测器不引入刻度误差，2^{''}探测器引入刻度误差 δ ，则两探测器测量到的速度与粒子真实速度之间的关系为

$$\begin{aligned} V'_{A1} &= V_{A1} \\ V'_{A2} &= V_{A2}(1 + \delta) \end{aligned}$$

如果两探测器的中心夹角为 θ ，以 $V'_{A1}\cos\theta$ 为界，将两粒子的相对速度重新写为

$$\begin{aligned} V'_{CC1} &= |V'_{A2} - V'_{A1}|, & V'_{A2} > V'_{A1}\cos\theta \\ V'_{CC2} &= |V'_{A2} - V'_{A1}|, & V'_{A2} < V'_{A1}\cos\theta \end{aligned}$$

图1是对 $\delta > 0$ 的情况下进行的速度矢量分析。图1(a)为 $V'_{A2} > V'_{A1}\cos\theta$ 的限制，图1(b)为 $V'_{A2} < V'_{A1}\cos\theta$ 的限制。其中， V_{CC1} 与 V_{CC2} 分别为(a)与(b)条件下的相对速度真实值，并有 $V_{CC1} = V_{CC2} = V_{CC}$ 。由图1可以看出：

$$\delta = 0 \text{ 时, } V'_{CC1} = V_{CC1}, V'_{CC2} = V_{CC2}, \text{ 即 } V'_{CC1} = V'_{CC2}$$

$$\delta > 0 \text{ 时, } V'_{CC1} > V_{CC1}, V'_{CC2} < V_{CC2}, \text{ 即 } V'_{CC1} > V'_{CC2}$$

随着 $|\delta|$ 的增大， V'_{CC1} 与 V'_{CC2} 从相反方向越来越远地偏离了 V_{CC} 。对于 $\delta < 0$ 的情况，经过同样的分析可以得到： $V'_{CC1} < V_{CC} < V'_{CC2}$ 。

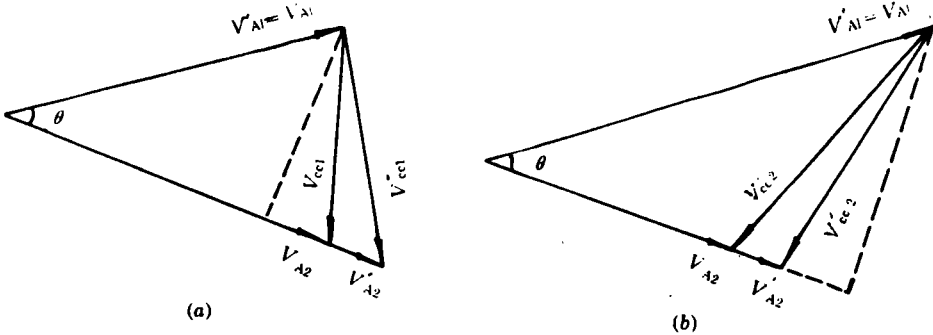


图1 $\delta > 0$ 时相对速度的刻度值 V'_{CC1} 、 V'_{CC2} 与真实值 V_{CC1} 、 V_{CC2} 的关系

(a) $V'_{A2} > V'_{A1}\cos\theta$, (b) $V'_{A2} < V'_{A1}\cos\theta$

Fig.1 The relation of calibration and true value for relative velocity at $\delta > 0$

在实际的能量刻度中，可以先确定一个基准探测器，由基准探测器分别与其余探测器配对，在图1中(a)、(b)条件下分别得出粒子与粒子的相对速度谱，由非稳态粒子对应的峰位 V'_{CC1} 、 V'_{CC2} ，就可以判断出该探测器的能量刻度相对于基准探测器偏高或偏低。

2 探测器刻度模拟及结果分析

为了更直观地得到以上的分析结果，用计算机模拟 A_0 破裂为 A_1 、 A_2 ，考虑探测器组的几何布置以及能量阈，收集 A_1 、 A_2 。 A_0 由计算机对 $\sigma(E, \theta)$ 抽样获得。下文的部分讨论将以相对动量 q 代替相对速度 V_{CC} ，由于 $q = \mu V_{CC}$ ，刻度误差对二者的影响是相同的。

下面介绍我们实验中用到的一个13单元 $\Delta E(\text{Si}) + E(\text{BGO})$ 望远镜组模拟得到的相对动量谱。该探测器组的构造见文献[2]。

图2给出对 ${}^6\text{Li}^* \rightarrow \alpha + d$ 的模拟结果。非稳态粒子为激发态 ${}^6\text{Li}^*$ ($\Gamma = 24\text{keV}$, $E^* = 2.186\text{MeV}$, $\Gamma_d/\Gamma_{\text{tot}} = 1.0$)， A_1 为 α ， A_2 为氘核 d 。 δ (此处及以下均指能量的刻度误差)分别取0、0.02、-0.02三种情况。箭头指出 $\delta = 0$ 时所对应的峰位。可以看出，当 δ 不等于零时，图2中a、b分别向相反方向偏离箭头所指位置； δ 变号时，图2中a、b的偏离方向也

相应改变。

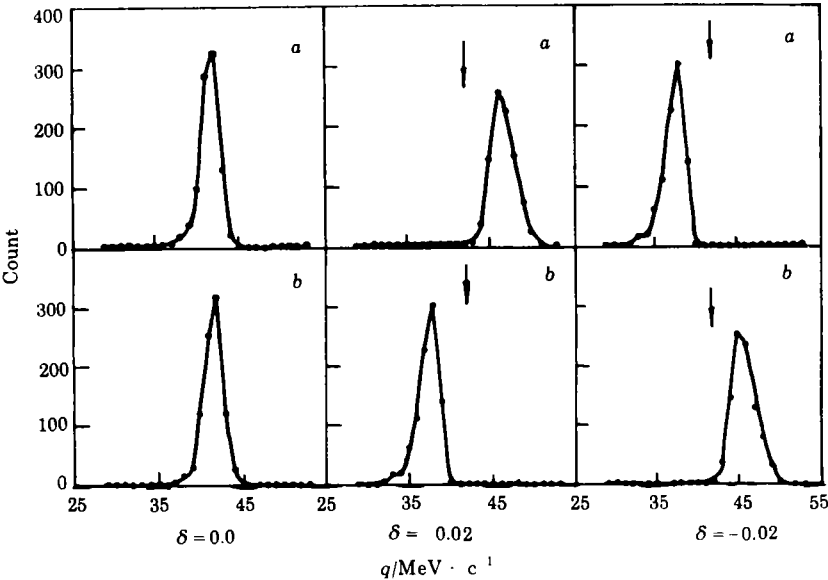


图2 对⁶Li*(2.186)→d+α衰变道的模拟(2^{*}探测器引入的能量刻度误差δ分别为0、0.02、-0.02)
a. $V'A_2 > V'A_1 \cos \theta$ 限制下的相对动量谱, b. $V'A_2 < V'A_1 \cos \theta$ 限制下的相对动量谱
Fig.2 Relative momentum spectra simulation for ⁶Li*(2.186MeV) →d + α
(The energy calibration error δ for detector 2^{*} is 0, 0.02, -0.02 respectively)

图3是模拟基态⁸Be_{g.s.}(Γ=6.8eV, Γ_d/Γ_{tot}=1.0)的衰变, A₁、A₂为α, δ分别取0、0.02、-0.02。箭头指出δ=0时的峰位, S_a与S_b给出了图3中a、b中峰的面积。从图3

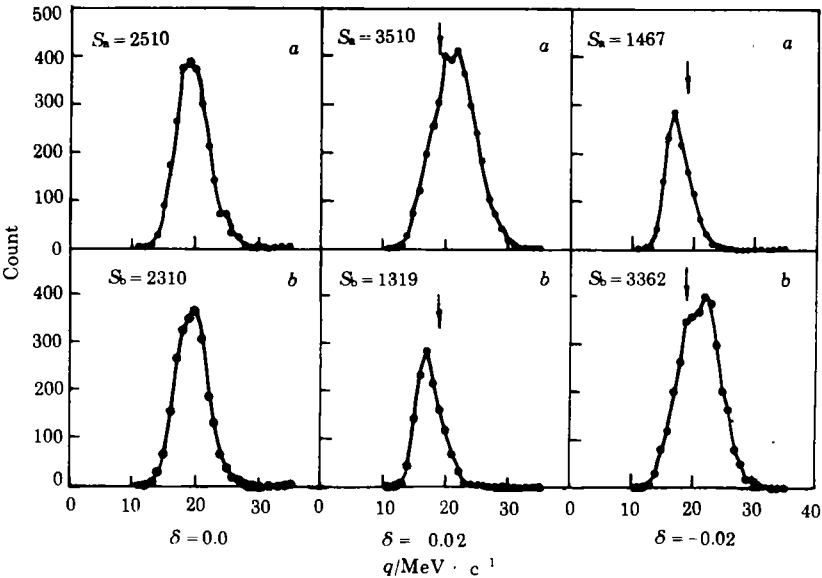


图3 对⁸Be_{g.s.}→α+α衰变道的模拟(说明与上图相同)
Fig.3 Relative momentum spectra simulation for ⁸Be_{g.s.}→α+α
(with a description similar to Fig.2)

可看出, δ不为零时, 峰位发生了移动, 但改变不明显。一个改变明显的量是S_a/S_b, 即两

峰面积之比。 $\delta = 0, 0.02, -0.02$ 时, S_a/S_b 分别为1.09、2.66和0.44。这主要是由于 ${}^8\text{Be}_{\text{g.s.}} \rightarrow \alpha + \alpha$ 的分离能很低的缘故。在图1中只分析了 δ 对 V_{cc} 的影响, 进一步的分析可以发现, $\delta \neq 0$ 时, 由 $V'_1 \cos \theta$ 定出边界后, V'_2 处于其两边的几率不再相等, 即 S_a 与 S_b 发生变化。 $\delta > 0$ 时, $S_a > S_b$; $\delta < 0$ 时, $S_a < S_b$ 。对于 ${}^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$, 由于分离能较小, δ 对峰面积 S 影响较大; 对于分离能较大的核, 如 ${}^6\text{Li}^* (2.186\text{MeV})$, δ 对峰面积 S 影响较小。

实验中测到的关联粒子, 一部分来源于非稳态粒子的衰变, 一部分来源于母核的统计蒸发。对于统计蒸发的粒子, 其相对动量谱是一条平滑曲线, 因此它对我们以上的模拟结果影响不大。这样以 $V'_1 \cos \theta$ 为界累计其相对动量谱, 由这些非稳态粒子所对应峰的峰位移动(图2)或峰面积改变(图3), 可提供探测器之间能量刻度相对精度的信息。如果在已有的能量刻度基础上, 引入一个刻度修正因子, 通过改变这个因子使得如图2所示的 a 、 b 峰位重叠, 或如图3所示的 $S_a/S_b \sim 1$, 则可使得探测器之间刻度的相对精度达到一个较高的水平。这为广泛应用于中高能核反应中而又难于准确刻度的闪烁体探测器, 提供了一种能量刻度的检验和修正方法。

图4给出了利用以上修正方法后得到的 $25\text{MeV/u } {}^{40}\text{Ar} + {}^{197}\text{Au}$ 反应中的 $\alpha - \alpha$ 相对动量谱。探测器的几何布置见文献[3]。由 ${}^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ 峰的半高宽可以推得, 修正后探测器组的能量刻度相对精度好于2%(对于 α 粒子)。

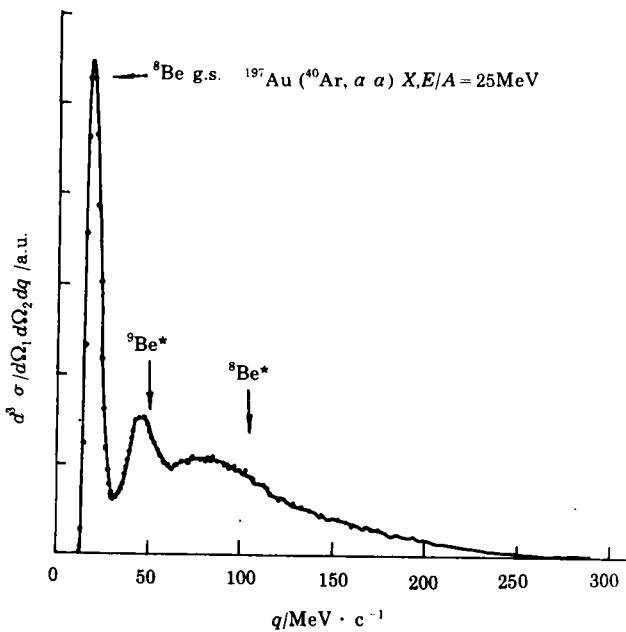


图4 25MeV/u ${}^{40}\text{Ar} + {}^{197}\text{Au}$ 反应中 $\alpha - \alpha$ 相对动量谱

Fig.4 The $\alpha - \alpha$ relative momentum spectrum for ${}^{40}\text{Ar}$ induced reactions on ${}^{197}\text{Au}$ at $E/A = 25\text{MeV}$

由于非稳态粒子分离能的限制, 当探测器之间最小夹角超过一定值后, 它放出的粒子就不会被同时测到, 因此这种方法只适用于小角度的关联测量。另外在刻度过程中, 基准探测器的选择及其能量刻度的精确度, 对于最终的修正精度有很大影响, 因此对基准探测器进行重点的绝对刻度, 或选用半导体作基准探测器, 都可以提高该刻度修正方法的精确度。

参 考 文 献

- 1 Kristiansson A, Kristiansson P, Westenius M. Nucl Instr Meth, 1990; A295:359
- 2 李祖玉, 靳根明, 张保国, 等. 核技术, 1995; 18(3):151
- 3 段利敏, 李祖玉, 靳根明, 等. 高能物理与核物理, 1995; 19(5):393

A correction method for energy calibration in particle correlation measurement

Duan Limin Li Zuyu Jin Genming He Zhiyoug Zhang Baoguo
Wu Heyu Luo Qingzheng Wen Wanxin Dai Guangxi

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou 730000)

Abstract

The accuracy of energy calibration can be improved through the analysis of detected products coming from decay of unstable particles in the measurement of particle correlations. This provides a good way to examine and improve energy calibration for the scintillation detectors, which are widely used in the study of middle and high energy nuclear reactions.

Key words Energy calibration, Unstable particles, Relative velocity