

核与粒子物理实验方法

(下 册)

USTC

中国科学技术大学四系

1981.10.

前 言

作为一个从事原子核和粒子物理实验方面的工作者，不仅要有全面的物理知识，熟悉各种类型的粒子探测器的性能的特点，而且还必须对各种物理量的实际测量方法有系统的了解。只有这样，才能更好的设计、安排物理实验，取得预期的效果。

“核与粒子物理实验方法”就是为了系统的介绍各种物理量的测量方法的一门课程。第二、三、四、五、六、七、九、十一、十二各章分别介绍了带电粒子、中性粒子的强度和能谱、粒子的寿命，反应截面以及自旋、磁矩、极化等等物理量的测量方法。第一章介绍了符合测量技术，它是在实验安排中经常用的。第八章讨论了各种粒子鉴别技术。实验中常常遇到束流的传输和聚焦问题，第十章介绍了这方面的内容。最后一章简单介绍了数据获取和数据处理等知识，这也是实验工作中最常用的基础知识。

本讲义是假定读者熟悉各种探测技术。涉及探测器的問題，除特殊情况外，均未详述。

讲义是由几个同志分别编写的，内容的取舍和风格上很不一致，个别部分也有重复。我们初次编写、水平有限，加之时间仓促、可能有很多错误和不当之处，希读者批评指正。

本讲义共十三章，分上、下册。

编者 1981. 4.

目 录

第八章 粒子鉴别

§ 8.1 ΔE 、 E 望远镜系统鉴别粒子	(1)
一、鉴别器运算公式	(1)
二、 ΔE 、 E 探测器望远镜系统	(5)
三、 ΔE 、 E 望远镜中所使用的探测器	(7)
四、鉴别器的分辨率	(8)
§ 8.2 飞行时间鉴别法	(11)
一、鉴别原理	(11)
二、鉴别器系统	(13)
三、飞行时间法鉴别能力	(16)
§ 8.3 包含磁刚度 $B\rho$ 的粒子鉴别系统	(19)
一、鉴别原理	(19)
二、鉴别量的测定	(21)
(一) $B\rho$ 的测量	(21)
(二) ΔE 和 E 测量	(23)
(三) 粒子速度 v 的测量	(24)
§ 8.4 脉冲形状甄别法	(24)
一、比较法 (或抵消法)	(25)
二、空间电荷饱和法	(27)
三、上升时间法	(28)
四、双微分过零甄别法	(28)
§ 8.5 契伦柯夫辐射效应鉴别法	(30)
一、鉴别原理	(30)
二、 C 角和辐射体的选择	(31)
三、 C 计数器类型的选择	(33)
四、质量分辨率	(36)
§ 8.6 电离损失相对论上升法	(38)
一、带电粒子在物质中的能量损失	(38)
二、利用相对论上升鉴别粒子	(39)
三、电离损失多点取样	(42)
四、影响能量和动量分辨的因素	(43)

五、測量相對論上升的其它方法	(45)
(一) 流光室	(45)
(二) 多絲室中計數電離團法	(45)
§ 8.7 利用穿越輻射效應鑒別粒子	(45)
一、鑒別原理	(46)
二、影響粒子鑒別的因素	(47)
§ 8.8 用簇射量能法及射程法鑒別粒子	(52)
一、電磁簇射和強子簇射	(52)
二、由穿透能力強弱鑒別粒子	(53)
§ 8.9 粒子鑒別綜述和典型測量系統	(56)
一、粒子鑒別綜述	(56)
二、幾個典型的探測器系統	(57)
(一) 對撞機上的探測器系統	(57)
(二) 固定靶探測系統	(61)

第九章 壽命測量方法

§ 9.1 長壽命測量	(62)
一、直接測量衰變法	(62)
二、比放射性測量法	(63)
三、測量子核產物的含量	(65)
§ 9.2 短壽命測量	(66)
一、延遲符合測量法	(66)
(一) 基本原理	(66)
(二) 探測器的選擇原則及其對延遲符合時間分辨率的影響	(69)
(三) 用延遲符合法測量壽命的例子	(71)
二、多普勒綫移法	(71)
(一) 概述	(71)
(二) 反沖距離法	(73)
(三) 多普勒綫移衰減法	(79)
三、阻塞法	(89)
(一) 基本原理	(89)
(二) 實驗安排	(90)
(三) 阻塞法的應用	(91)
四、間接測量法	(93)
(一) 庫倫激發	(93)
(二) 俘獲反應	(94)
(三) 核共振熒光	(96)
(四) 非彈性電子散射	(97)
五、其它測量方法	(98)

(一) 測量裂变同質异能态的直接定时法和反冲距离法	(98)
(二) x 射綫符合法	(99)
(三) 电荷阻塞法	(100)
(四) 轉換电子反冲距离法	(101)
(五) 微波法	(102)
§ 9.3 粒子寿命的測量	(103)
一、概述	(103)
二、电子学計数法	(103)
(一) π^+ 介子寿命的測量	(103)
(二) K^+ 介子寿命的測量	(104)
三、測距法—— Λ 超子寿命的測量	(106)
第十章 束流的获得和輸运	
§ 10.1 由加速器产生初級粒子束	(107)
§ 10.2 束流輸运系統的基本单元	(111)
一、偏轉磁鉄	(112)
二、四极磁鉄	(113)
三、靜电分离器	(114)
四、射頻分离器	(115)
§ 10.3 由高能加速器产生次級粒子束	(117)
一、概述	(117)
二、高能不分离介子束	(118)
三、分离的带电粒子束	(121)
四、中微子束	(122)
§ 10.4 对撞束	(128)
一、为什么需要对撞束	(128)
二、对撞束的获得	(129)
三、亮度及其測量	(131)
四、束流的寿命	(133)
五、与固定靶加速器比較	(134)
第十一章 相互作用截面的測量	
§ 11.1 引言	(135)
§ 11.2 总截面和微分截面	(135)
一、定义	(135)
二、截面的物理意义	(137)
三、部份截面	(137)
§ 11.3 透射法測量总截面	(138)
一、基本原理	(138)
二、实验的一般安排	(138)

三、带电粒子反应总截面的测量	(139)
(一) 中低能情况	(139)
(二) 高能情况	(141)
四、中子反应总截面的测量	(144)
(一) 快中子截面的测量	(144)
(二) 慢中子截面的测量	(147)
(三) 高能中子截面的测量	(147)
五、 γ 射线与物质相互作用总截面的测量	(149)
§ 11.4 微分截面的测量	(151)
一、引言	(151)
二、测量原理	(151)
三、测量方法	(152)
四、粒子束通量的测量	(153)
(一) 法拉弟圆筒	(153)
(二) 监测器	(154)
五、靶厚的测量	(155)
(一) 测量带电粒子在靶中的能量损失	(156)
(二) 称重法	(156)
(三) 光学法	(156)
(四) 核反应法	(156)
六、靶核密度的计算	(157)
七、立体角的确定	(157)
八、散射粒子通量的测量	(157)
九、入射粒子束能量的测量	(158)
十、微分截面的计算	(159)
§ 11.5 对撞机上截面的测量	(160)
一、对撞束设备的参数	(160)
二、亮度的测量方法	(161)
(一) 间接测量法	(162)
(二) 直接测量法	(163)
(三) Van der Meer 法	(164)
三、储存环探测器的基本要求	(166)
(一) 立体角大	(166)
(二) 鉴别粒子能力强	(166)
(三) 定位精度高	(166)
(四) 动量分析精度高	(166)
(五) 本底小	(166)
四、截面的测量	(167)

(一) 質子——質子對撞机上總截面的測量	(167)
(二) 正負電子對撞机上截面的測量	(170)
§ 11.6 用氣泡室測量截面	(171)
第十二章 自旋、磁矩和極化測量	
§ 12.1 引言	(174)
§ 12.2 原子核自旋和磁矩的測量	(174)
一、光譜法	(174)
(一) 原子光譜的超精細結構	(174)
(二) 帶光譜的測量	(175)
(三) 原子束實驗	(176)
(四) 核磁共振	(180)
二、角關聯實驗	(183)
(一) 實驗原理	(183)
(二) 實驗方法	(184)
(三) 自旋的測定	(186)
(四) g 因子的測量	(187)
三、輕子 g 因子的測量	(190)
(一) 進動實驗的簡單原理	(190)
(二) 電子的 $g-2$ 實驗	(192)
(三) μ 子儲存環實驗	(192)
四、超子磁矩的測量	(195)
§ 12.3 極化測量	(196)
一、極化和極化度	(197)
二、電子極化的測量	(197)
(一) 莫脫散射法	(197)
(二) Moller 散射法	(199)
(三) 韋致輻射	(201)
三、光子極化的測量	(202)
(一) 與極化電子的康普頓散射	(202)
(二) 穆斯鮑爾效應	(205)
第十三章 實驗數據的獲取和分析	
§ 13.1 引言	(206)
§ 13.2 實驗數據的在綫獲取	(206)
一、實驗數據在綫獲取的任務和組成	(206)
(一) 基本任務	(206)
(二) 在綫系統的基本組成	(207)
二、事例的在綫判選和控制	(208)
(一) 事例判選的重要性	(208)

(二) 事例判选的原则	(208)
(三) 事例判选的方法	(208)
(四) 邏輯控制	(209)
三、在綫监测和仪器的标定	(210)
(一) 仪器监测	(210)
(二) 仪器的調整和标定	(211)
§ 13.3 数据分析中的基本概念	(212)
一、眞值、实验值和誤差	(212)
(一) 眞值 A_0 和实验值 A	(212)
(二) 誤差 Δ	(213)
二、有效数字及其运算規則。	(213)
三、誤差的分类	(213)
(一) 系統誤差	(213)
(二) 过失誤差	(214)
(三) 偶然誤差	(214)
(四) 統計誤差	(214)
§ 13.4 测量值的誤差处理	(215)
一、算术平均值及其分布	(215)
二、誤差的表示方法	(215)
(一) 均方誤差	(215)
(二) 平均誤差	(217)
(三) 可几誤差 (又称或然誤差)	(218)
(四) 相对誤差	(218)
(五) 丰寬度和分辨率	(218)
三、测量結果的誤差表示及其几率意义	(218)
(一) 誤差的几率意义	(218)
(二) 置信水平和置信区間	(219)
(二) 测量結果的完整报导	(219)
四、非等精度测量的誤差处理	(220)
(一) 权的概念	(220)
(二) 广义算术平均值	(220)
(三) 广义算术平均值的誤差估計	(220)
(四) 单位数的概念	(221)
五、間接测量量的誤差	(221)
§ 13.5 参数估計和最大似然法	(222)
一、估計值好坏的标准	(223)
(一) 一致性	(223)
(二) 无偏性	(223)

(三) 有效性	(223)
二、点估计和最大似然法	(223)
三、最小方差估计值 θ_0 和 θ_0 的误差	(224)
四、当 N 很大时, 最大似然法的方差估计	(225)
§ 13.6 曲线拟合和最小二乘法	(226)
一、曲线拟合的任务和基本方法	(226)
二、线性参数的最小二乘估计	(227)
(一) 一般形式	(227)
(二) 当 A 和 B 都有测量误差的情况	(228)
(三) 参数的误差估计	(229)
三、非线性参数的最小二乘估计	(230)
四、约束条件下的最小二乘估计	(230)
(一) 参数变换法	(230)
(二) 拉格朗日不定乘子法	(230)
五、最小二乘法与最大似然估计	(231)
六、用最小二乘法作多项式曲线拟合	(231)
(一) 用最小二乘法按多项式作曲线拟合	(232)
(二) 多项式阶数的合理选取	(232)
§ 13.7 测量结果的统计假设检验	(233)
一、统计检验的一般步骤和显著水平	(233)
二、 χ^2 分布和 χ^2 检验	(233)
(一) χ^2 分布和 χ^2 量	(233)
(二) χ^2 分布与正态分布的方差	(234)
(三) 用 χ^2 来检验任意假设分布与实验数据的一致性	(234)
三、分布的一致性与 $D_{\max}$ 检验	(235)
(一) $D_{\max}$ 函数	(235)
(二) 用 $D_{\max}$ 来检验理论假设与测量值之间的一致性	(235)
(三) 用 $D_{\max}$ 来检验两组数据的一致性	(235)
四、正态分布平均值的分布和 t 检验	(236)
(一) t 函数及其性质	(236)
(二) 利用 t 函数来检验 μ 和 $\bar{A}$ 的符合程度	(236)
(三) 利用 t 分布来检验两组测量平均值是否一致	(237)
五、标准误差的一致性和 F 检验	(237)
(一) F 函数	(237)
(二) 利用 F 函数来检验方差的一致性	(238)
§ 13.8 蒙特卡罗方法及其在实验中的应用	(239)
一、蒙特卡罗方法简介	(239)
(一) 蒙特卡罗方法的基本思想	(239)

(239)	(二) 蒙特卡罗方法解决問題的主要步驟.....	(239)
(239)	(三) 伪随机数的获得和檢驗.....	(239)
(240)	(四) 任意分布函数的随机抽样.....	(240)
(243)	(五) 蒙特卡罗方法的誤差以及提高精度的方法.....	(243)
(243)	二、蒙特卡罗方法在实验物理中的应用.....	(243)
(243)	(一) 蒙特卡罗方法在物理实验設計中的应用.....	(243)
(244)	(二) 蒙特卡罗方法在数据分析中的应用.....	(244)
(245)	(三) 蒙特卡罗方法在探测器原理模拟方面的应用.....	(245)

第八章 粒子鉴别

不論是在核反应实验中，中子测量工作中，还是在重粒子物理，高能粒子物理实验中，粒子鉴别都是很重要的。在核反应实验中，反应产物往往相当复杂，例如，用氘核轰击某些靶核，可以同时产生 (d, P) ， (d, d) ， (d, t) ， (d, α) 和 (d, n) 等反应。这些不同反应对应剩余核的不同能态，处于激发态的剩余核又可能衰变放出带电粒子。通常用能谱仪（如半导体探测器）来测量核反应带电粒子产物的能谱时，所测得的能谱是几种不同粒子的能谱的迭加而成的总能谱。我们不能从这总能谱来研究特定的反应道，或测量所有可能的反应道。

在中子测量工作中，由于中子探测器往往对 γ 射线也是灵敏的，而在中子场中，一般总是伴随大量的 γ 射线，有时甚至 γ 射线比中子强几个数量级。因此 $n-\gamma$ 分辨问题便成为中子测量的关键问题之一。

重粒子物理对核物理工作者具有巨大的吸引力。但是鉴别重粒子却是比鉴别轻粒子困难很多。识别轻离子，如对质子、氘、氚、氦-3 和氦-4 等离子的识别，已没有什么困难，因为在邻近同位素之间的能量损失变化是很大的，而且，除非是在极低能的情况，一般这些离子总是完全剥离的，它们的电荷数 q 就等于它们的原子序数 z 。但是，要鉴别重离子时，问题就变得复杂了。因为邻近离子的能量损失的差别不是很大，并且，离子的有效电荷数不一定等于原子序数。对这样一些离子的鉴别就要一些有别于轻离子鉴别的方法。

在高能物理实验中，情况更为复杂。一束高能入射粒子打到靶上，往往产生大量的各种各样的粒子，而我们希望研究的事例则往往是其中很少的一部分，例如为了寻找反质子 $\bar{p}$ ，在斯坦福直线加速器中心（SLAC）的加速器上，用 2×10^{11} 个 18 GeV 的电子束轰击泡室中的氢靶，在出射角 1° ，立体角 $\Delta\Omega = 40 \mu\text{sr}$ 内，产生大量的 e^+ ， e^- ， π^+ ， π^- ，少量的 p ， K^+ ， K^- 和极少的 $\bar{p}$ 。要从大的干扰粒子中分辨出所希望的事例，当然是一件困难的事情。

解决这类问题的实验方法就是粒子鉴别技术。鉴别粒子的方法很多，下面我们分别加以介绍。

§ 8.1 ΔE , E 望远镜系统鉴别粒子

一、鉴别器运算公式

如果能够知道粒子在穿过薄探测器时的能量损失 $\Delta E/\Delta x$ 和在最终探测器中探测到剩余能量 E ，则可鉴别粒子。因为能量 E 、 $\Delta E/\Delta x$ 与粒子质量 M 、电荷 z 之间存在一定的关系。我们已经知道，粒子在物质中的电离能量损失率由贝蒂——勃洛奇（Beth—Bloch）公式近似描述：

$$-\frac{\Delta E}{\Delta x} = \frac{4\pi z^2 e^4 N Z}{m_0 v^2} \left[\ln \frac{2m_0 v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \frac{CK}{z} \right] \quad (8.1)$$

这里 m_0 是电子质量, z 是粒子电荷数, Z 是阻止物质的原子序数, I 是阻止物质的平均电离电位, N 是每立方厘米中阻止物质的原子数, $\beta = v/c$, v 为带电粒子速度, c 为光速。

$\frac{CK}{z}$ 是考虑了以下两个效应的总修正:

① 由于极化作用, 部分地屏蔽了带电粒子的作用电场, 使在较远范围的作用减弱而产生的效应;

② 带电粒子速度减低时能量不能传递给 K 层电子的效应。

由 (8.1) 式可以看出, 当粒子的能量较低时, 对数项随粒子能量 (或速度) 的变化非常慢, 可以忽略其变化; 后两项很小, 也可以忽略。因而有以下形式:

$$-\frac{\Delta E}{\Delta x} \propto z^2/v^2 \quad (8.2)$$

而 $v = 2E/M$, E 为粒子动能, M 为粒子质量。 (8.2) 式变为

$$-\frac{\Delta E}{\Delta x} \propto Mz^2/E \quad (8.3)$$

也即

$$E \cdot \frac{\Delta E}{\Delta x} \propto Mz^2 \quad (8.4)$$

上式也经常表示成以下形式, 即

$$\Delta E \cdot E \propto Mz^2 \Delta x \quad (8.5)$$

其中 ΔE 为粒子在厚度为 Δx 的探测器中损失的能量。

当入射粒子是重离子时, 以上公式中的 z 都应换成 q_{eff} , 因为重离子的电荷数往往并不正好等于它的原子序数。当完全电离时, $q_{eff} = z$ 。基于 (8.2) — (8.5) 式的望远镜系统鉴别器只适用于较低能量时的粒子鉴别, 即为图 (8.1) 电离曲线上的 BC 段。 AB 段不能用贝蒂公式描述, CD 段及更高能量时, 不能忽略对数项及以后各项的影响, 因而没有 (8.2) 式的近似关系。

如果用一薄探测器测量 ΔE , 用一厚探测器测量 E , 得到的两个信号输入到一适当的乘法线路, 将两探测器来的信号相乘, 则乘法器的输出信号正比于粒子的 Mz^2 值 (或更普遍地说, 正比于

Mq_{eff}^2 , 但以后我们都只写成 Mz^2), 而与粒子的能量无关, 另一方面, 两信号乘积的数值随粒子种类的不同而有明显的变化。假定对于质子, 这个乘积是 1, 则对于氦、氘、氚-3 和

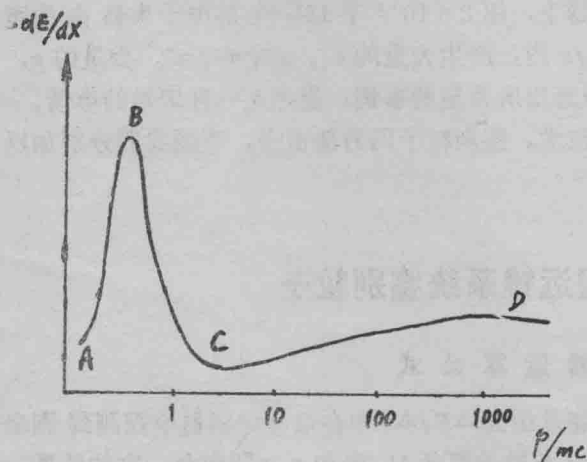


图 8.1 带电粒子的电离曲线

α 粒子, 这个乘积就分别等于 2、3、12 和 16, 这样, 我們很容易把不同的粒子鉴别出来。

用这个方法鉴别粒子, 需有两个修正: 第一, 当要分析的粒子有宽的动量范围和多种类型粒子时, 需要对 $\Delta E \cdot E$ 与能量无关的假设作出修正, 因为这个假设在大的能量范围内是不成立的。在 (8.2) 式中, 忽略了对数项的变化才得到 $\Delta E \cdot E$ 不随能量变化的结论。实际情况是鉴别器的输出信号是随能量而变化的; 而且这种变化也随粒子种类的不同而不同, 如图 (8.2) 虚线所示。为保持鉴别器输出信号为常数, 一般的方法是加一项正比于 ΔE 的项到原 $\Delta E \cdot E$ 上去, 从而对低能时的下跌作出修正。因为 ΔE 信号在低能时上升, 高能时变小, 所以选择一个合适的因子 E_0 (E_0 是可调节的), 产生 $E_0 \cdot \Delta E$ 信号, 如图 [8.3(b)] 所示, 把这曲线加到原 $\Delta E \cdot E$ (如图 8.3(a)) 的曲线上, 使得鉴别器输出信号 $(E + E_0) \Delta E$ 保持不随能量而变化。这也对低离子速度时的 q_{eff} 的变化提供一定的补偿。第二, 我们假设了 ΔE 探测器吸收的能量为粒子总能量的极小的一部分。实际上, 这在宽的粒子能量范围和多种类粒子时并非如此, 而有可能某些粒子有相当大的一部分能量损失在 ΔE 探测器内。为鉴别粒子的目的, 对这一点也需要作出补偿。通常的做法是用 $(E + k\Delta E)$ 来代表粒子的

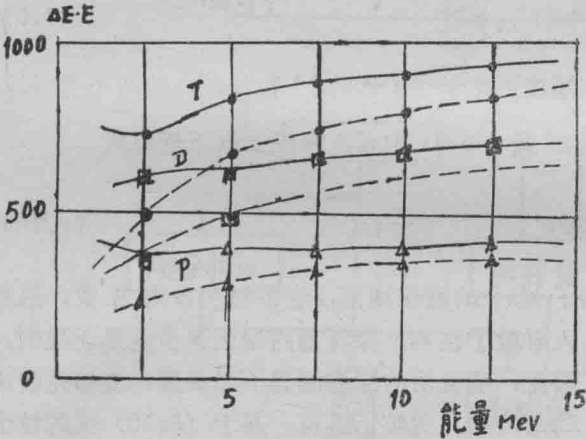


图 8.2 $\Delta E \cdot E$ 信号随粒子能量和粒子种类的变化

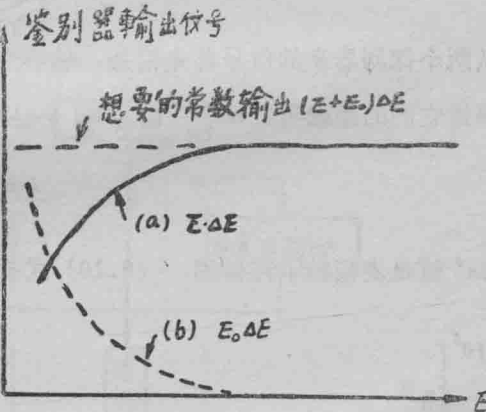


图 8.3 鉴别器的乘法型输出信号

能量, 这里 E 是从厚探测器来的信号, ΔE 是从薄探测器来的信号, k 是可调节的常数, 它的值在 1 和 0.5 之间。如果 $\Delta E \ll E$, 那么修正值 $k=0.5$ 。在乘法型鉴别器中使用的最后公式为:

$$(E + E_0 + k\Delta E) \Delta E \propto Mz^2 \Delta x \tag{8.6}$$

在实验上调节 k 和 E_0 , 通常总是调节到鉴别器输出作为能量的函数有最佳的常数值。

但是, 这种方法并不是最好的补偿办法, 在实验上带来调节参数的麻烦, 因而它的用途受到了限制。古尔丁等人提出另一种鉴别器, 这就是第二类鉴别器。这类鉴别器也是用一个 ΔE 探测器和一个 E 探测器, 但是对能量在 10—100 MeV 之间的粒子用能量—射程之间的经验关系式

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} = \frac{E^n}{a} \tag{8.7}$$

通过对入射到吸收体的粒子的路程增量积分，可得到粒子的射程与能量的关系：

$$R \approx a E^{1-n} = a E^b \quad (8.8)$$

对于质子 P 、 D 、 T 、 ${}^3\text{He}$ 和 α 粒子， n 近似为 -0.73 ；对于低速粒子， n 绝对值较小；重离子时， $n \approx -0.5$ 。射程 R 以毫克/厘米² 表示， E 以 MeV 表示；常数 a 取决于粒子的性质，与 M, z 有关， $a \approx 1/Mz^2$ 。对于轻离子， a 的数值列表于下：

表 8.1 不同轻离子的 a 值

离 子	${}^4\text{He}$	${}^3\text{He}$	T	D	P
a	0.295	0.354	1.42	1.91	3.22

如果一个离子在望远镜系统中的第一个探测器中（厚为 Δx ）损失能量 ΔE ，然后停止在第二个探测器中，消耗掉剩余能量 E ，那么很明显，有能量 $E + \Delta E$ 的粒子的射程比有能量 E 的同样粒子的射程长 Δx ，所以从 (8.8) 式可得：

$$\frac{\Delta x}{a} \propto [(E + \Delta E)^b - E^b] \quad (8.9)$$

从两个探测器来的信号首先相加，然后产生幅度正比于 $(E + \Delta E)^b$ 和 $(E)^b$ 的两个信号，根据它们的差就可计算 $\frac{\Delta x}{a}$ 值。 Δx 是已知的。又有 $a \approx 1/Mz^2$ ，所以有以下近似式

$$\frac{\Delta x}{a} \propto Mz^2 \quad (8.10)$$

Mz^2 值是表征粒子特性的。(8.10) 式提供了 Mz^2 的直接测量，它不包含自由常数，且对

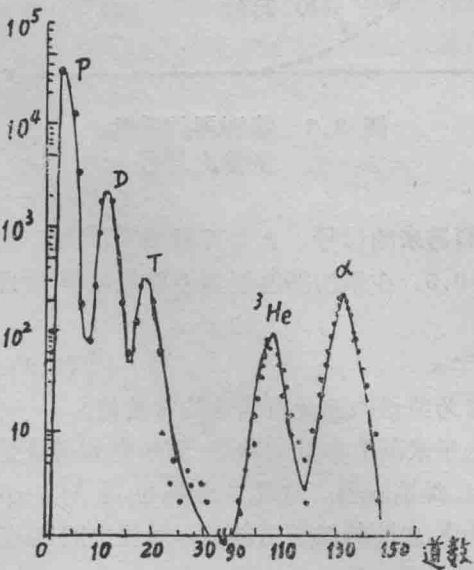


图 8.4 指数率鉴别谱

入射粒子在 ΔE 探测器内损失多少能量无限制。因此，所使用的薄探测器不必很薄，能够在较大的范围内实现粒子鉴别。基于 (8.10) 式的粒子鉴别方法一般比基于 (8.6) 式的鉴别方法更为有用。但它只适用于 $E > 10\text{MeV}$ 能区的粒子鉴别。图 (8.4) 是用这种鉴别器得到的鉴别谱，它是 40MeV 的质子轰击氧靶，产生的 $P\alpha$ 、 $P{}^3\text{He}$ 、 Pt 、 Pd 和 PP 反应。从鉴别谱上清楚地鉴别了这些粒子。而用前一种方法要想鉴别 ${}^3\text{He}$ 和 α 是很困难的，因为它们之间的能量损失率之差只有 25%。

这种方法还可以推广到较高能量的粒子，如可用来鉴别混于质子中的从 20MeV 到 1GeV 的能量范围的氘和氚，那怕含量不超过 1%，照常可以鉴别出来。所不同的是要用多个（如六个）透射探测器 (ΔE) 和一个最后全吸收探测器，

多个透射探测器提供沿着径迹的多次电离损失取样。

二 ΔE 、 E 探测器望远镜系统

用 ΔE 、 E 望远镜法实现粒子鉴别的具体方案很多，粒子的鉴别基本上依赖于提供能量损失信息的探测系统。图 8.5 是一种简单的 ΔE 、 E 望远镜系统和它的电子学方块图。探测器厚度这样选择：入射粒子穿过 ΔE 探测器，输出 ΔE 信号，然后粒子停止在后面的 E 探测器中。总能量信号由这两个信号相加而得到。从探测器来的信号被放大到合适的水平，以提供满意的振幅（即能量）和定时信号。振幅信号通过时间和能量的选择进入相加器产生一个总能量信号，它们也同时被送到一鉴别器电路，理想情况，它的输出信号与粒子的类型有关，而与粒子能量无关。这个鉴别作用可以用一特别提供的模拟计算单元来完成，或者用一数字计算机来完成，有时同时采用两者。在使用计算机处理每一事件时，一般要求几十到几百微

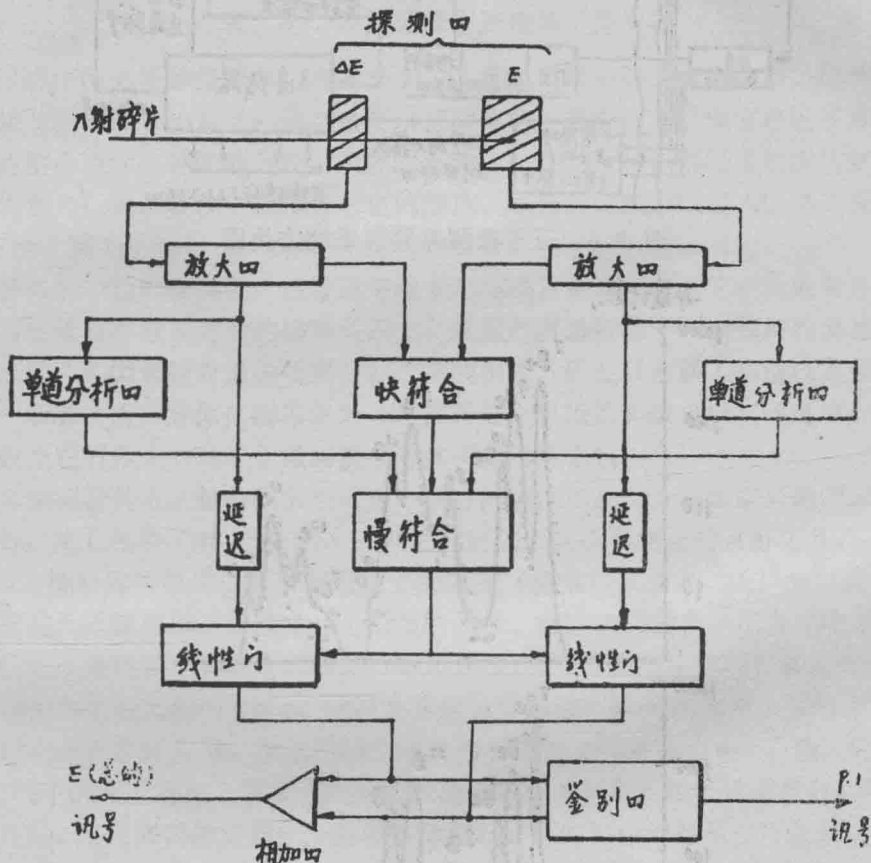


图 8.5 ΔE 、 E 鉴别系统方块图

秒，因此用计算机处理每一事件将严重地减少数据的采集率。如果感兴趣的粒子是在一通量很大的不感兴趣的粒子之中，并且感兴趣的粒子很少，那么这样严重的计数率限制是不允许的。利用模拟鉴别器则是方便的。它能在几个微秒内鉴别粒子。用模拟鉴别器选择感兴趣的粒子送到计算机处理。模拟鉴别器也可以不要计算机而单独使用。计算机的作用是在决定粒子类型以前能够使一个事例经过更严格的研究。模拟计数器利用线路技术来获得 $(E + E_0 +$

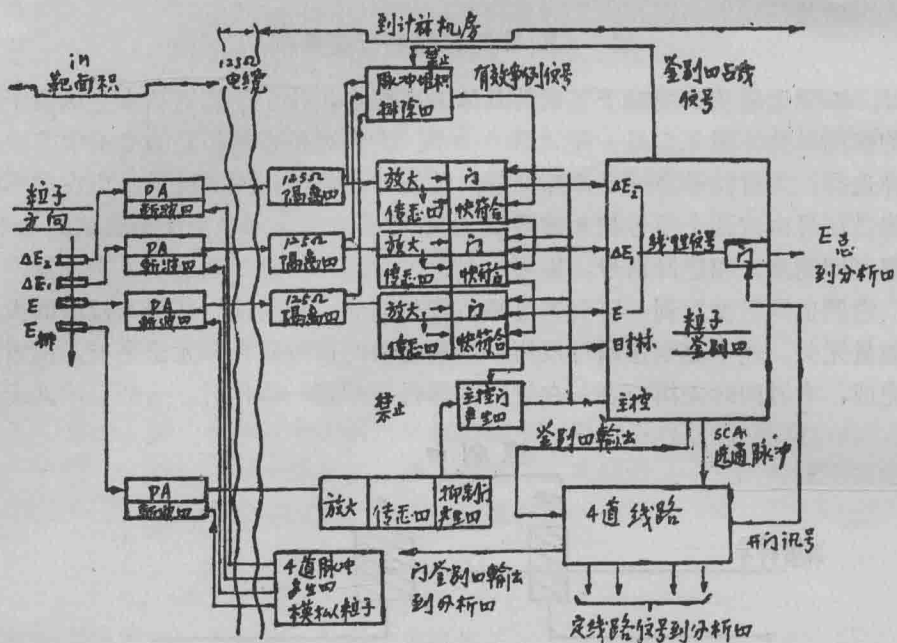


图 8.6 三重探测器鉴别系统方块图

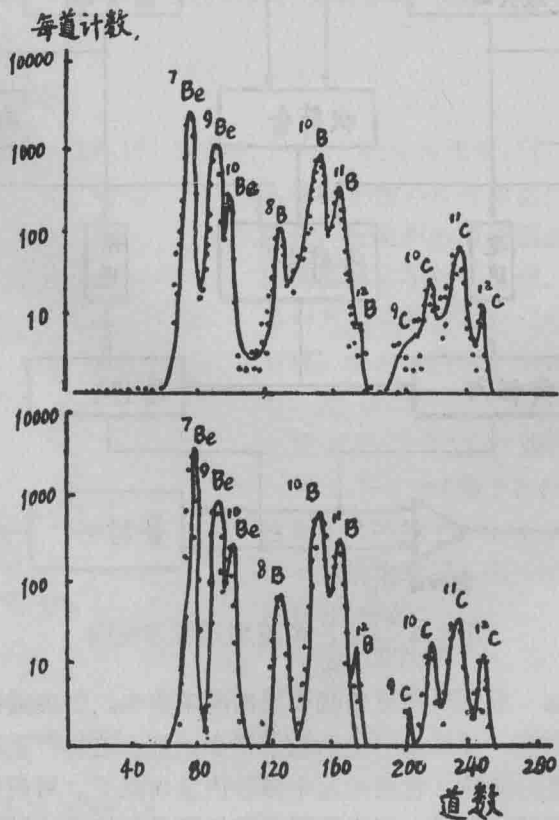


图 8.7 二探测器系统与三探测器系统鉴别谱比较

$+k\Delta E)\Delta E$ 的乘法运算或 $(E+\Delta E)^b - E^b$ 的运算, 以获得粒子的鉴别信号。

图 8.6 是一个复杂一些的鉴别系统, 这里两个 ΔE 探测器代替了以上单个 ΔE 探测器。在 E 探测器后面有一个 E 排除, 这是用来排除所有穿过 E 探测器的粒子的, 这可以把不想要的粒子 (例如, 从靶弹性散射来的长射程入射粒子) 排除掉一个很高的比例。否则它们可能产生虚假的鉴别信号。两个 ΔE 探测器的应用就允许对每一粒子同时有两个鉴别, 将它们进行比较就可以排除掉在一个薄 ΔE 探测器中能量损失过大或过小的事例。当所需的产物的产额低, 而同时存在几率较大的反应所产生的其它许多粒子时, 这类鉴别器是特别有用的。由图 8.7 说明单个 ΔE 和两个 ΔE 探测系统的不同效能。后者叫做三重探测器鉴别系统 (ΔE_1 , ΔE_2 和 E)。图中清楚地表明, 三重符合鉴别器比二重符合鉴别器系统有好得多的同位素分辨。

三、 ΔE , E 望远镜中所使用的探测器

在望远镜中所使用的探测器, 有几个要求, 首先要求有好的能量分辨。因为分辨粒子的 Mz^2 值直接与信噪比大小有关; 第二是要求探测器和入射窗的死层厚度趋近于零; 第三, 要求探测器的整个表面有好的均匀性, 厚度的不均匀, 将导致 ΔE 信号与位置的复杂变化而引起差的鉴别能力; 最后要求探测器有一定的厚度, 根据所测粒子的类型, ΔE 探测器大约从 $0.1\text{mg}/\text{cm}^2$ 到 $1\text{g}/\text{cm}^2$ 。 E 探测器的厚度根据所测粒子的射程来决定。

望远镜系统中用的探测器, 在早期实验中用闪烁计数器, 但是它们的能量分辨差, 输出信号大小与被吸收的能量之间的线性关系差, 这就严重地限制了闪烁探测器望远镜的鉴别能力。并且薄的 ΔE 闪烁膜对光的收集存在严重的困难。因此目前除了高能以及裂变实验中还应用外, 一般都使用半导体探测器作为 ΔE 探测器。早期的实验也用气体电离计数器作 ΔE 测量, 因为它有较大的统计误差而被半导体探测器所取代。

半导体探测器具有优越的能量分辨率, 良好的线性以及在大多数感兴趣的厚度范围内相当容易制备, 使它提供了对 $z=1$ 到 $z=10$ 之间的邻近同位素测量的良好工具。

ΔE 和 E 探测器的厚度由所要测的粒子的射程 (能量) 来决定。选择的厚度要使所有感兴趣的粒子进入 E 探测器, 并产生一个适当的信号。在这类实验中, 相当厚的 E 探测器是必要的。图 8.8(a) 是轻粒子在硅中的能量—射程曲线。由图可知如果我们鉴别 50MeV 的 α 粒子, 它在硅中的射程大约为 2mm , 这时 E 探测器应该用 $\sim 3\text{mm}$ 的厚度。厚的 E 探测器可用面垒型或硅—锂漂移探测器, 但这两种探测器的厚度都被限制在 5mm 以内, 它大致对应于 30MeV 以下的质子射程。当需要更厚的探测器以满足长射程粒子的要求时, 可以用多个 E 探测器迭加, 或用高纯锗或锗—锂漂移探测器。后两种探测器现在可做到大约 1.5cm 厚 ($\sim 80\text{g}/\text{cm}^2$)。它们的缺点是要在低温下运行 ($\sim 77^\circ\text{K}$), 这种冷却的探测器要求很清洁的真空, 因此产生了冷却装置的入射窗问题。

ΔE 探测器的厚度与 E 探测器相比应该薄得多, 如上述提到的对 50MeV 的 α 粒子的测量, ΔE 探测器大约用 $200\mu\text{m}$ 。实际的选择还要考虑所测量的射程最小的粒子。非常薄的 ΔE 探测器由面垒型或注入结探测器提供。

值得注意的是, 所有探测器都应该是耗尽的, 即在它们整个厚度上是灵敏的。无论在探测器 ΔE 、 E 的哪个表面上的死层, 对所探测的粒子能量来说, 它的厚度应该是可被忽略