

谱仪放大器参数对脉冲形状分析法 鉴别轻带电粒子的影响

王金川 郝鸿飞 郭忠言 詹文龙 诸永泰
周建群 刘冠华 苏弘

(中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

摘 要

我们利用脉冲形状分析法, 通过 CsI(Tl) 闪烁体加光二极管读出探测器对 $^{12}\text{C}(46.7\text{MeV/u}) + ^{58}\text{Ni}$ 反应中出射的轻带电粒子进行了鉴别. 实验中发现放大器成形时间常数的选取对轻带电粒子鉴别的结果有明显影响. 本文基于信号转移函数的 Laplace 变换方法, 对这个问题进行了计算和分析, 成功地解释了所遇到的实验现象.

一、引 言

由于平均场相互作用与核子-核子相互作用的共同影响, 中能区重离子核反应存在着复杂的反应机制. 在众多的反应出射产物中, 轻带电粒子发射是一个很重要的方面. 由于轻带电粒子可能来自平衡体系蒸发、预平衡发射、弹核碎裂等, 因此它可作为研究反应机制的一个探针^[1]. 目前通过闪烁体探测器利用脉冲形状分析法鉴别轻带电粒子, 已成为中能区重离子的一种重要的探测方法^[2,3]. 我们将这种方法应用于 $46.7\text{MeV/u } ^{12}\text{C}$ 轰击实验中, 对轻带电粒子得到了较好的鉴别. 在实验中, 发现放大器的成形时间常数的选取对轻带电粒子鉴别的结果有明显影响, 本文首先利用信号转移函数的 Laplace 变换方法对这个问题进行了计算与分析, 成功地解释了实验中所遇到的现象. 然后讨论了用 Laplace 变换方法分析重离子实验核物理研究中电子学系统参数选择的必要性.

二、原理与实验结果及现象

带电粒子进入闪烁体内, 使原子或分子激发与电离. 受激的原子或分子在退激发时, 发射的光子数是随时间变化的. 假设带电粒子在闪烁体中形成的平均电离密度为 ρ , 则单位时间内产生的光子数

$$N(t) = \frac{N_f(\rho)}{\tau_f} e^{-\frac{t}{\tau_f}} + \frac{N_s(\rho)}{\tau_s} e^{-\frac{t}{\tau_s}}, \quad (1)$$

式中, $N_f(\rho)$ 、 $N_s(\rho)$ 为一次闪光中快、慢成份所包含的光子数, τ_f 、 τ_s 为快、慢成份的衰减时间。对于无机闪烁体, τ_f 是 ρ 的函数, 与入射粒子种类有关, 而 τ_s 与 ρ 无关; 对有机闪烁体, τ_f 与 ρ 无关, 而 τ_s 则与 ρ 有关。因此可以利用闪烁体中发光持续时间不同的快、慢衰减成份与带电粒子激发的平均电离密度有关的特点, 达到鉴别不同带电粒子的目的。

闪烁体探测器的读出方式有两种。一种采用光电倍增管读出, 另一种采用光二极管读出。对于用光电倍增管读出的探测器, 一次闪烁在打拿极上形成的电流信号

$$I(t) = D_{\text{PMT}} \left[\frac{N_f(\rho)}{\tau_f} e^{-\frac{t}{\tau_f}} + \frac{N_s(\rho)}{\tau_s} e^{-\frac{t}{\tau_s}} \right], \quad (2)$$

其中 D_{PMT} 为一常数, 与光电倍增管的光电转换效率及电子倍增系数有关。在实验中利用两种持续时间不同的快、慢门分别对电流 $I(t)$ 积分, 二者关联后可以得到轻带电粒子的鉴别结果^[4]。

对于用光二极管读出的探测器, 由于电流信号经前置放大器积分后才向后传输, 故不能采用上述方法。设前置放大器的积分电容为 C_f , 将电流信号积分后得:

$$V_{\text{PA}}(t) = \frac{D_{\text{PD}}}{C_f} \left[N_f(\rho) (1 - e^{-\frac{t}{\tau_f}}) + N_s(\rho) (1 - e^{-\frac{t}{\tau_s}}) \right]. \quad (3)$$

式中, D_{PD} 为光二极管的光电转换常数。对于不同的人射带电粒子, 电压信号的上升时间和幅值会有所不同, 再次微分后所得到的双极电压信号过零点对应于原单极电压信号的上升时间, 这样不同的带电粒子过零点也会有所不同。因此可以利用不同带电粒子的单极信号幅度以及双极信号过零点的差别来鉴别它们。图 1 为我们采用 CsI(Tl) 闪烁体加光二极管读出探测器测量 $^{12}\text{C}(46.7\text{MeV/u}) + ^{58}\text{Ni}$ 实验的出射轻带电粒子的电子学框图。

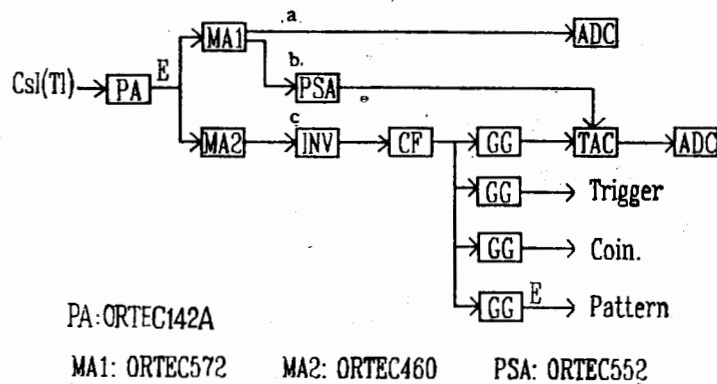


图 1 测量轻带电粒子的电子学框图

其中, **a** 路为经放大器滤波成形后输出的单极电压信号, 此信号被送入脉冲幅度分析器进行幅度分析。 **b** 路为滤波成形后输出的双极电压信号, 将此信号送入脉冲形状分析器中得到过零点 t_{0B} 。快定时信号 t_{0A} 由 **c** 路得到。由 t_{0A} 、 t_{0B} 就可以得到信号的过零时间。

在实验中发现放大器的成形时间常数 τ 的选取对实验结果有明显影响。当取 $\tau \sim 3 \mu\text{s}$ 时, 粒子鉴别能力很差; 当 τ 增大时, 结果会有所改善; 当 $\tau \sim 6 \mu\text{s}$ 时, 获得了很好的粒子分辨。图 2 为 τ 等于 $6 \mu\text{s}$ 时的鉴别结果。由图 2 可见, p、d、t、 ^3He 、 α 等轻带电粒子可被清楚地鉴别。

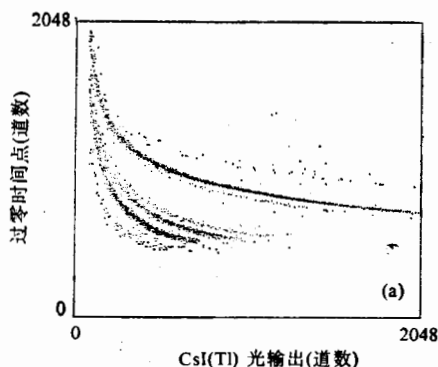


图 2(a) 过零时间与光输出的关联散布图

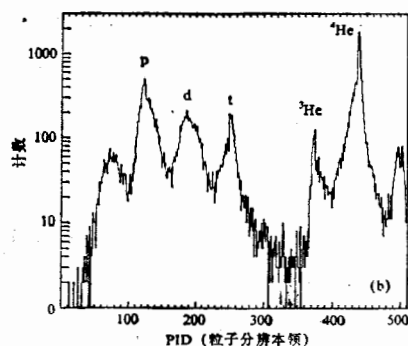


图 2(b) 轻带电粒子同位素分布图

三、理论计算与结果分析

Laplace 变换是电路网络分析中的一种重要方法^[5,6], 它可以用来分析系统的时域响应和参数之间的关系。下面就利用这种方法处理图 1 所含的电路网络。

1. 探测器系统

对于 CsI(Tl) 闪烁体加光二极管读出的探测器系统, 电流信号为:

$$I(t) = D_{\text{PD}} N_f(\rho) \left[\frac{e^{-\frac{t}{\tau_f}}}{\tau_f} + \beta(\rho) \frac{e^{-\frac{t}{\tau_s}}}{\tau_s} \right], \quad (4)$$

其中 $\beta(\rho) = N_s(\rho)/N_f(\rho)$, 为一次闪光中慢、快衰减成份所包含的光子数之比。(4)式经 Laplace 变换后

$$I(s) = D_{\text{PD}} N_f(\rho) \left[\frac{1}{\tau_f \left(s + \frac{1}{\tau_f} \right)} + \frac{\beta(\rho)}{\tau_s \left(s + \frac{1}{\tau_s} \right)} \right]. \quad (5)$$

2. 电子学网络(前置放大器+谱仪放大器)

前置放大器的转移函数为 $H_{\text{PA}}(s) = \frac{1}{C_f s}$, 谱仪放大器的转移函数由几部分构成, 令 $H_1(s)$ 为放大器成形滤波电路中极零相消微分电路的转移函数, $H_2(s)$ 代表滤波电路中积分电路的转移函数, 则对应于单极电压信号输出的放大器转移函数

$$H_{\text{MA}}(s) = H_1(s)H_2(s). \quad (6)$$

由于双极电压信号是在单极电压信号的基础上再次微分而成的, 此级微分电路的转移函数用 $H_3(s)$ 表示, 则对应于双极电压信号输出的放大器转移函数

$$H'_{MA}(s) = H_1(s)H_2(s)H_3(s). \quad (7)$$

式中

$$H_1(s) = \frac{s + \frac{1}{\tau_1}}{s + \frac{1}{2}}, \quad H_2(s) = \frac{1}{\left(s + \frac{3}{\tau_3}\right) \left[s + \frac{(1-kj)}{\tau_3}\right] \left[s + \frac{(1+kj)}{\tau_3}\right]},$$

$$H_3(s) = \frac{s}{s + \frac{1}{\tau_4}}. \quad (8)$$

滤波电路中 $\tau_2 = \tau_3 = \tau_4 = \tau$, τ_1 在调节时取成 τ_0 , $\tau_0 = 500 \mu s^{[7]}$, 为前置放大器的衰减时间常数, $k = 0.8^{[8]}$.

故对 a 路, 转移函数:

$$H_a(s) = H_{PA}(s)H'_{MA}(s)$$

$$= \frac{s + \frac{1}{\tau_0}}{C_f s \left(s + \frac{1}{\tau}\right) \left(s + \frac{3}{\tau}\right) \left[s + \frac{(1-kj)}{\tau}\right] \left[s + \frac{(1+kj)}{\tau}\right]}. \quad (9)$$

对 b 路, 转移函数:

$$H_b(s) = H_{PA}(s)H'_{MA}(s)$$

$$= \frac{s + \frac{1}{\tau_0}}{C_f \left(s + \frac{1}{\tau}\right)^2 \left(s + \frac{3}{\tau}\right) \left[s + \frac{(1-kj)}{\tau}\right] \left[s + \frac{(1+kj)}{\tau}\right]}. \quad (10)$$

a 路单极电压信号输出

$$V_{out}(s) = I(s)H_a(s), \quad (11)$$

即

$$V_{out}(s) = \left[\frac{1}{\tau_f \left(s + \frac{1}{\tau_f}\right)} + \frac{\beta(\rho)}{\tau_i \left(s + \frac{1}{\tau_i}\right)} \right]$$

$$\cdot \frac{D_{PD} N_f(\rho) \left(s + \frac{1}{\tau_0}\right)}{C_f s \left(s + \frac{1}{\tau}\right) \left(s + \frac{3}{\tau}\right) \left[s + \frac{(1-kj)}{\tau}\right] \left[s + \frac{(1+kj)}{\tau}\right]}. \quad (12)$$

b 路双极电压信号输出

$$V_{out}(s) = I(s)H_b(s), \quad (13)$$

即

$$V_{\text{dout}}(s) = \left[\frac{1}{\tau_f \left(s + \frac{1}{\tau_f} \right)} + \frac{\beta(\rho)}{\tau_s \left(s + \frac{1}{\tau_s} \right)} \right] \cdot \frac{D_{\text{PD}} N_f(\rho) \left(s + \frac{1}{\tau_0} \right)}{C_f \left(s + \frac{1}{\tau} \right)^2 \left(s + \frac{3}{\tau} \right) \left[s + \frac{(1-kj)}{\tau} \right] \left[s + \frac{(1+kj)}{\tau} \right]} \quad (14)$$

对(12)、(14)式 Laplace 逆变换, 得到单极电压信号 $V_{\text{sout}}(t)$ 和双极信号 $V_{\text{dout}}(t)$, 其中:

$$V_{\text{sout}}(t) = A'(\rho) V'_{\text{sout}}(t), \quad V_{\text{dout}}(t) = A'(\rho) V'_{\text{dout}}(t). \quad (15)$$

式中 $A'(\rho) = D_{\text{PD}} N_f(\rho) / C_f$, 当平均电离密度给定时为一有量纲的常数, 其单位与电压单位同。 $V'_{\text{sout}}(t)$ 及 $V'_{\text{dout}}(t)$ 分别是一个正比于单极和双极电压信号的无量纲的纯参量, 用它们可以表征原输出单极和双极电压信号的变化情况, 它们分别为:

$$V'_{\text{sout}}(t) = \frac{\chi_{sf}(t)}{\tau_f} + \frac{\beta(\rho)\chi_{ss}(t)}{\tau_s}, \quad (16)$$

$$V'_{\text{dout}}(t) = \frac{\chi_{df}(t)}{\tau_f} + \frac{\beta(\rho)\chi_{ds}(t)}{\tau_s}. \quad (17)$$

而

$$\begin{aligned} \chi_{si}(t) = & K_{s0}(\tau_i, \tau_0, \tau) + K_{s1}(\tau_i, \tau_0, \tau) e^{-\frac{t}{\tau_i}} + K_{s2}(\tau_i, \tau_0, \tau) e^{-\frac{3t}{\tau}} \\ & + K_{s3}(\tau_i, \tau_0, \tau) e^{-\frac{t}{\tau}} + K_{s4}(\tau_i, \tau_0, \tau) e^{-\frac{t}{\tau}} \cos\left(\frac{kt}{\tau}\right) \\ & - K_{s5}(\tau_i, \tau_0, \tau) e^{-\frac{t}{\tau}} \sin\left(\frac{kt}{\tau}\right), \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \chi_{di}(t) = & K_{d1}(\tau_i, \tau_0, \tau) e^{-\frac{t}{\tau_i}} + K_{d2}(\tau_i, \tau_0, \tau) e^{-\frac{3t}{\tau}} - K_{d3}(\tau_i, \tau_0, \tau) e^{-\frac{t}{\tau}} \\ & + K_{d4}(\tau_i, \tau_0, \tau) e^{-\frac{t}{\tau}} + K_{d5}(\tau_i, \tau_0, \tau) e^{-\frac{t}{\tau}} \cos\left(\frac{kt}{\tau}\right) \\ & + K_{d6}(\tau_i, \tau_0, \tau) e^{-\frac{t}{\tau}} \sin\left(\frac{kt}{\tau}\right). \end{aligned} \quad (19)$$

式中 $i = f, s$, 分别代表快、慢两种衰减成分(下同)。 $K_{sj}, K_{dj} (j = 0, 1, 2, \dots)$ 是与 $\tau_i, \tau_f, \tau_0, \tau$ 等有关的常数, 它们分别为:

$$K_{s0}(\tau_i, \tau_0, \tau) = \frac{\tau_i \tau^4}{3(1+k^2)\tau_0}, \quad (20)$$

$$K_{s1}(\tau_i, \tau_0, \tau) = \frac{\tau_i^4 (\tau_0 - \tau_i)}{\tau_0 (\tau - \tau_i) (\tau - 3\tau_i) [(\tau - \tau_i)^2 + k^2 \tau_i^2]}, \quad (21)$$

$$K_{s2}(\tau_i, \tau_0, \tau) = \frac{\tau_i \tau^4 (\tau^2 + 2\tau\tau_i - 3\tau\tau_0)}{6(k^2 + 4)\tau_0 (\tau - \tau_i) (\tau - 3\tau_i)}, \quad (22)$$

$$K_{s3}(\tau_i, \tau_0, \tau) = \frac{\tau^4 \tau_i (\tau_0 - \tau)}{2k^2 \tau_0 (\tau - \tau_i)}, \quad (23)$$

$$\begin{aligned}
K_{d1}(\tau_i, \tau_0, \tau) = & \tau_i \tau^4 [(\dot{k}^2 + 2)\tau^4 + (3\dot{k}^2 + 14)\tau^2 \tau_i^2 - 2(2\dot{k}^2 + 5)\tau^3 \tau_i \\
& - 6\tau \tau_i^3 + 3(\dot{k}^2 + 1)(\dot{k}^2 + 2)\tau_0 \tau_i^3 - 2(\dot{k}^2 + 1)\tau^3 \tau_0 \\
& - 2(\dot{k}^2 + 1)(2\dot{k}^2 + 7)\tau_0 \tau_i^2 \tau + (\dot{k}^2 + 1)(\dot{k}^2 + 10)\tau_0 \tau_i \tau^2] \\
& / \{ \dot{k}^2(\dot{k}^2 + 4)(\dot{k}^2 + 1)\tau_0(\tau - \tau_i)(\tau - 3\tau_i)[(\tau - \tau_i)^2 + \dot{k}^2 \tau_i^2] \},
\end{aligned} \tag{24}$$

$$\begin{aligned}
K_{d5}(\tau_i, \tau_0, \tau) = & [\dot{k}^2 \tau^8 \tau_i + (-3\dot{k}^5 + 6\dot{k}^4 - 8\dot{k}^3 + 9\dot{k}^2 - 5\dot{k} + 3)\tau^4 \tau_i^5 \\
& - (7\dot{k}^2 + 1)\tau^7 \tau_i^2 + (\dot{k}^5 - 5\dot{k}^4 + 7\dot{k}^3 - 18\dot{k}^2 + 6\dot{k} - 7)\tau^5 \tau_i^4 \\
& + (\dot{k}^4 - \dot{k}^3 + 17\dot{k}^2 - \dot{k} + 5)\tau^6 \tau_i^3 \\
& + (3\dot{k}^5 - 3\dot{k}^4 + 8\dot{k}^3 - 6\dot{k}^2 + 5\dot{k} - 3)\tau^4 \tau_i^2 \tau_0 \\
& - (\dot{k}^5 - \dot{k}^4 + 7\dot{k}^3 - 8\dot{k}^2 + 6\dot{k} - 7)\tau^5 \tau_i^3 \tau_0 \\
& + (\dot{k}^2 + 1)(\dot{k} - 5)\tau^6 \tau_i^2 \tau_0 - (\dot{k}^2 + 1)\tau^7 \tau_i \tau_0] \\
& / \{ \dot{k}^2(\dot{k}^2 + 4)(\dot{k}^2 + 1)\tau_0(\tau - \tau_i)(\tau - 3\tau_i)[\dot{k}^2 \tau_i^2 + (\tau - \tau_i)^2] \},
\end{aligned} \tag{25}$$

$$K_{d1}(\tau_i, \tau_0, \tau) = \frac{\tau_i^4 \tau^5 (\tau_0 - \tau_i)}{\tau_0(\tau - \tau_i)^2(\tau - 3\tau_i)[(\dot{k}^2 + 1)\tau^2 \tau_i^2 + \tau^4 - 2\tau^2 \tau_i]}, \tag{26}$$

$$K_{d2}(\tau_i, \tau_0, \tau) = \frac{\tau_i \tau^4 (\tau - 3\tau_0)}{4(\dot{k}^2 + 4)\tau_0(\tau - 3\tau_i)}, \tag{27}$$

$$K_{d3}(\tau_i, \tau_0, \tau) = \frac{10\tau^5 \tau_i^2 \tau_0 + \tau^7 \tau_i - 2\tau^6 \tau_i^2 - 3\tau^6 \tau_i \tau_0 - 3\tau^4 \tau_i^3 \tau_0}{4\dot{k}^2 \tau_0(\tau - 3\tau_i)(\tau - \tau_i)^2}, \tag{28}$$

$$K_{d4}(\tau_i, \tau_0, \tau) = \frac{\tau^3(3\tau_i^2 \tau^2 + \tau_0 \tau_i \tau^2 - \tau_i \tau^3 - 3\tau_0 \tau_i \tau^2)}{2\dot{k}^2 \tau_0 \tau(\tau - 3\tau_i)(\tau_i - \tau)}, \tag{29}$$

$$\begin{aligned}
K_{d5}(\tau_i, \tau_0, \tau) = & [(-2\dot{k}^4 + 2\dot{k}^2 - 4)\tau^7 \tau_i^2 - 2\dot{k}^2 \tau_i^2 \tau + 2\dot{k}^2 \tau^8 \tau_i^2 \\
& + (6\dot{k}^4 + 13\dot{k}^2 + 4)\tau^5 \tau_i^4 \tau_0 + (7\dot{k}^2 + 4)\tau^7 \tau_i^2 \tau_0 \\
& - (17\dot{k}^2 + 8)\tau^6 \tau_i^3 \tau_0 + (\dot{k}^2 - 4)\tau^5 \tau_i^5 \\
& + (-2\dot{k}^4 - 2\dot{k}^2 + 8)\tau^6 \tau_i^4 - 3\dot{k}^2(\dot{k}^2 + 1)\tau^4 \tau_i^3 \tau_0] \\
& / \{ \dot{k}^2(\dot{k}^2 + 4)\tau_0(\tau - 3\tau_i)(\tau - \tau_i)^2[\dot{k}^2 \tau_i^2 + (\tau - \tau_i)^2] \},
\end{aligned} \tag{30}$$

$$\begin{aligned}
K_{d6}(\tau_i, \tau_0, \tau) = & [6\dot{k}(\dot{k}^4 - \dot{k}^2 - 24)\tau^7 \tau_i^3 + \dot{k}(7\dot{k}^2 + 20)\tau^6 \tau_i^4 \\
& + (\dot{k}^3 + 2\dot{k} - 6)\tau^6 \tau_i^3 \tau_0 - \dot{k}(11\dot{k}^2 + 20)\tau^5 \tau_i^4 \tau_0 \\
& + 6\dot{k}(\dot{k}^2 + 1)\tau^4 \tau_i^5 \tau_0 - 2\dot{k}\tau^9 \tau_i + \dot{k}(\dot{k}^2 + 6)\tau^8 \tau_i^2 \\
& - \dot{k}(\dot{k}^2 - 2)\tau^8 \tau_i \tau_0 - 6\dot{k}\tau^7 \tau_i^2 \tau_0 + 6\dot{k}\tau^8 \tau_i^2 \\
& + 3\dot{k}(\dot{k}^2 - 2)\tau^7 \tau_i^2 \tau_0] \\
& / \{ \dot{k}^4(\dot{k}^2 + 4)\tau_0(\tau - \tau_i)^2(\tau - 3\tau_i)[\dot{k}^2 \tau_i^2 + (\tau - \tau_i)^2] \}.
\end{aligned} \tag{31}$$

表1 CsI(Tl) 闪烁体的一些参量表

闪烁体	β	质 子		α 粒子	
		τ_f	τ_s	τ_f	τ_s
CsI(Tl)	2.0	0.6 μ s	7 μ s	0.43 μ s	7 μ s

图3(a)、图4(a)分别给出了 $V'_{\text{out}}(t)$ 和 $V'_{\text{out}}(t)$ 随时间变化的示意图。给定不同的

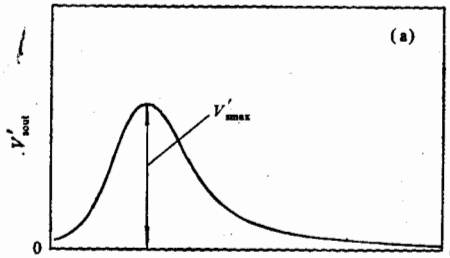


图 3(a) 轻带电粒子 $V'_{out}(t)$ 随时间变化的示意图

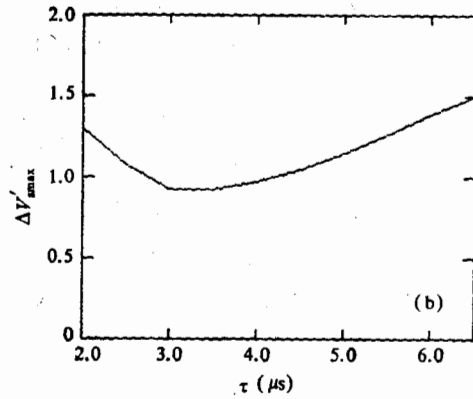


图 3(b) $\Delta V'_{s,max}$ (质子、 α 粒子)与放大器成形时间常数的关系

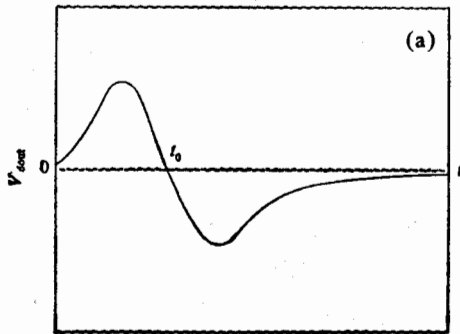


图 4(a) 轻带电粒子 $V'_{out}(t)$ 随时间变化的示意图

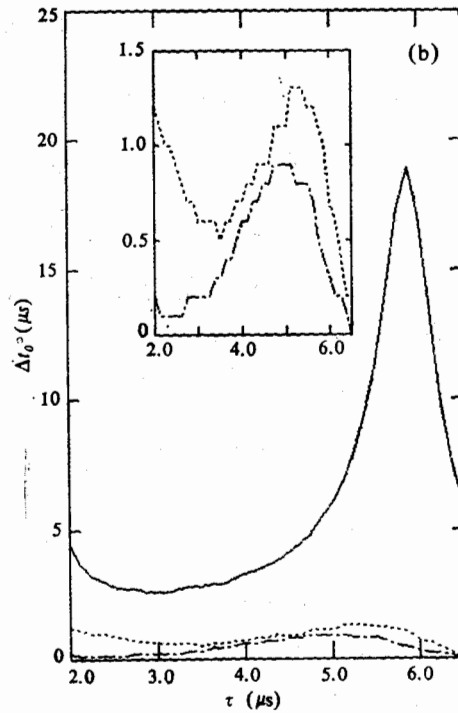


图 4(b) Δt_0 (质子、 α 粒子)与放大器成形时间常数的关系

(实线: 无漂移时的计算结果;

点线: 漂移量 $(\delta = \frac{1}{5000}(V'_{out})_{max})$ 时的计算结果;

点划线: 漂移量 $(\delta = \frac{1}{100}(V'_{out})_{max})$ 时的计算结果)

成形时间常数 τ , 利用表 1 的参数, 根据 (16) 式分别计算质子、 α 粒子的 $V'_{out}(t)$, 即 $(V'_{out}(t))_p$ 和 $(V'_{out}(t))_\alpha$, 得到它们各自对应的最大值 $(V'_{s,max})_p$ 、 $(V'_{s,max})_\alpha$, 将二者相减,

$\Delta V'_{smax} = (V'_{smax})_p - (V'_{smax})_\alpha$, $\Delta V'_{smax}$ 随 τ 的变化如图 3(b) 所示。同理, 设定不同的成形时间常数 τ , 将表 1 的参数代入(17)式, 分别计算质子、 α 粒子的 $V'_{dout}(t)$, 即 $(V'_{dout}(t))_p$ 和 $(V'_{dout}(t))_\alpha$, 得到它们各自所对应的过零时间点 $(t_0)_p$ 、 $(t_0)_\alpha$, 二者相减, 即得 Δt_0 。图 4(b) 的实线所示即为 Δt_0 随 τ 的变化曲线。从图 3(b) 和图 4(b), 可以看出放大器成形时间常数对粒子鉴别结果的影响。

当 τ 等于 $3\mu s$ 左右时, $\Delta V'_{smax}$ 、 Δt_0 基本上都是最小值, 表现在图 2(a) 中两种粒子对应的双曲线带分开程度最小; 当 τ 逐渐增大时, $\Delta V'_{smax}$ 、 Δt_0 都有所增加, 这表明两种粒子的差别逐渐增大; 当 τ 大约等于 $6\mu s$ 时, Δt_0 达到了最大, $\Delta V'_{smax}$ 也相对来说达到了较大值, 故此时它们的差别达到了最大。表现在图 2(a) 上则为此时这两种粒子的双曲线带分开的程度最大。当成形时间常数 τ 大于 $6\mu s$ 时, Δt_0 开始逐渐下降, 虽然 $\Delta V'_{smax}$ 随 τ 的增加而逐渐增大, 但由于过零时间之差 Δt_0 这个因素起决定性作用, 故这两种粒子的差别逐渐减小, 粒子的分辨能力逐渐下降。

对于其它轻带电粒子, 将它们对应的 τ_j 、 τ_i 等有关参量代入(16)、(17)式后, 作类似的处理, 并将它们与质子以及它们自己之间相互比较作出 $\Delta V'_{smax}$ 、 Δt_0 随 τ 的变化图, 也得到了类似的结论和变化趋势。

本文也计算了直流电平漂移对测量结果的影响。

如图 4(b) 所示, 我们给出了漂移量较小 ($\delta = \frac{1}{5000} (V'_{dout})_{max}$) 和漂移量较大 ($\delta = \frac{1}{100} (V'_{dout})_{max}$) 时的两种粒子的过零时间差与成形时间常数的关系。从图中可以看出, 当直流电平漂移时, Δt_0 比没有漂移时小。这说明当有漂移时, 两种粒子的差别进一步减小, 粒子的分辨能力也相应地有所下降。随着漂移量的增大, 下降的幅度更大。图 4(b) 还显示出, 无论有无漂移, 两种粒子的过零时间差都在成形时间常数较大时成峰(有漂移时, 峰位稍有前移), 这与我们在实验中取成形时间较大时, 测量结果较好的情况相一致。

综上所述, 实验中的现象得到了完满的解释。

四、结 论

在 $^{12}C(46.7MeV/u) + ^{58}Ni$ 的实验中, 发现谱仪放大器的成形时间常数的选取对出射的轻带电粒子产物的鉴别结果有很大的影响, 当取某一最佳成形时间常数 τ_{opt} 时, 可以达到最好的粒子分辨。本文利用 Laplace 变换方法分析了实验中脉冲形状分析法鉴别轻带电粒子的网络系统, 从理论上解释了放大器成形时间常数对粒子分辨的影响, 利用这种方法可以在实验前找出系统配置的最佳成形时间常数 τ_{opt} , 减少仪器参数调整的盲目性, 节省时间, 提高实验效率, 同时为以后研制与这种探测器相配套的专用电子线路模块提供了理论上的指导。

作者感谢王晓秋、徐珊珊、冯军、赵有雄等同志的热情帮助。

参 考 文 献

- [1] T.C.Awes et al., *Phys. Rev.*, **C24** (1981), 89.

- [2] P. Kreutz, Z.Y. Guo et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, **A260** (1987), 120.
[3] G. Prete et al., *IEEE Tran. Nucl. Sci.*, NS-34(1987), 423.
[4] 王高升等, 高能物理与核物理, **13**(1989), 441.
[5] 王芝英等, 核电子技术原理, P75—100.
[6] 王经瑾等, 核电子学, 上册, P35—58.
[7] EG&G ORTEC, *Nuclear Instruments and Systems*, (1986—1987), 4—26.
[8] EG&G ORTEC, *Model 572 Spectroscopy Amplifier and Pile-Up Rejector Operating and Service Manual*, P3.

Effect of Spectroscopy Amplifier Parameter on Identification of Light Charged Particles by Pulse Shaping Analysis Method

WANG JINCHUAN XI HONGFEI GUO ZHONGYAN ZHAN WENLONG ZHU YONGTAI
ZHOU JIANQUN LIU GUANHUA SU HONG

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

ABSTRACT

The pulse shaping analysis method is applied to identify the light charged particles emitted from ^{12}C (46.7 MeV/u) + ^{58}Ni reaction by using the GsI(Tl) scintillator detector with photodiode readout. In the experiment, it is found that the particle identification greatly depends on the choice of spectroscopy amplifier shaping time constant. The problem is investigated on the basis of Laplace transformation method. The experimental phenomena have been successfully explained.