

# 一个为中能电子散射用的广量程磁谱仪\*

毛振麟

(中国科学院高能物理研究所,北京)

## 摘 要

本文提出了一种为中能电子散射实验用的非聚焦型磁谱仪的设计。依靠磁铁前后探测器所记录的粒子位置,结合计算机软件来决定粒子的径迹和其动量。这种磁谱仪结构简单,不需要特殊的象差修正技术和元件,并适合在广量程和大立体角情况下使用。对一个实例用蒙特卡罗模拟方法计算了接受度和分辨率等特性。

## 一、引 言

电子对原子核和核子的散射对研究原子核和核子的结构有重要意义。北京正负电子对撞机的注入器是 1.4 GeV 电子直线加速器<sup>[1]</sup>,利用这台加速器所提供的电子束可以开展多方面的电子散射工作<sup>[2]</sup>。例如:(1)电子在原子核中激发 $\Delta$ 共振。(2)准弹性区纵向和横向结构函数和 Y-标度无关性的研究。(3)在更大的  $Q^2$  范围内对一些轻核 ( $A \leq 4$ ) 的形状因子进行测量。

为了满足上述各类实验的需要,选择磁谱仪的动量分辨好于 (1—2)%,立体角为 1—4 msr,量程  $P_{\max}/P_{\min}$  为 1.5—2 是适当的。

迄今为止中能电子散射实验用的磁谱仪都是聚焦型的。有的是单二极铁 (D) 结构<sup>[3]</sup>,也有双二极铁 (DD) 结构<sup>[4]</sup>,还有更复杂的结构<sup>[5]</sup>。这些谱仪的动量分辨在  $10^{-3}$ — $10^{-4}$  范围内,立体角为 1—17 msr,动量范围  $P_{\max}/P_{\min} = 1.1$ —1.5。

对中能电子,如果用聚焦型磁铁,为了获得聚焦条件,物距必须选择得比较大(与粒子在磁场内的弯转半径成正比)。如果同时需要较大的立体角,则磁铁孔径必须选择得很大,并且要非常小心地进行象差修正。这样,即使动量范围选择得较小,谱仪磁铁也是十分巨大、精密和昂贵的。

为了获得较大的动量范围,我们提出了一种非聚焦型单二极铁 (D) 结构的磁谱仪设计,利用磁铁前后探测器所记录的粒子位置,结合计算机软件来决定粒子的轨迹和其动量。这种磁谱仪结构简单,不需要特殊的象差修正元件,造价便宜。用蒙特卡罗模拟方法对实际情况进行了计算,得到在偏转角  $\alpha = 50^\circ$  时,谱仪的动量分辨  $\frac{\Delta P}{P} \sim 0.16\%$

\* 本工作属国家自然科学基金资助项目。  
本文 1987 年 2 月 5 日收到。

( $x_0$ ,  
磁铁  
( $x_3$ ,

7

(FWHM), 立体角  $\Omega = 3.6 \text{ msr}$ , 动量范围  $P_{\text{max}}/P_{\text{min}} = 1.7$ .

## 二、原理和公式

单 D 结构的非聚焦型谱仪的示意图表示在图 1(a). 其中 T 是靶. 从靶上一点  $P_0(x_0, \theta_0, y_0, \phi_0)$  发出的粒子经多丝正比室 MWPC 的位置  $P_1(x_1, \theta_1, y_1, \phi_1)$  进入二极磁铁 M 中. 粒子在磁铁入口处的位置为  $P_2(x_2, \theta_2, y_2, \phi_2)$ , 到磁铁出口处的位置为  $P_3(x_3, \theta_3, y_3, \phi_3)$ , 然后穿过两组漂移室 MWDC1 和 MWDC2, 并穿过闪烁计数器 S 进

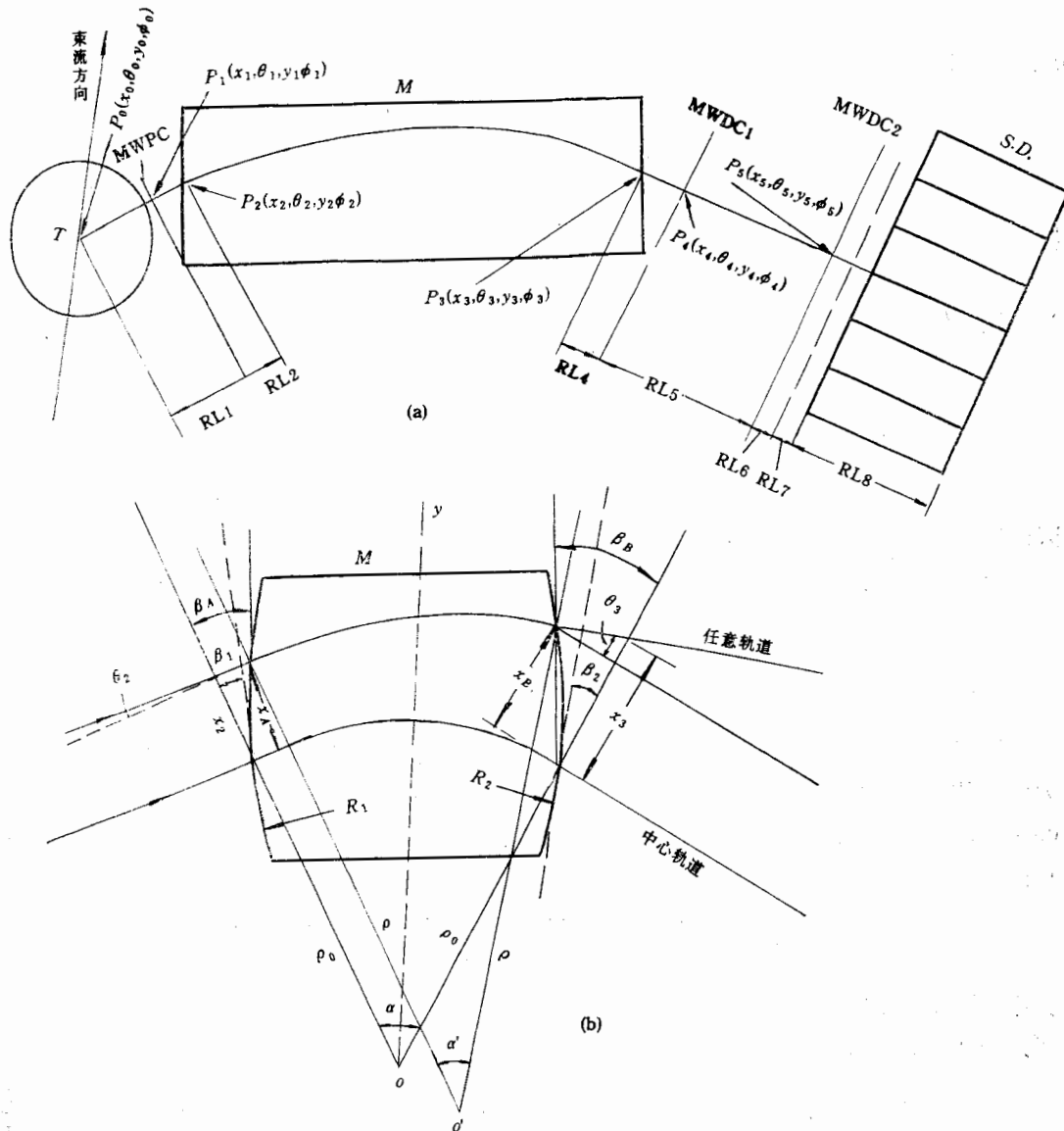


图 1 (a) 单 D 结构的非聚焦型谱仪示意图  
(b) 粒子在磁铁 M 中心平面上运动的几何关系

电子  
以开  
纵向  
≤ 4)

与 1—

0) 结  
0<sup>-3</sup>—

与粒子  
走得  
也是十

谱仪设  
和其动  
罗模拟  
0.16%

入簇射计数器 S. D. 粒子在两组漂移室上的位置分别为  $P_4(x_4, \theta_4, y_4, \phi_4)$  和  $P_5(x_5, \theta_5, y_5, \phi_5)$ . 由多丝室和多丝漂移室读出的位置参数  $x_1, x_4, y_4, x_5, y_5$ , 通过计算机程序可决定粒子在磁场中的弯转半径  $\rho$ , 因而决定了粒子的动量. 铅玻璃簇射计数器 S. D. 用来鉴别粒子, 闪烁计数器 S 的讯号和束流脉冲一起, 作为整个系统的触发信号.

上述粒子位置  $P_i(x_i, \theta_i, y_i, \phi_i)$ ,  $i = 0, 1, 2, \dots, 5$  所用的坐标系和符号意义与[6]相同. 即以中心轨道的方向为  $z$  轴, 中心轨道粒子受磁场偏转力的方向为  $x$  轴,  $y$  轴与  $x$  轴相垂直. 任意轨道粒子的位置用  $P_i(x_i, \theta_i, y_i, \phi_i)$  表示, 其中  $(x_i, y_i)$  是在该坐标系下粒子的坐标.  $\theta_i$  和  $\phi_i$  分别是粒子轨道在  $x_i z$  和  $y_i z$  平面上的投影与  $z$  轴的夹角.

一般地, 粒子经磁场后的坐标  $P_4(x_4, \theta_4, y_4, \phi_4)$  是由其在磁场前的坐标  $P_1(x_1, \theta_1, y_1, \phi_1)$  和它的动量  $P$  (有时用部分动量差  $\delta = \frac{P - P_0}{P_0}$  表示) 决定:

$$\begin{aligned} x_4 &= x_1(x_1, \theta_1, y_1, \phi_1, \delta), & \theta_4 &= \theta_4(x_1, \theta_1, y_1, \phi_1, \delta), \\ y_4 &= y_4(x_1, \theta_1, y_1, \phi_1, \delta), & \phi_4 &= \phi_4(x_1, \theta_1, y_1, \phi_1, \delta). \end{aligned} \quad (1)$$

因此, 如果知道了(1)式的具体函数形式, 即可由测量的量  $x_1, x_4, y_4, x_5, y_5$  来决定粒子的动量  $P$  和其位置  $y_1, \theta_1, \phi_1$ . 这是非聚焦型谱仪的基本原理.

从  $P_1$  到  $P_2$  以及  $P_3$  到  $P_4$  分别经过 RL 2 和 RL 4 的漂移距离, 它们之间的坐标关系是已知的:

$$\begin{aligned} x_2 &= x_1 + \text{RL}2 \times \tan \theta_1, & x_3 &= x_4 - \text{RL}4 \times \tan \theta_4, \\ \theta_2 &= \theta_1, & \theta_3 &= \theta_4, \\ y_2 &= y_1 + \text{RL}2 \times \tan \phi_1, & y_3 &= y_4 - \text{RL}4 \times \tan \phi_4, \\ \phi_2 &= \phi_1; & \phi_3 &= \phi_4. \end{aligned}$$

因而(1)式的问题简化为:

$$\begin{aligned} x_3 &= x_3(x_2, \theta_2, y_2, \phi_2, \delta), & \theta_3 &= \theta_3(x_2, \theta_2, y_2, \phi_2, \delta), \\ y_3 &= y_3(x_2, \theta_2, y_2, \phi_2, \delta), & \phi_3 &= \phi_3(x_2, \theta_2, y_2, \phi_2, \delta). \end{aligned} \quad (2)$$

### 1. 水平方向的运动

TRANSPORT 程序给出偏转磁铁的一级和二级光学矩阵, 但我们希望要广量程和较大的立体角, 即  $\delta$  和  $\theta_2$  可以不是很小的量, 但  $y_2, \phi_2$  仍设计为很小的量 (实际上  $y_2/\rho \leq 0.02$ ,  $\phi_2 \leq 0.015$ ). 因而可将(2)式的  $x_3$  和  $\theta_3$  作泰勒级数展开, 并取到  $y_2$  和  $\phi_2$  的二次项:

$$\begin{aligned} x_3 &= x_3^0(x_2, \theta_2, 0, 0, \delta) + T_{133}y_2^2 + T_{134}y_2\phi_2 + T_{144}\phi_2^2, \\ \theta_3 &= \theta_3^0(x_2, \theta_2, 0, 0, \delta) + T_{233}y_2^2 + T_{234}y_2\phi_2 + T_{244}\phi_2^2. \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $x_3^0(x_2, \theta_2, \delta)$  和  $\theta_3^0(x_2, \theta_2, \delta)$  是粒子在中心平面内运动的公式, 已由文献[7]给出了. 粒子在磁铁 M 中心平面上运动的几何关系参看图 1(b).

$$\begin{aligned} \theta_3^0 &= \beta_B + \sin^{-1} \left[ \sin(\alpha + \theta_2 - \beta_B) - \frac{2\rho_0}{\rho} \sin \frac{\alpha}{2} \cos \left( \frac{\alpha}{2} - \beta_B \right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{x_A}{\rho \cos \beta_A} \sin(\alpha - \beta_A - \beta_B) \right], \end{aligned}$$

由此  
是  
边界  
的  
轨道  
各平  
决定

其中

且有

其中  
式展

$$\begin{aligned}
 x_B &= \rho \cos \theta_3^0 - \rho \cos(\alpha + \theta_2) - \rho_0(1 - \cos \alpha) + \frac{x_A}{\cos \beta_A} \cos(\alpha - \beta_A), \\
 x_2 &= x_A(1 - \tan \theta_2 \tan \beta_A), \\
 x_3^0 &= x_B(1 + \tan \theta_2 \tan \beta_A), \\
 \beta_1 &= \beta_A - \sin^{-1} \frac{x_A}{2R_1 \cos \beta_A}, \\
 \beta_2 &= \beta_B - \sin^{-1} \frac{x_B}{2R_2 \cos \beta_B}. \quad (4)
 \end{aligned}$$

由公式(4)即可由  $\rho, x_2, \theta_2$  计算出  $x_3^0$  和  $\theta_3^0$  来。

在公式(4)的推导中假设磁场是锐截止的。称为锐截止近似 (SCOFF), 实际上磁场是缓慢下降的。文献 [8] 指出: 粒子在中心平面内通过均匀场区所偏转的角度用等效边界的锐截止近似和用扩展边缘场 (EFF) 计算的结果是相等的。如果在均匀场区内 EFF 轨迹与 SCOFF 轨迹相重合, 则边缘场作用区域之外, 这两条轨迹只是在入口和出口处各平移了  $\Delta x_1 = \frac{g^2 I_1}{\rho \cos^2 \beta_1}$  和  $\Delta x_2 = \frac{g^2 I'_1}{\rho \cos^2 \beta_2}$  的距离。其中  $I_1$  和  $I'_1$  由边缘场的实际分布决定, 一般地  $I_1, I'_1 < 1$ 。  $g$  是气隙高度。这就是扩展边缘场的修正。

公式(3)中的二级系数  $T_{ijk}$  的 EFF 计算公式也在文献[8]中给出了。

## 2. 垂直方向的运动

垂直方向的一级和二级系数的 EFF 计算公式可用矩阵方程式写出<sup>[8]</sup>:

$$\begin{bmatrix} y_3 \\ \phi_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & x_3 \tan \beta_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_2 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & x_2 \tan \beta_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_2 \\ \phi_2 \end{bmatrix}, \quad (5)$$

其中  $\frac{1}{f_1}$  和  $\frac{1}{f_2}$  分别是入口和出口边缘的有效透镜强度,  $L$  是任意轨道长度,

$$F_1 = \frac{1}{f_1} = \frac{\tan \beta'_1}{\rho},$$

$$F_2 = \frac{1}{f_2} = \frac{\tan \beta'_2}{\rho},$$

$$L = \alpha' \rho_0$$

且有

$$\beta'_1 = \beta_1 + \theta_2 - \frac{x_1}{R_1 \cos \beta_1} - \frac{g I_2 (1 + \sin^2 \beta_1)}{\rho \cos^3 \beta_1},$$

$$\beta'_2 = \beta_2 - \theta_3 + \frac{x_2}{R_2 \cos \beta_2} - \frac{g I'_2 (1 + \sin^2 \beta_2)}{\rho \cos^3 \beta_2},$$

$$\alpha' = \alpha + \theta_2 - \theta_3,$$

其中  $I_2$  和  $I'_2$  由入口和出口边缘场分布决定。再令  $L_1 = x_2 \tan \beta_1$ ,  $L_2 = x_3 \tan \beta_2$ , 将(5)式展开得到:

$$\begin{aligned}
 y_3 &= \{1 - F_2 L_2 - F_1 [(1 - F_2 L_2)L + L_2]\} y_2 + \{(1 - F_2 L_2)L_1 \\
 &\quad + (1 - F_1 L_1)[L_2 + (1 - F_2 L_2)L]\} \phi_2, \\
 \phi_3 &= [-F_2 - F_1(1 - F_2 L)] y_2 + [-L_1 F_2 + (1 - F_2 L)(1 - F_1 L_1)] \phi_2. \quad (6)
 \end{aligned}$$

5, 字 D.

6] x 系

y<sub>1</sub>,

(1) 决定

坐标

(2)

呈和较  
2/ρ ≤  
的二次

(3)

7]给出

(3), (4), (6) 式是粒子由磁铁入口处转移到出口处的光学公式.

### 三、由实验观察量推算出粒子的 $\rho$ 和 $\theta_2$

实验上从多丝室和多丝漂移室上读出粒子坐标  $x_1, x_4, y_4, x_5, y_5$ . 由  $x_4, y_4, x_5, y_5$  可决定粒子在磁铁出口处的坐标  $x_3, \theta_3, y_3$  和  $\phi_3$ .

为了从  $x_3, \theta_3, y_3, \phi_3$  及  $x_1$  推算出  $\rho$  和  $\theta_2$ , 我们先假定粒子在中心平面上运动, 即由  $(x_3^0, \theta_3^0, x_1)$  求得  $x_2$  和  $\theta_2$ , 使用的公式是:

$$\theta_2 = 2\beta_B - \alpha - \theta_3^0 - 2 \tan^{-1} \left( \frac{B + A \sin \beta_B}{A \cos \beta_B} \right),$$

$$x_2 = x_1 + RL \cdot 2 \times \tan \theta_2,$$

其中

$$A = -2\rho_0 \sin \frac{\alpha}{2} \cos \left( \frac{\alpha}{2} - \beta_B \right) - \frac{x_A}{\cos \beta_A} \sin (\alpha - \beta_A - \beta_B),$$

$$B = x_B + \rho_0 (1 - \cos \alpha) - \frac{x_A}{\cos \beta_A} \cos (\alpha - \beta_A).$$

同时可用下式计算出  $\rho$ :

$$\rho = \frac{2\rho_0 \sin \frac{\alpha}{2} \cos \left( \frac{\alpha}{2} - \beta_B \right) + \frac{x_A}{\cos \beta_A} \sin (\alpha - \beta_A - \beta_B)}{\sin (\alpha + \theta_2 - \beta_B) - \sin (\theta_3 - \beta_B)}. \quad (7)$$

将(6)式中各变量的下标 1、2 互换, 则得到  $\begin{bmatrix} y_3 \\ \phi_3 \end{bmatrix}$  转移到  $\begin{bmatrix} y_2 \\ \phi_2 \end{bmatrix}$  的公式. 将(7)式中的  $\rho$  代入可得到  $y_2$  和  $\phi_2$ , 并计算相应的二级修正系数  $T_{ijk}$ . 再由(3)式计算出新的  $x_3^0, \theta_3^0$ . 然后再用新的  $(x_3^0, \theta_3^0, x_1)$  第二次计算  $\rho$  和  $\theta_2$ . 这样循环直到前后两次得到的半径  $\rho$  在给定的误差范围内结束.

由已知的中心动量  $P_0$  和中心轨道半径  $\rho_0$ , 可由  $\rho$  决定粒子的动量  $P = \frac{\rho}{\rho_0} P_0$ .

### 四、谱仪系统的蒙特卡罗模拟计算

图 1(a) 所示的谱仪磁铁 M 将用 DESY 实验室 7 GeV 同步加速器输运线上的 MA 型偏转磁铁改装而成. 改装后可望磁铁的参数为: 最大磁场强度 18 kG, 气隙 6cm, 有效长度为 132.7 cm, 均匀场区域的宽度为 36cm. 中心轨道的偏转角  $\alpha$  可按实验需要调节, 但我们规定  $\beta_1 = \beta_2 = \frac{\alpha}{2}$ , 以使  $y$  方向有较好的聚焦.

多丝室和多丝漂移室的定位精度分别设计为 0.5mm 和 0.2mm. 为了减少由于多次散射引起粒子方向的不确定性, 在多丝室和两个漂移室之间的空间内加有 1 大气压的氮气包.

由漂移室 MWDC 1 和 MWDC 2 决定粒子的  $\theta_1$  的误差  $\Delta\theta_1 \sim 0.03^\circ$ . 粒子从多

丝室到多丝漂移室 MWDC 2 之间穿过物质的总厚度  $\sim 10^{-3}$  辐射长度, 在粒子动量为 800 MeV/c 时, 由多次散射引起粒子角度的不确定估计为  $0.02^\circ$ . 整个谱仪的动量分辨是由定位探测器的定位精度和多次散射决定的. 在蒙特卡罗模拟计算中仔细地考虑了多次散射和探测器位置分辨的影响, 程序中粒子在 MWPC 和 MWDC 1 和 MWDC 2 的位置上都加上了多次散射的修正.

## 五、结 果

在  $P_0 = 800 \text{ MeV/c}$  情况下,  $\alpha = 30^\circ$  时, 计算得到  $P = 800 \text{ MeV/c}$  的粒子动量谱和角分散  $\Delta\theta_2$  表示在图 2. 从图 2 得到  $\Delta P(\text{FWHM}) \sim 1.9 \text{ MeV}$ , 相应动量分辨率  $\frac{\Delta P}{P} \sim 0.24\%$ ;  $\Delta\theta_2(\text{FWHM}) \sim 0.068^\circ$ . 影响动量分辨和角分辨的主要因素是: 偏转角  $\alpha$ , 探测器定位精度和多次散射引起的角度不确定.

在中心动量  $P_0 = 800 \text{ MeV/c}$  时, 不同偏转角  $\alpha$  (相应不同的磁场强度  $B$ ) 对  $P = 800 \text{ MeV/c}$  粒子的动量分辨率  $\frac{\Delta P}{P}$  和角分散  $\Delta\theta_2$  的依赖关系表示在图 3. 从图 3 可知, 随着  $\alpha$  增大,  $\frac{\Delta P}{P}$  下降, 在  $\alpha = 10^\circ - 30^\circ$  区, 动量分辨改善较快, 但当  $\alpha$  由  $30^\circ$  到  $60^\circ$

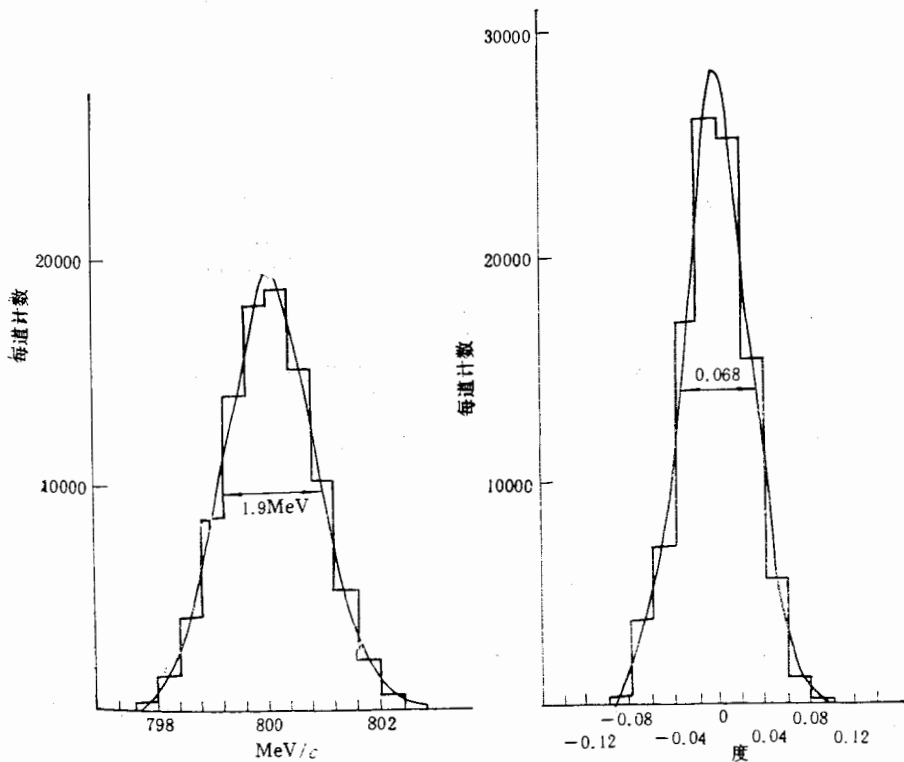


图 2  $P = 800 \text{ MeV/c}$  粒子的动量谱及角分散 ( $P_0 = 800 \text{ MeV/c}$ ,  $\alpha = 30^\circ$ )

可  
即

(7)

中的  
 $\theta_2$   
在

MA  
有效  
调节,

多次  
的氮

从多

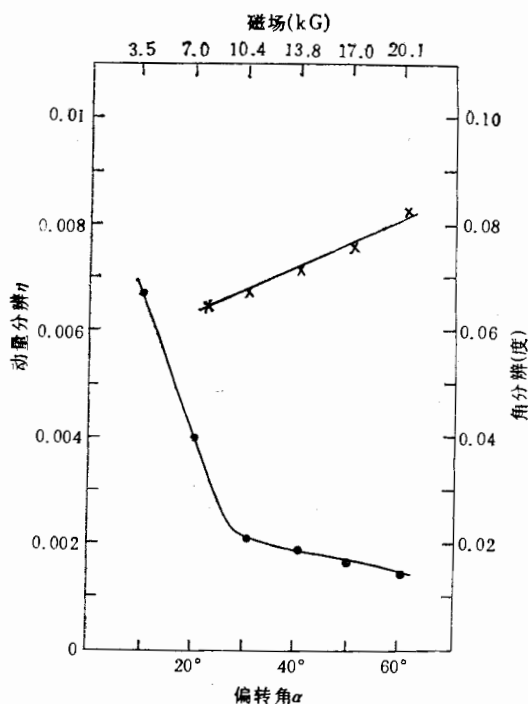


图 3 中心动量为  $800 \text{ MeV}/c$  时动量分辨和角分辨随  $\alpha$  的变化

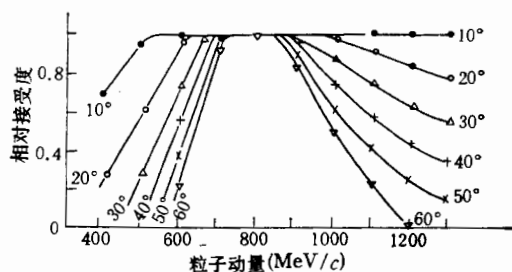


图 4 接受度随粒子动量的变化 ( $P_0 = 800 \text{ MeV}/c$ )

时,  $\frac{\Delta P}{P}$  改善比较缓慢. 而这时  $\Delta\theta_2$  却从  $0.068^\circ$  上升到  $0.084^\circ$ .

在不同偏转角  $\alpha$  的情况下, 计算接受度随粒子动量的变化, 所得结果表示在图 4. 从图 4 可知, 在低动量段, 相对接受度从 1 降到零比较快, 而在高动量段下降得较慢. 适当减少漂移室 MWDC 2 的大小, 可使高动量段接受度下降变快, 而低动量段和中间动量段的接受度保持基本不变.

在一定磁场下, 不同动量的粒子在磁铁内的偏转角  $\alpha'$  是不同的, 因而它们的动量分辨率  $\frac{\Delta P}{P}$  是不同的. 图 5 表示了一定磁场下, 粒子动量分辨随粒子动量的变化.

由上述计算结果, 可以把谱仪特性总结在表 1 中. 表 1 所给出的谱仪特性能很好地满足前面所列举的电子散射实验的要求.

位  
量  
另  
以  
束

[1]  
[2]  
[3]  
[4]  
[5]  
[6]  
[7]  
[8]

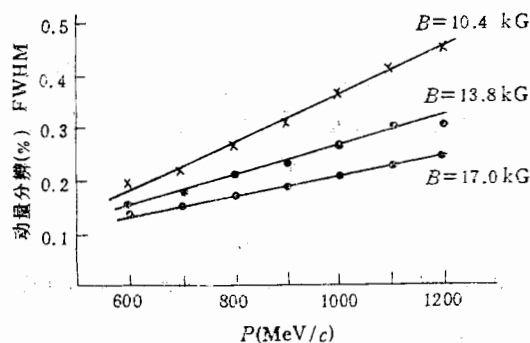


图5 在一定磁场下,粒子动量分辨随粒子动量的变化

表1 中心动量  $P_0 = 800 \text{ MeV/c}$  时的谱仪特性

偏转角 $\alpha$	10°	20°	30°	40°	50°	60°
磁场强度 B (KG)	3.5	7.0	10.4	13.8	17.0	20.1
动量分辨 $\frac{\Delta P}{P}$	$P = 800 \text{ MeV/c}$	0.69%	0.40%	0.24%	0.19%	0.16%
	$P = 600-1200 \text{ MeV/c}$			(0.2-0.44)%	(0.15-0.26)%	(0.13-0.24)%
角分散 $\Delta\theta_2$			0.068°	0.072°	0.076°	0.084°
$P_{\max}/P_{\min}$			2.5	2	1.7	1.6

## 六、讨 论

上述动量分辨率的计算中,我们忽略了由于谱仪安装误差对  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  和  $\alpha$  角以及光轴位置的影响,也忽略了粒子穿过谱仪时动量损失的影响。考虑这些因素后,实际谱仪的动量分辨要比上述计算结果差一些。当然这些因素的影响经仔细校正后可以减少到很小。另一方面,电子直线加速器给出电子束的动量分辨为(0.6—1.0)%,再加上靶的影响,所以取整个电子散射装置的动量分辨为(1—2)%是适当的。对需要更高分辨率的实验,把束流运输系统改造成“色散匹配”型是有可能的。

刘继明同志参加了部分工作,王子华、后晓江、张勤俭参加了讨论,在此表示感谢。

## 参 考 文 献

- [1] 中国科学院高能物理所 22/28 亿电子伏正负电子对撞机初步设计概要(1982.12).
- [2] 毛振麟 中高能电子散射的预先研究,中科院科学基金课题申请报告(1985.4).
- [3] R. Anderson et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, 66(1968), 328; H. Ehrenberg et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, 105(1972), 253; P. Leconte et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, 169(1980), 401.
- [4] W. Bertozzi et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, 162(1979), 211.
- [5] Luke Mo et al., SLAC\*TN-69-29; SLAC-TN-65-40.
- [6] K. L. Brown, *SLAC Report*, No. 75(1972).
- [7] 刘继明,毛振麟,“均匀场楔形磁铁的精确光学公式”,高能物理与核物理,9(1985),526.
- [8] H. Enge “Focusing of Charged Particles” Vol. 2.



## A WIDE-RANGE MAGNETIC SPECTROMETER FOR ELECTRON SCATTERING IN MEDIUM ENERGY RANGE

MAO ZHENLIN

*(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing)*

### ABSTRACT

A non-focusing magnetic spectrometer design for electron scattering in medium energy region is proposed. The positions read out from the position-sensitive detectors in the spectrometer are used for track reconstruction and momentum measurement by means of a computer program. The construction of this spectrometer is rather simple and there is no special technique and element for correction to aberration. It is suitable for usage of spectrometer with large solid angle and wide momentum range. The momentum resolution, momentum range and acceptance in our case are calculated by Monte Carlo simulation.

地  
能  
演  
  
在  
的  
的  
地  
问  
  
表