

一个磁谱仪的数据分析方法

沈文庆

(中国科学院近代物理研究所)

摘 要

本文概述了用于重离子核物理研究的磁谱仪的一个数据分析方法。述及电荷态,核电荷,核质量及反应产物能量的确定和用软件进行 $B\rho$ 非线性色散修正、运动学修正、飞行路程差修正的方法。

磁谱仪已经广泛用于重离子核物理的研究中。它能给出很高的能量分辨,配合以合适的焦平面探测器和飞行时间测量还可给出很高的质量分辨和核电荷分辨。由于涉及复杂的电荷态分布及 $B\rho$ 的非线性色散修正,运动学修正,飞行路程差修正和电荷态损失,能谱损失的修正,因此数据分析有其特殊性。1978年底西德重离子研究中心有一个用于探测重离子核反应产生的重碎片的磁谱仪投入使用。1979年进行了第一个实验,名为短相互作用时间的重离子反应。本文描述了该实验数据的分析方法,包括某逻辑结构和实施方法,可作为阐述重离子磁谱仪数据分析方法的一个典型例子。

本文中数据分析的逻辑结构取自于 F. Pühlhofer 的文献^[1],对电荷态和核电荷分析时使用的线性化程序取自西德重离子研究中心的子程序库,有关非线性色散修正,飞行路程差修正,运动学修正的方法取自 D. Schüll 的磁谱仪在线数据获取程序。

一、数据分析的简单的逻辑结构

西德重离子研究中心的磁谱仪的焦平面探测器是一个位置灵敏电离室,可绘出被探测粒子的能损 ΔE , 剩余能量 E_R , 水平方向位置 x 和垂直方向位置 y 。磁谱仪入口处有一个位置灵敏通道板,给出粒子进入磁谱仪的入射角 θ 及时间起始讯号。在焦平面探测器前有一个大面积闪烁箔,配合光电倍增管给出终止讯号。飞行距离约 6.4 米,飞行时间用 t 表示。

从电离室测到的能量 E 、飞行时间 t 和磁钢度 $B\rho$ 导出电荷态 Q :

$$Q = 2E \cdot T / B\rho \cdot S, \quad (1)$$

式中 S 是通过磁谱仪的飞行路程。在不同的电荷态上加窗用下述公式导出质量:

$$A = B\rho \cdot T \cdot Q / S, \quad (2)$$

利用 ΔE 对 t 或 ΔE 对 E 的二维图,用线性化程序导出原子序数 Z 。在电荷态 Q , 质量 A ,

原子序数 Z 上加窗, 这样这些量就定下来了, 再用磁刚度 $B\rho$ 得到精确的能量:

$$E_f = (B\rho)^2 \cdot Q^2 / 2A. \quad (3)$$

在计算中飞行路程 S 用入射角 θ 和水平位置 x 进行了修正. 对水平位置 x 进行了非线性色散修正, 运动学修正和垂直位置 y 的修正. 由于焦平面探测器的长度是有限的, 有一些电荷态损失了, 一些电荷态的一部分能谱也损失了, 根据经验的电荷态分布对此都进行了修正. 最后得到反应中产生的不同核素的能谱, 由此可得到所需要的物理结果. 数据分析的逻辑方框图可见图 1.

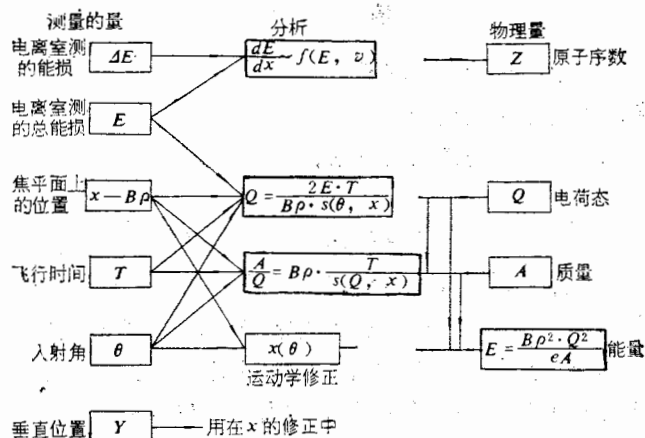


图1 西德重离子研究中心磁谱仪数据分析的逻辑框图。

二、电荷态和质量分析

1. 水平位置非线性色散修正:

色散定义为: $D = \frac{x}{\Delta p/p} = \frac{x}{\delta}$, 由于测量位置 x 的正比计数器并不是完美无缺的,

中间部位的磁场强度在比边界处稍大, 测到的 x 在边界处要比线性关系给出的值小些, 因此加入非线性色散修正:

$$X = x + \text{disp2} \cdot (x - 2000)^2 + \text{disp3} \cdot (x - 2000)^3,$$

式中 X 是修正以后的位置, x 的总道数是 4000 道. 实验前先用 $^{136}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ 测量弹散作为校准测量, 可见图 2, 与电荷态 Q_i 相应的 δ_i 为:

$$\delta_i = \frac{P_0/Q_i - P_0/Q_M}{P_0/Q_M} = \frac{Q_M}{Q_i} - 1,$$

式中 P_0 是弹散的动量, Q_M 是中间位置的电荷态:

$$Q_M = \frac{1.44 \sqrt{A \cdot E (\text{MeV})}}{B\rho_0 (\text{KG} \cdot \text{m})},$$

$\rho_0 = 1.977\text{m}$, 是磁谱仪中间轨道半径, E 是弹散能量. 因此可以得出所有的 Q_i 和 δ_i . 对电荷态 Q_{M-1} 和 Q_{M+1} 有:

$$x(Q_{M-1}) - 2000 \approx D_1 \cdot \delta_{M-1}, \quad x(Q_{M+1}) - 2000 \approx D_2 \cdot \delta_{M+1},$$

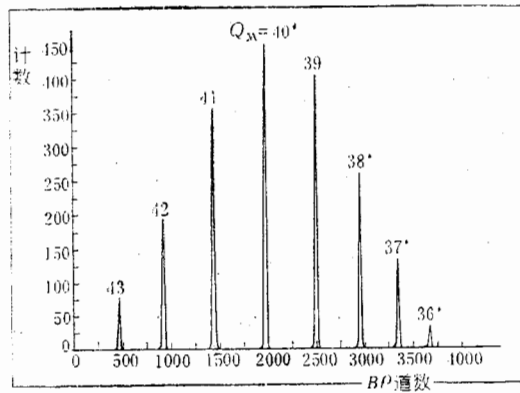


图 2 $\theta_L = 5^\circ$ 时 ^{136}Xe 在 ^{197}Au 上弹性散射的不同电荷态的位置谱。

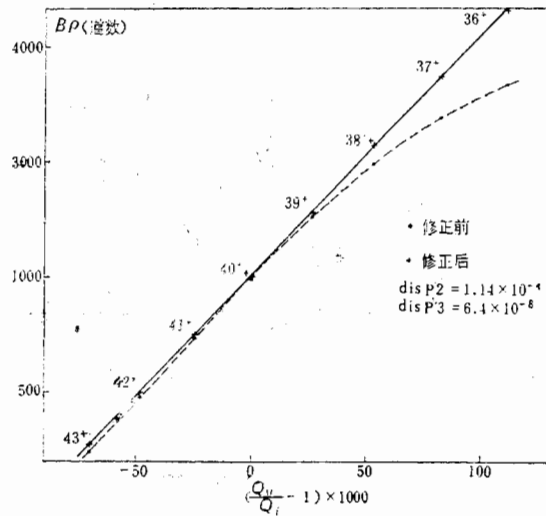


图 3 由 $\theta_L = 5^\circ$ 时 ^{136}Xe 在 ^{197}Au 上校准实验取出的位置非线性修正。

用 $\bar{D} = \frac{1}{2} (D_1 + D_2)$ 作为色散 D , 可得一线性方程组:

$$x(Q_i) - 2000 = \bar{D}\delta_i + a\delta_i^2 + b\delta_i^3$$

即

$$a + b\delta_i = \frac{x(Q_i) - 2000 - \bar{D}\delta_i}{\delta_i^2} = y_i$$

用最小二乘法拟合所以得到:

$$a = \frac{n\sum y_i \delta_i - \sum y_i \sum \delta_i}{n\sum \delta_i^2 - (\sum \delta_i)^2}$$

$$b = \frac{\sum \delta_i^3 \sum y_i - \sum \delta_i \sum y_i \delta_i}{n\sum \delta_i^2 - (\sum \delta_i)^2}$$

采用近似关系 $x(Q_i) - 2000 \approx \bar{D}\delta_i$ 可以得到:

$$X(Q_i) - 2000 \approx x(Q_i) - 2000 - \frac{a}{\bar{D}^2} [x(Q_i) - 2000]^2$$

$$-\frac{b}{\bar{D}^3} [x(Q_i) - 2000]^3,$$

从而得到 $\text{disp2} = -a/\bar{D}^2$, $\text{disp3} = -b/\bar{D}^3$.

用中间位置两边的两个电荷态 Q_{M-1} 和 Q_{M+1} 计算色散 D 是一个近似. 最佳参数 disp2 和 disp3 应在上述计算值的附近. 任意给定一组 disp2 和 disp3 得到 $X(Q_i)$, 最小二乘法拟合 $X(Q_i)$ 得到 $X(Q_i)$ 的最佳线性符合 $X_L(Q_i)$, 以

$$\sum_i [X(Q_i) - X_L(Q_i)]^2$$

的大小表征该组参数的好坏, 在上述 disp2 , disp3 附近变化求得最佳的参数值. 由图 3 可见这样非线性色散修正后 X 和 $B\rho$ 之间有较好的线性关系.

2. 飞行路程差修正和时间零点计算:

当粒子以不同的人射角进入磁场时飞行路程是不同的. 理论的磁场计算给出相应入射角变化时飞行路程的变化 ΔS_1 , 用下述公式修正这一效应:

$$t = t \cdot [1 - \text{THFAC} \cdot (\theta - \theta_0)],$$

$$\text{THFAC} = \frac{\Delta S_1(\text{cm/mrad}) \cdot \theta_c(\text{mrad/ch})}{S(\text{cm})},$$

式中 θ_c 是人射角校准因子, 实验中通过变化入口狭缝位置得到不同 θ 谱峰所在的不同道数定出. 对相同入射角 θ , 动量不同的粒子, 飞行路程也不同. 理论计算给出对 1% 动量变化相应的路程变化 ΔS_2 , 用下述公式修正这一效应:

$$t = t \cdot [1 + \text{tort} \cdot (x - 2000)], \quad \text{tort} = \frac{\Delta S_2(\text{cm}/\%) }{S(\text{cm}) \cdot \bar{D}(\text{ch}/\%) }.$$

飞行时间 $t = T_c - t_{\text{测量}}$, 时间零点 T_c 可用测量的弹散时间 t_m 和计算的弹散粒子飞行时间 t_E 求出:

$$T_c = t_m + t_E, \quad t_E(\text{ch}) = 1.389 \cdot \frac{S(\text{cm})}{\sqrt{E(\text{MeV})/A}} \cdot t_c(\text{ch/ns}).$$

式中 t_c 是时间校准因子, 实验前用脉冲发生器变化延迟时间得到.

3. 电荷态和质量的决定:

据(1)式导出电荷态 Q , 式中 E 是电离室测得的能量且用 Northcliffe 和 Schilling 的能量损失表[2]对粒子在闪烁箔和窗中损失的能量进行修正. $B\rho$ 是由位置 x 导出的磁钢度:

$$B\rho(KG - m) = B[\rho_0 + R(X - 2000)] = \frac{0.01B\rho_0}{\bar{D}} [X + 100\bar{D} - 2000].$$

即 $B \cdot \rho$ 的校准为: 零点道 $x_0 = 100\bar{D} - 2000(\text{ch})$, 斜率为 $\frac{0.01B\rho_0}{\bar{D}} (KG - m/\text{ch})$. $B\rho$

的精确校准见第四节. 经过 Q 对 X 的线性化后得到很好的电荷态谱, 见图 4. 分辨主要由电离室测量能量的分辨决定, $Q/\Delta Q$ 可达 100. 绝对电荷态值由第二节的方法定出.

不同的电荷态 Q 上加窗, 电荷态就认为已知了, 据(2)式可得到不同电荷态的质量分布, 再乘上电荷态因子后加在一起得到对电荷态叠加后的质量分布. 质量分辨主要由时间分辨决定, $A/\Delta A$ 可达 400. 图 5 中显示了质量对电荷态的散布图和对所有电荷态叠加后得到的质量谱.

Q860

840

820

800

780

760

740

720

700

〔 disp2
乘法拟

自图 3

磁入

同道
动量

子飞

均能

$B\rho$

主要

比

分

时

叠

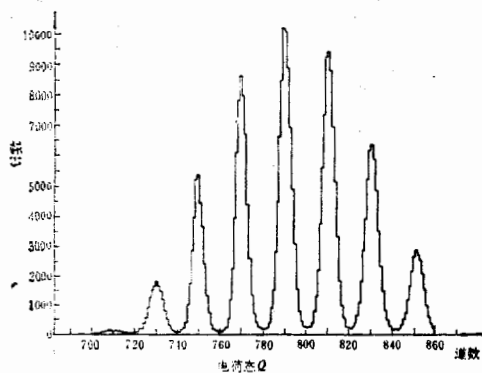
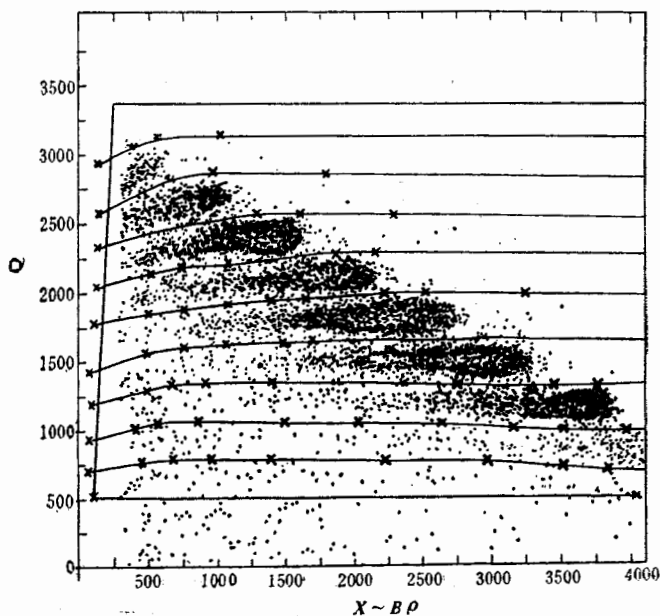


图 4 电荷态对 $x = B\rho$ 的线性化和 $^{136}\text{Xe} + ^{56}\text{Fe}$ 反应的电荷态分布。

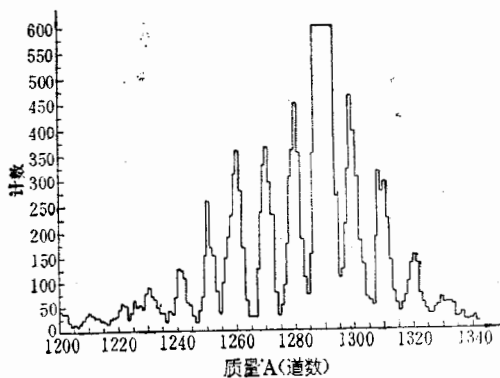
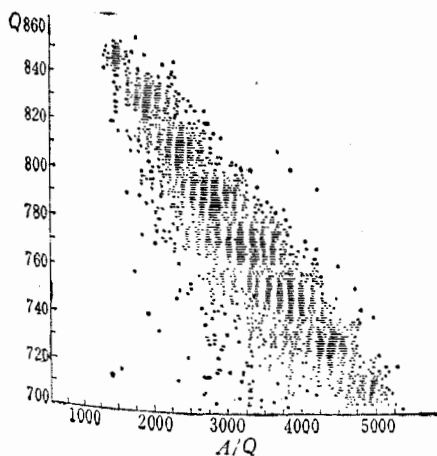


图 5 质量对电荷态的二维图及 $^{136}\text{Xe} + ^{56}\text{Fe}$ 反应产物对电荷态叠加后的质量分布。

三、Z 分析

原子序数 Z 是根据关系 $\Delta E = f(Z, v)$ 决定的。利用 ΔE 对 E 二维图或 ΔE 对 t 二维图的线性化得到 Z 。当气压存在微小不稳定时先求得 ΔE 的平均峰位随时间 (以计数来量度) 变化的函数 $\bar{P}(t)$, 然后加入峰位漂动修正: $\Delta E_c = \Delta E + [\bar{P}(t) - P_0]$, 式中 P_0 是整个测量时间内的平均峰位值, ΔE 是测量值, ΔE_c 是修正后的值。当气体纯度不够等因素造成 ΔE 和 E 对 v 有依赖关系时, 加入 $\Delta E, E$ 对 v 的修正。由于这种依赖关系在焦平面的不同地方还会不同, 因此这种修正还和焦平面上的位置 x 有关。 Z 分辨主要由 ΔE 分辨决定, 通常可得到 $Z/\Delta Z$ 约为 90, 图 6 中显示了 ΔE 对 E 的线性化和 Z 谱。

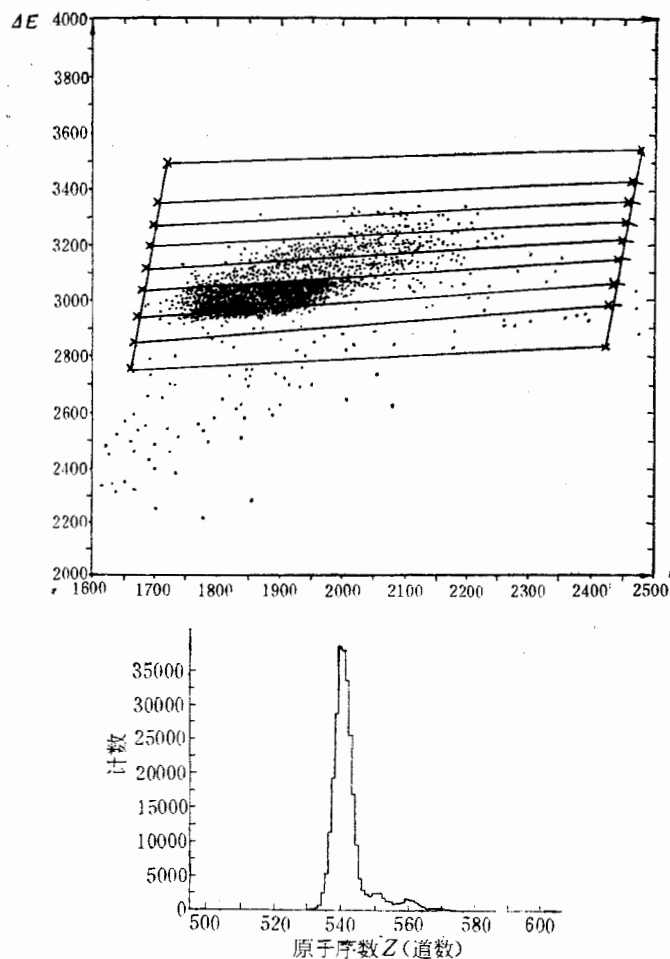


图 6 原子序数 Z 对飞行时间的线性化, $^{136}\text{Xe} + ^{56}\text{Fe}$ 反应产物的 Z 分布。

四、确定电荷态, 质量和 Z 值下的能谱

由于接收角有一定大小, 运动学效应使 $B\rho$ 分辨变差, 软件运动学修正可以改善 $B\rho$

分辨：

$$X = X + \text{Kort} \cdot (\theta - \theta_0), \text{ Kort} = K(\%/ \text{mrad}) \cdot \bar{D}(\text{ch}/\%) \cdot \theta_c(\text{mrad}/\text{ch})$$

式中 θ_0 是中心角, $K = \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial \theta}$ 是运动学因子. 图 7 显示了运动学修正对 $B\rho$ 分辨的改善.

在弹散的质量, Z 和能量上加窗得到弹散的 $B\rho$ 谱. 采用 2(1) 节中的方法定出 $B\rho$ 谱中各峰的电荷态. 据 $B\rho(KG - m) = 1.44\sqrt{AE(\text{MeV})}/Q$ 得到这些峰的绝对 $B\rho$ 值对 X 的道数的关系. 对上述关系进行最小二乘法拟合得到 $B\rho$ 的绝对刻度.

在电荷态、质量和 Z 上加窗, Q , A 和 Z 便已知了, 据 (3) 式求出给定电荷态下每一核素的由磁钢度导出的能谱.

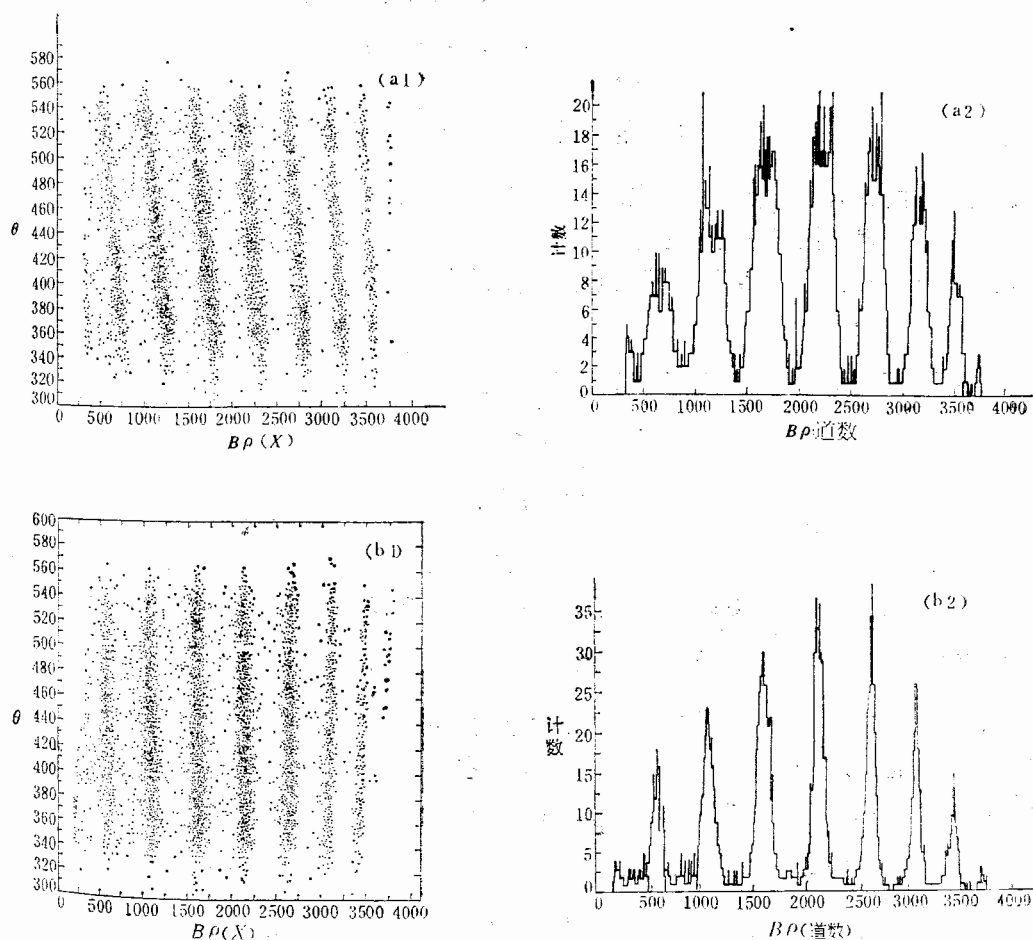


图 7 $B\rho$ 对 θ 的散布图和 $B\rho$ 谱 a_1, a_2 ——运动学修正前; b_1, b_2 ——运动学修正后.

五、每一种核素的能谱

每一电荷态总有一部分低能能谱波丢掉, 电荷态越高能谱损失的部分越多. 选最低

的电荷态(Q_L)的能谱作标准补上下个电荷态(Q_{L+1})的能谱失去的部分,依次类推。例如 Q_{L+1}, A, Z 下的能谱比 Q_L, A, Z 下的能谱丢失了能量 E_{L+1} 到 E_L 的低能部分, E_L, E_{L+1} 可用电离室测到的最小位置 x_0 的道数用(3)式求出。假设该核素的电荷态分布为高斯分布,平均电荷态 \bar{Q} 和分布宽度 σ 可用经验的电荷态分布公式计算^[3-4],当然这会带进误差。由于在实验中测得了很好的弹散电荷态分布的 \bar{Q}_{e1} 和 σ ,而不同核素的电荷态分布宽度变化不大,可以用它作其它核素的宽度。但 \bar{Q}_{e1} 和按[3]计算的 \bar{Q} 相差 $\Delta = 0.5 \sim 0.8$ 电荷态单位。计算 \bar{Q} 的 Betz 公式为:

$$\bar{Q} = z[1 - 1.03(0.71 \cdot z^{0.053})]^{137} \sqrt{\frac{E(\text{MeV})}{931.5A}},$$

上述绝对误差 Δ 是由这个经验公式引进的。由于 Betz 公式给出的相对最可几电荷态值是比较精确的,因此用 $\bar{Q} + \Delta$ 作最可几电荷态值。此时每一核素的电荷态分布为:

$$f(Q) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp[-(Q - \bar{Q} - \Delta)^2/2\sigma^2],$$

把 Q_L, A, Z 的在 E_L 到 E_{L+1} 部分的能谱乘上因子 $\frac{f(Q_{L+1})}{f(Q_L)}$ 后加到 Q_{L+1}, A, Z 的能谱上去。对所有的核素和所有的电荷态都要进行这样的处理。

在上述处理后把不同电荷态的能谱加在一起,再乘上因子 FQ 便得到每一核素的真正能谱。FQ 是由于只测量了电荷态 Q_L 到 Q_n 丢失了其它电荷态而引进的修正:

$$FQ = \frac{\int_0^{+\infty} dQ}{\int_{Q_L-0.5}^{Q_n+0.5} dQ} = \frac{2}{\text{ERF}\left[\frac{Q_n + 0.5 - \bar{Q} - \Delta}{\sqrt{2}\sigma}\right] - \text{ERF}\left[\frac{Q_L - 0.5 - \bar{Q} - \Delta}{\sqrt{2}\sigma}\right]}$$

式中 $\text{ERF}(x) = \int_0^x \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp(-t^2) dt$ 是误差函数。

在得到每一核素的能谱后,转成 TKEL 谱,再用实验质量表^[5]或 Myers-Swiatecki 质量公式^[6]得到产生各核素的基态 Q 值 (Q_{gg}),把 TKEL 谱移动 Q_{gg} 得到 Q 谱(激发能谱),即四重微分截面 $\frac{d^4\sigma}{dAdZdEdQ}$,由此可得到我们所需的结果。

在上述处理过程中必然会带进误差。能谱损失修正对能谱低能部分有影响,能量越低引入误差越大。我们的实验中测了六个电荷态,它们的最低能量分别是 $E_L, E_{L+1}, \dots, E_{L+5}$ 。叠加后能谱丢失的百分比为: $E_{L+5} \sim E_{L+4}$ 为 10%, $E_{L+4} \sim E_{L+3}$ 为 30%, $E_{L+3} \sim E_{L+2}$ 为 50%, $E_{L+2} \sim E_{L+1}$ 为 70%, $E_{L+1} \sim E_L$ 为 90%, 比值 $\frac{f(Q_i)}{f(Q_{i+1})}$ 的实验值和计算值在 $\pm 25\%$ 内一致。因此估计能谱修正造成的误差约是 $5\%(E_{L+5} \sim E_{L+4}) \sim 45\% \cdot (E_{L+1} \sim E_L)$ 。由于我们已测量了最重要的电荷态,电荷态修正带进的误差不大。实验电荷态分布导出的 FQ 和计算的 FQ 在 $\pm 5\%$ 内符合。因此可以粗略地估计,当能量从 E_{L+5} 到 E_L 时,上述处理引入的误差在 10%~50%。各核素产生截面的相对误差比上述值要小得多。由于能量耗散大时误差很快增涨,不得不丢掉大能量耗散部分的数据。要想用磁谱仪得到大能量耗散直到全阻尼的较好数据,只有损失能量分辨,采用小的色散;

或是分几次测不同的电荷态,但这又要增加实验时间。这是想要用磁谱仪取得宽能谱产物的产额时必然会碰到的困难。

作者感谢 F. Pühlfofer 教授及 D. Schüll 所给以的热情帮助。

参 考 文 献

- [1] F. Pühlfofer, The study weekend on use magnetic spectrometer in nuclear physics Daresbury March 1979.
- [2] L. C. Northcliffe and R. F. Schilling, *Nucl. Data Sect.*, A7(1970), 233.
- [3] H. D. Betz et al., *Physical Letter*, No. 5 (1966), 643.
- [4] V. S. Nikolaev and I. S. Dmitriev, *Physical Letter*, Vol. 28A, No. 4(1968), 277.
- [5] A. H. Wapstra and K. Bos, *Atomic data and data tables*, Vol. 19, No. 3(1977).
- [6] W. D. Myers and N. J. Swiatecki, UCRL-11980(1965)

A METHOD OF DATA ANALYSIS OF THE MAGNETIC SPECTROMETER

SHEN WEN-QING

(*Institute of Modern Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

A method of data analysis of the magnetic spectrometer with heavy ion is discussed. The determination of the charge state, the atomic number, the atomic mass and the energy of reaction products are described. The paper also deals with the software correction of $B\rho$ non-linear dispersion, kinematic and the difference of flight path.