

超灵敏小型回旋加速器质谱计 束流引出系统物理设计

徐森林

(中国科学院上海原子核研究所 上海 201800)

摘要 介绍了 SMCAMS 的束流引出和外输运系统的物理设计。

关键词 引出系统, 圈间距

中图分类号 TL 542 A

回旋加速器的束流引出一直是引人注目的问题。束流引出在作为超灵敏质谱计的小型回旋加速器中更加显得困难。这不仅表现在质谱计用的回旋加速器为了追求小型化、结构紧凑,束流轨道的间距比通常的回旋加速器小得多。而且,表现在通常的回旋加速器中所采用一次谐波产生束流轨道进动来扩大轨道圈间距的技术,在质谱计用的回旋加速器中是不能采用的。因为,轨道的进动会产生粒子高频相位捉摸不定的移动,会对本底粒子的高频相位有规则地滑动进行干扰,使问题复杂化。轻则降低质谱计的分辨率,严重的达不到分辨目的,个别逃脱的本底粒子和要探测的粒子一起打到探测器上。而我们的低能单粒子探测器只记粒子的个数,对粒子的品种没有区分能力。除了束流轨道要有足够的引出圈间距外,还要求静电偏转系统有足够大的束流传输效率。尽量避免过多的粒子在穿越静电通道时打到通道壁上损失掉,以减少质谱计的分馏效应。要求对静电通道相平面接受度进行仔细地计算,或束流在通道中的包络逐点计算出来。再一点是,虽然超灵敏小型回旋加速器质谱计采用三角波高频加速电压大大减小了到达引出半径处粒子团的能散。但是,由于高频三角波发生器功率不可能做得很高,加速电压不是足够地高,我们的“三明治”加速电极的中心条还比较宽,高次倍频谐波加速时粒子穿越高频电场时间还比较长,难免有时要滑到高频波的非线性区域。再加上为了引出有足够的圈间距,我们在粒子运转的最后几圈用了辅助电极,粒子到达引出偏转板入口时,除了相空间有一定的发射度外,还有1%—1.5%的能量散度。这是由于不同的高频时刻,相图上不同位置的粒子,经过不同的加速圈数到达加速器引出半径造成的。这些粒子被静电偏转板引出后,束流的发射度是很大的,估计有60—90mm mrad,要把这样的束流打到与束线成15°—18°探测器的打拿极上,而且要求在打拿极上束斑不能大于3.5cm,也不是一件容易的事。本文就 SMCAMS 引出的以上3个问题作一个介绍和探讨。

1 足够引出圈间距的获得

为了增加加速器的束流传输效率和质量分辨率,超灵敏小型回旋加速器质谱计采用16次倍频、三角波型加速电压($V_{\text{峰-峰}} = 1\text{ kV}$, $f = 5\text{--}6\text{ Mc}$),“三明治”型加速电极方案。其优点是加速器的接受相角增大到 40° ,相比起正弦波加速电压增加了2个数量级。束流由注入偏转板进入加速器后, ^{14}C 粒子经过大概100圈加速后到达引出偏转板入口,而本底粒子 ^{13}CH , $^{12}\text{CH}_2$ 由于质量上的微小差异,69圈后进入减速相位($R = 36.5\text{ cm}$),轨道开始收缩而损失掉。如果不采取特殊措施,在小半径粒子轨道的圈间距不超过3mm,在大半径不超过2mm。这就意味着粒子在加速的第二圈将有一部分不能绕过注入偏转板,在引出半径束流模糊一片,将有一部分粒子打到切割板上损失掉。我们不能靠增加高频加速电压来增加轨道圈间距,因为那样会减少加速圈数,分辨率会大大降低。回旋加速器质谱计的分辨率与加速圈数 N 和谐波次数 h 的乘积成正比,何况三角波电压加大幅度也有困难,而且为了维持足够的加速圈数,加速器尺寸要大大增加,与小型化、造价低、便于普及相矛盾。我们采取的措施是,充分利用“三明治”加速电极特点,在注入半径和引出半径局部区域,适当加宽其中心条的宽度,大半径再借助于辅助电极,获得足够的能量增益,在注入和引出均达到6mm的圈间距。

2 引出偏转板的确定

2.1 引出偏转板中心轨道

忽略径向与轴向的耦合项,可以推导出在电场和磁场中,粒子中心轨道以方位角 θ 为自变量的微分方程式

$$dr/d\theta = r \cdot P_r / P_\theta$$

$$dP_r/d\theta = (r/P_\theta) \cdot r \cdot E_r + P_\theta \cdot r \cdot B_z$$

$$dP_\theta/d\theta = (r/P_\theta) \cdot r \cdot E_\theta - P_r + (r/P_\theta) \cdot P_r \cdot B_z$$

对于中心粒子,引出偏转板电场处处与其运动方向垂直,即

$$E_r = E \cdot P_\theta / P$$

$$E_\theta = -E \cdot P_r / P$$

式中, E 为偏转板电场强度,与偏转板所加高压及其间隙有关。

逐点取相应的磁场,利用计算机对轨道方程作数值积分,反复调节偏转板电场强度 E ,可确定一条满足工程设计要求的偏转板中心粒子轨道。

2.2 磁场中静电偏转通道振荡方程及其对应的束流传输矩阵

除了中心粒子轨道外,对围绕中心粒子的其它旁轴粒子轨道,我们同样感兴趣。静电偏转通道的宽度,由其相空间的束流接受度计算来确定。通过束流的传输矩阵对相平面各点进行变换,可以很快地知道相平面各点沿偏转通道的轨迹情况,确定偏转板的接受度。矩阵法是一阶线性近似,首先,要求得到线性近似下,静电偏转通道旁轴粒子的振荡方程,(同时考虑磁场),进而确定其束流传输矩阵。

不考虑径向和轴向的耦合,不考虑相对论效应 $m = \text{常数}$,事实上在静电偏转通道中,电场对粒子的能量调制是很小的。可以推导出旁轴粒子径向轨道振荡方程式

$$d^2 x/ds^2 + (x/r_e^2) \cdot [(3-N_E)(1-F_0) + (F_0-N_0)F_0] = 0$$

对圆柱面静电偏转板 $N_E=1$, 对球面静电偏转板 $N_E=2$ 。

由振荡方程式, 径向束流传输矩阵有以下形式

$$M_x = \begin{vmatrix} \cos KL & 1/K \cdot \sin KL & (1-\cos KL) \cdot (reK)^{-2} \\ -K \sin KL & KL & \sin KL \cdot (reK)^{-1} \\ 0 & \cos KL & 1 \\ & 0 & \end{vmatrix}$$

式中, $K^2 = r_e^{-2} \cdot [(3-N_E)(1-F_0) + (F_0-N_0)F_0]$, $N_0 = -(r_e/B_z(r_e)) \cdot (\Delta B_z/\Delta r)_{re}$, $N_E = -(r_e/E_r(r_e)) \cdot (\Delta E_r/\Delta r)_r$, $F_0 = B_z \cdot [B_z(r_e) - E_r(r_e)/V]^{-1}$; re 为粒子中心平衡轨道半径; L 为中心平衡轨道弧长。若磁场用 T 作单位, 电场强度用 V/cm 作单位, 则:

$$F_0 = B_z(r_e) \cdot B_z(r_e) - E_r(r_e)/300\beta^{-1}, \beta = V/c$$

同样, 可推导出粒子轴向旁轴轨道振荡方程

$$d^2 Z/ds^2 + (1/r_e^2) \cdot [(F_0-1)(1-N_E) + F_0 \cdot N_0] \cdot Z = 0$$

轴向束流传输矩阵有以下形式

$$M_z = \begin{vmatrix} \cos KL & 1/K \cdot \sin KL \\ -K \sin KL & \cos KL \end{vmatrix}$$

式中, $K^2 = r_e^{-2} \cdot [(1-N_E)(F_0-1) + F_0 \cdot N_0]$, 若 $K^2 < 0$, 则轴向束流传输矩阵为

$$M_z = \begin{vmatrix} \text{ch } KL & 1/K \cdot \text{sh } KL \\ K \cdot \text{sh } KL & \text{ch } KL \end{vmatrix}$$

一般来说, 磁场沿偏转静电通道强度逐点在变化, 它的下降也逐点在变化, 这对计算机数值计算来说不会引起太大的困难。我们可以把偏转静电通道分成若干段, 每段将产生一个束流传输矩阵, 整个偏转通道的束流传输矩阵由各段子传输矩阵依次相乘产生。

对相平面一个点的变换

$$\begin{vmatrix} X'_1 \\ X_1 \\ \Delta P/p \end{vmatrix} = M_z \cdot \begin{vmatrix} X_{i-1} \\ X'_{i-1} \\ \Delta P/p \end{vmatrix} \quad \begin{vmatrix} Z_1 \\ Z'_{i-1} \end{vmatrix} = M_z \cdot \begin{vmatrix} Z_{i-1} \\ Z'_{i-1} \end{vmatrix}$$

对一个椭圆相图的变换

$$\sigma_i = M \sigma_{i-1} M^T$$

式中, σ 是一描述束团特性的矩阵, M 是束流元件的传输矩阵, M^T 是束流元件的转置矩阵。

2.3 引出偏转板尺寸的确定

由于我们把偏转板安排在谷区, 磁场只有几十 mT。在覆盖静电偏转板的区域内, 磁场变化缓慢。我们的引出束流 ^{14}C 能量为 48 keV, $1 \times 10^{-4}\text{T}$ 磁场与 $1\text{V}/\text{cm}$ 电场作用等效, 而我们的引出偏转板电场强度约为 $5\text{kV}/\text{cm}$, 磁场对粒子的偏转曲率的影响只有 $1\%-2\%$, 采用等偏转曲率半径的偏转板是完全可行的。从计算机打印出来的数据不难发现, 中心平衡轨道基本上在一个圆上, 误差不超过 0.2mm 。

偏转电极与切割板出口处间距取 6mm , 计算表明, 偏转板可有 $60\text{mm} \cdot \text{mrad}$ 的接受度, 考虑到粒子到达引出偏转板入口时粒子的加速圈数并不完全一样, 并有最大为 $\Delta E/E=1\%-2\%$ 的能散, 估计束流越过偏转板将有 $90\text{mm} \cdot \text{mrad}$ 的发射度。偏转板曲率半径变化对接受度稍有影响, 我们对 3 个不同的曲率半径偏转板接受相图进行了计算, 偏转板曲率半径减少时, 偏转板电压增加, 接受度也稍有增加 (约 2mrad)。拟取偏转板曲率半径 $r=20.34\text{cm}$, 偏转电压 $V_d=2.43\text{kV}$ 。

其轴向接受度是在这样的假定条件下计算出来的: 粒子在偏转板中轴向束斑不超出 1cm 高度的电场均匀区。如果偏转板、切割板轴向高度 3cm , 大概有 1cm 高度的电场均匀区。由于我们采用圆柱形电极, 谷区磁场比较弱, 粒子在偏转板中基本上是轴向漂移, 轴向接受度数值和径向接受度大小相当。

3 外束的输运和探测

束流由引出偏转板引出后, 曾设想通过很短的距离, 不加任何聚焦直接打到法拉第筒上, ^{14}C 粒子则通过测量偏转板偏移 9.5° , 绕过法拉第筒打到单粒子探测器的打拿极上, 倍增电子通过微通道板进行粒子计数。通过计算看来不行。估计引出偏转板出口处束流发射度 ε

$$\Delta E/E=0, \varepsilon=3\pi \times 20\text{mm} \cdot \text{mrad}$$

$$\Delta E/E=1\%, \varepsilon=3\pi \times 30\text{mm} \cdot \text{mrad}$$

根据公式 $a=a_0 \cdot [1+(Z/\lambda)^2]^{1/2}$

式中, a 为束斑半径, a_0 为束腰半径, Z 为束斑观测处到束腰的距离, λ 为束的特征长度。

若打拿极距偏转板出口 $Z=50\text{cm}$, 假定束在偏转板出口处成腰, 打拿极与束线成 15° 的倾斜角, 则打拿极上的束斑半径 $a=5.9\text{cm}$ 。单粒子探测器的打拿极最大宽度只有 3.5cm , 要求打拿极处束径小于 1cm 。很明显, 由于偏转板引出的束流发射度很大, 不加聚焦透镜, 束流输运相当困难, 也无法控制打拿极处束斑。考虑采用三圆筒透镜进行束流聚焦。比起三膜片孔单透镜来, 圆筒透镜聚焦能力强, 所要求的透镜电源比三膜孔透镜低。我们的引出束能量为 50keV , 不希望透镜电源高, 否则, 工程实现时产生或增加经费开支。比起静电四极透镜来, 单透镜结构简单、造价低, 同时对横向两个方向进行聚焦。

成像光学对透镜电压估计

$$\begin{vmatrix} 1 & Z_2 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -f^{-1} & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & Z_1 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & Z_1 f^{-1} \\ f^{-1} & 1+Z_1 f^{-1} \end{vmatrix}$$

$$Z_1 + Z_2 - Z_1 Z_2 f^{-1} = 0$$

式中, Z_1 为物距, Z_2 为像距, f 为透镜焦距。若 $f=407\text{mm}$, $Z_2=560\text{mm}$, 则 $f=235.7\text{mm}$ 对应的单透镜电压比 $V_1 / V_0=0.35$, (透镜孔径 60mm), 引出束能量 50keV , 单透镜电压 35kV 。

取 $1/2$ 旁轴条件, 特殊情况可取 $1/3$ 旁轴条件, 可减少色散。我们的情况是束流不需要传输很远, 色散对我们来说没有比减少透镜电压重要。单透镜孔径取 60mm , 单透镜电压 $V=-31.8\text{ kV}$ 。打拿极处束斑 $D=8.3\text{mm}$ 。根据束斑极小原理, 要求打拿极处束斑最小, 束腰要成在打拿极前面一点的地方。

后来, 根据上海冶金所及我所五室的建议, 将单透镜换成三单元静电四极透镜, 机械总体尺寸不变, 造价不变, 透镜电源电压可由原来的 32kV 降到 10kV (图1)。图1中:

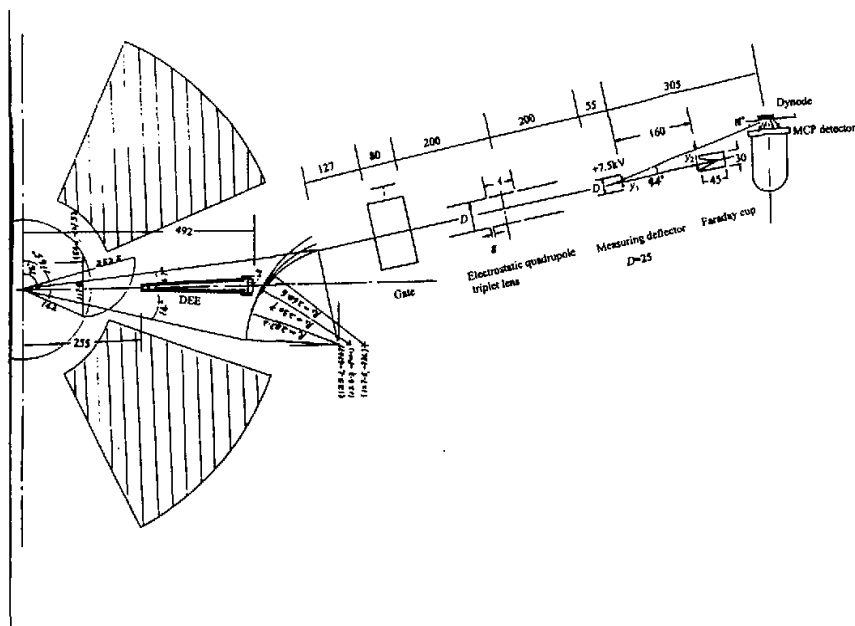


图1 超灵敏小型回旋加速器质谱计注入、引出和外束输运、探测示意图

Fig.1 Scheme of the extraction and beam transport pipe line

所注尺寸单位为 mm, 引出偏转板 3 种可选择参数: $R_1 = 203.2$, $V_0 = 3.06 \text{ kV}$; $R_2 = 230.7$, $V_0 = 2.72 \text{ kV}$; $R_3 = 260.6$, $V_0 = 2.43 \text{ kV}$ 。测量偏转板对束流的偏转量: $Y_1 = 4.5 \text{ mm}$, $Y_2 = 30.9 \text{ mm}$ 。

探测偏转板计算: 希望 ^{14}C 通过探测偏转板, 偏转 9.5° 绕过法拉第筒, 打到打拿极上。而 ^{13}C 、 ^{12}C 探测偏转板不加电压, 由法拉第筒进行测量。

偏转量 y_1, y_2 计算公式

$$y_1 = V \cdot L^2 \cdot q / (4 \cdot W \cdot D)$$

$$y_2 = V \cdot L \cdot X \cdot q / (2 \cdot W \cdot D) + V \cdot L^2 \cdot q / (4 \cdot W \cdot D) = V \cdot L \cdot q / (4 \cdot W \cdot D) \cdot (L + 2X)$$

式中, y_1 为测量偏转板出口处中心束线偏移量, y_2 为法拉第筒处中心束线偏移量, V 为测量偏转板电压, L 为测量偏转板长度, W 为入射束流能量, q 为入射粒子电荷数, X 为观测点到探测偏转板出口距离, D 为测量偏转板电极间距离。

若入射束能量为 50 keV , 测量偏转板长度 55 mm , 板极间距 25 mm , 偏转电压 7.5 kV , 则偏移量 $y_1 = 4.5 \text{ mm}$, 呢 $y_2 = 31 \text{ mm}$ 。建议板极的宽度为 50 mm 。

为了使打拿极上束斑最佳, 对机械设计要求测量偏转板及其随后的探测装置能在 $0 - 90^\circ$ 范围内旋转。引出偏转板在加速室内的位置见图 2。

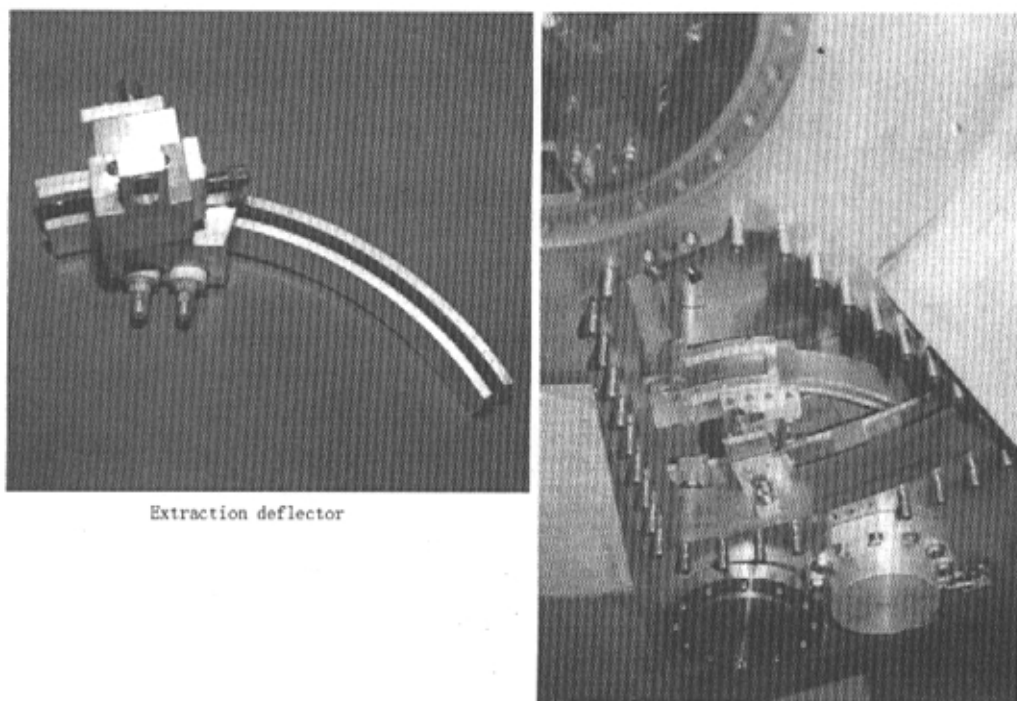


图 2 引出偏转板在加速室内的位置

Fig.2 Extraction deflector in the position inside the vacuum chamber

参 考 文 献

- 1 陈茂柏. 扇形聚焦回旋加速器束流规划原理和方法, 第三册, 上海原子核所资料
CHEN Maobai. The principle and method of the beam programming in sector-focusing cyclotron. Internal report of Shanghai Institute of Nuclear Research, the Chinese Academy of Sciences.
- 2 Focusing of Charged Particles, Edited by Albert Septier.
- 3 赵小凤. 扇形聚焦回旋加速器静电引出通道的设计, 上海原子核所资料。
ZHAO Xiaofeng. Internd report of Shanghai Institute of Nuclear Research, the Chinese Academy of Sciences.
- 4 DCHEN Maobai, XU sknlin, LI Deming et al. Nucl Instr Meth, 1990, A287:47-59

Physics Design of the SMCAMS extraction system

XU Senlin

(Shanghai Institute of Nuclear Research, the Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Abstract

Physics Design of the SMCAMS extraction system and beam transtport pipe line isdescribed in detail.

Key words Extraction system, Beam spacing

CLC TL 542