

CYCIAE型回旋加速器负离子剥离 引出的光学行为研究

肖美琴 张天爵 樊明武

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

1995-11-24

摘 要

为了 CYCIAE型回旋加速器的剥离靶轴线及旋转角的概念设计, 必须对负离子剥离后的光学特性进行研究, 基于根据 CYCIAE型回旋加速器剥离引出特点编制的程序 CYCTRS, 计算了 CYCIAE30 加速器不同能量束流引出剥离点的位置, 并与实际位置进行比较, 证明计算所用的理论及方法是正确的, 同时, 考察了剥离后的束流空间运动的光学特性. 在此基础上, 确定了 CYCIAE70 回旋加速器能量为 35—70MeV 的束流引出剥离点位置.

关键词 CYCIAE型回旋加速器, 剥离引出, 光学特性.

1 引 言

CYCIAE型回旋加速器集中了传统小型回旋加速器和分离扇型回旋加速器的优点, 加速 H^- 离子, 利用强聚焦和剥离高效引出, 达到外靶束流的高流强. 这种加速器不仅用于医学, 生产放射性同位素, 为医学成像装置提供重要的放射性医药, 而且也将用于基础物理实验研究. 例如, 北京放射性核束装置中一个重要的组成部分是 CYCIAE型回旋加速器. 它作为放射性核束产生设备, 初定能量 70MeV, 流强 $200\mu A$. CYCIAE型

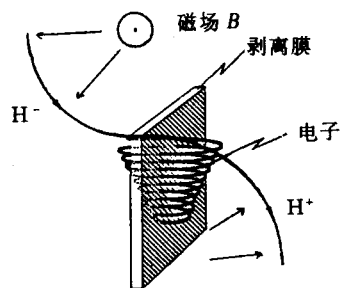


图1 剥离引出原理

剥离引出的优点是能够在固定的磁场和固定的高频频率下, 通过改变剥离的径向

回旋加速器将加速到一定能量的 H^- 离子剥离转换成 H^+ 离子后引出. 如图 1 所示, 在加速器内部, H^- 离子的轨迹在磁场的作用下向内偏转, 当 H^- 被剥离成 $H^+ + 2e^-$ 后, H^+ 受罗仑兹力的作用, 轨迹向外偏转, 而释放的电子在磁场的作用下绕剥离膜旋转若干次, 最终将能量损失并停留在膜片中. 当剥离碳箔密度为 $20-40 \mu g/cm^2$ 时, 转换效率为 99.9%, 引出束能散为 1—2%, 主要是由于束在加速器内部的径向振荡引起, 而由剥离引起的散射很小.

位置引出不同能量的离子束流。用于剥离的碳箔安装在剥离探针的支架上, 探针在径向可以移动, 在辐角方向可以转动, 保证不同位置上剥离后的不同能量的离子束, 在一定的加速器磁场的作用下, 最终都能到达开关磁铁的中心。实际上, 开关磁铁的结构和位置是一定的, 因此, 对不同能量的引出束来说, 必须首先寻找到这样一个剥离点, 使得在这一点上剥离的束在一定的磁场作用下到达同一开关磁铁, 实现束流的引出并进入束流管道中心。另一方面, 从剥离点到开关磁铁这一区域磁场下降很快, 因此, 有必要考察剥离后的束流在加速器边缘磁场中空间运动光学特性。

基于中国原子能科学研究院已建成的一台强流回旋加速器 CYCIAE30 (该器引出系统从比利时 IBA 公司全套进口) 的磁场, 用轨迹跟踪的方法, 找到不同能量 (15—30MeV) 离子束的剥离位置, 并与实际位置进行比较, 以证明计算所采用的理论及方法的正确性, 并利用在剥离靶处测得的发射度, 计算了空间束轨迹。然后, 利用理论计算的 70MeV CYCIAE 型回旋加速器磁场, 对它的束流引出进行概念设计, 为将来剥离靶的工程设计奠定基础。

2 计算方法

2.1 磁场的计算

CYCIAE 型回旋加速器为四扇等时性回旋加速器, 它的磁场是以中间平面上下对称的。通常, 给定的磁场为柱坐标系下中间平面上一系列节点 $r=r_i, \theta=\theta_j (i=1, 2, \dots, n; j=1, 2, \dots, m; r_1 < r_2 < \dots < r_n; \theta_1 < \theta_2 < \dots < \theta_m)$ 上的磁场的 z 向分量 $B_z(r_i, \theta_j, 0)$, 则在 $r_1 \leq r \leq r_n, \theta_1 \leq \theta \leq \theta_m$ 的每个子域 $r_i \leq r \leq r_{i+1}, \theta_j \leq \theta \leq \theta_{j+1} (i=1, 2, \dots, n-1; j=1, 2, \dots, m-1)$ 内, $B_z(r, \theta, 0)$ 的插值和偏导数可以用该子域内的双三次样条函数^[1]

$$B_z(r, \theta, 0) = \sum_{k,l=1}^4 A_{ijkl} (r-r_i)^{k-1} (\theta-\theta_j)^{l-1}$$

来计算, 式中系数 A_{ijkl} 可借助一维三次样条函数确定, 其相应的边界条件为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_z(r, \theta_j, 0)}{\partial r} & (r=r_1, r_n; j=1, 2, \dots, m); \\ \frac{\partial B_z(r_i, \theta, 0)}{\partial r} & (\theta=\theta_1, \theta_m; i=1, 2, \dots, n); \\ \frac{\partial^2 B_z(r, \theta, 0)}{\partial r \partial \theta} & (r=r_1, r_n; \theta=\theta_1, \theta_m). \end{aligned}$$

利用 $\nabla \times \mathbf{B} = 0$ 和 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ 可以推出以中间平面上磁场 $B_z(r, \theta, 0)$ 表示的空间分布的磁场的三个分量 B_r, B_θ, B_z 的级数展开式:

$$B_r(r, \theta, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(2n+1)!} Z^{2n+1} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right)^n B_z(r, \theta, 0);$$

$$B_\theta(r, \theta, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(2n+1)!} Z^{2n+1} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right)^n B_z(r, \theta, 0);$$

$$B_z(r, \theta, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(2n+1)!} Z^{2n+1} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right)^n B_z(r, \theta, 0),$$

因此, 只要给定中间平面上场分布, 整个空间场便可由上面各式计算得到.

2.2 轨迹的计算

图2给出了CYCIAE30回旋加速器中间平面上束流引出示意图. 由于磁场的周期性, 选取一谷区对称面(磁场最低点)作为 $\theta=0$ 的点, 真空室在以相邻的另一个谷区对称面为中心开有一引出孔, 束流通过这一引出孔到达开关磁铁中心. 开关磁铁中心位于 $r=1.225\text{m}$, $\theta=100^\circ$ 处. 从图2可以看出, 计算束流引出光学特性采用直角坐标系更为方便. 因此, 以加速器中心作为坐标原点, 选取 $\theta=0$ 的轴为 x 轴, 方向向外, z 轴保持不变, 则 y 轴便落在另一个谷区对称轴上.

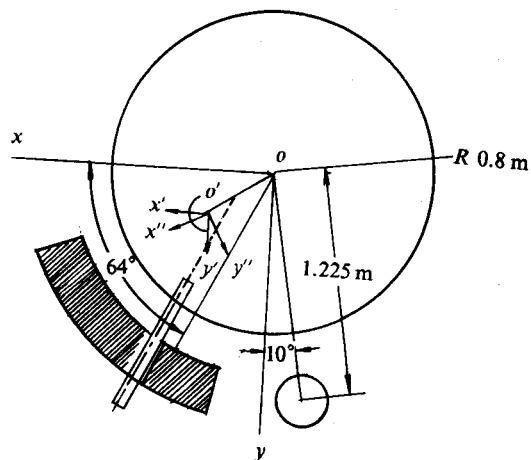


图2 CYCIAE30剥离引出示意图

在直角坐标系中, 以时间 t 为独立变量, $x(t)$, $y(t)$, $z(t)$ 满足的带电粒子在磁场中的运动方程为:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = k \left(B_z \frac{dy}{dt} - B_y \frac{dz}{dt} \right);$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = k \left(B_x \frac{dz}{dt} - B_z \frac{dx}{dt} \right);$$

$$\frac{d^2z}{dt^2} = k \left(B_y \frac{dx}{dt} - B_x \frac{dy}{dt} \right);$$

其中, $k = \frac{q}{m} = \frac{c^2}{(W_0 + W)} \times 10^{-6}$, 对 H^+ , $W_0 = 938.265\text{MeV}$, W 为 H^+ 能量, 单位为

MeV, B_x , B_y , B_z 为直角坐标系下磁场的三个分量, 可以通过坐标转换从 B_r , B_θ , B_z 中求得. 利用数值算法解上述运动方程, 便可以计算剥离后离子运动轨迹.

在等时性回旋加速器中, 一定动量的粒子实际上是围绕着相应能量的平衡轨道作振荡运动. 因此, 可以在平衡轨道上寻找剥离点, 并且把从平衡轨道上引出的粒子轨迹作为束流的中心轨迹. 由已知的磁场可以计算出柱坐标系下满足等时性要求的相应能量的

平衡轨道. 对于一定能量的束流, 为了确定剥离靶的放置位置(半径 r 和方位角 θ), 采用了欠松弛迭代方法, 首先给定初始 $\theta_{e_{q_0}}$, 在相应能量的平衡轨道上找到 $r_{e_{q_0}}$, $\left(\frac{dr}{dt}\right)_{e_{q_0}}$ 和 $\left(r \frac{d\theta}{dt}\right)_{e_{q_0}}$, 则在直角坐标系 xoy 中轨迹计算的初始条件由下式给出:

$$\begin{aligned}x_0 &= r_{e_{q_0}} \times \cos(\theta_{e_{q_0}}); \\y_0 &= r_{e_{q_0}} \times \sin(\theta_{e_{q_0}}); \\z_0 &= 0, \\ \left(\frac{dx}{dt}\right)_0 &= \left(\frac{dr}{dt}\right)_{e_{q_0}} \times \cos(\theta_{e_{q_0}}) - \left(r \frac{d\theta}{dt}\right)_{e_{q_0}} \times \sin(\theta_{e_{q_0}}); \\ \left(\frac{dy}{dt}\right)_0 &= \left(\frac{dr}{dt}\right)_{e_{q_0}} \times \sin(\theta_{e_{q_0}}) + \left(r \frac{d\theta}{dt}\right)_{e_{q_0}} \times \cos(\theta_{e_{q_0}}).\end{aligned}$$

跟踪这条轨迹, 求得此轨迹到达开关磁铁中心 $y=y_{end}$ 平面位置时轨迹与中心在 x 方向的偏离 Δx_{end} , 根据这一偏离值返回修正假定的 $\theta_{e_{q_0}}$, 采用欠松弛因子迭代, 重复上一过程直至求得轨迹终点的横向偏离值小于给定的要求(10^{-3}), 这时的 $r_{e_{q_0}}$, $\theta_{e_{q_0}}$ 便是相应能量束流剥离点的位置.

为了便于研究一定能量的束流剥离后粒子在磁场中运动的光学特性, 将直角坐标系 xoy 的坐标原点沿 $\theta=\theta_{e_{q_0}}$ 辐角线平移至相应能量束流引出的剥离点, 并将 y 轴逆时针旋转 α 角至束中心粒子出射方向. 这样, 可直接给出轨迹计算的初始条件 $x''_0, y''_0, z_0, \sin\alpha_0, \sin\beta_0$, 其中, α_0, β_0 为粒子出射方向的平面角和空间角. 经过这一坐标转换后, 可以推导出在 $x''o'y''$ 坐标系下磁场的三个分量与柱坐标系下的磁场分量 B_r, B_θ, B_z 的关系:

$$\begin{aligned}B_{x'} &= B_r \cdot \cos(\theta_{e_{q_0}} + \alpha) - B_\theta \cdot \sin(\theta_{e_{q_0}} + \alpha); \\B_{y'} &= B_r \cdot \sin(\theta_{e_{q_0}} + \alpha) + B_\theta \cdot \cos(\theta_{e_{q_0}} + \alpha); \\B_z &= B_z,\end{aligned}$$

其中, $\alpha = \text{artg}\left(\frac{(dx/dt)_0}{(dy/dt)_0}\right)$.

2.3 计算程序 CYCTRS

CYCTRS 程序是根据强流回旋加速器束流引出的特点而编写的一个轨迹计算程序, 它主要有两个功能: (1) 根据中间平面离散节点上的磁场和相应能量平衡轨道寻找剥离点位置 $r_{e_{q_0}}, \theta_{e_{q_0}}$; (2) 计算从剥离靶出射的空间束轨迹. 它采用四阶 Runge-Kutta 法在直角坐标系下求解运动方程. 以时间 t 作为积分变量, 程序读入的积分步长是两步间的轨迹长度, 在程序中自动转换为时间. 程序中磁场以离散形式给出, 适用于直角坐标系下或柱坐标系下实际测量的场或数值计算的场. 对离散形式给出的场分布用双三次样条函数拟合的空间场展开式计算, 展开式中幕次 n 取到 5. 其中, 样条函数拟合的边

界条件由二维三次拉格朗日插值计算给出。

CYCTRS 用 NDP-FORTRAN 编译并运行在 PC 机上, 程序共 700 条, 可输出相隔任意步的粒子轨迹, 利用 GRAFTOOL 绘图输出。

3 剥离点的计算

3.1 CYCIAE30 剥离点的计算

测量或理论计算给出的 CYCIAE30 回旋加速器的磁场从 $r=0$ 开始, 沿径向 r 的间隔 $\Delta r=0.02\text{m}$, 测量场最大径向位置 $r_{\text{max}}=0.84\text{m}$, 计算场 $r_{\text{max}}=1.38\text{m}$; 沿方位角方向的范围为 $0-358^\circ$, 间隔 $\Delta\theta=2^\circ$ 。实际输入到 CYCTRS 中的磁场 $r=0.48-1.38\text{m}$, $\theta=0-142^\circ$, 并将 $r=0.84-1.38\text{m}$ 范围内的测量场设置为 0。

分别利用 CYCIAE30 的测量磁场和理论计算磁场计算 15MeV, 20MeV, 25MeV, 28MeV 和 30MeV 引出束流在相应能量平衡轨道上的剥离点, 结果列于表 1 中。表 1 还列出了比利时 IBA 公司提供的一套参考数据。从平衡轨道上引出的束轨迹及相应的平衡轨道见图 3。

表 1 不同能量平衡轨道上剥离点的位置

引出束能量 (MeV)	测量磁场计算结果		理论磁场计算结果		IBA 测量场计算结果	
	r_{eqo} (m)	θ_{eqo} ($^\circ$)	r_{eqo} (m)	θ_{eqo} ($^\circ$)	r_{eqo} (m)	θ_{eqo} ($^\circ$)
15	0.5359	57.36	0.5218	58.72	0.531	56.03
20	0.6146	58.65	0.5982	59.85	0.608	57.09
25	0.6817	60.03	0.6637	61.02	0.675	58.27
28	0.7177	60.97	0.6991	61.70	0.710	59.06
30	0.7412	61.46	0.7208	62.08	0.732	59.50

由于理论计算磁场(主磁场电流 $I=112.5\text{A}$)比实际测量的磁场高, 因此, 用前者计算的剥离点比后者计算的靠外一点, 也就是说, 由于磁场强, H^+ 离子受到的罗伦兹力大, 弯曲较大, 受磁场作用的路径必须缩短。

为了进一步考察加速器边缘磁场对剥离点的影响, 在 $r>0.84$ 后将理论计算的磁场也设置为 0, 重新计算了剥离点的位置。结果发现, 对所有能量的引出束, 剥离点的方位角向内移动了 $0.09-0.17^\circ$, 能量越高的束流, 移动的角度越大。计算发现, 如果剥离点偏离 0.1° , 轨迹终点 x 方向的偏差约为 6mm , 因此, 在剥离点的计算中应该考虑加速器边缘磁场的作用。

从图 3 可以看出, 不同能量的束流引出剥离点的位置不在一条直线上, 为了在工程上实现准确的剥离, 剥离靶必须能沿径向移动, 沿方位角方向移动。实际上, 剥离靶安

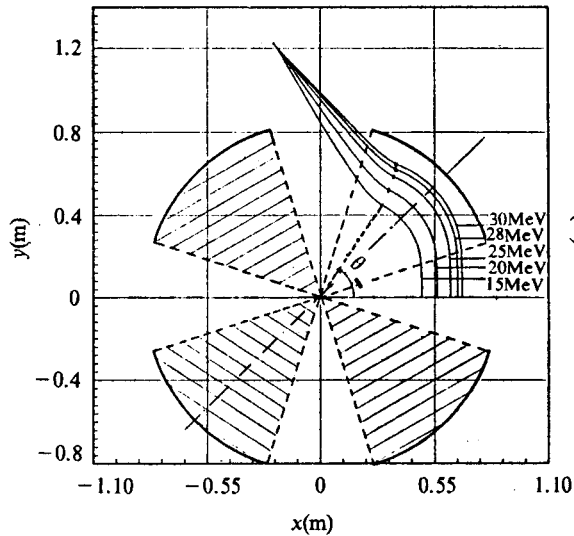


图3 CYCIAE30平衡轨道上引出的束流轨迹

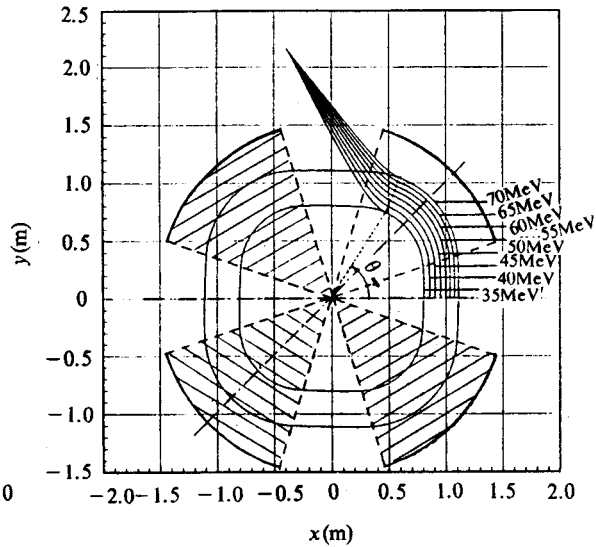


图4 CYCIAE70平衡轨道上引出的束流轨迹

装轴线不通过回旋加速器中心, 图2示出了CYCIAE30剥离靶轴线安装位置. 它距离 $\theta=64^\circ$ 辐角线0.08m, 并与该辐角线平行. 我们可以计算出剥离靶轴线与相应能量平衡轨道交点位置以及它与相应能量束流引出剥离点位置的偏离(见表2), 而这个偏离值就是剥离靶沿轴线需要旋转的角度. 对测量场计算的结果, 需要调节的角度在 $1.94-3.66^\circ$ 之间, 对理论场, 在 $3.54-4.46^\circ$ 之间. 而实际上CYCIAE30剥离靶在方位角方向可以调节的最大范围为 $-5.71^\circ-+5.71^\circ$, 因此, 能够满足准确剥离的要求, 在工程上实现束流的引出. 另一方面, 剥离靶面倾斜一定的角度, 有利于剥离过程中释放的电子在剥离膜外漂移, 而不将能量损耗在膜片上, 从而提高剥离碳箔的使用寿命.

表2 剥离靶轴线与相应能量束流平衡轨道的交点位置及与剥离点位置的偏差

引出束能量 (MeV)	测量场结果			理论场结果		
	$r_{\text{交}}$ (m)	$\theta_{\text{交}}$ ($^\circ$)	$\theta_{\text{c}_{q_0}}-\theta_{\text{交}}$ ($^\circ$)	$r_{\text{交}}$ (m)	$\theta_{\text{交}}$ ($^\circ$)	$\theta_{\text{c}_{q_0}}-\theta_{\text{交}}$ ($^\circ$)
15	0.5359	55.42	1.94	0.5218	55.18	3.54
20	0.6146	56.52	2.13	0.5982	56.31	3.54
25	0.6817	57.26	2.77	0.6637	57.02	4.00
28	0.7177	57.60	3.37	0.6991	57.43	4.27
30	0.7412	57.80	3.66	0.7208	57.62	4.46

另一方面, 实际运行时主磁场可能偏离理论计算场, 同时也不同于测量场. 因此,

有必要考察主磁场电流改变时相应能量的引出束流剥离位置的变化. 表3列出了主磁场电流分别为101.25A, 112.5A, 123.75A时15—30MeV引出束流的剥离点位置和相应的剥离靶轴线与平衡轨道的交点位置以及它们之间的偏差 $\Delta\theta$. 从表3可以看出, 主磁场电流调整后(调整量为 $\pm 10\%$), 对同一能量的引出束流来说, 剥离点径向位置移动了0.01—0.02m, 方位角移动了0.1—0.3°, 实际运行中, 由于剥离靶轴线与相应能量平衡轨道交点的 θ 值也同时改变, 剥离靶实际需要调节的角度大致不变, 且仍在最大调节范围之内.

3.2 CYCIAE70 剥离点的计算

给定CYCIAE70回旋加速器理论计算的中间平面上的磁场范围: 径向 $r=0-2.28\text{m}$, 间隔 $\Delta r=0.02\text{m}$, 方位角方向 $\theta=0-358^\circ$, 间隔 $\Delta\theta=2^\circ$, 实际输入到CYCTRS程序中的场范围是 $r=0.80-2.28\text{m}$, $\theta=0-142^\circ$. 初定开关磁铁中心的位置在 $r=2.18\text{m}$, $\theta=100^\circ$ 处. 利用相应能量的平衡轨道数据计算了能量为35MeV, 40MeV, 45MeV, 50MeV, 55MeV, 60MeV, 65MeV和70MeV的束流引出剥离点的位置, 列于表4中. 从平衡轨道上引出的束流轨迹及相应能量的平衡轨道见图4.

表3 主磁场电流改变剥离靶位置的变化

能量 (MeV)	主磁场电流 $I=101.25\text{A}$				主磁场电流 $I=112.5\text{A}$				主磁场电流 $I=123.75\text{A}$			
	r_{e,q_0} (m)	θ_{e,q_0} (°)	$\theta_{\text{交}}$ (°)	$\Delta\theta$ (°)	r_{e,q_0} (m)	θ_{e,q_0} (°)	$\theta_{\text{交}}$ (°)	$\Delta\theta$ (°)	r_{e,q_0} (m)	θ_{e,q_0} (°)	$\theta_{\text{交}}$ (°)	$\Delta\theta$ (°)
15	0.5350	58.87	55.40	3.45	0.5218	58.72	55.18	3.54	0.5098	58.56	54.97	3.59
20	0.6133	60.06	56.50	3.56	0.5982	59.85	56.31	3.54	0.5846	59.66	56.13	3.53
25	0.6803	61.35	57.25	4.10	0.6639	61.02	57.02	4.00	0.6491	60.77	56.92	3.85
28	0.7178	62.05	57.60	4.45	0.6991	61.71	57.43	4.27	0.6833	61.40	57.28	4.12
30	0.7392	62.36	57.79	4.57	0.7208	62.08	57.62	4.46	0.7060	61.77	57.49	4.28

表4 CYCIAE70回旋加速器束流引出剥离点位置

引出束能量 (MeV)	径向位置 r_{e,q_0} (m)	方位角 θ_{e,q_0} (°)	剥离靶轴线与平衡轨道 交点的方位角 θ (°)
35	0.8814	57.64	58.79
40	0.9373	58.07	59.10
45	0.9881	58.47	59.36
50	1.0380	58.89	59.58
55	1.0842	59.31	59.77
60	1.1257	59.69	59.93
65	1.1654	60.05	60.06
70	1.2034	60.43	60.19

参照 CYCIAE30, 70MeV 回旋加速器的剥离靶轴线也可以放置在距离 $\theta=64^\circ$ 方位角线 0.08m 处并与之平行. 这时剥离靶需要调节的角度在 $0.01-1.15^\circ$ 范围内.

4 束流光学特性的分析

在 $x'' o' y''$ 坐标系下, 粒子运动方向是 y 轴的正向, 测得的 CYCIAE30 剥离靶处横向发射度(x, z 方向)为:

$$\begin{aligned} x &= 8.4\text{mm}, & z &= 2.7\text{mm}; \\ x' &= 6.38\text{mrad}, & z' &= 6.25\text{mrad}. \end{aligned}$$

假定发射相图为正椭圆, 那么在起始位置处, 横向束包络在 x 方向的最大值 $x_{\max} = +0.0084\text{m}$, 最大发射角 $\alpha = 0.00638\text{rad}$. 在 z 方向的最大值 $z_{\max} = 0.0027\text{m}$, 最大发射角 $\beta = 0.00625\text{rad}$.

图 5(a)、(b) 分别给出了能量为 15MeV 和 30MeV 的引出束空间轨迹. 由于对称性, 这里只给出上半空间结果. 图 6 给出了它们在 xy 平面和 yz 平面上的投影. 可以看出, 束在空间 z 方向是发散的, 并且能量为 30MeV 的束比 15MeV 的粒子束空间轨迹发散得更厉害. 这是因为尽管回旋加速器内沿方位角方向的调变磁场对空间束有聚焦作用, 但是, 边缘磁场对空间束的发散作用大于此会聚作用, 总的效果是发散的, 只是 15MeV 的束受到的会聚力要比 30MeV 的大. 对 30MeV 的束, 在轨迹终点开关磁铁中心的 z 方向最大发射度为 $15.49\text{mm} \times 10.53\text{mrad}$, 而对 15MeV 的束, 最大发射度为 $13.68\text{mm} \times 7.39\text{mrad}$. 在 xy 平面, 对同一能量的粒子束, 越靠近边缘的粒子受到的磁场作用越小, 轨迹的曲率越小, 在某一位置, 轨迹投影交叉, 总的效应仍为发散. 但能量越小的束流发散得越大. 对 15MeV 的束, 在开关磁铁中心处 x 方向的最大发射度为 $12.91\text{mm} \times 9.49\text{mrad}$, 而 30MeV 的束, 最大发射度为 $8.36\text{mm} \times 6.34\text{mrad}$, 与初始发射度相比, 几乎没有变化.

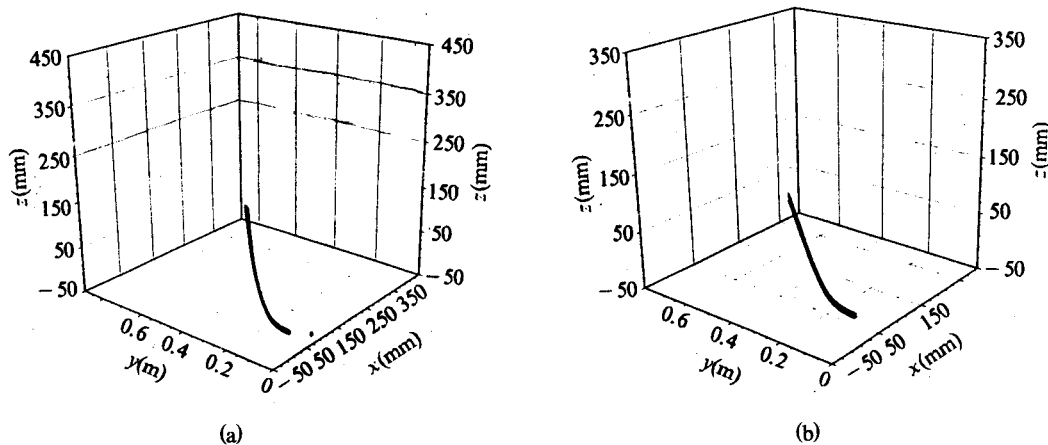


图 5 空间束轨迹

(a) 能量为 15MeV 的引出束; (b) 能量为 30MeV 的引出束.

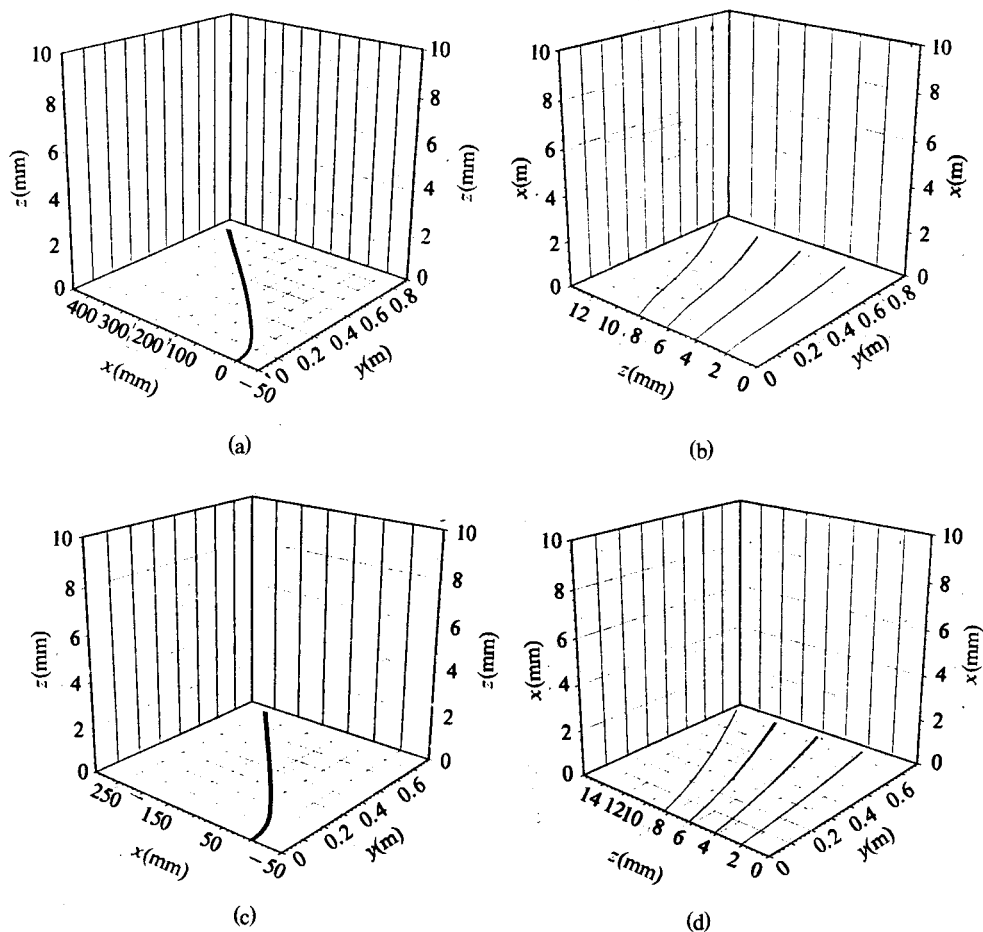


图6 空间轨迹投影图

- (a) xy 平面投影, 15MeV 的引出束; (b) yz 平面投影, 15MeV 的引出束;
 (c) xy 平面投影, 30MeV 的引出束; (d) yz 平面投影, 30MeV 的引出束.

5 结 论

利用根据 CYCIAE 型回旋加速器剥离引出特点编制的程序 CYCTRS, 计算了 CYCIAE30 不同能量束流剥离点的位置, 并与实际位置进行比较, 证明我们的结果是正确的, 在工程上也是能够实现的. 在此基础上, 计算了 CYCIAE70 回旋加速器能量为 35—70MeV 的束流引出的剥离点, 对其剥离靶轴线及旋转角作了概念设计, 为将来的工程设计奠定了基础. 同时, 还考察了剥离后的束流空间运动的光学特性, 发现束是发散的, 但一般来说, 真空室开孔及开关磁铁的管道尺寸比束尺寸大 3—5 倍, 因此, 利用剥离方法引出束流, 只要通过适当调节剥离靶的位置, 在一定的加速器边缘磁场的作用下, 可以到达并安全通过开关磁铁, 进入束流运输系统. 需要说明的是, 这里暂未考虑开关磁铁本身的磁场对粒子轨迹的影响.

参 考 文 献

- [1] 茅乃丰, 原子核物理, 8(1986) 188.

The Optical Property Research of Stripping Extraction of Negative Ion Beam for Type CYCIAE Cyclotrons

Xiao Meiqin Zhang Tianjue Fan Mingwu

(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413)

Received 24 November 1995

Abstract

In order to make the concept design of the axial position and the rotation angle of the stripping target of type CYCIAE cyclotrons, the optical property of H^- ion stripped has been investigated. By using the program CYCTRS, the positions of stripping points for the beam with different energies have been calculated and compared with practical positions of CYCIAE30 to show that the theory and the method used in calculation are reasonable. Also, the optical property of the H^+ beam in space under the fringing magnetic field of the cyclotron is investigated. Then, the positions of stripping points for the beam with different energies of CYCIAE70 are determined.

Key words type CYCIAE cyclotron, stripping extraction, optical property.