

内 部

粒子动力学和电子离子光学第二次学术讨论会

会 議 文 集

第 一 分 册

中国核学会粒子加速器学会

一九八五年五月 温州

第一分册 目 录

- 1、粒子径向运动计算程序
- 2、小型强流短脉冲电子直线加速器的粒子动力学设计
- 3、双回隙高梯度加速管的束流传输计算
- 4、矩方法在束流传输中的应用
- 5、多元磁四极微束形成系统的离子光学特性
- 6、无铁环形磁 β 谱仪的象差修正及光学特性分析
- 7、HE SyRL电子储存环高亮度运行方式的修改计算
- 8、静电偏转系统象差的计算和静电MOL系统的研究
- 9、负离子RFQ加速器中的椭球空间电荷效应
- 10、相对初始平面不对称的磁场的空间展开
- 11、能量补偿 β 源周围电场分布

粒子径向运动计算程序

提 要

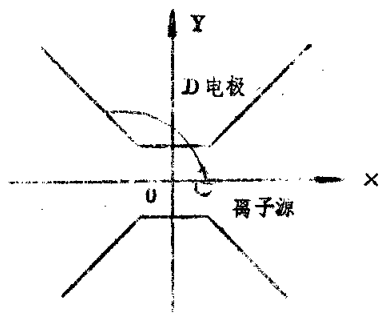
本文所述程序用于等时迴旋加速器带电粒子径向运动的研究。适用于 $N=3, 90^\circ$ D形电极的加速器。由于场数据全部采用实际测量数据, 所以程序不但可用于有假D的加速器, 而且可用于无假D的加速器。

前 言

1980年我所接受了30 MeV 等时迴旋加速器的研制任务, 並确定采用 $N=3, 90^\circ$ D电极及无假D的结构。当时国内同类加速器都采用有假D的结构^[1], 应用粒子动力学计算的一些程序也不适用于无假D的情况。国外一些有名的程序, 如美国密执安州立大学(MSU)迴旋加速器实验室的程序“Cyclone”, 也只适用有假D情况, 不能用于无假D的加速器的计算。^[2, 3, 4]为了满足研究无假D的迴旋加速器的中心区结构及有关物理参数、束流品质和引出的需要, 于1982年编制了本程序(RMOTION)。

带电粒子的径向运动方程

在等时迴旋加速器中心平面内，我们把带电粒子的运动分为三个区进行研究。第一个区域为离子源——吸极区。粒子运动情况如图一所示。在此区域内，我们采用直角坐标，运动方程中用高频相角作为自变量，运动方程为



图一 粒子在离子源——吸极区的运动

$$\frac{dx}{d\tau} = \frac{C_1}{r} P_x$$

$$\frac{dy}{d\tau} = \frac{C_2}{r} P_y$$

$$\frac{dp_x}{d\tau} = C_1 E_x \sin \tau - \frac{C_2}{r} p_y B$$

$$\frac{dp_y}{d\tau} = O_1 E_y \sin \tau + \frac{O_2}{r} p_x B$$

$$\frac{dJ}{d\tau} = \frac{Z}{1000} V \cos \tau$$

$$\frac{d\theta}{d\tau} = \frac{O_1}{rB} \sqrt{p_x^2 + p_y^2 - p_r^2}$$

其中, x, y 为粒子坐标

p_x, p_y 为粒子动量, 以 $m_0 \omega_0$ 为单位。 m_0 ,

ω_0 分别为粒子静止质量和中心回旋角频率。

$\tau = \omega_{RF} t$ 为高频相角, ω_{RF} 为高频角频率。

E_x, E_y 为电场的空间分布。

B 为磁场在 Z 方向分量, 以中心处磁场 B_0 为单位。

θ 为粒子的方位角。

$$J = W + Z V \sin \tau / 1000$$

其中 W 为粒子能量 (MeV)

Z 为粒子电荷数

V 为粒子所在点的电位。

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} \quad \text{相对论因子}$$

$$O_1 = a^2 f_r m_0 O^2 / 1000$$

其中

$$a = \frac{m_0 O^2 \times 1000}{B_0 \times 299.7925}$$

$$f_r = \frac{\omega_{RF}}{\omega^2}$$

$$O_1 = \frac{\omega_s}{\omega_{RF}} = \frac{1}{f_r}$$

$$R = \sqrt{x^2 + y^2} \text{ 为粒子的径向位置。}$$

R_r 为粒子动量的径向分量。

粒子第一次走出D电极后就进入第二区。在此区域内，我们选取极坐标，並以 θ 作为方程的自变量。在此区域内运动方程为

$$\frac{dr}{d\theta} = r p_r / p_\theta$$

$$\frac{dp_r}{d\theta} = p_\theta + \frac{a^2 / r E_r \sin \tau}{m_0 O^2 \cdot p_\theta \times 1000} r B.$$

$$\frac{dr}{d\theta} = f_r / r / p_\theta$$

$$\frac{dJ}{d\theta} = \frac{f_r / r V \cos \tau}{1000 \cdot p_\theta}$$

其中 E_r 为电场径向分量的空间分布。其它符号意义同前。

$r > 150 \text{ mm}$ 为第三区。运动方程与第二区完全相同。

采用龙格——库塔法对上述方程进行数值求解。

电磁场的数值计算

我们采用的电磁场数据都是实际测量值。磁物在极坐标中测量，方位角方向每 3° 测一点，径向采取不等距测量， $0 \leq r \leq 45 \text{ mm}$ 范围内，每 1 mm 测一点，在 $r > 45 \text{ mm}$ 的范围内，每 10 mm 测一点。

$$B_z(r, \theta) = B(r, \theta)$$

$$= B_0(r) + \sum_{n=1}^{\infty} [H_n(r) \cos(3n\theta)$$

$$+ G_n(r) \sin(3n\theta)]。$$

在实际计算中取到 15 次谐波。径向其它点的值，根据测量值

用拉格朗日双权重插值公式算出。即

$$B(x) = \sum_{i=1}^4 O_i B_i$$

$$O_1 = f^2 - \frac{1}{2}(f^3 + f)$$

$$O_2 = \frac{3}{2}f^3 - \frac{5}{2}f^2 + 1$$

$$O_3 = 2f^2 - \frac{3}{2}f^3 + \frac{1}{2}f$$

$$O_4 = \frac{1}{2}(f^3 - f^2)$$

其中 B_i 为测量值， f 为计算点到第二点的距离与步长之比。

电场在直角坐标系中测出。利用电解槽模拟测量技术进行测量。在第一区测量点数为 60×60 ，步长为 1 mm ；第二区测点数为 100×100 ，步长为 3 mm ，第三区测点数为 100×100 ，步长为 9 mm 。

在计算电场时，采用了二维的拉格朗日双权重插值公式。

第一区中电势 V 的值为

$$V = \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 O X_i O Y_j V_i(x, y)$$

其中 OX_i , Oy_j 的计算与磁场情况相同, $V_1(x, y)$ 为第一区的测量值。

在第二、三区中

$$V = \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 OX_i \quad Oy_j \quad V(x, y)$$

其中 $V(x, y)$ 为在此区域中的测量值。

径向运动计算程序

程序用 FORTRAN IV 写成, 在 DJ S-6 机上运行。由于输入的电磁场数据量较大, 为了提高计算速度, 所有的场数据均以数组形式存入无名公用区。考虑到计算量大, 所以采用了比较灵活的输入输出方式。程序允许从三个区中任一轨道作为计算起点, 将该轨道有关参数输入, 即可继续向下运算。输出形式除数值形式外, 程序还包含绘图子程序, 可将算得的轨道用绘图仪画出。使用绘图仪时, 必须和绘图仪程序同时使用。

本程序不但可以用于研究有假 D 的结构, 也可用于无假 D 情况。D 电极角度不限于 90° , 也允许修改。如和平衡轨道程序联合使用, 还可研究粒子运动轨道的同心情况。

参 考 文 献

[1] 1.2米迴旋加速器技术改造中心区计算实验

上海原子核研究所

[2] Cyclone MSU 1978

[3] F. Marti M.M. Gordon M.B. Chen

Annual Report 1979-80 MSU

[4] E. Liukkonen and Antaya

Annual Report 1978-79 MSU

双间隙高梯度加速管的束流传输计算

王培录

郁庆长

四川大学核科学技术所

中国科学院高能所

摘 要

本文用强流传输矩阵法计算了3 MA氮离子束通过第二类双间隙高梯度加速管的包络。并对计算结果作了讨论。

一、引言

目前半导体注入机多用等梯度加速管作为离子束的加速元件。这对中弱流强的注入机是适宜的。但对强流金属离子注入机来说，这种加速管已满足不了一定的要求。因为强流离子束如氮离子束需受好几个毫米（乃至十几毫米甚至几十毫米）。在低能情况下空间电荷效应十分显著，特别是非线性空间电荷效应的影响，使束的光学性质变坏，给束的传输带来困难。目前解决这个问题的方法之一，是在较短的距离内尽快将束加速到较高的能量，然后输运到靶上。

高梯度加速管是加速这种强流束比较理想的光学元件。它可极大地降低非线性空间电荷效应的影响，使束的光学性质不至变得太坏。这类加速管根据其在光路中的位置又分成两类：第一类是和离子源直接相连的加速管；第二类是不和离子源直接相连的加速管。根据需要，这里我们仅对第二类双间隙加速管的束流传输计算作一简单讨论。为简单起见，在下一节中我们假定束是轴对称的，但其结果很容易推广到非轴对称束。

二、加速系统的强流传输矩阵

强流离子束在仅存在电场作用的轴对称加速系统中的旁轴轨

迹方程可写成 [1]

$$r'' + \frac{E}{2U(z)} r' + \frac{E'}{4U(z)} r - \frac{I}{4\pi\epsilon_0 (2U(z))^{\frac{3}{2}} R^2 U(z)^{\frac{1}{2}}} r = 0 \quad (1)$$

其中 r 为粒子的径向坐标； $U(z)$ 为加速管轴线上的规范化电位， E 为电场强度； E' 为电场强度在轴线方向（ z 方向）的梯度； I 为离子束的强度； ϵ_0 为真空介电常数； η 为离子的荷质比； R 为离子束的半径。

要解方程 (1)，必须

先知道加速管轴线方向的

电位分布。为此，我们令

加速管的电极间距为 $a_1 =$

$a_2 = a$ ； $a_3 = \frac{1}{2}a$ （如图

1 所示）；加速管三个电

极上的电位分别为 U_1 。

U_2 和 U_3 。为计算简单

起见，我们根据 Fry 公式

由下面的方程组

$$\begin{bmatrix} \frac{\pi d + a}{\pi d} & \frac{a}{\pi d} & 0 \\ -\frac{a}{\pi d} & \frac{\pi d + 2a}{\pi d} & -\frac{a}{\pi d} \\ 0 & -\frac{a}{(\pi + 2)d} & \frac{\pi d + 2d + a}{(\pi + 2)d} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \\ U_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \\ U_3 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

可近似地求出三个电极孔中心的电位 U_1 、 U_2 、 U_3 并进而求出 E

和 E' 。

这里 a 为加速电极孔的半径。

根据这种电场形式，我们把加速区近似地分成等 E 加速区和等 E' 加速区。即把电极附近的场看成等 E' 场；而把距电极较远的场看成等 E 场。我们采用强流传输矩阵法进行光路计算。这种方法考虑了束的空间电荷效应。为了简单起见，我们仅进行一阶计算。由于束的空间电荷效应与包络形状有关，所以整个加速区的强流传输矩阵是难以预先写出的。为此，我们将整个加速区域分为许多小段，在每一小段中束的半径变化不大而可近似地视作常数。由此即可写出各小段的强流传输矩阵。

对于等 E 场，粒子的旁轴轨迹方程为：

$$r'' + \frac{E}{2U(z)} r' - \frac{I}{4\pi\epsilon_0(2\eta R U(z))} r = 0. \quad (3)$$

这时我们可借用文献〔1〕中所导出的均匀加速场的传输矩阵

$$M_{11} = k U_2^{1/4} \left[\begin{array}{cc} K_0(k U_1^{1/4}) I_0(k U_2^{1/4}) + \frac{U_1^{3/4}}{k E} [K_0(k U_1^{1/4}) I_0(k U_2^{1/4}) - I_0(k U_1^{1/4}) K_0(k U_2^{1/4})] & - (k U_1^{1/4}) K_1(k U_2^{1/4}) \\ \frac{k E}{4 U_2^{3/4}} [K_0(k U_1^{1/4}) I_0(k U_2^{1/4}) - I_0(k U_1^{1/4}) K_0(k U_2^{1/4})] & - (\frac{U_1}{U_2})^{3/4} [K_1(k U_1^{1/4}) I_0(k U_2^{1/4}) + I_1(k U_1^{1/4}) K_0(k U_2^{1/4})] \end{array} \right] \quad (4)$$

来计算。式中

$$k = \frac{2}{E} \left[\frac{I}{\pi \epsilon_0 (2\eta) R^2} \right]^{1/2}$$

U_0 和 U_1 分别为所计算的这一小段为起点和终点的电位； $2, I, K_0, K_1$ 分别为零阶和一阶修正贝塞尔函数； $\bar{R}$ 为这一小段上的平均束半径。在小段长度足够短时，可取起点的 R 作为 $\bar{R}$ 。

对于静电场，粒子的旁轴运动方程经变换自变量可化为^[2]

$$(E^2 + W) \frac{dr}{dE} + E \frac{dr}{dE} \pm kr = 0 \quad (5)$$

式中 E 为轴线上的电场强度， $W = 2E^2 U - E^2$ ，

$$k = \left| \frac{1}{2} - \frac{I}{2\pi\epsilon_0(2\eta)R^2U(2)^{1/2}} \right|^{1/2}.$$

当 $E^2 > \frac{I}{\pi\epsilon_0(2\eta)R^2U(2)^{1/2}}$ 时，(5) 式第三项取正。否则取负。这时透镜的会聚作用大于空间电荷效应的发散作用。根据文献[2]可用如下强流传输矩阵

$$M_L = \begin{bmatrix} \cos[k(s_2 - s_1)] & \frac{1}{k} \sqrt{\frac{2U_1}{E_1}} \sin[k(s_2 - s_1)] \\ -k \sqrt{\frac{E_1}{2U_2}} \sin[k(s_2 - s_1)] & \sqrt{\frac{U_1}{U_2}} \cos[k(s_2 - s_1)] \end{bmatrix}$$

式中 U_1 和 U_2 分别为各小段起点和终点的电位。用 s 表示 s_1 和 s_2 。

则

$$S(s_1 \sim s_2) = \begin{cases} \ln \left\{ \frac{E}{|W|^{1/2}} + \left(\frac{E^2}{|W|} + 1 \right)^{1/2} \right\}, & W > 0 \\ \frac{E}{|E|} \ln \left[\frac{|E|}{|W|^{1/2}} + \left(\frac{E^2}{|W|} + 1 \right)^{1/2} \right], & W \leq 0 \end{cases}$$

式中 $E = (E_1 \sim E_2)$ ， E_1 和 E_2 分别为各小段起点和终点的轴上电场强度。

当 $0 < E' < \frac{I}{\pi \varepsilon_0 (2\pi)^{1/2} k U^{1/2}}$ 时, 透镜的会聚作用小于空间电荷效应的发散作用。这时用如下的传输矩阵

$$M_L = \begin{pmatrix} \text{ch}[k(S_2 - S_1)] & \frac{1}{k E'} \sqrt{\frac{2U_1}{U_2}} \text{Sh}[k(S_2 - S_1)] \\ k \sqrt{\frac{E'}{2U_2}} \text{Sh}[k(S_2 - S_1)] & \sqrt{\frac{U_1}{U_2}} \text{ch}[k(S_2 - S_1)] \end{pmatrix} \quad (7)$$

而当 $E' < 0$ 时, 透镜起发散作用, 这时则用矩阵

$$M_L = \begin{pmatrix} \text{Ch}[k(S_1 - S_2)] & \frac{1}{k |E'|} \sqrt{\frac{2U_1}{U_2}} \text{Sh}[k(S_1 - S_2)] \\ k \sqrt{\frac{|E'|}{2U_2}} \text{Sh}[k(S_1 - S_2)] & \sqrt{\frac{U_1}{U_2}} \text{Ch}[k(S_1 - S_2)] \end{pmatrix} \quad (8)$$

这里

$$S (= S_1 \sim S_2) = \arcsin \frac{E}{|W|k}$$

以上即为整个加速系统的传输矩阵。

三、计算结果与讨论

有了加速系统的传输矩阵后, 我们即可进行强流离子束通过加速管的包络计算。当已知 $z = z_1$ 处的 σ 矩阵时, 则用上述矩阵可以计算出 $z = z_2$ 处的 σ 矩阵 [3]

$$\sigma(z_2) = M(z_1, z_2) \sigma(z_1) M^T(z_1, z_2) \quad (9)$$

式中 σ 为包络矩阵; M^T 为 M 的转置矩阵。在上一节中, 为了简单起见, 假定束是轴对称的。我们可用类似方法导出非轴对称束

的强流传输矩阵。实际上我们所使用的强流传输程序 [1], [2] 只适用于非轴对称束。此时由 σ 矩阵可求出束在 X 和 Y 方向的半径

$$X(Z) = [\sigma_{11}(Z)]^{\frac{1}{2}} \quad Y(Z) = [\sigma_{33}(Z)]^{\frac{1}{2}} \quad (10)$$

根据某一弗里曼源的参数: $X_0 = 0.10 \text{ cm}$, $X'_0 = 0.050 \text{ rad}$; $Y_0 = 0.75 \text{ cm}$, $Y'_0 = 0.00667 \text{ rad}$; $\frac{\Delta P}{P} = 0.1\%$, 引出电压 30KV。由 Transport 程序 [5] 对磁分析器束流光路计算给出结果为: $X = 0.159 \text{ cm}$, $X' = 0.052 \text{ rad}$; $Y = 0.59 \text{ cm}$, $Y' = 0.011 \text{ rad}$ ……。假定分析后 N^+ 离子流强为 3 mA。我们以此为初始条件, 按上述矩阵法, 用 TIIBH 程序分别对输出能量为 100KeV、200KeV、300KeV 的离子束进行计算。其 X 和 Y 方向的束包络如图 2 所示。

讨论。

1. 计算图2所示的三种能量的离子束的包络时，我们保持离子束的流强（3mA）、入射能量（30KeV）、加速管第一加速电极的电位（30KV，与引出电位相同）以及 U_3 ； $U_2=2$ 不变。此时当 U_2 和 U_3 变化时，仅使 U_2 与 U_1 之比发生变化。但不管怎么变化，始终保持第二加速隙的电场强度大于第一加速隙使中间电极有着会聚作用。速有利于允许束流的导流系数在较大范围内变化。并当 $U_3=60KV$ 时，双隙型加速管变成单隙型加速管；2

2. 计算上面的包络曲线时，尚未改变离子束的入射距离（ $q_0=100mm$ ）。这是计算中的一个不足之处。因为磁分析器是非对称双聚焦的。束在X和Y方向上的成象不在同一平面上，因而束腰位置二者也不相同。若适当改变束的入射距离，有可能更好地兼顾X、Y两个方向的聚焦情况，从而获得更好的包络图形。

3. 计算中，我们固定加速电极的孔径（ $\phi 50mm$ ）和电极间距（60mm）不变。由图2所示的包络（X、Y方向均持1:1绘出）可见，不同能量的离子束均能顺利通过加速管，不会造成束流被电极表面损失。在这样的几何尺寸下，再低一些能量，再强一些的束也可能适应。但固故尚未对其他参数进行计算。有待进一步深入。

4. 以上计算没有考虑非线性空间电荷效应。但实际上在高梯度加速管中这一效应是很小的。在此情况下可以忽略。另外，在计算中我们考虑了电场强度在轴上的分布而不采用薄透镜近似。因此我们的结果与实际是比较接近的，可以用于指导加速管的设计。