

# 北京质子直线加速器 (10MeV 段) 的束流横向运动匹配计算

罗紫华 王书鸿

(中国科学院高能物理研究所)

## 摘 要

本文描述北京质子直线加速器(10MeV 段)的束流横向运动匹配计算。在该加速器的运行调试中已直接利用本文计算结果。当腔内透镜电流运行在计算值或其附近过值时,束流在腔里的传输效率可高达 63.6%(只用一个聚焦器时),达到了较高水平。实验已表明:本文的计算对于该加速器的调试运行很有用处。

## 一、引 言

在质子直线加速器里,为了克服高频电场的横向散焦作用和束流本身的空间电荷效应,保证粒子横向运动的稳定性,在漂移管内装有聚焦磁透镜。这些透镜的励磁电流值的大小对于腔出口的流强有极大影响。本文针对北京质子直线加速器(10MeV 段)的具体情况,进行了束流横向运动匹配计算,给出了运行调试中束流处于匹配时腔内各透镜电流的理论计算值,并与运行值比较。

## 二、束流运动匹配理论

### (一) 夫洛克椭圆参数

当不计入空间电荷效应及粒子在三个方向运动的耦合作用时,质子直线加速器的粒子运动方程可写成

$$\frac{1}{\beta_s \gamma_s} \frac{d}{dz} \left( \beta_s \gamma_s \frac{dx}{dz} \right) + \Omega_x(z)x = 0, \quad (1)$$

$$\frac{1}{\beta_s \gamma_s} \frac{d}{dz} \left( \beta_s \gamma_s \frac{dy}{dz} \right) + \Omega_y(z)y = 0, \quad (2)$$

$$\frac{1}{\beta_s \gamma_s^3} \frac{d}{dz} \left( \beta_s \gamma_s^3 \frac{dz_0}{dz} \right) + \Omega_z(z)z_0 = 0, \quad (3)$$

其中

$$\beta_s = v_s/c, \quad \gamma_s = (1 - \beta_s^2)^{-1/2} \quad (4)$$

这里  $\beta_s$  为同步粒子的相对速度,  $\gamma_s$  为相对论因子,  $c$  为光速(米/秒).  $x$  和  $y$  分别为粒子在水平和垂直方向相对器轴的偏离;  $z_0$  为非同步粒子相对同步粒子在纵向坐标上的偏离;  $z$  为纵坐标.  $Q_x(z)$ ,  $Q_y(z)$  和  $Q_z(z)$  沿  $z$  的分布形态如图 1 所示.

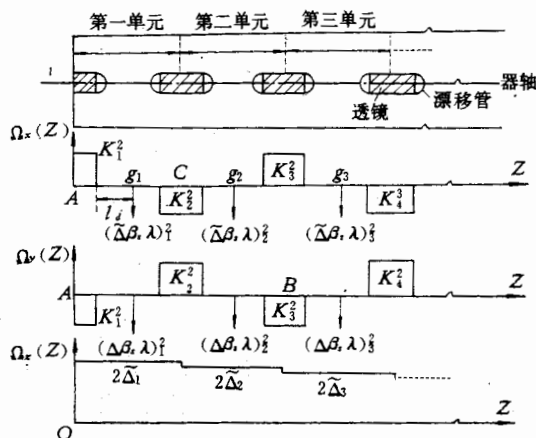


图 1

图中的

$$K^2 = eH'/m_0c\beta_s\gamma_s \quad (5)$$

$$\tilde{\Delta} = \pi e E_0 T \sin |\varphi_s| / m_0 c^2 \beta_s^2 \gamma_s^3 \lambda \quad (6)$$

这里  $E_0$  为轴上平均电场峰值(兆伏/米),  $T$  为轴上渡越时间因子,  $\lambda$  为高频电场波长(米),  $\varphi_s$  为同步相角(度),  $H'$  为透镜磁场梯度值(韦伯/米<sup>3</sup>),  $m_0 c^2$  为质子静止质量(兆电子伏),  $e$  为质子电荷数(以电子电量为单位).

为便于求解,对方程式(1)至(3)作如下变换:

$$X = (\beta_s \gamma_s)^{1/2} x, \quad Y = (\beta_s \gamma_s)^{1/2} y, \quad Z_0 = (\beta_s \gamma_s^3)^{1/2} z_0. \quad (7)$$

将(7)式代入(1)至(3)式略去高次项后得

$$\frac{d^2 X}{dz^2} + Q_x(z)X = 0, \quad \frac{d^2 Y}{dz^2} + Q_y(z)Y = 0, \quad \frac{d^2 Z_0}{dz^2} + Q_z(z)Z_0 = 0. \quad (8)$$

因  $Q_x(z)$ ,  $Q_y(z)$  和  $Q_z(z)$  是  $z$  的准周期函数,可近似看作周期函数. 这样(8)式就是二阶周期系数齐次常微分方程,它们有各自对应的夫洛克函数和夫洛克椭圆参数. 三个方程的形式完全相同,解法也相同. 为避免重复,这里只讨论其中的第一个,它对应的解有

$$X = 2|a_0||f_x| \cos(\nu_x z + \xi_x(z) + \delta_0). \quad (9)$$

式中  $a_0$  和  $\delta_0$  由粒子起始条件决定,  $\nu_x$ ,  $|f_x|$  和  $\xi_x$  由结构系统的参数决定. 由(9)式可得到  $(X, X')$  平面上粒子运动的不变量

$$E_x = \gamma_x X^2 + 2\alpha_x X X' + \beta_x X'^2, \quad (10)$$

式中

$$\alpha_x = -|f_x||f_x'| = -\frac{1}{2}\beta'_x, \quad \beta_x = |f_x|^2, \quad \gamma_x = (1 + \alpha_x^2)/\beta_x. \quad (11)$$

$\alpha_x$ ,  $\beta_x$ ,  $\gamma_x$  为周期系统的夫洛克椭圆参数,它们完全取决于结构系统参数,与束流本身无关.

粒子在不同区段上运动时所对应的转换矩阵:

$$\text{在聚焦区段} \quad R_+ = \begin{pmatrix} \cos(KL_q) & \frac{1}{K} \sin(KL_q) \\ -K \sin(KL_q) & \cos(KL_q) \end{pmatrix}, \quad (12)$$

$$\text{在散焦区段} \quad R_- = \begin{pmatrix} \text{ch}(KL_q) & \frac{1}{K} \text{sh}(KL_q) \\ K \text{sh}(KL_q) & \text{ch}(KL_q) \end{pmatrix}, \quad (13)$$

$$\text{在漂移区段} \quad R_d = \begin{pmatrix} 1 & l_d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (14)$$

$$\text{在高频散焦作用点(用薄透镜近似时)} \quad R_{\text{eff}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \Delta\beta/\lambda & 1 \end{pmatrix}. \quad (15)$$

一个聚焦结构周期(见图 1 的 A 至 B) 的转换矩阵  $R_{AB}$  是周期内各区段矩阵的连乘, 记

$$R_{AB} = \begin{pmatrix} R_{11\text{周}} & R_{12\text{周}} \\ R_{21\text{周}} & R_{22\text{周}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \mu_X + \alpha_X \sin \mu_X & \beta_X \sin \mu_X \\ -\gamma_X \sin \mu_X & \cos \mu_X - \alpha_X \sin \mu_X \end{pmatrix}, \quad (16)$$

$$\cos \mu_X = (R_{11\text{周}} + R_{22\text{周}})/2, \quad (17)$$

$\mu_X$  为一个聚焦结构周期里 X 方向振荡的相移量. 周期内任意处  $z$  的  $\beta_X(z)$  可表示成

$$\beta_X(z) = \left| \frac{R_{12\text{周}}}{\sin \mu_X} \left[ R_{X11}(z) + \frac{e^{i\mu_X} - R_{11\text{周}}}{R_{12\text{周}}} R_{X12}(z) \right] \right|^2, \quad (18)$$

式中  $R_{X11}(z)$  和  $R_{X12}(z)$  为自周期起始处至  $z$  处之间的转换矩阵所对应的元素.

显然, 在周期起末两处 A 和 B (见图 1) 的  $\beta_X$  和  $\alpha_X$  分别为

$$\beta_{X(A \text{ 和 } B)} = R_{12\text{周}}/\sin \mu_X, \quad \alpha_{X(A \text{ 和 } B)} = (R_{11\text{周}} - R_{22\text{周}})/2 \sin \mu_X. \quad (19)$$

在对称结构的对称点上,  $\alpha_X = 0$ .

## (二) 发射度椭圆参数

设想束流在某  $z$  处 ( $X, X'$ ) 平面上所占有发射度椭圆相面积为  $\epsilon\pi$ , 其相椭圆的边界线满足方程

$$\gamma_c X^2 + 2\alpha_c X X' + \beta_c X'^2 = \epsilon, \quad (20)$$

式中  $\alpha_c, \beta_c, \gamma_c$  称为该处的束流发射度椭圆参数. 它们取决于束流的起始条件和结构系统参数. 将(20)式改写成矩阵形式

$$\sigma_{22X} X^2 - 2\sigma_{12X} X X' + \sigma_{11X} X'^2 = |\sigma_X|, \quad (21)$$

其中

$$\sigma_X = \begin{pmatrix} \sigma_{11X} & \sigma_{12X} \\ \sigma_{21X} & \sigma_{22X} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon\beta_c & -\epsilon\alpha_c \\ -\epsilon\alpha_c & \epsilon\gamma_c \end{pmatrix}, \quad (22)$$

$\sigma_X$  称为发射度矩阵. 发射度椭圆上  $X_{\text{max}}$  将由(21)式求得:  $X_{\text{max}} = \pm \sqrt{\sigma_{11X}}$ , (23)

由(23)(7)式得到束流的包络值

$$x_{\text{max}} = \pm \sqrt{\sigma_{11X}/\beta_s \gamma_s}, \quad y_{\text{max}} = \pm \sqrt{\sigma_{11Y}/\beta_s \gamma_s}, \quad z_{0\text{max}} = \pm \sqrt{\sigma_{11Z_0}/\beta_s \gamma_s^3} \quad (24)$$

方程式(8)是不含阻尼项的线性二阶常微分方程, 粒子在 ( $X, X'$ ) 相平面所占的相面积沿  $z$  保持常数, 而且, 如果在 ' $i$ ' 处发射度是椭圆, 则任意 ' $j$ ' 处也是椭圆. 两处的发

射度椭圆满足关系式

$$\sigma_{xi} = R_{xij}\sigma_{xj}R_{xii}^T \quad (25)$$

式中  $\sigma_{xi}$  和  $\sigma_{xj}$  分别是 'i', 'j' 两处发射度椭圆矩阵,  $R_{xii}$  则是 'i', 'j' 两处转换矩阵,  $R_{xii}^T$  则是  $R_{xii}$  的转置. (25) 式意味着: 如果知道了 'i' 处的  $\sigma_x$  及  $ij$  之间的  $R_{xij}$ , 则  $\sigma_{xj}$  也就自然知道.

### (三) 束流匹配

匹配的实质就是调节参数使匹配点上束流的发射度椭圆与系统的夫洛克椭圆相吻合. 用参数  $D$  来描述匹配程度. 这里

$$D = \beta_x \gamma_c + \beta_c \gamma_x - 2\alpha_c \alpha_x \quad (26)$$

当  $D = 2$  (相当于  $\alpha_c = \alpha_x$ ,  $\beta_c = \beta_x$ ,  $\gamma_c = \gamma_x$ ) 为匹配的;  $D > 2$  为不匹配的. 由于  $\alpha_c$ ,  $\beta_c$ ,  $\gamma_c$  三个参数中只有两个是独立的, 意味着束流在  $(X, X')$  和  $(Y, Y')$  相平面上同时达到匹配, 至少得要四个可调参数. 因此, 一般在匹配点之前选用四个透镜的电流值作为这四个可调参数, 以实现水平和垂直两方向束流匹配.

经计算表明: 为了得到较好的匹配, 匹配点宜选在该方向包络函数即夫洛克椭圆参数  $\beta_x$  和  $\beta_y$  的极小值处. 同时, 由于它们正处在加速单元交接处, 那里的  $\beta_x$  有两个值, 即前一单元终止处的值和下一单元起始处的值. 该处的  $\beta_x$  宜取这两者的平均值, 即

$$\bar{\beta}_{x_n}^{(n)} = (\beta_{x_n}^{(n-1)} + \beta_{x_n}^{(n)})/2, \quad \bar{\alpha}_{x_n}^{(n)} = 0, \quad \bar{\gamma}_{x_n}^{(n)} = 1/\bar{\beta}_{x_n}^{(n)}. \quad (27)$$

这里的注标 "n" 代表第  $n$  个加速单元上的值.

### (四) 空间电荷效应的补偿

质子直线加速器的流强较大, 应考虑粒子之间的相互作用. 计算时将束团看成均匀电荷椭球体, 其三个半轴由三个方向的束流包络(24)式决定. 利用逐步近似方法求空间电荷力, 当计算流强  $I + \Delta I$  的空间电荷效应, 则用到流强  $I$  的包络, 以此类推求得任意流强下的空间电荷效应. 均匀电荷椭球体的空间电荷力在实验室坐标系上的表达式为

$$F_{x,sc} = \frac{e\rho M_x}{\epsilon_0} (1 - \beta_x^2) x_c, \quad F_{y,sc} = \frac{e\rho M_y}{\epsilon_0} (1 - \beta_y^2) y_c, \quad F_{z,sc} = \frac{e\rho M_z}{\epsilon_0} z_c. \quad (28)$$

其中

$$\rho = 3IT_{rf}(1 - \beta_x^2)^{-1/2}/4\pi abc_1 \quad (29)$$

$$M_x[M_y, M_z] = \frac{abc_1}{2} \int_0^\infty \frac{du}{(a^2 + [b^2, c_1^2] + u) \sqrt{(a^2 + u)(b^2 + u)(c_1^2 + u)}} \quad (30)$$

$\rho$  为实验室坐标系中电荷密度 (库仑/米<sup>3</sup>),  $M_{x,y,z}$  为三个方向在质心坐标系中椭球形状因子,  $a, b, c_1$  是质心系上束团三个半轴 (米),  $I$  为流强 (安培),  $T_{rf}$  为高频周期 (秒),  $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$  法拉/米,  $x_c, y_c, z_c$  是实验室坐标系上离束团中心距离.

计入空间电荷效应后, 相当于方程式(8)中附加空间电荷作用项, 即

$$\frac{d^2X}{dz^2} + [Q_x(z) + Q_{x,sc}(z)]X = 0 \quad (31)$$

(8)(31) 两式的形式完全相同. 可用同样方法求得(31)式所对应的夫洛克椭圆参数. 然后重新调节匹配透镜磁场梯度值以改变  $Q_x(z)$  补偿空间电荷作用, 使匹配点上的发射度

椭圆与夫洛克椭圆相重合。

### 三、10MeV 加速段的束流匹配

#### (一) 聚焦系统的特点

10MeV 腔内透镜系统有如下特点: 第一, 采用  $FD$  聚焦结构方式。其优点是粒子横向运动稳定区域大, 透镜磁场梯度值可选得高, 聚焦作用强, 束流包络较小, 在垂直和水平方向上对束流的作用较均匀, 束流截面较匀称, 发射度增长少, 束流传输效率较高。第二, 透镜分成等长组。腔内共有 57 个透镜, 分成四个等长组, 目的便于加工替换, 每组透镜数目是根据束流动力学要求和加工方便统一考虑, 透镜的主要参数见表 1。透镜分组后带来的磁场梯度值的调节量可按式<sup>[1]</sup>求得

$$H' = H'_0 \frac{1}{\eta} \left( \frac{2}{3 - \eta} \right)^{1/2} \quad (32)$$

表 1

组别	序号	透镜数	铁长度 (厘米)	有效长度 (厘米)	最大梯度 (千高斯/厘米)	最大励磁电流 (安)	单位安匝梯度 值(高斯/厘米安)	透镜内孔径 (厘米)
1	1—8	8	2.54	3.45	9.2	212	41.38	2.2
2	9—18	10	3.17	4.09	7.2	166	41.88	2.2
3	19—35, 57	18	4.44	5.64	5.2	230	21.85	2.9
4	36—56	21	6.98	8.20	3.4	151	21.84	2.9

注: 表中的单位安匝梯度值是透镜加工后测量的平均值。

式中  $H'$  和  $H'_0$  分别是分组后和分组前的梯度值,  $\eta = l_q/l_{q0}$  为分组后与分组前的透镜有效长度之比,  $l_{q0} = \frac{1}{2} \beta_r \lambda$ 。第三, 采用两类供电方式, 即有的一个透镜一个电源, 有的两个透镜合用一个电源。对于前 18 个透镜以及匹配透镜采用前一种, 其余原则上采用后一种。这样, 既可节省电源数, 又便于匹配调节。第四, 采用连续工作路线。即选用透镜磁场梯度值  $H'_0$  沿透镜序号连续变化。所选的工作路线可表示成

$$\theta^2 = \theta_{in}^2 + \frac{\partial \theta^2}{\partial \Delta} (\Delta - \Delta_{in}), \quad (33)$$

式中

$$\theta = K \beta_r \lambda, \quad \Delta = -\tilde{\Delta}(\beta_r \lambda)^2. \quad (34)$$

$$Q_{in}^2 = 2.1, \quad \frac{\partial \theta^2}{\partial \Delta} = -15, \quad \Delta_{in} = -0.0745$$

这条工作路线在  $FD$  结构稳定图<sup>[2]</sup>上的位置参见图 2。它的特点是: 避开了所有的  $q$  等于整数和半整数共振线, 避免了粒子穿过共振线时的丢失。此外, 它所对应的振幅函数变化小, 束流包络变化小, 而且对应的透镜磁场梯度值和励磁电流值比较适中。易于电源加工制造。

#### (二) 匹配点位置

尽管所选的工作路线是连续的, 但透镜分组后磁场梯度值按(32)式调整后, 组与组之

表 2

电源序号	透镜序号	$I_b = 16$ 毫安				$I_b = 70$ 毫安			
		$I_q$ (安)		$H'$ (千高斯/厘米)		$I_q$ (安)		$H'$ (千高斯/厘米)	
		计算值	运行值	计算值	运行值	计算值	运行值	计算值	运行值
1	1	167.8	166.8	6.947	6.902	185.1	189.7	7.659	7.850
2	2	166.4	165.7	6.886	6.857	183.5	190.0	7.590	7.862
3	3	164.0	165.2	6.789	6.836	181.8	190.2	7.523	7.870
4	4	161.7	178.5	6.691	7.386	179.8	183.0	7.439	7.573
5	5	159.2	172.5	6.589	7.138	177.4	190.9	7.340	7.899
6	6	156.8	154.0	6.490	6.372	175.1	148.0	7.245	6.124
7	7	150.4	147.0	6.225	6.116	167.2	145.2	6.918	6.008
8	8	151.1	150.5	6.253	6.227	167.9	154.5	6.947	6.393
9	9	128.8	130.0	5.396	5.444	142.4	135.5	5.963	5.674
10	10	128.3	125.5	5.374	5.256	141.7	151.0	5.936	6.324
11	11	124.0	123.1	5.195	5.155	136.2	167.1	5.702	6.998
12	12	122.3	124.5	5.122	5.214	134.6	146.6	5.639	6.140
13	13	120.6	126.5	5.052	5.298	133.1	163.0	5.575	6.826
14	14	118.9	125.7	4.981	5.264	131.5	156.8	5.506	6.567
15	15	117.3	112.0	4.913	4.691	129.9	140.2	5.440	5.872
16	16	115.7	114.0	4.846	4.774	128.2	134.8	5.369	5.645
18	17	110.3	108.4	4.620	4.540	121.6	134.8	5.091	5.645
19	18	112.7	113.2	4.723	4.741	123.7	134.6	5.178	5.637
20	19	163.5	163.2	3.573	3.566	178.5	170.0	3.899	3.715
21	20	164.1	166.1	3.586	3.629	179.3	169.7	3.918	3.708
22	21, 22	156.0	162.4	3.409	3.548	169.9	151.4	3.712	3.308
23	23, 24	152.0	162.1	3.321	3.542	165.6	176.5	3.617	3.857
24	25, 26	148.4	147.1	3.245	3.214	161.8	144.0	3.535	3.146
25	27, 28	145.1	154.7	3.172	3.380	157.7	143.2	3.446	3.129
26	29, 30	141.9	139.4	3.102	3.046	153.6	153.1	3.357	3.345
27	31, 32	139.0	138.0	3.038	3.015	150.0	155.5	3.278	3.398
28	33	134.2	133.2	2.934	2.910	145.7	151.0	3.185	3.299
29	34	132.6	133.5	2.899	2.917	144.7	156.0	3.161	3.409
30	35	133.9	130.9	2.928	2.860	144.0	151.9	3.147	3.319
31	36	97.5	97.4	2.131	2.128	104.9	117.3	2.291	2.563
32	37, 38	98.0	97.2	2.141	2.123	105.8	120.0	2.311	2.621
33	39, 40	96.1	99.0	2.099	2.162	103.4	121.3	2.259	2.649
34	41, 42	94.4	95.3	2.062	2.081	101.6	103.0	2.218	2.250
35	43, 44	92.6	89.2	2.024	1.948	99.66	114.7	2.177	2.505
36	45, 46	90.9	84.2	1.986	1.838	97.65	116.9	2.133	2.553
37	47, 48	89.2	104.6	1.950	2.284	95.70	126.0	2.090	2.752
38	49, 50	87.8	100.7	1.919	2.199	94.04	129.8	2.054	2.835
39	51, 52	86.6	90.2	1.893	1.970	92.68	123.8	2.024	2.704
40	53, 54	85.5	85.8	1.869	1.874	91.50	133.3	1.998	2.911
42	55	84.8	80.5	1.852	1.758	90.81	139.3	1.983	3.042
43	56	78.4	77.6	1.713	1.695	84.51	109.1	1.846	2.382
44	57	114.6	112.3	2.504	2.453	122.7	133.8	2.680	2.922

注: 表中  $I_b$  为加速腔出口的束流强度;  $I_q$  为透镜励磁电流,  $H'$  为透镜磁场梯度。

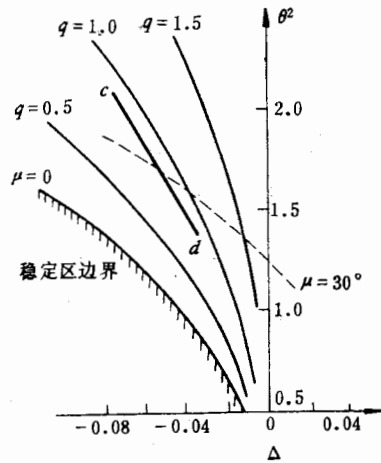


图 2 FD 聚焦结构稳定图  
cd 为所选工作路线,  $q$  为粒子横向振荡频率和纵向振荡频率之比

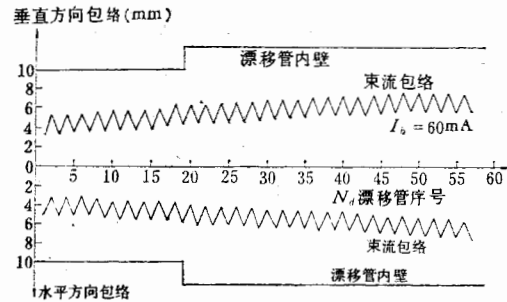


图 3 束流包络计算值沿  $z$  变化曲线

间  $H'$  仍有突变. 10MeV 加速段共有四组透镜, 因此, 10MeV 腔的聚焦系统可看成四组准周期系统组成. 为使束流在整个系统里都是匹配的, 必须在每组准周期系统上都进行匹配. 考虑到腔内第一个透镜是水平聚焦的. 而且腔入口束流是匹配的. 那么, 后面几组匹配点位置: 水平方向在第 12、22 和 38 号透镜中心处; 垂直方向在第 13、23 和 39 号透镜中心处.

### (三) 计算结果

10 MeV 加速段束流匹配的透镜磁场梯度值, 励磁电流值和束流包络值可参见表 2 及图 3.

### (四) 调试结果

10 MeV 加速段腔内透镜电流运行值见表 2<sup>[3,4]</sup>. 其中  $I_b = 16$  毫安时的透镜电流运行值是采用计算机按照理论计算值来调的, 这时腔入出口束流分别为 45 毫安和 16 毫安, 束流在腔里传输效率达 35.5% (无聚束腔作用时),  $I_b = 70$  毫安时的透镜电流运行值是用手工调到的. 先将腔内各透镜电流值调至理论计算值, 然后逐个调节各透镜电流使腔出口束流最大为止, 此时腔入口束流 110 毫安, 出口束流 70 毫安, 传输效率达 63.6% (只用一个聚束腔时). 在上述两种情况下, 国外同类加速器的传输效率一般分别为 17—25% 和 55—60% 左右<sup>[5,6,7]</sup>. 故我们 10MeV 加速器的束流传输效率达到较高水平, 其中重要因素之一, 就是腔内透镜电流值调到比较合适的值.

在调试中曾做过试验: 将腔内透镜电流调至正常值后, 若突然将其中一个透镜电流断开, 束流强度下降三分之二; 若将一对透镜电流断开, 束流强度下降三分之一; 若将一个透镜电流断开后, 再适当调节其附近的各透镜电流, 束流强度可只下降 10% 左右. 这就从实验上进一步说明腔内透镜电流对束流匹配情况和对腔出口流强有极大影响.

## 四、结果分析

在调试中发现,如果腔内透镜电流完全按照理论计算值给定时,只需调节低能运输段的透镜的电流,而不用调节腔内任何透镜的电流,在腔出口处就可得到较大的束流,要想进一步提高流强,则在理论计算值基础上适当调节即可.从表2中可看出,对于大多数透镜,其电流运行值与计算值比较接近,这说明理论计算结果是相当满意的.但毕竟有差异,初步分析有如下几个原因.第一,在理论计算时总要作些假设.如先给定加速腔入口发射度的形状与大小;对聚焦结构周期又作了简化;也未计入腔内束流沿途丢失对束流性能影响等.这些假设与实际情况可能会有些出入.第二,未考虑透镜组内及透镜电源中各个性能差异.第三,计算机取样打印的运行值本身就有 $\pm 3\%$ 左右的差别.第四,透镜电流的计算机控制系统中的“T”形网络的非线性,使得运行值不可能完全调到理论计算值,有时两者差别可达 $\pm 5\%$ .

## 五、结论

从以上讨论可得到如下结论:第一,本文的计算结果已直接应用于10MeV质子直线加速器运行中,是有实用价值的.而且,在计算值基础上已找到束流传输效率较高时的透镜电流运行值.第二,用周期系统来研究质子直线加速器的准周期系统的束流匹配是可行的.第三,腔内透镜参数对腔出口流强有极大影响.

本工作陈伯飞、张亦勤、林震华同志曾给予协助;在调试中周清一、张莹祥等同志也曾热心指导过.在此,一并致谢.

## 参 考 文 献

- [1] S. Ohnuma, Space charge effects on the quadrupole focusing system in low energy proton linear accelerators, Yale internal report Y-17.
- [2] Shu-hung Wang, Tzu-hua Lo, Yi-jin Chang and Ying-hsong Lo, Design study of the Beijing 200 MeV proton Linac, Proc. of the 1979 Linac Conference, p. 5.
- [3] 罗紫华,关于北京质子直线加速器调束工作小结(1982年12月至1983年1月),内部报告,1983,2.
- [4] 罗紫华,关于北京质子直线加速器调束工作小结(1983年1月至12月),内部报告,1983,12.
- [5] D. E. Young, Proc. of the 1970 Proton Linac Conference, p. 19.
- [6] K. Batchelor, et al., Proc. of the 1970 Proton Linear Accelerator Conference, p. 185.
- [7] D. A. Swenson, Proc. of the 1970 Proton Linear Accelerator Conference, p.175.



## BEAM MATCHING CALCULATIONS IN TRANSVERSE MOTION FOR THE 10MeV BEIJING PROTON LINAC

LUO ZI-HUA WANG SHU-HUNG  
(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica*)

### ABSTRACT

The beam matching calculations in transverse motion for the 10 MeV Beijing Proton Linac are described. The calculated results were used for the quadrupole currents when the Linac was operated. By trimming the quadrupole currents around their calculated values, a 63.6% beam transmission of the tank was obtained with a single buncher. The calculated results of beam matching given in this paper have been proved to be very useful for the Linac operation.