第13卷 第2期　　高能物理与核物理　　Vol. 13, No. 2
1989年2月　　HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS　　Feb., 1989

对带形离子束转换为轴对称束问题的讨论

郁庆长
（中国科学院高能物理研究所，北京）

摘　　要

本文讨论将带形离子束转换为具有一定聚焦特性的轴对称束的方法.

在文[1]中已经研究了带形离子束和轴对称离子束相互转换的一般理论. 这种转换是有实际意义的. 例如,不少重离子源是狭缝引出的,所获得的离子束是带形束，常常需要把它们转换为轴对称束.在设计小型离子加速器和离子束装置时,为了降低造价和使用方便,往往希望在满足设计要求的条件下使用较少的束流光学元件. 因此对于束形转换系统,通常还要求输出束满足一定的聚焦特性. 本文将简要讨论这一问题.

与文[1]类似,我们用束参数 α, β, γ 描述离子束的特性，它们是纵向位置 z 的函数. 各参数的意义为 $\alpha_x = -\frac{1}{\varepsilon} X \frac{dX}{dz}$, $\alpha_y = -\frac{1}{\varepsilon} Y \frac{dY}{dz}$, $\beta_x = \frac{1}{\varepsilon} X^2$, $\beta_y = \frac{1}{\varepsilon} Y^2$, $\gamma_x = \frac{1}{\beta_x}(1+\alpha_x^2)$, $\gamma_y = \frac{1}{\beta_y}(1+\alpha_y^2)$, 这里 ε 为束的发射度，X 和 Y 为束在 x 和 y 方向的半径[2,3]. 对带形束 $X \ll Y$，对轴对称束下标 x, y 将略去. 此外我们用下标 1, 2 标示转换系统入口和出口的束参数,并把带形束 x 方向束腰处视作系统入口,此时 $\alpha_{1x} = 0$, $\beta_{1x} \ll \beta_{1y}$, $\gamma_{1x} = 1/\beta_{1x}$.

在狭缝引出的离子源中,多数源引出的带形束在 y 方向接近平行束. 为简单起见只讨论这种束,此时 $\alpha_{1y} \approx 0$, $\gamma_{1y} \approx 0$.

先讨论一个最简单的系统: 由一个薄四极透镜和一个轴对称薄透镜组成的透镜组. 选择系统入口到薄四极透镜的距离 l, 使束在薄四极透镜处 $\beta_x = \beta_y$, 选择薄四极透镜 x 方向的焦距 f_1 使它出口一侧 $\alpha_x = \alpha_y$, 透镜间距 d 和轴对称薄透镜焦距 f_2 可根据轴对称薄透镜出口一侧的 α, β 值 α_2, β_2 选择. 由[1]可知

$$f_1 = 2l = 2\sqrt{\beta_{1x}\beta_{1y}}, \quad d = f_1\left(1 - \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_{1y}}}\right), \qquad (1)$$

$$\frac{1}{f_2} = \frac{1}{d} + \frac{\alpha_2}{\beta_2} - \left(\frac{1}{d} + \frac{1}{f_1}\right)\frac{\beta_{1y}}{\beta_2}.$$

本文1988年1月3日收到.

给定不同的 α_2, β_2 值相当于对输出束的聚焦特性提出不同的要求．例如：

1．要求束在离系统出口尽可能远处形成束腰．束腰距系统出口 $z_W = \alpha_2\beta_2/(1+\alpha_2^2)$，当 $\alpha_2 = 1$ 时 z_W 取极大值 $\beta_2/2$[4]．因此我们可取 $\alpha_2 = 1$，$\beta = \beta_m$，β_m 为系统所允许的最大 β 值．

2．要求束在系统出口外某一位置 z_0 处束斑最小．由 $\beta = \beta_2 - 2\alpha_2 z_0 + (1+\alpha_2^2)z_0^2/\beta_2$ 可知当 $\alpha_2 = \beta_2/z_0$ 时 β 取极小值 z_0^2/β_2[4]．因此我们可取 $\alpha_2 = \beta_2/z_0$，$\beta_2 = \beta_m$．

由上例可知，为了使输出束满足一定的聚焦特性，亦即使 α_2, β_2 为给定值，转换系统应有四个或更多的可调参数．下面讨论文[1]中所研究的更一般的系统，它由有若干可调参数的子系统 S 和紧靠 S 出口的焦距可调的薄四极透镜 T 组成．可以导出[1]

$$\beta_2 \approx R_{x12}^2/\beta_{1x} \approx R_{y11}^2\beta_{1y}, \quad \alpha_2 \approx -\frac{\beta_2}{2}\left(\frac{R_{x22}}{R_{x12}} + \frac{R_{y21}}{R_{y11}}\right),$$
$$\frac{1}{f} \approx \frac{1}{2}\left(\frac{R_{x22}}{R_{x12}} - \frac{R_{y21}}{R_{y11}}\right). \tag{2}$$

这里 R_{xij} 和 $R_{yij}(i, j = 1, 2)$ 为子系统 S 在 x 和 y 方向的一阶传输矩阵的矩阵元，f 为薄四极透镜 T 在 x 方向的焦距．我们可以选择适当的 R_{x12} 与 R_{y11} 以得到满意的 β_2，再选择适当的 R_{x22} 与 R_{y21} 以得到满意的 α_2．这种转换系统可用多种方式实现．下面举两个例子．

1．两个薄四极透镜组成的透镜组．设带形束 x 方向的束腰到第一透镜距离为 l，透镜间距为 d，两透镜在 x 方向的焦距为 f_1，f_2．我们把第一透镜连同两侧的漂移段看作子系统 S，它在 x 和 y 方向的一阶传输矩阵为

$$\begin{pmatrix} 1-\dfrac{d}{f_1} & l+d-\dfrac{ld}{f_1} \\ -\dfrac{1}{f_1} & 1-\dfrac{l}{f_1} \end{pmatrix} \text{ 和 } \begin{pmatrix} 1+\dfrac{d}{f_1} & l+d+\dfrac{ld}{f_1} \\ \dfrac{1}{f_1} & 1+\dfrac{l}{f_1} \end{pmatrix}.$$

此时

$$\beta_2 \approx \left(l+d-\frac{ld}{f_1}\right)^2\Big/\beta_{1x} \approx \left(1+\frac{d}{f_1}\right)^2\beta_{1y},$$
$$\alpha_2 \approx -\frac{\beta_2}{2}\left(\frac{f_1-l}{lf_1+df_1-ld} + \frac{1}{f_1+d}\right). \tag{3}$$

可解出

$$\frac{d}{f_1} \approx \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_{1y}}} - 1, \quad d \approx \frac{2\sqrt{\beta_{1x}\beta_{1y}}\, d^2/f_1^2}{1+2\sqrt{\beta_{1x}\beta_{1y}}\,(1-d^2/f_1^2)s},$$
$$l \approx \frac{\sqrt{\beta_{1x}\beta_{1y}}\,(1+2d/f_1) + 2\beta_{1x}\beta_{1y}(1+d/f_1)^2 s}{1+2\sqrt{\beta_{1x}\beta_{1y}}\,(1-d^2/f_1^2)s}. \tag{4}$$

这里 $s = \alpha_2/\beta_2$，等于第二透镜出口一侧的 $-\dfrac{1}{X}\dfrac{dX}{dz}$ 和 $-\dfrac{1}{Y}\dfrac{dY}{dz}$ 的值．当 $f_1 > 0$ 时 $\beta_2 > \beta_{1y}$，$f_1 < 0$ 时 $\beta_2 < \beta_{1y}$．由于 $d > 0$，$l > 0$，故必须

$$\left(\frac{d}{f_1+d}\right)^2 - 1 < 2\sqrt{\beta_{1x}\beta_{1y}}\, s < \left(\frac{d^2}{f_1^2} - 1\right)^{-1}.$$

此式确定了 d/f_1 和 s 的允许范围。

2. 90° 均匀场偏转磁铁。 设带形束 x 方向束腰到磁铁入口距离为 ι，磁铁磁场沿 y 方向，偏转半径为 ρ，入口和出口边缘的法线与束轴所成的角为 ϕ_1 和 ϕ_2。 我们把出口边缘看作薄四极透镜 T，其余部分看作子系统 S，S 在 x 和 y 方向的一阶传输矩阵为

$$\begin{pmatrix} \tan\phi_1 & \iota\tan\phi_1+\rho \\ -\frac{1}{\rho} & -\frac{1}{\rho} \end{pmatrix} \quad 和 \quad \begin{pmatrix} 1-\frac{\pi}{2}\tan\phi_1 & \frac{\pi\rho}{2}+\iota-\frac{\pi}{2}\tan\phi_1 \\ -\frac{1}{\rho}\tan\phi_1 & 1-\frac{\iota}{\rho}\tan\phi_1 \end{pmatrix}.$$

此时

$$\beta_2 \approx (\rho+\iota\tan\phi_1)^2/\beta_{1x} = \left(1-\frac{\pi}{2}\tan\phi_1\right)^2\beta_{1y},$$

$$\alpha_2 \approx \frac{\beta_2}{2\rho}\left(\frac{1}{\iota\tan\phi_1+\rho}+\frac{\tan\phi_1}{1-\frac{\pi}{2}\tan\phi_1}\right). \tag{5}$$

如果 ρ 已事先选定，可调参数只有 ι，ϕ_1，ϕ_2 三个，通常不能使 α_2，β_2 同时等于给定值。 如果要求 β_2 为给定值，可取

$$\tan\phi_1 = \frac{2}{\pi}\left(1-\sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_{1y}}}\right), \quad \iota = \cot\phi_1 \times \left[\sqrt{\beta_{1x}\beta_{1y}}\left(1-\frac{\pi}{2}\tan\phi_1\right)-\rho\right].$$

同样可讨论更复杂的转换系统。

这一工作曾和北京大学严声清同志进行过讨论，特此致谢。

参 考 文 献

[1] 郁庆长，高能物理与核物理，**8**(1984)，191.
[2] 魏开煜，带电束流传输理论，科学出版社，1986，69—81.
[3] 郁庆长，强流离子光学原理，原子能出版社，1982，214.
[4] A. P. Banford, The Transport of Charged Particle Beams, Spon, London, 1966, 28—29.

A DISCUSSION OF TRANSFORMATIONS OF STRIP ION BEAMS INTO AXISYMMETRICAL BEAMS

YU QINGCHANG

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing*)

ABSTRACT

In this paper, the methods for transforming strip ion beams into axisymmetrical beams with given focusing properties by means of thin quadrupole lenses, axisymmetrical thin lenses and deflecting magnets are discussed.