

# 用多孔电极引出的离子束聚焦

任兆杏 宁兆元

(中国科学院等离子体物理研究所)

本文修正了静电离子光学的分析解,这一结果更符合于实验值;给出了平面平行孔电极弯曲形变的模式,然后将修正的分析解与电极弯曲变形联系起来,研究了曲率对小束角散影响的定量关系。这一结果不但可以应用于聚焦离子束,而且可以用来研究电极热负载对引出束流功率和脉冲宽度的限制。

**关键词** 多孔电极, 离子光学, 电极弯曲, 束流聚焦, 热负载。

## 一、引言

近年来,由于受控热核聚变辅助加热的需要,强流离子源获得了飞跃的发展。对束流引出系统的静电离子光学的研究更是引起了重视。J. R. Coupland<sup>[1]</sup>和 T. S. Green<sup>[2]</sup>曾经先后研究过准直孔的静电离子光学的分析解。但他们的结果都与实验结果差距较大。利用计算机数值计算的方法解 Poisson 方程可以获得比较符合实验的结果<sup>[3]</sup>。但是,在很多情况下,简单的分析解,可以清晰和方便地用来解决实际问题。因此更符合实验结果的分析解是需要的。L. D. Stewart<sup>[4]</sup>等人用实验研究了位移孔对离子束聚焦的影响,取得了与理论相一致的结果。

目前,强流离子源都采用多孔(缝)引出电极结构,因而从各个不同径向位置的小孔引出的多个小束的聚焦就显得很重要。多个小束的聚焦一般可以采用以下三个方法:(1)按照位移孔能造成小束偏转的原理,考虑到密度匹配的要求,使小孔按一定的程序排列<sup>[4]</sup>;(2)采用球面电极上径向打孔的同心会聚型电极设计<sup>[5]</sup>;(3)在平面电极上平行打孔,然后将电极适当弯曲成球面<sup>[6]</sup>。第一、二两种方案,电极加工是很复杂的。第三种方案比较简单易行。H. C. Cole 等<sup>[7]</sup>曾经研究过用这种方案聚焦离子束。然而,他们当时是在非均匀等离子体的情况下,通过实验确定电极曲率的。我们考虑到目前的强流离子源已能方便地产生大面积均匀的等离子体,因而采用平面平行孔电极来获得束流的良好聚焦,在实际应用上是很有意义的。

本文修正了准直孔静电离子光学的分析解,并将它与位移孔束流偏转的原理结合起来,研究了平面平行孔电极弯曲成球面后,其几何参数的变化对离子束聚焦的影响。结果表明,采用第三种方案也可以获得良好的聚焦。

在离子源运行时,一部份束流功率将沉积在引出电极上,它使得电极温度升高而变形。为了消散沉积在电极上的热量,采用了多种冷却方式。对圆孔电极来说,比较简单的办法是采用圆周边缘冷却。我们假设平面电极受热形变成球面,那么上述研究结果可以直接应用于研究电极热负载的限制。本文的结果表明 H. C. Cole 等人给出的限制太大,我们

将在讨论中说明这个差别的原因。

## 二、单孔离子光学

目前的强流离子源的引出电极都采用了多孔大面积的结构。一般认为，多孔离子光学是单孔叠加的结果。我们研究的是加-减速排列的三电极引出系统，而影响离子光学的主要因素是由第一电极和第二电极所构成的静电透镜。图1是理想的二电极的静电透镜离子光学示意图。我们假设电极是无限大、无限薄的平板，上面分别开有半径为  $r_1$  和  $r_2$  的圆孔。可以认为最终的离子束散角是两个因素之和：第一，离子束由于弯曲的离子发射面的会聚作用，具有会聚角  $\theta$ ；第二，离子束通过第二电极构成的静电透镜时发散，发散角为  $\psi$ 。

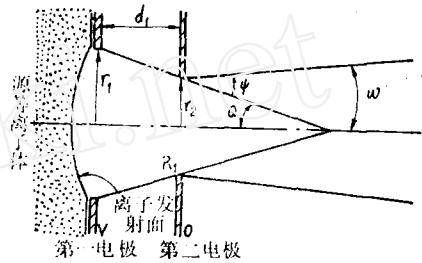


图1 理想的二电极系统离子光学示意图

从球形离子发射面引出的空间电荷限制流可以根据 Poisson 方程解出。精确到 Langmuir 级数第二项的近似解为<sup>[8]</sup>：

$$j_i = \frac{1}{9\pi} \left(\frac{2e}{M}\right)^{1/2} \left(\frac{Z}{A}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{8}{5} \cdot \frac{d_1}{R_1}\right) \frac{V^{3/2}}{d_1^2} \quad (1)$$

式中， $e$ 是电子电荷； $M$ 是离子质量； $Z$ 是有效电荷数； $A$ 是原子量； $d_1$ 是电极间距； $R_1$ 是离子发射面的曲率半径； $V$ 是电极间的电位差。

实际上，由于离子发射面的曲率半径  $R_1$  远大于第一电极的孔径  $r_1$ ，所以会聚角  $\theta \approx \frac{r_1}{R_1}$ 。那么我们可以从公式(1)中解得会聚角：

$$\theta = \frac{5}{8} \cdot \frac{r_1}{d_1} \left(1 - \frac{P}{P_0}\right) \quad (2)$$

这里  $P_0 = \frac{1}{9} \left(\frac{2e}{M}\right)^{1/2} \cdot S^2 \cdot \left(\frac{Z}{A}\right)^{1/2}$ ，其中  $S = \frac{r_1}{d_1}$  称作纵横比； $P_0$  是平发射面下的空间电荷限制流的导流系数； $P$  是工作导流系数。

第二电极孔处，由于存在径向电场将造成束发散。能量为  $ZeV$ ，半径为  $r_2$  的平行束，经过第二电极孔，边缘的离子将具有径向速度：

$$u_r = \sqrt{\frac{Ze}{8AMV}} r_2 E \quad (3)$$

这里  $E$  为引出间隙中的电场强度。考虑到引出离子束时，存在空间电荷，电场强度为<sup>[1]</sup>：

$$E = \frac{4V}{3d_1} \quad (4)$$

那末，第二电极造成的发散角为：

$$\psi \approx \frac{r_2}{3d_1} \quad (5)$$

联立方程(2)和(5)，可以解出总散角<sup>[2]</sup>：

$$\omega = |\theta - \psi| = 0.5 \frac{r_1}{d_1} \left( 1 - 1.67 \frac{P}{P_0} \right). \quad (6)$$

这个公式预言, 当工作导流系数  $P = \frac{P_0}{1.67}$  时, 总散角为零。但是实验结果表明, 由于发射面畸变、引出电极的光学象差、离子的横向速度分布等原因, 并不存在零发散, 而是存在一个最小束散角。实验中还发现, 最小束散角相对应的工作导流系数也小于由公式(6)中推导的值。我们认为产生导流系数偏差的重要原因之一是推导(6)时没有考虑电极的有限厚度。为此, 我们进行了厚度修正, 定义  $\alpha = \frac{D}{d_1}$  为修正系数。这里的  $D$  是第一电极的厚度。修正后的(6)式变为:

$$\omega = 0.5 \frac{r_1}{(1+\alpha)d_1} \left[ 1 - 1.67(1+\alpha)^2 \frac{P}{P_0} \right]. \quad (7)$$

从(7)式可以看到, 当工作导流系数  $P = \frac{P_0}{1.67(1+\alpha)^2}$  时, 将得到零发散的束。我们将(7)的结果分别与文献[9]、[10]和[1]的实验结果相比较(见图2), 至少在两方面比 Coupland<sup>[1]</sup>和 Green<sup>[2]</sup>的结果符合得好: (1) 最小束散角的工作导流系数更符合于实验值; (2) 在2°左右的束散角时, 理论与实验值相近。因此, 我们在估计工作导流系数和束散角关系时利用(7)式能给出较好的结果。实际上, 由(7)式可以得到当束散角 $\omega = 0$ 时, 引出电流  $I$  与各参数的关系为:

$$I = \frac{P_0 V^{3/2}}{1.67(1+\alpha)^2} = \frac{1}{9} \left( \frac{2e}{M} \right)^{1/2} \frac{r_1^2}{1.67} \left( \frac{Z}{A} \right)^{1/2} \frac{V^{3/2}}{d_1^2 (1+\alpha)^2}. \quad (8)$$

该式与人们早已应用的厚度修正<sup>[11]</sup>相近, 而(8)式更接近实验值。因为文献[11]中的厚度修正项为  $1 + \alpha^2$ , 它略去了  $2\alpha$  项是不合理的, 因而也是不够精确的。

当第一电极孔的轴线与第二电极孔的轴线平行但不重合时, 这时引出束经过第二电极孔, 不但使束发散, 而且束的中心将偏离第一电极孔的轴线。设两孔轴线的位移量为  $\Delta$ ,

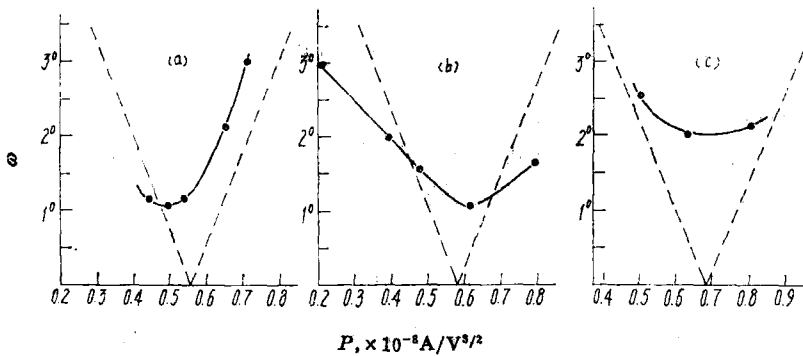


图2 公式(7)的理论曲线(虚线)与实验曲线(实线)比较图

图(a) 实线是文献[1]的实验结果, 采用  $\frac{1}{6}$  半宽度算出 ( $r_1 = 3 \text{ mm}$ ,  $d_1 = 7.6 \text{ mm}$ ,  $\alpha = 0.20$ ,  $P_0 = 1.32 \times 10^{-3} \text{ A/V}^{3/2}$ ); 图(b) 实线是文献[9]的实验结果, 也采用  $\frac{1}{6}$  半宽度算出 ( $r_1 = 1.90 \text{ mm}$ ,  $d_1 = 5.7 \text{ mm}$ ,  $\alpha = 0.27$ ,  $P_0 = 1.56 \times 10^{-3} \text{ A/V}^{3/2}$ ); 图(c)的实线是文献[10]的实验结果, 采用  $\frac{1}{6}$  半宽度算出 ( $r_1 = 1.875 \text{ mm}$ ,  $d_1 = 5.0 \text{ mm}$ ,  $\alpha = 0.32$ ,  $P_0 = 1.99 \times 10^{-3} \text{ A/V}^{3/2}$ ).

将(5)式中的  $r_2$  改为  $\Delta$ , 即可求出偏离角度:

$$\theta' \approx \frac{\Delta}{3d_1}. \quad (9)$$

该结果与文献[4]的结果是一致的。下面我们将使用这些结果。

### 三、平面平行孔电极的弯曲

图3上有两片平面电极A和B, 垂直于平面平行打了若干小孔。为了热稳定和束流聚焦, 在保持电极边缘的位置不动的条件下, 将电极向同一方向凸起成球面。我们分两种情况来讨论。

**1. 两块电极弯曲后, 曲率半径相同** 在这种情况下, 每个小孔的轴线由平行变为会聚。以电极A为例, 由于电极弯曲, 电极中心C将沿轴线上升到C', 移动距离记为x。在弯曲成球面后电极的曲率半径为:

$$R_e \approx \frac{a^2}{2x}. \quad (10)$$

a是电极的打孔区半径。电极上距轴线为y的E孔, 在弯曲成球面后与轴线张角为 $\theta$ 。由于y远小于 $R_e$ , 所以:

$$\theta \approx \frac{y}{R_e} = \frac{2xy}{a^2}. \quad (11)$$

我们从图3上可以看到, 由于第一电极A和第二电极B之间有间隙 $d_1$ , 那么两块电极上距轴线同为y的孔的中心线将发生位移 $\Delta$ , 其值为:

$$\Delta = \theta d_1. \quad (12)$$

**2. 两块电极弯曲后, 曲率半径不相同** 为了分析方便起见, 我们假设: 第二电极不弯曲, 其中各孔的中心线仍然与轴平行; 第一电极弯曲成球面, 小孔中心线变成会聚状态, 电极中心位移量为x。

下面我们分别讨论这两种情况对束流聚焦的影响。

对第一种情况, 不仅因电极形变成球面, 使得每个小孔的轴线变成会聚(其会聚角由(11)式表示), 而且由于每对小孔的轴线发生位移也会造成离子束的聚焦(其数值通过(9)和(12)式计算)。综合上述两个因素, 距电极中心为y的小孔的束流会聚角为:

$$\Delta\theta = \theta + \theta' = \frac{8xy}{3a^2}. \quad (13)$$

从(13)式可以看到, 距电极中心越远的孔, 小束的会聚角越大。会聚角与小孔到中心距离为线性关系。这就是说, 平面平行孔电极弯曲成球面后, 所有小束总是会聚到电极中心线的某一点上, 该点到电极的距离为:

$$R_f = \frac{3a^2}{8x} = \frac{3}{4}R_e, \quad (14)$$

这里的 $R_e$ 表示电极的曲率半径。也就是说, 当靶到电极的距离确定以后, 选取适当的电极曲率半径可以获得很好的束流聚焦。

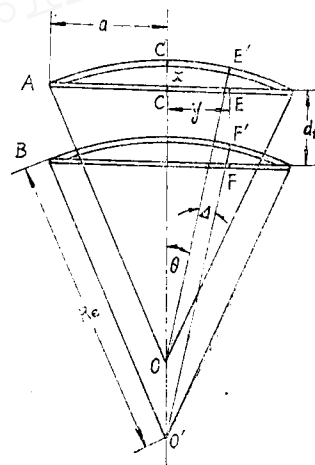


图3 平面平行孔电极弯曲成球面形变示意图

对于第二种情况，几何形状比较复杂，但可以认为，仅由于第一电极弯曲而产生的第一与第二电极上小孔轴线位移对束流会聚的影响小于(13)式所给的值。然而，在这种情况下，由于第一电极弯曲成球面将导致电极间距发生显著的变化。我们可以从(7)式出发来估计由于  $d_1$  的变化而造成的束散，假定忽略厚度修正系数  $\alpha$  随  $d_1$  的变化，则(7)式对  $d_1$  进行微分得：

$$\Delta\omega = -\omega \frac{x}{d_1} - (1 + \alpha) \frac{r_1 x}{d_1^2} \cdot 1.67 \frac{P}{P_0} \quad (15)$$

如果我们假定电极形变以前，束流聚焦处于最佳状态，也就是说  $P = \frac{P_0}{1.67(1 + \alpha)^2}$ ， $\omega = 0$ ，则由(15)式可以得到：

$$|\Delta\omega| = \frac{r_1 x}{(1 + \alpha) d_1^2} = \frac{S x}{(1 + \alpha) d_1} \quad (16)$$

这里  $S = r_1/d_1$ 。如果将(10)式代入(16)式还可以得到：

$$\Delta\omega = \frac{S a^2}{2(1 + \alpha) R_e d_1} \quad (17)$$

当给定  $d_1$ 、 $a$ 、 $S$ 、 $\alpha$  以后(16)式和(17)式反映了仅第一电极弯曲对束散角的影响。为了给出定量的概念，我们假设  $S = 0.4$ ， $x = 0.5$  mm， $\alpha = 0.4$ ， $d_1 = 5$  mm，则  $\Delta\omega = 1.6^\circ$ 。因此我们不难看出，从束流聚焦的观点，应当将两块电极弯成相等的曲率、避免由于曲率不同产生间距不同而引起附加束散。

#### 四、热负载的影响

在这里研究的是圆周边缘冷却情况下的热负载对束流会聚的影响。我们假设，在一个脉冲开始前，电极是平面平行孔电极，在脉冲开始后，电极均匀受热，圆周边缘由于冷却不变形，而电极受热后弯曲成球面；脉宽足够短，以致于在脉冲过程中，可以忽略边缘冷却带走的热量；边缘冷却的作用仅在两个脉冲之间带走热量。分两种情况来考虑：(1) 第一、二电极热负载相同，称为等量热负载；(2) 第一电极热负载比第二电极大得多，称为不等量热负载。在这样的假设下，第三节的结果很容易地被用来研究电极热负载。根据上面的假设，平面平行孔电极在脉冲工作的前期，电极逐步由平面弯曲成球面，并且不断缩小曲率半径。此阶段电极形变有利于束聚焦。但当脉冲工作时间逐步加长之后，电极曲率半径过小，束流过聚焦，从而导致束散度反而变大。

研究热负载对离子光学性能影响的目的在于根据所能容许的离子束散角的最大值估算出引出电极的极限运行参数。和 H. C. Cole<sup>[7]</sup> 根据粗略实验结果提出的判据 ( $\sim 3^\circ$ ) 不同，我们提出一个更普遍的热负载限制的判据：对等量热负载，电极受热后造成的边缘小束的偏离角  $\Delta\theta$  不超过边缘对靶中心张角的两倍；对不等量热负载，电极受热造成的中心小束附加散角  $\Delta\omega$  不超过靶对电极的半张角。

对等量热负载，如果假定从电极到测量靶的距离为  $R_f$ ，电极上最边缘的孔到电极中心的距离  $y = a$  该孔对测量靶的张角  $\theta = \frac{a}{R_f}$ ，电极受热以后边缘孔小束的偏离角为

$\frac{8x}{3a}$ , 那么根据上述判据可以求出电极受热后允许的曲率半径的下限为:

$$R_e \geq \frac{2}{3} R_f. \quad (18)$$

此式子也可写成:

$$x \leq \frac{3}{4} \frac{a^2}{R_f}. \quad (19)$$

它反映了电极受热后变形, 对电极中心位移量的限制。

对不等量热负载, 如果假设靶的直径是电极直径的 1.5 倍, 靶对电极的半张角为  $\frac{3a}{2R_f}$ , 则电极的曲率半径限制由下式表示:

$$R_e \geq \frac{SaR_f}{3(1+\alpha)d_1}. \quad (20)$$

或电极弯曲的中心位移量的限制为:

$$x \leq \frac{3(1+\alpha)ad_1}{2SR_f}. \quad (21)$$

当电极受热后, 电极中心位移量很小时, 平面电极温升与电极的曲率半径的关系为:

$$\Delta T = \frac{a^2}{8\lambda R_e^2} = \frac{x^2}{2a^2\lambda}. \quad (22)$$

这里  $\lambda$  是电极的线膨胀系数:

$$\theta = 4.2 D \rho^* \cdot C_v \cdot \Delta T. \quad (23)$$

式子中  $D$  为电极厚度;  $C_v$  是比热;  $\rho^* = (1-\eta)\rho$  是有效比重,  $\rho$  是比重;  $\eta$  是电极透明度。

我们定义  $F$  为沉积在电极上的热量密度与从引出电极引出的束功率密度之比。当离子源工作在最佳离子光学匹配时, 引出的束功率密度可以从 (8) 式推导出。设引出束流重复频率足够低, 当引出束功率密度限制在电极温升允许范围内时, 脉冲宽度必须满足下式:

$$\tau \leq \frac{7(1-\eta)(1+\alpha)^2 D \rho C_v \Delta T}{\eta P_0 F V^{5/2}}. \quad (24)$$

这个式子反映了, 当电极材料、几何尺寸决定了以后, 在同样的热负载限制下, 引出束的脉宽, 随引出电极电压  $V$  增加而按  $5/2$  次方指数降低。

## 五、讨 论

我们在一个简单的物理模型下, 分析了单孔引出电极的离子光学, 得到了一个与实验结果符合得更好一些的解析公式; 研究了平面平行孔电极弯曲成球面对离子束聚焦的影响, 并据此分析了多孔圆周边缘冷却的电极受热以后对束散度的影响。本文在上述这些方面获得了一些有用的结果。

关于离子光学的解析式, 正如文章中叙述到的, 加了厚度修正后与实验更接近。本文关于平面平行孔弯曲成球面聚焦离子束的曲率与文献[6]不一致是可以理解的。因为文献[6]是在不均匀等离子体的引出面上采用多孔引出聚焦离子束的。

关于平面平行孔电极的热负载的限制, 我们的结论要比文献[7]严格得多。文献[7]

中, 7 cm 直径的铜引出电极温升上限为 60°K, 而按本文的结果, 其上限约为 7°K。这一差别的原因在于两者所取的散角上限不一样, 前者为 3.2°, 而后者小于 1.5°; 另一方面在于前者的实验在引出电极表面上是非均匀的等离子体密度分布, 而本文的计算是均匀分布的情况。

将通常的电极参数代入本文的计算公式, 可以得到如下结论: 对于 7 cm 圆周边缘冷却的铜电极, 在 20—30 kV 工作电压下, 它可以运行在 25 ms 左右的脉冲宽度内。增高离子能量, 加长运行脉宽, 扩大引出面积, 必须设法更有效地消散沉积在电极上的热量, 例如采用电极内部插入多根冷却水管的复杂的工艺设计<sup>[2]</sup>, 以便尽量减小电极的热变形。

### 参 考 文 献

- [1] R. I. Coupland, *Rev. Sci. Instrum.*, **44** (9), 1258 (1973).
- [2] T. S. Green, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **NS-23** (2), 918 (1976).
- [3] J. H. Whealton et al., *Rev. Sci. Instrum.*, **48** (7), 829 (1977).
- [4] L. D. Stewart et al., *Rev. Sci. Instrum.*, **46** (9), 1193 (1975).
- [5] A. Bariaud et al., *Proc. of Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Vol. III, 1976, p. 303.
- [6] M. L. Cowlin et al., *Proceeding of the 8th Symposium on Fusion Technology*, p. 423 (1976).
- [7] H. C. Cole, *Rev. Sci. Instrum.*, **44** (8), 1024 (1973).
- [8] I. Langmuir et al., *Phys. Rev.*, **33**, 954 (1929).
- [9] L. R. Grisham et al., *Rev. Sci. Instrum.*, **48** (8), 1037 (1977).
- [10] Y. Ohara et al., *J. Appl. Phys.*, **17** (2), 423 (1978).
- [11] E. Thompson, *Proceeding of the 2nd Symp. on Ion Source and Formation of Ion Beams*, Berkeley, II-3 (1974).
- [12] R. C. Davis et al., *5th Symp. on Engineering Problems of Fusion Research*, 429 (1973).

(编辑部收到日期: 1981年7月9日)

(上接第 189 页)

表 5 为反应体系中主要成分的  $R_f$  值。我们应用聚酰胺薄层层析在二年多的  $^{125}\text{I}$ -UdR 制备中, 证明此法具有简便、快速、效果好的优点。

表 5 产品及反应体系主要成分的  $R_f$  值

化合物名称	纸层析的 $R_f$ 值*	聚酰胺薄层层析的 $R_f$ 值
$^{125}\text{I}$ -UdR	0.51 (0.51 <sup>[7]</sup> , 0.67 <sup>[13]</sup> )	0.36
UdR	0.08 (0.12 <sup>[13]</sup> )	0.2
$^{125}\text{IU}$	0.68 (0.73 <sup>[7]</sup> , 0.75 <sup>[13]</sup> )	0.51
$\text{Na}^{125}\text{I}$	0.02	0.01
$^{125}\text{IO}_3^-$	0.99	1

\* 展开剂为 0.05M, pH 6.0 的磷酸盐缓冲液饱和的乙酸乙酯, 层析纸为 Whatman 1°。

### 参 考 文 献

- [1] W. H. Prusoff, *Biochim. Biophys. Acta*, **32**, 295 (1959).
- [2] W. G. Keough et al., *J. of labelled Compounds and Radiopharmaceuticals*, **14**, 83 (1978).
- [3] D. J. Silvester et al., *Nature*, **200**, 65 (1963).
- [4] W. L. Hughes et al., *Fed. Proc.*, **23**, 640 (1964).
- [5] K. C. Paoline et al., *J. Med. Chem.*, **6**, 428 (1963).
- [6] A. D. Brownstone, *Nature*, **199**, 1285 (1963).
- [7] N. M. Bui et al., *Int. J. Appl. Radiat.*, **16**, 337 (1965).
- [8] H. Lundqvist et al., *Int. J. Appl. Radiat. Isot.*, **30**, 39 (1979).
- [9] U. A. M. Hadi et al., *Int. J. Appl. Radiat. Isot.*, **29**, 621 (1978).

(编辑部收到日期: 1982年4月8日)