

粒子探针的形成

刘振灏

高分辨、高灵敏的粒子探针目前已经是许多实验室的重要设备，它在离子束分析方面占有显著的位置，在材料科学、冶金矿物、微电子学和生物医学等领域有着广泛的应用。粒子探针本身还在不断改善它的分辨率，分析方法也在不断发展。

粒子探针是将加速器提供的束流（其中大多数是静电加速器）微米化。静电加速器的束流品质大体为：发射度 $\epsilon = 1 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ ，能量稳定度 $\Delta E/E = \pm 0.1\%$ ，束流强度 $I = 1 \mu\text{A}$ ，聚焦斑点 $\sim 1 \text{ mm}$ 。这样的束流经过准直和聚焦，将束斑压缩至 $\sim 1 \mu\text{m}$ ，虽然束流强度也随之极大地削弱到 $\sim 0.1 \mu\text{A}$ ，但对于它所担负的全部任务看来，这样的流强也足够了。

一、准直器

准直器是由一组光阑或者一组狭缝组成。狭缝也有不同的形状。图1(a)是西德的马克思、普朗克研究所使用的狭缝剖面⁽¹⁾。这

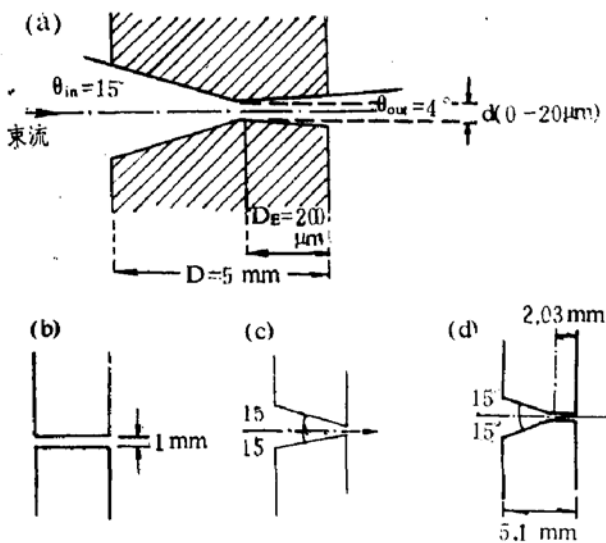


图1 4种不同几何形状的准直狭缝

种形状的狭缝使打在入口表面而被散射的粒子不会通过刀口。如果粒子的散射角小于 θ_{in} ($\theta_{in} = 15^\circ$)，则它停止在壁上；如果粒子的散射角大于或等于 θ_{in} ，则它将打在对面壁上。所以只有被二次散射，而散射角在 $11^\circ - 19^\circ$ 之间的粒子能通过狭缝，并在靶上形成光环。当然这些二次散射的粒子是不希望的，但它只有束斑流强的千分之一。从出口端到刀口的距离 D_E 的选取正是满足上述要求，同时考虑到能用光学显微镜观察刀口而选取的。为了使狭缝不完全垂直束流轴线对束流影响不大，选择出口表面与轴线夹角为 4° 。这个角度也远远大于束流的发散角，以防止入射束的粒子打在出口表面上。此外入口表面，出口表面和刀口都要求高度抛光，不平度为 $0.05 \mu\text{m}$ 。

加拿大的Monitoba大学选择了图1所示的4种不同几何形状的准直器⁽²⁾，研究狭缝的散射问题。予研结果指出，C型给出最小的束发散。他们还研究了孔径与流强的关系，列于表一。表中 d 为准直缝直径， F 为束流强度减弱系数， I_T 为靶上接受的束流（对于入射束流 $1 \mu\text{A}$ ）。

表一、靶流与准直缝直径的函数关系

$d(\mu\text{m})$	F	$I_T(\text{PA})$
20	4.0×10^4	25
30	1.8×10^4	56
40	1.0×10^4	100
50	6.4×10^3	160
60	4.4×10^3	230
70	3.3×10^3	300

也有的粒子探针装置上宁可使用光阑或者叫做针孔，他们认为光阑较狭缝更能精确地调节和定位。

制造狭缝或光阑的材料要求中子(p、n)反应截面小而且r射线产生截面小,还要考虑被散射粒子的角分布和能损。散射数正比于 $A/\rho z^2$, A, ρ 和z分别是材料的原子量,密度和原子序数。研究表明⁽³⁾镍和钽是最佳材料。现在不少实验室使用不锈钢做狭缝的材料。

狭缝或者针孔和用来改变孔径的推动杆,支撑外套等材料要配合选取,以达到温度系数的相互补偿,即室温变化10°C时,这些材料因温度而引起的膨胀和收缩使狭缝无明显变化,即 $\leq 0.1\mu\text{m}/^\circ\text{C}$ 。

二、四极透镜

正象电子探针那样,四极透镜也在粒子探针中起着压缩束流的主要作用。在当前国际上大约27台粒子探针中,有19台是使用了形式不同的四极透镜⁽⁴⁾。

1. 设计:

设计四极透镜时,要进行严格的象差计算,通常必须算到三级象差,有时要进行到五级。在束流光学设计中通用的是TRANS-PORT程序,这是使用矩阵计算方法,求最佳解的二级象差程序, IONBEAM⁽⁵⁾是计算三级象差的程序,能求最佳解并便于计算加工、装配产生的象差。

另一条途径是数字解场方程,然后求轨迹⁽⁶⁾。这种方法的优点是能将边缘场,场的高次谐波和加工、装配的误差造成的影响较简单地在子程序中处理,并对场作出修正,而不要求解另外的表达式。这种数字解场的精度是很高的,可以说没有什么限制,只是比矩阵计算要花更多的时间。

为了确定场分布,要求解拉普拉斯方程 $\nabla^2 V = 0$,如果场的边界条件是四个双曲面的极,则场的分量 $B_x = -\frac{\partial V}{\partial x} = Gy$ 和 B_y

$$= -\frac{\partial V}{\partial y} = Gx. G \text{ 为常数。}$$

由于双曲面不是无限长,而且往往为了加工制造的方便,用圆柱面代替双曲面,这样将出现场的高次谐波,所以要计算到20次谐波。

在解得磁场的分量 B_x, B_y 和 B_z 之后,由粒子的运动方程,并作代换 $\dot{x} = V_x = \frac{dx}{dz} V_z$ 和

$\dot{y} = V_y = \frac{dy}{dz} V_z$ 。我们可以得到5个一阶微分方程:

$$\frac{dv_x}{dz} = \frac{e}{mv_z} (v_y B_z - v_z B_y)$$

$$\frac{dv_y}{dz} = \frac{e}{mv_z} (v_z B_x - v_x B_z)$$

$$\frac{dv_z}{dz} = \frac{e}{mv_z} (v_x B_y - v_y B_x)$$

$$\frac{dx}{dz} = \frac{v_x}{v_z}$$

$$\frac{dy}{dz} = \frac{v_y}{v_z}$$

利用哈明方法,我们可以求得任意束线的轨迹。表二⁽⁶⁾给出了牛津大学核物理实验室使用的OXRAY程序计算的几个粒子探针装置的象差和它们的主要参数。在这些象差中,色差和球差是固有的,属于二级和三级象差,而旋转象差和励磁象差是寄生的,即可以靠提高加工、安装精度以及减小励磁纹波来改善。

2. 工艺:

从象差计算中可以看出,由于加工、装配引起的误差属于二级象差,必须靠精心加工和装配来解决。牛津大学的粒子探针在加工过程中使用专门的工夹具,保证每个极面是非常严格的圆柱,半径公差 $2\mu\text{m}$,每个极的长度公差 $4\mu\text{m}$,安装公差使四个极的不平行度而造成的偏离对称轴公差 $25\mu\text{m}$ 。每组四极透镜放在能进行精细调节的三角架上,并使之每组透镜在水平方向和竖直方向的公

表二

几台粒子探针的主要参数和象差系数

		海德堡	卡厄鲁斯	墨尔本	哈威尔	哈威尔	牛津
组合形式		CD	CD	CDCD	CDCD	CDC	CDC
能量 (MeV)		2	3	3	3	3	4
物点 (μm)		8×45	7×80	10×10	25×25	25×25	70×10
角发散 (mrad)		0.67×0.75	2.4×1.0	0.3×0.3	0.9×0.9	0.3×0.3	0.32×0.1
能散 (%)		0.1	0.033	0.05	0.1	0.1	0.05
束斑 (μm)		1—2	1—2	4	2	2	1
压缩比 D_x		-26.4	-2.3	-15.6	-5.3	32.1	67.8
D_y		-4.6	-29.0	-15.6	-5.3	-10.2	-15.2
色 差	$\langle x \theta\delta\rangle$	36.5	70.6	151.4	63.7	-147.3	-256.3
	$\langle y \theta\delta\rangle$	39.6	60.5	170.6	103.7	439.5	783.0
旋 转 象 差	$\langle x \phi\rho_1\rangle$	12.0	-17.6	-25.9	-9.6	3.5	6.6
	$\langle x \phi\rho_2\rangle$	-12.0	17.6	63.4	22.3	11.9	13.5
	$\langle x \phi\rho_3\rangle$			-52.3	-14.8	-15.4	-20.1
	$\langle x \phi\rho_4\rangle$			14.7	2.1		
	$\langle y \theta\rho_1\rangle$	2.1	-1.4	-25.9	-9.5	-11.0	-30.0
	$\langle y \theta\rho_2\rangle$	-2.1	1.4	63.5	22.3	-37.5	-59.9
	$\langle y \theta\rho_3\rangle$			-52.3	-14.9	48.5	89.0
	$\langle y \theta\rho_4\rangle$			14.7	2.1		
励 磁 象 差	$\langle x \theta\epsilon_1\rangle$	12.0	-79.3	-123.8	-42.2	13.5	21.7
	$\langle x \theta\epsilon_2\rangle$	-49.0	9.1	228.4	59.6	-20.4	-23.4
	$\langle x \theta\epsilon_3\rangle$			-335.8	-94.0	155.4	261.8
	$\langle x \theta\epsilon_4\rangle$			77.0	11.9		
	$\langle y \phi\epsilon_1\rangle$	-52.8	7.7	135.7	-211.2	76.7	268.5
	$\langle y \phi\epsilon_2\rangle$	13.2	-69.1	-443.1	60.3	-657.8	-1281.3
	$\langle y \phi\epsilon_3\rangle$			204.6	-9.3	135.1	200.4
	$\langle y \phi\epsilon_4\rangle$			-70.1	-1.1		
球 差	$\langle x \theta^3\rangle$	-3.1	1.9	-141.5	-1.1	14.2	87.9
	$\langle x \theta^2\phi\rangle$	-1.6	9.6	-445.1	-5.8	24.8	111.1
	$\langle y \phi^3\rangle$	-1.1	-4.0	-209.6	-4.6	-83.1	-437.9
	$\langle y \theta^2\phi\rangle$	-7.9	-2.6	-457.8	-5.6	-84.7	-427.6

差在 $10\mu\text{m}$ 之内, 而各组透镜之间的旋转偏差在 $60\mu\text{rad}$ 以内。

每个极的励磁安匝数要保证完全一致, 磁场电源的电流纹波要达到 0.01% 。极头使用高品质的磁性铁制造, 在粗加工之后要退火消除应力。

3. 消色差四极透镜⁽⁷⁾;

从象差计算中可以看出色差, 即能量不稳定而引起的象差也属于二级象差, 如牛津大学的三组合透镜色差系数 $c_y = 782$, 为了使束斑达到 $0.5\mu\text{m}$ 以内, 则要求能散小于 0.06% , 所以消色差具有重要的意义。它是由静电四极透镜和磁四极透镜共同组成, 在磁四极透镜的内切圆内放置了与之成 45° 的

静电四极透镜。由场方程:

$$x'' + \beta^2 f(z) x = 0$$

$$y'' - \beta^2 f(z) y = 0$$

其中 $\beta^2 = e \left(\frac{r}{r_E^2 \varepsilon} - \frac{2W}{r_M^2 c \sqrt{2m\varepsilon}} \right)$, ε 为粒子能

量, m 为其质量, e 为电荷, c 为光速, v 为电势, W 为磁标势, r_E 和 r_M 分别为电极和磁极半径。我们可以由消色差条件

$$\left. \frac{\partial \beta^2}{\partial \varepsilon} \right|_{\varepsilon = \varepsilon_0} = 0$$

推出
$$\frac{V}{W} = \frac{1}{c} \left(\frac{r_E}{r_M} \right)^2 \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{2m}}$$

所以根据粒子的质量和能量, 电极和磁极的半径, 适当调整线圈电流和电极电压, 可以实现消色差。如果 $C_x^{(1)} = 0$, $C_x^{(2)} = 5\text{cm}$, 则当角发散 $\alpha = 1\text{mrad}$ 时, 由色差引起的束流宽度的增加

$$\Delta x = 2\alpha [C_x^{(1)} (\Delta E/E_0) + C_x^{(2)} (\Delta E/E_0)^2]$$

是非常小的。

4. 支撑:

四极透镜的加工、安装和对中要求非常精确, 所以在粒子探针的运行过程中也要求保持这种几何条件的稳定。为此要将准直器和组合四极透镜放置在上吨重的水泥块上, 而水泥块由橡皮垫支撑在地面上以防止地面带来的震动, 而支架与水泥块之间, 真空泵与水泥块之间都靠橡皮垫隔开, 构成二级防震。当真空泵是有转动部件的涡轮分子泵时, 泵与管道的连接还要使用波纹管达到消震的目的。

三、等离子体透镜^[8]

这种新型透镜开始用于聚焦强流离子束, 使 1.2MeV 的 175mA 的质子流聚焦在 0.2mm 以内, 以后发展成为目前的形式 (参见图 2)。它是由直径 2.8cm , 长 2.0cm , 彼此间隔 3mm 的 13 个铝圆筒电极和三个直径 8.26cm , 长 3.38cm 的螺线管组成。螺线管的磁

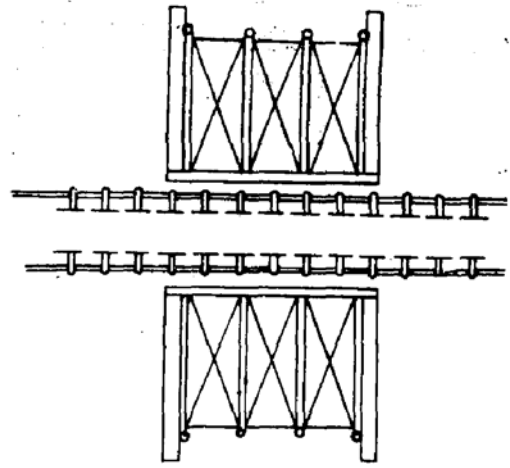


图2 等离子体透镜

场中心与电场中心相一致。位于透镜一端的热灯丝产生电子, 在电磁场作用下, 潘宁放电产生。中央环形电极加正偏压几千伏, 对电子产生一个轴向电位, 而轴向磁场对电子产生径向约束, 适当调节电压, 高密度的等离子体将形成。当透镜电压 2.6KV , 234 匝的螺线管电流为 19A 时, 将产生一个长 15.6cm 的等离子体柱, 中心密度为 5.56×10^{19} 个电子/ cm^3 。在等离子体密度为最大值一半处, 等离子体柱的半径是 4.56mm , 这个捕集电子的等离子体柱的径向电场产生一个聚焦作用, 其焦距 $f = 4\varepsilon_0 v / n_e l$ 。其中 l 是等离子体柱的长度, n_e 是电子密度, v 是带电粒子的加速电压。从上式可以看出, 这种透镜和带电粒子的质量和电荷无关, 即焦距对于同样能量的任何粒子都是一样的。并且可以通过调节等离子体的形状消除透镜象差。这种透镜已经实现了聚焦束流在 $5\mu\text{m}$ 以内。

四、平面折射透镜

在光学系统中使用互相修正的折射镜可以形成完美的象。尽管每个折射镜形成的象不是完美的, 但是几个这样并不完美的折射镜由于相互修正, 可以构成一个完美的象。

平面静电偏转棒可以对带电粒子构成折射。它是由一对相互平行放置的圆棒组成,

它们都与地绝缘，上面加以数值相等，极性相反的电压。两个或更多的这样的圆柱对就构成了相互修正的系统(图3)。由棒上的面电荷密度和它与圆柱电位的关系，可以推出折射角：

$$\theta(y) = A \tan^{-1} \left(\frac{L}{\frac{1}{4} - Y^2 - L^2} \right)$$

其中 $Y = y/c$, $L = l/c$ 。l为圆柱长，c为光速。

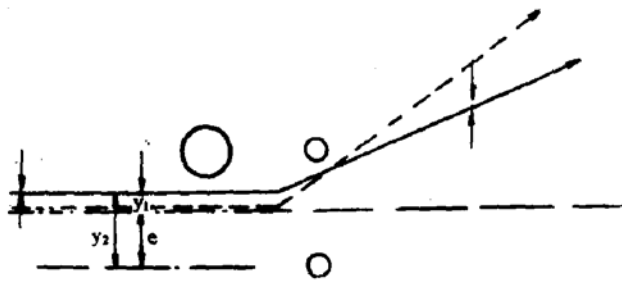


图3 互相修正的静电折射棒组

对于很小的y，上式可简化为

$$\theta(y) = A(a_0 + a_2 y^2)$$

对于组合系统有

$$\theta(y) = A_1(a_{01} + a_{21} y_1^2) + A_2(a_{02} + a_{22} y_2^2)$$

由于 $y_2 = y_1 \pm e$ ，所以，

$$\theta(y) = (A_1 a_{01} + A_2 a_{02} + A_2 a_{22} e^2) + (2A_2 a_{22} e) y_1 + (A_1 a_{21} + A_2 a_{22}) y_1^2$$

若四极项相互抵消，即 $A_1 a_{21} + A_2 a_{22} = 0$ ，可以得到完美的聚焦。这样的透镜系统可以使1mm的束流达到1μm，对于0.1mm的束流，聚焦可达10nm。

四极透镜目前仍然是实现微米聚焦的主

要装置，它是粒子探针中使用最多的聚焦部件，它是粒子探针中达到最好分辨(1—2 μm)的透镜。它固有的象差，限制了它的聚焦能力，但正在努力克服，如电磁四极透镜可以消除色差。平面折射镜本身有很大的象差，但自身可以相互修正，有可能实现亚微米聚焦，但它的束流损失很大，只能在一个很窄的角度内通过。等离子体透镜与粒子种类无关，而且象差也可自身调节。所以这些型式的透镜都正在改进，今后高分辨的粒子探针所使用的标准透镜型式将通过实践确定出来。

参考文献

1. R. Nobile et al, Nucl. Instr. & Meth. 130(1975)325
2. M. S. A. L. AL-Ghazi and J. S. C. Mckee, Nucl. Instr. & Meth. 197(1982) 117
3. E. J. Burge and D. A. Smith, Rev. Sci. Instr. 33(1962)1371
4. 刘振灏 <核物理动态>1984年第3期
5. D. Heck and E. Kasseckert, Karlsruhe Report KFK 2379(1976)130
6. G. W. Grime et al, Nucl. Instr. & Meth. 197(1982)97
7. F. W. Martin and R. Goloskie, Nucl. Instr. & Meth. 197(1982)111
8. H. W. Lefevre et al, Nucl. Instr. & Meth. 218(1983)39
9. R. L. Dalglis et al, Nucl. Instr. & Meth. 218(1983)8