

应用带电粒子光学

(中册)

唐天同

西安交通大学

电子工程系物理电子技术教研室

一九八五年二月

目 录

第六章 扫描偏转系统

§1、偏转二视场	6-1
§2、电和磁偏转器	6-5
§3、高斯偏转性质	6-13
§4、几何像差	6-24
§5、色差	6-40
§6、扫描探针系统	6-43

第七章 聚焦偏转系统(能量和质量分析器)

§1、均匀磁场分析器	7-1
§2、曲轴磁聚焦偏转场分析器的理论	7-12
§3、均匀磁场分析器的工程计算	7-23
§4、圆柱形电容偏转分析器	7-34
§5、球形电容偏转分析器	7-41
§6、筒镜分析器(圆柱形电容反射镜分析器)	7-48
§7、交叉场分析器(文氏分析器)	7-53

第八章 高亮度电子枪

§1、概述	8-1
§2、球面阴极模型	8-10
§3、热发射枪的能量分散与亮度	8-16

§4、球—锥面模型	8-19
§5、场发射枪的能量分散与亮度	8-27
§6、场发射枪的加速和聚焦透镜	8-30

第六章 扫描偏转系统

带电粒子光学除了利用聚焦系统(圆透镜及四极透镜)的聚焦成像性质形成电子或离子像以外,还可以利用聚焦系统形成细束的探针,再用电磁偏转系统使探针束斑在一个靶面(或荧光屏)上扫描移动形成扫描像。电子显像管、扫描电子显微镜和很多类型的电子和离子束曝光机都是基于这种原理工作。这种扫描用偏转系统基本上是第六章提到的二极场电场或磁场。为了达到形成扫描像的目的,二极场的电极电压或磁安匝数随时间变化,因而,虽然一般二极场中电子离子束是弯曲的(因此而实现偏转),但弯曲或偏转方向随时间变化,因而一般来说扫描偏转系统仍为一直轴系统,偏转场幅值为零时粒子束的中心作为对称轴。

扫描像的清晰度取决于经偏转后的电子或离子探针的束斑。因而好的扫描像既要求聚焦系统形成的探针束斑足够小,又要求偏转不引起附加的散焦,不破坏原有的聚焦状态。其次,正确的实现扫描像,要求偏转位移正比于扫描偏转信号(电压或电流),没有像的失真,具有这样不附加散焦(或聚焦)和不失真的偏转系统,叫理想偏转系统。以后我们可看到,实际偏转系统不具备这样的理想偏转性质,即是说具有像差。本章主要研究偏转二极场系统的性质和实现方法,电和磁偏转系统的基本原理,偏转像差,并对近来广泛采用的具有优良偏转性能的复合聚焦—偏转系统作一扼要介绍。

§ 1. 偏转二极场

偏转系统要实现二维的扫描偏转,一般由两套偏转电极或偏转系统构成,其中每一套基本上都产生二极场电场或磁场。设计合理的偏转系统,当两套偏转系统相互重叠时,其合成的场,也主要为二极场。

二极电极系统或磁线圈的特点是,由于主要场是与光轴 Z 相垂直的,其几何结构及馈电均有一个反对称面(例如 $Y-Z$ 轴包含的面),以形成主要是 X 方向的电场或磁场,为了有较好的偏转性能,

一般还有另一个对称面（ $X-Z$ 轴包含的面）。如果用电位 u 及数量磁位 u_m 表示，应有

$$\left. \begin{aligned} u(-x, y, z) &= u(x, y, z) \\ u(x, -y, z) &= -u(x, y, z) \\ u_m(-x, y, z) &= u_m(x, y, z) \\ u_m(x, -y, z) &= -u_m(x, y, z) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

根据直轴系统的场分布的一般性质（第五章 §1），直轴非旋转对称系统的场可分解为“正的”及“倾斜”的二极、四极、六极、八极…场的叠加。由偏转场的对称性质（(1)式），对于主要产生 E_x 及 B_x 的偏转场，应只有“正的”二极、六极、十极…场的分量。以下可看到，在研究旁轴小角度偏转或高斯偏转时，只有二极场分量起作用，在研究三级像差时，应考虑到二极场及六极场分量；在研究五级以致于更高级像差时，则要再计入十极以及或多极的场分量。本章只研究高斯偏转及三级像差，根据第五章 §1(10)式

$$\left. \begin{aligned} u &= [-e_1(z) + \frac{1}{8}e_1''(z)r^2]r\cos\psi - e_3(z)r^3\cos 3\psi \\ u_m &= [-d_1(z) + \frac{1}{8}d_1''(z)r^2]r\cos\psi - d_3(z)r^3\cos 3\psi \\ &\dots\dots\dots(2) \end{aligned} \right\}$$

（此式中以 $-e_1$ 和 $-e_3$ 代表二极和六极电场分布函数， $-d_1$ 和 $-d_3$ 代表二极和六极磁场分布函数，用以取代第五章 §1 节的 Φ_1 和 Φ_3 ）。由此可得场分量

$$\left. \begin{aligned} E_x &= e_1(z) + 3[e_3(z) - \frac{1}{8}e_1''(z)]x^2 \\ &\quad - 3[e_3(z) + \frac{1}{8}e_1''(z)]y^2 \\ E_y &= -6[e_3(z) + \frac{1}{8}e_1''(z)]xy \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$$\left. \begin{aligned} B_x &= \mu_0 d_1(z) + 3\mu_0 \left[d_2(z) - \frac{1}{8} d_1''(z) \right] x^2 \\ &\quad - 3 \left[e_1(z) + \frac{1}{8} e_1''(z) \right] y^2 \mu_0 \\ B_y &= -6\mu_0 \left[d_2(z) + \frac{1}{8} d_1''(z) \right] xy \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

(3)和(4)式也可简化为

$$\left. \begin{aligned} E_x &= E_0 - (E_2 + \frac{1}{2} E_0'') x^2 + E_2 y^2 \\ E_y &= 2E_2 xy \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} B_x &= B_0 - (B_2 + \frac{1}{2} B_0'') x^2 + B_2 y^2 \\ B_y &= 2B_2 xy \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

(6)及(7)式中

$$\left. \begin{aligned} B_0 &= \mu_0 d_1(z), & E_0 &= e_1(z) \\ B_2 &= -3 \left[d_2(z) + \frac{1}{8} d_1''(z) \right] \mu_0, \\ E_2 &= -3 \left[e_2(z) + \frac{1}{8} e_1''(z) \right] \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

以上场的表示式(2)式—(8)式), 在研究离对称轴不是非常远的偏转性质时, 即处理高斯偏转及三级像差时, 只要已知电偏转场的 $e_1(z)$ 和 $e_2(z)$ (或 $E_0(z)$ 与 $E_2(z)$), 或磁偏转场的 $d_1(z)$ 及 $d_2(z)$ (或 $B_0(z)$ 与 $B_2(z)$) 即可。这些函数可能用计算或实际测量的方法得到。由(6)式及(7)式不难得出

$$\left. \begin{aligned} E_0(z) &= e_1(z) = E_x(0, 0, z) \\ B_0(z) &= \mu_0 d_1(z) = B_x(0, 0, z) \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

即 $E_y(z)$ 与 $B_y(z)$ 分别为轴上的电偏转场及磁偏转场。轴上场的 y 分量为零，而

$$\left. \begin{aligned} E_z(z) &= \frac{1}{2} \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} \Big|_{x=y=0} \\ B_z(z) &= \frac{1}{2} \frac{\partial^2 B_x}{\partial y^2} \Big|_{x=y=0} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

(9)和(10)式构成了 E_y 、 B_y 、 E_z 和 B_z 的测量依据： E_y 和 B_y 为轴上场， E_z 和 B_z 为对称面上偏转场二阶导数之半，而 $e_y(z)$ 和 $d_y(z)$ 则可根据(8)式转换求得。

§ 2、电和磁偏转器

在电子束管及电子离子束仪器中，电偏转器，磁偏转器和电磁复合偏转器都有广泛应用。电偏转器由具有 § 1 所述的对称性的电极结构，并馈以反对称的电压构成。磁偏转器由具有上述对称性的线匝及铁芯并馈以对应的电流构成。

一、磁偏转器

磁偏转器一般由两对偏转线圈叠合构成，有时还套以铁芯，以限制偏转场于有限范围并增强偏转场的强度。偏转线圈有以下三种基本形式：

(1)、鞍型、电子束器件上有一管颈，偏转线圈贴于管颈之外，由直线导线段与圆弧导线段构成，形成圆柱形的电子束通道。鞍型线圈有分散绕组和集中绕组，但其偏转场均可由下图的基本偏转电流导线叠加构成。其中与轴大体平行的导线电流所产生的磁场起着主要偏转作用，圆弧段电流用以形成电流回路。鞍型线圈可以整体地嵌套在一个一般是圆环形的铁磁材料芯架内以增强偏转磁场。

(2)、环形 环形偏转线圈的基本单元是四个“封闭”电流环，分别对称地分在四个象限。由于每个电流自行封闭，不需要圆弧导线段电流便可得到圆柱形电子束通道。但是，每一电流环内外直线

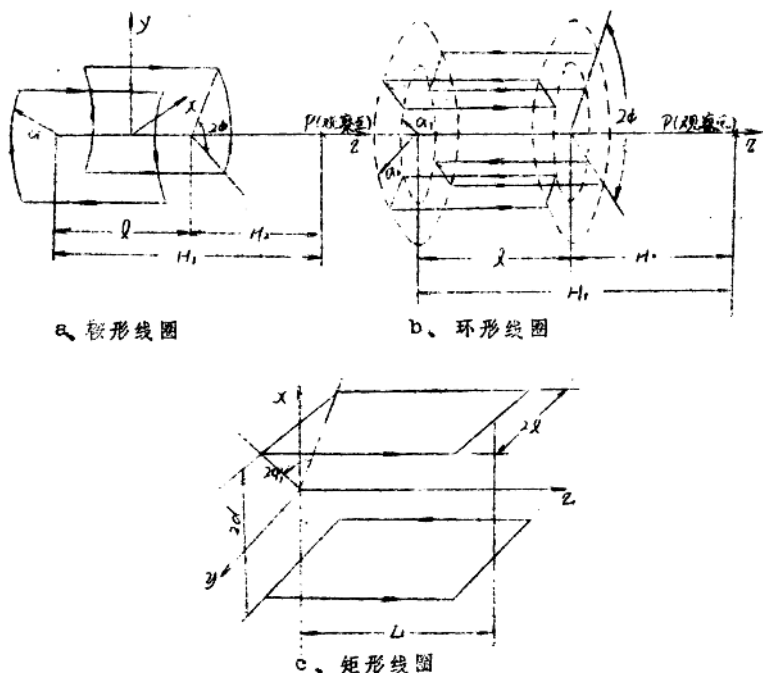


图 6-1 偏转线圈的基本单元

导线段的电流方向相反，各自产生的偏转磁场部份地相互抵消，所以偏转磁场的利用不够经济。但是，当导线环是绕在铁磁材料芯架上时，铁芯屏蔽了外层导线的磁场作用，使总的偏转磁场有所增强。

(3)、矩形 矩形偏转线圈的基本单元是一对矩形线圈，与鞍型线圈相比，其电子束通道直径较小，但比较容易加工和数值计算。

以上线圈偏转系统的场分布特别是函数 $d_1(z)$, $d_2(z)$

(或 $B_0(z)$, $B_2(z)$) 可以通过实验量测方法或数值计算方法 (见第八章) 求得。但是，没有铁磁材料芯架的线圈，原则上可以利用

比奥萨瓦定律进行解析计算。处在源点 $Q(x_q, y_q, z_q)$ 的一个长为 $d\tau$ ，电流方向方向余弦为 (α, β, γ) 的电流元，在观察点 $P(x_p, y_p, z_p)$ 处产生的 x 方向磁感强度为：

$$dB_x = - \frac{\mu_0 I}{4\pi\gamma} GH dz \quad (1)$$

(对 B_y, B_z 有类似的式子)。

式中 I 为电流。 $H = \frac{1}{R^3}$ 。

$$G = \beta(z_p - z_q) - \gamma(y_p - y_q),$$

$$R = [(x_p - x_q)^2 + (y_p - y_q)^2 + (z_p - z_q)^2]^{1/2}$$

当 $x_p = y_p = 0$ 时，由(1)式可以直接计算出导线元产生的 $d(z)$ 或 $B_x(z)$ 分量。由于 §1(10)式，不难推出导线电流元所产生的 $B_x(z)$ 分量可按下式计算

$$dB_{x2} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 (dB_x)}{\partial y^2} = \frac{\mu_0 I}{8\pi} [-2H' \gamma + GH''] dz \quad (2)$$

(2)式中应取 $x_p = y_p = 0$ ，式中的撇号 ' ' 表示对 y_p 求导函数。

当导线电流元具有某些形状时，可以对比奥萨瓦定律加以变换，对整个电流回路进行积分运算。对于沿封闭回路 C 的导线电流，由比奥萨瓦定律，在观察点 P 产生的磁感强度为

$$\underline{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint_C \frac{d\mathbf{l}_q \times \underline{R}}{R^3} \quad (3)$$

式中 $d\mathbf{l}_q$ 为线积分微元, $\underline{R} = (x_p - x_q)\underline{x}^0 + (y_p - y_q)\underline{y}^0 + (z_p - z_q)\underline{z}^0$, $\underline{x}^0, \underline{y}^0$ 与 \underline{z}^0 为轴向单位向量, $R = |\underline{R}|$.

由于

$$\underline{B} = -\mu_0 \text{grad}_p u_m \quad (4)$$

(4)式中 grad_p 表示对观察点坐标的微分运算。由于

$$\frac{\underline{R}}{R^3} = -\text{grad} \left(\frac{1}{R} \right) \quad (5)$$

经过变换, 可得:

$$u_m = \frac{I}{4\pi} \iint_A \frac{\underline{R} \cdot \underline{n}^0}{R^3} dS \quad (6)$$

式中 A 为封闭电流元所张的任一曲面, \underline{n}^0 为曲面上任一小曲面元的单位外法线向量, S 为面元面积, (6)式中的曲面积分实质上为曲面 A 对点 P 所张的主体角。*)

利用公式(3)或(6)可以直接计算出几种偏转线圈单元的偏转函数:

(1). 鞍形线圈单元 (图 6-1a) **)

$$\left. \begin{aligned} d_1(z) &= \frac{I}{\pi a} \sin \varphi [(g_1^2 - 2g_1) - (g_2^2 - 2g_2)] \\ d_2(z) &= \frac{I}{24\pi a^3} \sin 3\varphi [(5g_1^2 - 18g_1^2 + 25g_1^2 - 20g_1) \\ &\quad - (5g_2^2 - 18g_2^2 + 25g_2^2 - 20g_2)] \end{aligned} \right\} (7)$$

*) I. Stratton, *Electromagnetic Theory*, p238.

2 Ландау и Лифшиц, *электродинамика сплошных сред*, p164

**) E. Munro and H.-C. Chu, *Optik*, 60(1982), p371

$$\text{式中 } g_1 = \frac{H_1}{(a^2 + H_1^2)^{1/2}}, \quad g_2 = \frac{H_2}{(a^2 + H_2^2)^{1/2}} \quad (8)$$

(2). 环形线圈单元 (图 6-16)

$$\left. \begin{aligned} d_1(z) &= \frac{I}{\pi} \sin \varphi (-f_{11} + f_{12} + f_{21} - f_{22}) \\ d_2(z) &= \frac{I}{\pi} \sin 3\varphi (-g_{11} + g_{12} + g_{21} - g_{22}) \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

式中

$$\left. \begin{aligned} f_{ij} &= \frac{(H_i^2 + a_j^2)^{1/2}}{H_i a_j} \\ g_{ij} &= \frac{6H_i^6 + 12H_i^4 a_j^2 + 3H_i^2 a_j^4 + 2a_j^6}{24H_i^3 a_j^3 (H_i^2 + a_j^2)^{3/2}} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

(8)和(10)式中 H_1, H_2 分别表线圈两端与观察点(P)的轴向距离, a, a_i, a_j 分别为半径, φ 为线圈的半张角。

(3). 矩形线圈单元 (图 6-1c) *

$$d_1(z) = \frac{I}{\pi a} \sin \varphi \left[\frac{H_1}{(a^2 + H_1^2)^{1/2}} + \frac{H_2}{(a^2 + H_2^2)^{1/2}} \right] \quad (11)$$

$$d_2(z) =$$

$$\text{式中 } a = \sqrt{d^2 + l^2}$$

*) 北大·电子偏转系统, P23

Biryukov u Danilov,) (TФ, 6. 308.
(1961)

由(7)、(9)和(11)式可看出, 当线圈单元的半张角 $\varphi = 60^\circ$ 时偏转磁场的三阶谐波系数 $d_3(z) = 0$, 即偏转场六极场分量为零, 而得到纯二极偏转场(更高阶的十极场、十四极场只在离轴很远处才起作用, 研究三级像差时可以忽略)。这就是说, 当线圈轴向比较长而 $d_1(z)$ 在一定范围内可视为常数时, 可得到近似的均匀横向偏转场。

纯二极偏转场有一些有利的好性能, 例如, 当二对偏转系统(x 偏转及 y 偏转)都是二极偏转场时, 叠加起来的总偏转场也是二极的, 从而可以消除四折偏转像差(见§3)。因而, 仪器设计中常用到 $d_3(z) = 0$ 的二极场偏转线圈。除了用集中绕组, 使多导线的绕组近似的可视为 $\varphi = 60^\circ$ 的单导线基本单元以外, 还可以采用分布绕组。

例如, 取鞍形绕组, 设分布绕组绕在同一半径(a)上, 只是按角度分布为 $N(\varphi)$, (7)式方括号内参量均不变, 由(7)式

$$d_1(z) = \int_0^{\pi/2} N(\varphi) K_1 \sin \varphi d\varphi \quad (13)$$

$$d_3(z) = \int_0^{\pi/2} N(\varphi) K_3 \sin 3\varphi d\varphi \quad (14)$$

由(13)及(14)式可以看出, 当 $N(\varphi) = I_0 \sin \varphi$ 时

$$d_1(z) = \frac{\pi}{4} K_1 = \frac{I_0}{4a} [(g_1^2 - 2g_1) - (g_2^2 - 2g_2)] \quad (15)$$

$$d_3(z) = 0 \quad (16)$$

即当分布绕组有正弦分布时, 由于正交性三次谐波分量 $d_3(z)$ 为零, 可实现纯二极场。这种分布常叫作余弦分布。因为按图 1a, 从对称面(xoz)算起, $N(\varphi)$ 为正弦分布; 而从反对称面($yo z$)

作基准，则 $N(\varphi)$ 为余弦分布。(15) 中 I_0 为一个像限内安匝数 (整个鞍形线圈偏转电流安匝数为 $2I_0$)。

二、电偏转器

电偏转器同样要实现 (x-与y-) 两个方向的偏转。电偏转器要产生大体上是二板场的横向电场，其电极对于两个平面有 §1 指出的对称性。

多数利用电偏转器的电子束器件中有两个独立的偏转器 (x 偏转器与 y 偏转器)，它们之间的偏转电场互不叠合。常用的结构如图 6-2 所示。

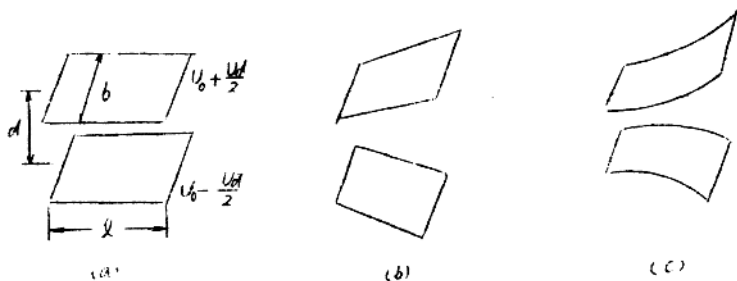


图 6-2

图 2 a 的结构最简单，能用于多数偏转角不大的场合。当平板的尺寸 l 和 b 比板间距 d 大得多时，其偏转场大致可视为均匀场。分析和计算很简单。当偏转角度较大时，不得不用较大的间距 d ，这就导致偏转灵敏度下降。偏转电压 U_d 常大到实际上难以实现的程度。图 6-2 b 及 2 c 的结构较好的解决了这一问题。有时也使用这三种基本结构加以组合构成偏转板。

两对偏转板分开进行偏转，各自有不同的偏转灵敏度和偏转中心，比较难以实现无失真的扫描图像。偏转器也占据了较多的空间。因而，近来采用电偏转的电子离子光学仪器，大多采用 x-偏转与 y-偏转合在一起的所谓静电偏转盒。静电偏转盒有电阻壁式。图

案式和多极电极式等多种形式(例如参阅Hutter一文, in "Advances in image pickup and display", Vol. P196-209)。电阻壁式偏转盒早期曾用于示波管,但工艺要求很高,近来已很少采用。图案式偏转盒在摄像管中用得较多。这种偏转器中电子运动轨迹相当复杂,而对于其偏转像差的研究也比较困难,尚未见到成功的报导。要求有特别精密的聚焦和偏转性能的电子特别是离子光学仪器中大都应用多极电极式偏转盒。多极电极式偏转盒的另一优点是它能与静电透镜相结合组成复合静电聚焦—偏转器。多电极偏转器也有多种形式,电极具有§1所述的对称性能。加以适当的偏转电压,一般来说形成具有二极、六极、十极、十四极…等多极场分量。优良的偏转器结构应几乎只产生二极场分量,六、十、十四、…极分量近于零。其次,要便于馈给X—与Y—偏转两组偏转电压,使两组偏转电压同时加上时,其总的合成电场也近于纯二极场。以下介绍两种优良的结构。

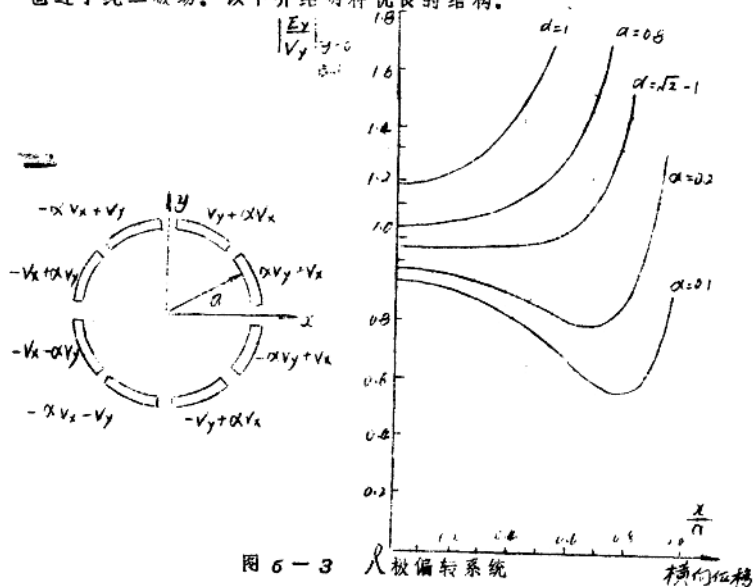


图 6-3

n 极偏转系统

横向位移

图 6-3 的八极偏转器的特点是八极电极相当于一个旋转对称圆电极开缝作成。设想有一个 x 方向的均匀电场，则沿着半径为 a 的与 x 轴相垂的（ z 轴方向的）圆柱面上，其电位沿方位角方向的分布应为

$$u = aE_x \cos \psi \quad (17)$$

反过来，若一圆柱面上有 (17) 式描写的电位分布，则圆柱面以内的空间有均匀横向电场。图 3 的八个电极，每一个是等位面，故不能实现 (17) 式描述的连续的余弦分布，而是一种沿方位角 ψ 方向的台阶跳跃式分布。对此台阶跳跃方式用付里叶分析，当电极电压馈给按图上所示的方式， α 值取为 $\sqrt{2}-1$ 时，这一阶梯分布的三阶及五阶谐波分量为零，除基波外，只有七阶及更高阶的谐波。因而这时的电场基本上可认为是二极场。图 5-3 右图给出了不同 α 值时的反对称面上偏转电场的分布，当 $\alpha = \sqrt{2}-1$ 时在很大范围内偏转场为一常数而可视为均匀场，对八极偏转器组成的电子光学仪器的实验研究证实了 $\alpha = \sqrt{2}-1$ 时八极偏转器有很好的偏转性能。八极偏转器的缺点是馈电比较复杂，需安偏转电压分压器，这对于频率很高的仪器会造成困难。x-与 y-偏转都要用两套扫描电压放大馈电电路。

另一种实际应用中证实成功的是二十极偏转器。（图 6-4）。这种偏转器仍是在圆的旋转对称电极上开槽得到。对电极圆柱面上电位沿方位角方向的阶梯分布做付立叶分析说明，当图上 $\theta_1 = 8.75^\circ$ ， $\theta_2 = 7.26^\circ$ ， $\theta_3 = 29^\circ$ 时，在隙缝很小时仍然没有三阶及五阶谐波分量，即六极场和十极场分量为零，基本上为纯二极场。虽然二十极偏转器结构复杂而且性能略逊于八极偏转器*，但 x-与 y-偏转都只用一个扫描信号放大一馈电电路，成功的用到一些高速精密仪器中。

*). E. Goto 等, J. Vac. Sci. Technol. B 1(4), 1289 (1983)

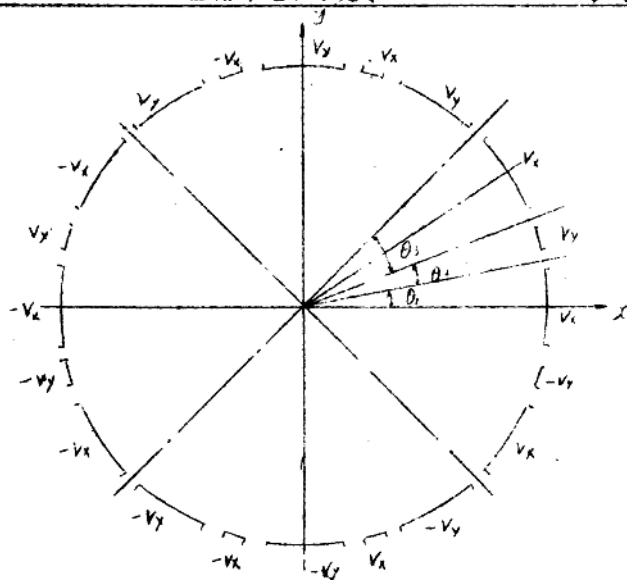


图6-4 二十板偏转器

§3. 高斯偏转性质

本节研究电子或粒子轨迹通过偏转场的旁轴区，且偏转角（或偏转位移）很小时的偏转性质。模拟旋转对称场的旁轴轨迹，我们也把这种旁轴小角度偏转叫高斯偏转。

由于偏转是二维的，本章以后几节沿用复数 $w = x + iy$ 来表示 (x, y) 一对坐标。 $\bar{w} = x - iy$ 为 w 的共轭复数。根据 §1 节的偏转场展开式，在旁轴区

$$E_x = e_1(z), \quad E_y = 0, \quad E_z = 0$$

定义复电场强度

$$E_w = E_x + i E_y = e_1(z) \quad (1)$$

对于产生 X 方向偏转的磁场，场方向应在 Y 方向

$$B_x = 0, \quad B_y = \mu_0 d_1(z), \quad B_z = 0$$

定义复磁感强度

$$B_w = B_x + i B_y = i \mu_0 d_1(z) \quad (2)$$

在没有非线性介质的情形，可以令

$$e_1(z) = V E_1(z), \quad \mu_0 d_1(z) = I D_1(z) \quad (3)$$

式中 $E_1(z)$ 为偏转电极加单位偏转电压， $D_1(z)$ 为偏转线圈加单位偏转电流时的偏转电场和磁场， V 和 I 分别为偏转电压及偏转电流。从而可写为

$$E_w = V E_1(z), \quad B_w = i I D_1(z) \quad (4)$$

电子运动方程为

$$\left. \begin{aligned} m \ddot{x} &= e E_x + e \dot{y} B_z - e \dot{z} B_y \\ m \ddot{y} &= e E_y + e \dot{z} B_x - e \dot{x} B_z \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

将二式合起来，考虑到 $B_z = 0$

$$m \ddot{w} = E_w + i \dot{z} B_w \quad (6)$$

由于电子离子有很小偏角，斜率很小

$$z \approx v = \sqrt{-\frac{e}{m}} \phi \quad (7)$$

式中 ϕ 为轴上加电压，把(7)代入(6)式并考虑到(4)式可得