

二次电位分布静电双棱镜

马 健 傅淑芬 王之江
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文提出了一种新的静电双棱镜——二次电位分布静电双棱镜,用此棱镜可增强干涉电子的强度,并扩大等间距干涉条纹的区域。
关键词: 静电双棱镜; 电子干涉。

Möllenstedt 棱镜^[1,2]的实际场分布介于平面电容近似和圆柱电容近似之间,电子经棱镜折射的折射角为(图1)^[3]:

$$\alpha = C \frac{V_f}{u} \quad (1)$$

其中 C 为由实验条件决定的常数, V_f 为棱镜石英丝上所加电压, u 为电子加速电压。如入射电子是平行的, $\varphi = \alpha$, 则应得到等间距干涉条纹。然而,实际情况并非如此,经透镜会聚后;入射电子束可看作是由点源 S_0 发出的, θ 不可忽视^[4],因此就出现问题:在棱镜平面,可参予干涉的电子区域,由于 θ 而减小。由图1可知,可参予干涉的最大电子区域,由最靠近石英丝($y_2 = r$)的电子,和能在象平面上相交的(y_1)电子所决定(r 为石英丝半径)

$$y_1 = y_{\max} = \left[2b\alpha / \left(1 + \frac{b}{a} \right) \right] - r \quad (2)$$

图1中阴影部分为可参予干涉的电子,而只有非常靠近石英丝的电子($\theta < 10^{-5}$)的干涉条纹才是等间距的。因此,只有非常有限的电子($< 10\%$)被利用。本文提出的二次电位分布棱镜,从原理上可以解决这个问题。

二次电位分布静电棱镜的基本原理是:它对电子的偏折力,随离石英丝的距离 y 的增大而增大。它的电位分布,可认为由两部分组成

$$V_1 = -\frac{V_f}{d} y, \quad (3)$$

$$V_2 = V_0(z) - \frac{1}{2} V_0''(Z) y^2. \quad (4)$$

(3) 式可看作是 Möllenstedt 棱镜的贡献, (4) 式可由类似于静电透镜之类的装置(图2)实现, $V_0''(Z)$ 为棱镜电压沿 Z 轴的二阶导数。假设棱镜电压沿 Z 轴的三阶导数可忽略,则可求得在象平面上电子的入射角为

$$i = \frac{V_f L}{2ud} - \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{2u} \int_0^L V_0''(Z) dZ \right) y. \quad (5)$$

其中 L 为二次电位分布静电棱镜的有效长度。

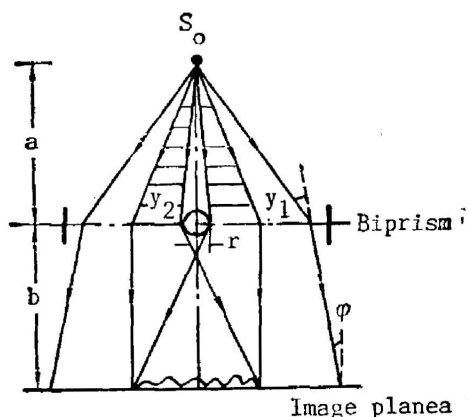


Fig. 1 Schematic of electron path in the case of Möllenstedt biprism

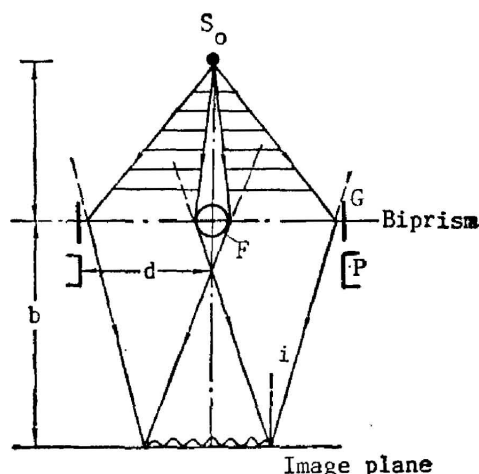


Fig. 2 Schematic of electron path in the case of quadratic potential distribution biprism. F, filament; G, ground plate; P, positive plate

如果 $\int_0^L V''_0(Z) dZ = 0$, (5) 式退化成 Möllenstedt 棱镜的情况, 这时不同 y 坐标的电子在象平面上有不同的入射角 i 。而对二次电位分布棱镜, 入射角 y/a 的影响部分被 $V''_0(Z)$ 抵消了, 如果使 $\frac{1}{2u} \int_0^L V''_0(Z) dZ \approx \frac{1}{a}$, 则在象面上的干涉类似于平行光干涉, 所以 y 可以较大, 即可有较多的电子参予等间距干涉。

可以求得在棱镜平面上参予干涉的电子的最大区域为:

$$2y_1 = \frac{2bV_f L}{ud \left[1 + \left(\frac{b}{a} - \frac{1}{2u} \int_0^L V''_0(Z) dZ \right) \right]} - 2r_0 \quad (6)$$

象平面上干涉场的宽度为:

$$W = \frac{bV_f L}{ud} - r_0 \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{2u} \int_0^L V''_0(Z) dZ \right) - 2r_0 \quad (7)$$

其中 a 、 b 、 d 的含义如图 2 所示。同样, 如果 $\int_0^L V''_0(Z) dZ = 0$, (6)、(7) 式均退化成 Möllenstedt 棱镜的结果^[6]。从公式(6)、(7)可知, 如果选择较大的 $V''_0(Z)$, 无论电子干涉的强度还是干涉场的宽度都将增加。如果满足下述条件:

$$\frac{1}{2u} \int_0^L V''_0(Z) dZ \approx \frac{1}{a}, \quad (8)$$

$$V_f = \frac{(d+r)d}{bL} u, \quad (9)$$

则(6)、(7)式取极大值

$$(y_1)_{\max} = W_{\max} = d_0 \quad (10)$$

这时全部电子参予干涉。

因为目前只有少数国家的实验室具备场发射电镜, 我国尚未引进, 因此如何充分利用热发射电镜电子束源的有限亮度是电子干涉和电子全息实验成败的关键。本文的理论结果表明, 我们提出的二次电位分布静电双棱镜可以达到这个目的。

参 考 文 献

- [1] G. Möllenstedt *et al.*; *Z. Physik*, 1956, **145**, No. 3 (May), 377.
[2] G. Mutteucci *et al.*; *Ultramicroscopy*, 1981, **6**, No. 2., 109; 1982, **8**, No. 4, 403.
[3] M. Vanzì; *Optik*, 1981, **58**, No. 2 (Feb), 103
[4] P. Zinzindohoué; *Optik*, 1986, **74**, No. 4 (Nov), 131.
[5] 傅淑芬等,《光学学报》,1986, **6**, No. 3 (Mar), 257.

Electrostatic biprism with quadratic potential distribution

MA JIAN, FU SHUFEN AND WANG ZHIJIANG

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 22 April 1988)

Abstract

A new electrostatic biprism—Quadratic Potential Distribution Biprism is proposed, which is possible to increase the intensity of interference electron as well as the range of equidistance interference fringes.

Key words: electrostatic biprism; electron interference.