

# 电子束与离子束

(译文集)

331

86

科学出版社

# 电子束与离子束

(译文集)

《电子束资料组》译

科学出版社

1972

## 内 容 简 介

本译文集系根据日本1969年11月出版的专辑«Electron & Ion Beam Technology» (电气试验所汇报, 第33卷, 第11号)一书译出。其中共收集十二篇文章, 主要是介绍电子束设备的电子光学系统, 直流高压电源, 透镜系统, 球面象差计算, 微型加工, 微型记录, 电子束曝光, 离子掺杂及其设备等。本书系科研报告一类的资料, 可供从事这方面工作的有关工人, 技术员以及科研人员参考。

### 电 子 束 与 离 子 束

科 学 出 版 社 出 版

北京朝阳门内大街137号

中 国 科 学 院 印 刷 厂 印 刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

\*

1972年12月第一版 1972年12月第一次印刷

定 价: 1.10 元

## 毛主席语录

中国人民有志气，有能力，一定要在不远的将来，赶上和超过世界先进水平。

我们必须打破常规，尽量采用先进技术，在一个不太长的历史时期内，把我国建设成为一个社会主义的现代化的强国。

对于外国文化，排外主义的方针是错误的，应当尽量吸收进步的外国文化，以为发展中国新文化的借镜；盲目搬用的方针也是错误的，应当以中国人民的实际需要为基础，批判地吸收外国文化。

## 译 者 的 话

遵照毛主席关于“**洋为中用**”的伟大教导，我们翻译了《电子束与离子束(译文集)》一书，供从事这方面工作的有关同志参考。

电子束与离子束技术，是最近十年才发展起来的一门新技术。它在超级合金的区域精炼，微型加工，微型焊接，元素分析以及集成电路制造中的曝光与掺杂等各个方面，日益得到广泛的应用，并越来越引起人们极大的重视。本译文集共收集十二篇文章，主要介绍电子束的电子光学系统，直流高压电源，透镜系统，球面象差计算，微型加工与微型记录，电子束曝光，离子掺杂及其设备等。

但必须着重指出，原书作者站在资产阶级的立场上，对电子束与离子束技术发展的分析和论述，均带有片面性，而且还存在着比较明显的理论脱离实际的弊病。尽管我们对原书中的某些错误论述作了大量删节，但仍希望广大读者遵照伟大领袖毛主席关于“**批判地吸收外国文化**”的教导，进行认真的分析与批判，吸取其中有用的东西。

由于我们的思想水平与工作能力有限，错误缺点在所难免，切望广大读者批评指正。

一九七二年十一月

## 目 录

能提供微米级和埃级探针的缩小系统的电子光学设计·····	( 1 )
点阴极枪的色差系数·····	(22)
修正钟形场模型的静电四极透镜的三级象差·····	(25)
静电对称四极透镜偶的球面象差·····	(43)
电子束固化装置用的四极透镜系统·····	(53)
对电子敏感的聚合物膜的曝光特性·····	(58)
聚合物膜上拍照的电子显微镜图象的干扰色观测·····	(64)
利用电子束曝光光致抗蚀剂来制造微型图案·····	(73)
使用飞点型控制系统的电子束微型加工与微型记录·····	(93)
利用环氧树脂模铸电子束设备的直流高压电源 ·····	(105)
研究离子在气体中加工和穿透距离时使用差动式抽气系统的离子束装置 ·····	(116)
用氩离子轰击法把铝和铈注入硅内 ·····	(128)

# 能提供微米级和埃级探针的缩小系统的电子光学设计

## 前 言

在电子光学发展的最初阶段,主要的注意力是在为高分辨率电子显微镜<sup>[31,32]</sup>、扫描电子显微镜<sup>[1]</sup>和阴影电子显微镜<sup>[4]</sup>提供一种微细的高强度的电子束点时,就已经使用了聚焦的电子束或电子探针。近年来,电子探针 X-射线微分析仪<sup>[5]</sup>和电子束加工<sup>[34]</sup>,已成为普通的实验室工具了。因为这些电子束装置的性能,在很大的程度上取决于电子探针的大小和功率密度<sup>[24,25]</sup>,在电子束加工领域内,高功率密度的微米探针是很理想的。

电子探针系统的总体设计与电子源的热形式很有关系,而这种电子源是采用发夹型灯丝的。因为电子源的最后探针的大小,可以在微米和几个埃之间的范围内变化,所以要得到高功率密度的电子束,就需要有一级或两级的缩小系统。因此,最后探针的大小和分布与最后透镜的球面象差有很大的关系。

当物体接近于透镜的焦点时,通常就得出了很高放大倍数的电子透镜的球面象差系数<sup>[28,14,19]</sup>。如果是物镜,则物体是真实的,如果是缩小透镜,则物体是源,或是由前一级透镜渐近聚焦所形成的像。因此,高放大倍数条件下由理论计算的球面象差系数,明显地不同于考虑到前几级光学特性的精确计算值。

近年来,对不同放大倍数或物体位置的物镜球面象差系数<sup>[15]</sup>,已引起人们的重视。本文的目的是根据格拉塞(Glaser)的电子透镜基本理论,对缩小系统提供详尽的理论分析以及设计数据。

将计及物体位置或放大倍数的塞德尔(Seidel)象差系数列出公式,并以可供任一电子光学缩小系统直接应用的形式,按数字绘成图形。还对给定的缩小透镜系统,提供了具有最小球面象差系数和最大工作距离的最后透镜的最佳设计。根据球面象差、电子源亮度和缩小倍数,进一步讨论了缩小系统中决定电子束设备分辨率的最后探针的束点大小和电流密度。利用肖特基点阴极和场致发射阴极作电子源,对缩小系统中能提供微米级和埃级探针的缩小倍数进行了计算,并绘出图形,与热电子阴极进行比较。

## 三級象差的理论公式

现在来讨论对称的磁电子透镜,沿光轴  $z$  的磁场分布  $H(z)$  的矢势为  $A$ , 入射电子束垂直于高电位  $\Phi_0$  下加速的透镜。利用四级特征函数  $F_4$ , 可以由点光程函数  $S$  导出三级象差:

$$S = \int_{z_0}^z F_4 dz; F = \sqrt{\frac{\Phi(z)}{\Phi_0} (1 + r'^2 + r^2 \chi'^2)} - \sqrt{\frac{e}{2m\Phi_0}} (A_r r' + A_\chi r \chi' + A_z) \quad (1)$$

$$-\sqrt{\frac{\Phi_a}{\Phi_0}} F_4 = \frac{1}{8} \left[ (K^4 - KK'')(u\bar{u})^2 - K^2\{(u\bar{u}')^2 - 4u\bar{u}'\bar{u}' + (\bar{u}u')^2\} \right. \\ \left. + (u'\bar{u}')^2 + i \left\{ (2K^3 - \frac{K''}{2}) u\bar{u}(u\bar{u}' - \bar{u}u') + 2Ku'\bar{u}'(u\bar{u}' - \bar{u}u') \right\} \right] \quad (2)$$

式中  $u = x + iy$ ,  $\bar{u} = x - iy$ ,  $r^2 = u\bar{u}$ ,  $K = \sqrt{\frac{e}{8m\Phi_0}} H(z)$ ,  $\chi = \int_0^z K dz$ ,  $e$  为电子电荷,  $m$  为电子质量。

根据众所周知的象差方程的关系式, 按照格拉塞在图象平面  $z = z_b$  上的三级象差, 可以用公式表示为:

$$u = u_b + \left[ r_a(z_b) \left\{ \frac{\partial S_4}{\partial u} r_\gamma + \frac{\partial S_4}{\partial u'} r'_\gamma + \left( \frac{\partial F_4}{\partial u'} r_\gamma \right)_{z_a}^{z_b} \right\} \right. \\ \left. - r_\gamma(z_b) \left\{ \frac{\partial S_4}{\partial u} r_a + \frac{\partial S_4}{\partial u'} r'_a + \left( \frac{\partial F_4}{\partial u'} r_a \right)_{z_a}^{z_b} \right\} \right] \quad (3)$$

透镜傍轴射线方程的特解  $r_\gamma$ ,  $r_a$  在  $u'' + K^2u = 0$  与  $r_\gamma r'_a - r'_\gamma r_a = 1$  的条件下可以表示为:

$$u = u_a r_\gamma + \frac{u_B}{r_{aB}} r_a, \quad \bar{u} = \bar{u}_a r_\gamma + \frac{\bar{u}_B}{r_{aB}} r_a \quad (4)$$

初始条件与边界条件为:

$$z = z_a \text{ 时, } r_a = 0, r'_a = 1, r_\gamma = 1 \\ z = z_B \text{ 时, } r_\gamma = 0$$

式中  $z_B$  为光阑平面的坐标, 并且一般为后焦点的坐标。因此,  $u_a \bar{u}_a = r_a^2$  和  $(u_B/r_{aB})(\bar{u}_B/r_{aB}) = \alpha^2$  的绝对值, 系表示物体距光轴的位置和光阑所限制的电子束半角。

利用四级特征函数  $F_4$ 、方程 (4) 和方程 (3), 在  $r_\gamma(z_a)r_a(z_b) - r_a(z_a)r_\gamma(z_b) = 0$  的条件下, 图象平面  $z = z_b$  上的三级象差  $\Delta u_b$ , 可用  $(r, x, z)$  坐标表示如下:

$$\Delta u_b = r_\gamma(z_b) \left\{ (E + ie) u_a^2 \bar{u}_a + (C + D) u_a \bar{u}_a \frac{u_B}{r_{aB}} + (C + ic) u_a^2 \frac{\bar{u}_B}{r_{aB}} \right. \\ \left. + 2(F + if) u_a \frac{u_B}{r_{aB}} \frac{\bar{u}_B}{r_{aB}} + (F - if) \bar{u}_a \left( \frac{u_B}{r_{aB}} \right)^2 + B \left( \frac{u_B}{r_{aB}} \right) \frac{\bar{u}_B}{r_{aB}} \right\} \quad (5)$$

不能满足上述条件的平面  $z$  上的三级象差, 可由附录中的一般公式求出。

$$\left. \begin{aligned} A &= \int_{z_a}^{z_b} \left\{ \frac{1}{2} (K^4 - KK'') r_\gamma^4 + K^2 r_\gamma^2 r_\gamma'^2 + \frac{1}{2} r_\gamma'^4 \right\} dz \\ B &= \int_{z_a}^{z_b} \left\{ \frac{1}{2} (K^4 - KK'') r_a^4 + K^2 r_a^2 r_a'^2 + \frac{1}{2} r_a'^4 \right\} dz \\ C &= \int_{z_a}^{z_b} \left\{ \frac{1}{2} (K^4 - KK'') r_\gamma^2 r_a^2 + K^2 r_\gamma r_a r_\gamma' r_a' + \frac{1}{2} r_\gamma'^2 r_a'^2 - \frac{K^2}{2} \right\} dz \\ D &= \int_{z_a}^{z_b} \left\{ \frac{1}{2} (K^4 - KK'') r_\gamma^2 r_a^2 + \frac{K^2}{2} (r_\gamma^2 r_a'^2 + r_a^2 r_\gamma'^2) + \frac{1}{2} r_\gamma'^2 r_a'^2 + K^2 \right\} dz \\ C + D &= \int_{z_a}^{z_b} \left\{ (K^4 - KK'') r_\gamma^2 r_a^2 + K^2 (r_\gamma^2 r_a'^2 + r_a^2 r_\gamma'^2) + r_\gamma'^2 r_a'^2 \right\} dz \end{aligned} \right\} \quad (6)$$



$$\begin{aligned}
 E &= \int_{z_a}^{z_b} \left\{ \frac{1}{2} (K^4 - KK'') r_\gamma^3 r_a + \frac{K^2}{2} r_\gamma r'_\gamma (r_\gamma r_a)' + \frac{1}{2} r_\gamma^3 r'_a + \frac{1}{2} r_\gamma^3 r'_a \right\} dz \\
 F &= \int_{z_a}^{z_b} \left\{ \frac{1}{2} (K^4 - KK'') r_\gamma r_a^3 + \frac{K^2}{2} r_\gamma r'_a (r_\gamma r_a)' + \frac{1}{2} r_\gamma r'_a \right\} dz \\
 c &= \int_{z_a}^{z_b} \left\{ \left( K^3 - \frac{K''}{4} \right) r_\gamma r_a + \frac{1}{2} K r'_\gamma r'_a \right\} dz \\
 e &= \int_{z_a}^{z_b} \left\{ \frac{1}{4} \left( 2K^3 - \frac{K''}{2} \right) r_\gamma^2 + \frac{1}{2} K r_\gamma'^2 \right\} dz \\
 f &= \int_{z_a}^{z_b} \left\{ \frac{1}{4} \left( 2K^3 - \frac{K''}{2} \right) r_a^2 + \frac{K}{2} r_a'^2 \right\} dz
 \end{aligned}$$

每种畸变象差系数 ( $A, E + ic$ ), 彗形象差 ( $F - if$ ), 象场弯曲 ( $C + D$ ), 象散 ( $C + ic$ ) 和球面象差  $B$ , 均可通过部分积分, 化成简单形式便于数值计算。

$$\begin{aligned}
 A &= \int_{z_a}^{z_b} \frac{1}{12} (16K^4 + 5K'^2 - KK'') r_\gamma^4 dz + \left| \frac{1}{2} r_\gamma r_\gamma'^3 + \frac{5}{6} K^2 r_\gamma^3 r'_\gamma - \frac{5}{12} KK' r_\gamma^4 \right|_{z_a}^{z_b} \\
 B &= \int_{z_a}^{z_b} \frac{1}{12} (16K^4 + 5K'^2 - KK'') r_a^4 dz + \left| \frac{1}{2} r_a r_a'^3 + \frac{5}{6} K^2 r_a^3 r'_a - \frac{5}{12} KK' r_a^4 \right|_{z_a}^{z_b} \\
 C &= \int_{z_a}^{z_b} \frac{1}{2} \left\{ (3K^4 + K'^2) r_\gamma^2 r_a^2 - K^2 r_\gamma^2 r_a'^2 - K^2 \right\} dz \\
 &\quad + \frac{1}{2} \left| r_a r'_a r_\gamma'^2 - K^2 r_\gamma r_a (r_\gamma r_a)' - KK' r_\gamma^2 r_a^2 \right|_{z_a}^{z_b} \\
 C + D &= \int_{z_a}^{z_b} \left\{ \left( 4K^4 + \frac{3}{2} K'^2 + \frac{1}{2} KK'' \right) r_\gamma^2 r_a^2 - 3K^2 r_\gamma r_a r'_\gamma r'_a - K^2 r_\gamma^2 r_a'^2 \right\} dz \\
 &\quad + \left| r_\gamma^2 r_a r'_a + \frac{3}{2} r_\gamma r_a (r_\gamma r_a)' - \frac{3}{2} KK' r_\gamma^2 r_a^2 \right|_{z_a}^{z_b} \\
 E &= \int_{z_a}^{z_b} \left\{ \left( K^4 + \frac{1}{3} K'^2 - \frac{1}{6} KK'' \right) r_\gamma^3 r_a + \frac{1}{3} KK' r_\gamma^3 r'_\gamma + K^2 r_\gamma r_\gamma'^2 r_a \right\} dz \\
 &\quad + \left| \frac{1}{2} r_a r_\gamma'^3 + \frac{1}{2} K^2 r_\gamma^2 r'_\gamma r_a - \frac{1}{3} KK' r_\gamma^3 r_a \right|_{z_a}^{z_b} \\
 F &= \int_{z_a}^{z_b} \left\{ \frac{1}{6} (7K^4 + 2K'^2 - KK'') r_\gamma r_a^3 + \frac{1}{2} K^2 r_\gamma r_a^2 r'_a \right\} dz \\
 &\quad + \left| \frac{1}{2} r'_\gamma r_a r_a'^2 + \frac{1}{2} K^2 r_\gamma r_a^2 r'_a + \frac{1}{6} K^2 r_a^3 r'_\gamma - \frac{1}{3} KK' r_\gamma r_a^3 \right|_{z_a}^{z_b} \\
 e &= \int_{z_a}^{z_b} \left( K^3 + \frac{K''}{8} \right) r_\gamma^2 dz + \frac{1}{2} \left| K r_\gamma r'_\gamma - \frac{K'}{2} r_\gamma^2 \right|_{z_a}^{z_b} \\
 c &= \int_{z_a}^{z_b} \left\{ \left( K^3 + \frac{3K''}{8} \right) r_\gamma r_a + \frac{K'}{2} r_\gamma r'_a \right\} dz + \frac{1}{2} \left| K r_a r'_\gamma - K' r_\gamma r_a \right|_{z_a}^{z_b} \\
 f &= \int_{z_a}^{z_b} \left( K^3 + \frac{K''}{8} \right) r_a^2 dz + \frac{1}{2} \left| K r_a r'_a - \frac{1}{2} K' r_a^2 \right|_{z_a}^{z_b}
 \end{aligned} \tag{7}$$

### 具有钟形场分布的磁透镜的三级象差系数

格拉塞<sup>[12,13]</sup>和多塞<sup>[9,10]</sup>曾发表了关于强磁透镜的论文。格拉塞首先假定在光轴  $z$  上

测量的磁场分布  $H(z)$ , 正如图 1 所示, 可以用非常好的近似公式表示出来<sup>[19]</sup>, 即

$$H(z) = H_0 \{1 + (z/a)^2\}^{-1} \quad (8)$$

式中  $H_0$  为  $z = 0$  时的最大场强。  $a$  为磁场降至  $H_0/2$  处的坐标, 所以可称为磁场曲线的半宽度。

旋转对称磁场的傍轴微分方程为

$$u'' + K_0^2 u \{1 + (z/a)^2\}^{-2} = 0 \quad (9)$$

式中  $K_0^2 = eH_0^2/8m\Phi_0$ 。

这个方程式满足初始条件和边界条件 (4) 的独立特解可由下式求出:

$$r_r = \frac{\sin \varphi_a}{\sin \omega(\varphi_a - \varphi_{Fi})} \frac{\sin \omega(\varphi - \varphi_{Fi})}{\sin \varphi}, \quad r_a = \frac{a}{\omega \sin \varphi_a} \frac{\sin \omega(\varphi_a - \varphi)}{\sin \varphi} \quad (10)$$

式中  $\omega^2 = 1 + K_0^2 a^2 = 1 + k^2$ ,  $z/a = \cot \varphi$ 。

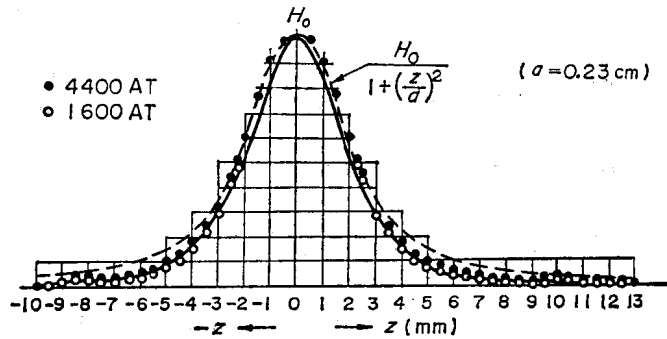


图 1 沿对称磁透镜光轴的场分布

如同光线光学的情况一样, 利用特殊类型的牛顿透镜方程和放大倍数公式, 并根据格拉塞电子透镜理论, 可以精确地计算焦点和主平面。例如, 焦点可以用下列方式求出: 选取的傍轴射线, 可使  $z = +\infty$  时  $r(z)$  是有限的, 而在  $z = +\infty$  时  $dr/dz = 0$  (即起始于  $z = +\infty$  的平行射线进入透镜)。焦点的位置是在这样的  $z$  值处, 它的解是有根的。前焦点  $z_{Fo}$  和后焦点  $z_{Fi}$  的表示式为

$$z_{Fo} = a \cot n \left( \frac{\pi}{\omega} \right), \quad z_{Fi} = -a \cot n \left( \frac{\pi}{\omega} \right) \quad (11)$$

而相应的焦距  $f_o$  和  $f_i$  为

$$f_o = \frac{a}{\sin n(\pi/\omega)}, \quad f_i = -\frac{a}{\sin n(\pi/\omega)} \quad (12)$$

主焦点  $z_{Ho}$  和  $z_{Hi}$  的位置可由下列关系式求出:

$$z_{Ho} = a \cot n \left( \frac{\pi}{2\omega} \right), \quad z_{Hi} = -a \cot n \left( \frac{\pi}{2\omega} \right) \quad (13)$$

$\omega^2$  或  $k^2$  都可以用来表征透镜强度。对于这种特殊的透镜来说, 获得的牛顿透镜方程为

$$(z_a - z_{Fo})(z_b - z_{Fi}) = f_o f_i \quad (14)$$

以及放大倍数为

$$M = (-1)^{n-1} \frac{f_o}{z_a - z_{Fo}} = (-1)^{n-1} \frac{z_b - z_{Fi}}{f_i} \quad (15)$$

因此,对单象  $n = 1$  来说,  $M = r_r(z_b) = -\sin \varphi_a / \sin \varphi_b$ ,  $1 < \omega < 2$ 。在中间透镜和投影透镜的特殊情况下,整个透镜场用来成象,也就是说,如果物体是虚的,在存在单象的情况下可以使用下面的渐近公式:

$$\left. \begin{aligned} r_r &= -\frac{1}{\omega} \frac{\sin \omega(\varphi - \pi)}{\sin \varphi}, & r_a &= -\frac{a}{\sin \omega(\pi - \varphi_a)} \frac{\sin \omega(\varphi - \varphi_a)}{\sin \varphi} \\ \bar{z}_{F_o} &= -a\omega \cot \omega\pi, & \bar{z}_{F_i} &= a\omega \cot \omega\pi \\ \bar{f}_o &= \frac{a\omega}{\sin \omega\pi}, & \bar{f}_i &= -\frac{a\omega}{\sin \omega\pi} \\ \bar{M} &= \frac{\cot \varphi_b \sin \omega\pi - \omega \cos \omega\pi}{\omega} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

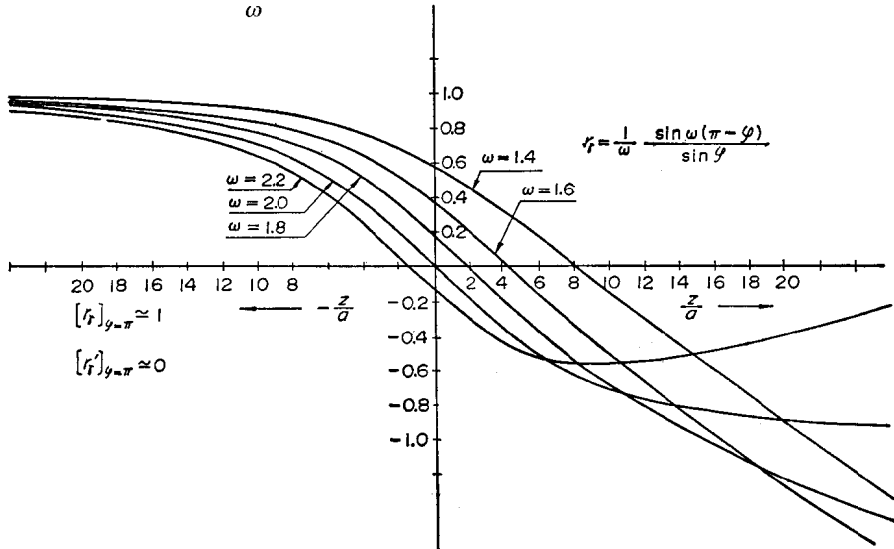


图 2(a)  $r_r$  的傍轴射线轨迹

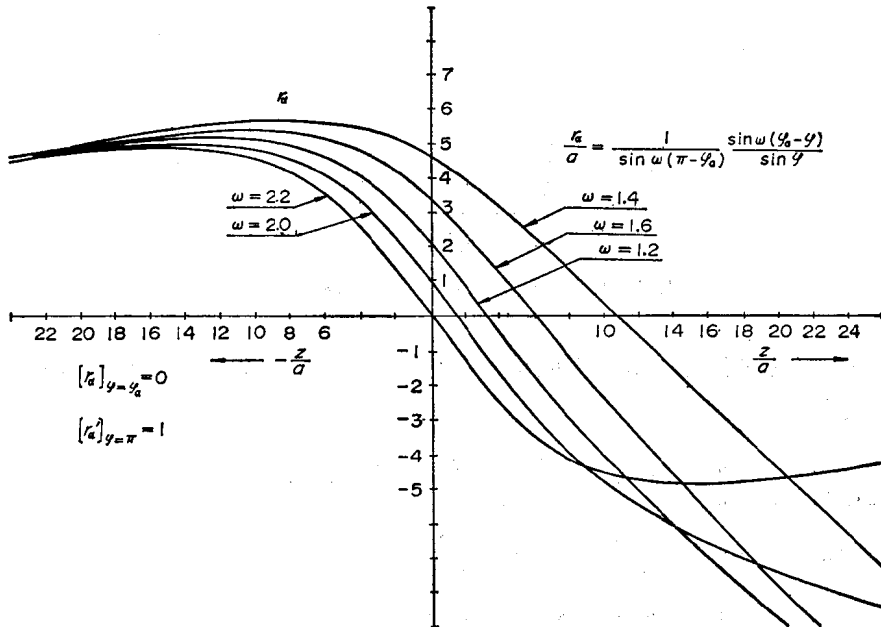


图 2(b)  $r_a$  的傍轴射线轨迹

图 2 表示所计算的典型渐近解。图 3 表示焦距  $f$ ,  $\bar{f}$  和  $\bar{M}$  与透镜强度参数  $\omega$  的函数关系。

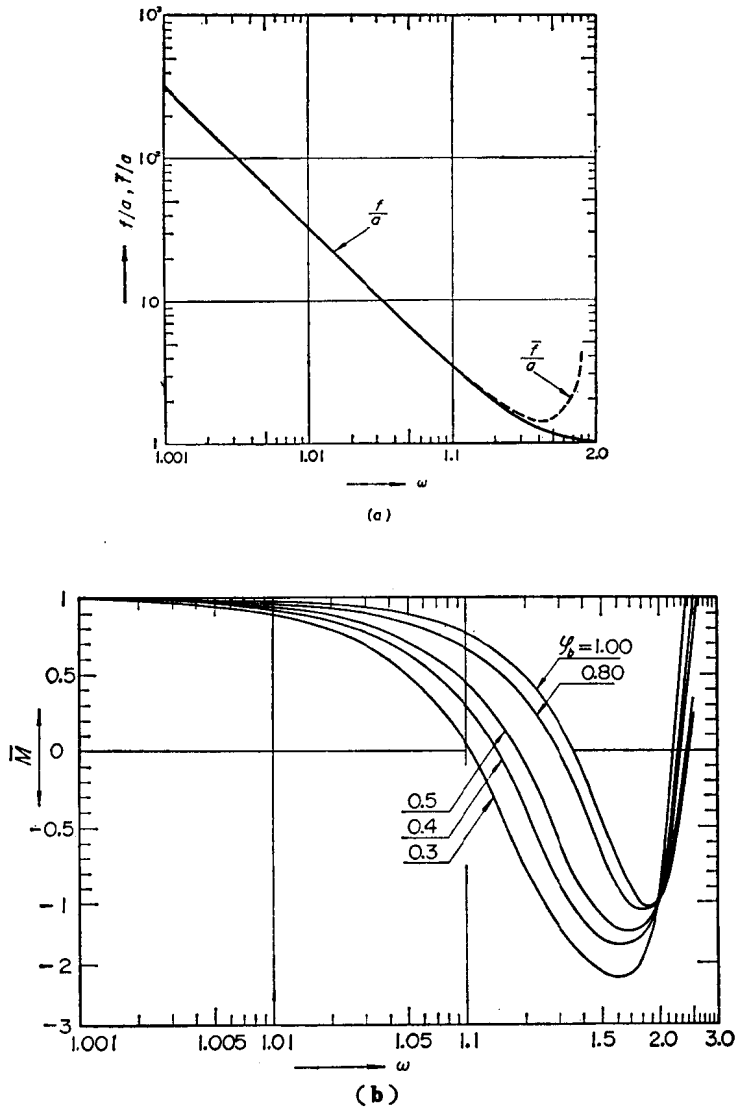


图 3 焦距 (a) 和放大倍数 (b) 与函数  $\omega$  的关系

现在来讨论图 4 所示的高倍数缩小实物的特殊情况，用公式表示每个象差系数与物体位置的关系如下：

$$a^3 A = \frac{(\omega^2 - 1) \sin^4 \varphi_a}{12 \sin^4 \omega(\pi - \varphi_a)} \left[ 3\omega\pi - \frac{3(4\omega^2 - 7)}{4} \sin \frac{\pi}{\omega} \cdot \cos \left( 2\varphi_a - \frac{\pi}{\omega} \right) \right. \\ \left. + (4\omega^2 - 7) \left\{ \frac{\sin 2\omega(\pi - \varphi_a)}{\omega^2 - 1} - \frac{\sin 4\omega(\pi - \varphi_a)}{4(4\omega^2 - 1)} \right\} \sin \frac{\pi}{\omega} \cdot \sin \left( 2\varphi_a - \frac{\pi}{\omega} \right) \right. \\ \left. - (4\omega^2 - 7) \left\{ \frac{\cos 2\omega(\pi - \varphi_a)}{\omega^2 - 1} - \frac{\cos 4\omega(\pi - \varphi_a)}{4(4\omega^2 - 1)} \right\} \sin \frac{\pi}{\omega} \cdot \cos \left( 2\varphi_a - \frac{\pi}{\omega} \right) \right]$$

$$\begin{aligned}
aC &= \frac{(\omega^2 - 1)}{8 \sin^2 \omega(\pi - \varphi_a)} \left[ -\frac{\pi}{\omega} + \frac{3\pi}{\omega} \cos 2\omega(\pi - \varphi_a) \right. \\
&\quad \left. - \frac{2 \sin \frac{\pi}{\omega}}{(\omega^2 - 1)(4\omega^2 - 1)} \left\{ (4\omega^2 - 7) \cos 2\omega(\pi - \varphi_a) \cdot \cos \left( 2\varphi_a - \frac{\pi}{\omega} \right) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + 3\omega \sin 2\omega(\pi - \varphi_a) \sin \left( 2\varphi_a - \frac{\pi}{\omega} \right) \right\} \right] \\
a(C + D) &= \frac{(\omega^2 - 1)}{2\omega^2 \sin^2 \omega(\pi - \varphi_a)} \left[ \frac{(\omega^2 - 3)\pi}{\omega} - \frac{3\pi}{2\omega} \cos 2\omega(\pi - \varphi_a) \right. \\
&\quad \left. - \frac{\omega^2(\omega^2 - 4)}{(\omega^2 - 1)} \sin \frac{\pi}{\omega} \cdot \cos \left( 2\varphi_a - \frac{\pi}{\omega} \right) \right. \\
&\quad \left. + \frac{\omega^2 \sin \frac{\pi}{\omega}}{(\omega^2 - 1)(4\omega^2 - 1)} \left\{ 4(2\omega^2 + 1) \cos 2\omega(\pi - \varphi_a) \cdot \cos \left( 2\varphi_a - \frac{\pi}{\omega} \right) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - 3\omega \sin 2\omega(\pi - \varphi_a) \cdot \sin \left( 2\varphi_a - \frac{\pi}{\omega} \right) \right\} \right] \\
a^2E &= \frac{(\omega^2 - 1)}{4\omega \sin^3 \omega(\pi - \varphi_a)} \left[ \omega\pi \cos \omega(\pi - \varphi_a) - \left\{ 2(\omega^2 - 1) \cos \omega(\pi - \varphi_a) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - \omega(\omega^2 - 2) \sin \omega(\pi - \varphi_a) \right\} + \frac{\omega^2 \sin \frac{\pi}{\omega}}{(\omega^2 - 1)(4\omega^2 - 1)} \left\{ (2\omega^2 + 1) \cos 3\omega(\pi - \varphi_a) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. \times \cos \left( 2\varphi_a - \frac{\pi}{\omega} \right) - 3\omega \sin 3\omega(\pi - \varphi_a) \cdot \sin \left( 2\varphi_a - \frac{\pi}{\omega} \right) \right\} \right] \\
F &= \frac{(\omega^2 - 1)}{4\omega^3 \sin^2 \varphi_a \sin \omega(\pi - \varphi_a)} \left[ \frac{(\omega^2 - 1)\pi}{\omega} \cos \omega(\pi - \varphi_a) \right. \\
&\quad \left. - \frac{\omega^3 \sin \frac{\pi}{\omega}}{(\omega^2 - 1)(4\omega^2 - 1)} \left\{ \omega(4\omega^2 - 7) \cos \omega(\pi - \varphi_a) \cdot \cos \left( 2\varphi_a - \frac{\pi}{\omega} \right) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + 3 \sin \omega(\pi - \varphi_a) \cdot \sin \left( 2\varphi_a - \frac{\pi}{\omega} \right) \right\} \right] \\
ac &= \frac{\sqrt{(\omega^2 - 1)}}{2\omega \sin \omega(\pi - \varphi_a)} \left[ \frac{(2\omega^2 - 1)\pi}{2\omega} \cos \omega(\pi - \varphi_a) - \frac{(\omega^2 - 2)}{(\omega^2 - 1)} \cos \omega(\pi - \varphi_a) \right. \\
&\quad \left. \times \cos \left( 2\varphi_a - \frac{\pi}{\omega} \right) \cdot \sin \frac{\pi}{\omega} - \frac{\omega}{\omega^2 - 1} \sin \omega(\pi - \varphi_a) \cdot \sin \left( 2\varphi_a - \frac{\pi}{\omega} \right) \cdot \sin \frac{\pi}{\omega} \right] \\
a^2e &= \frac{\sqrt{(\omega^2 - 1)} \cdot \sin^2 \varphi_a}{4 \sin^2 \omega(\pi - \varphi_a)} \left[ \frac{(2\omega^2 - 1)\pi}{2\omega} - \omega^2 \sin \frac{\pi}{\omega} \cdot \cos \left( 2\varphi_a - \frac{\pi}{\omega} \right) \right. \\
&\quad \left. + \frac{\sin \frac{\pi}{\omega}}{\omega^2 - 1} \left\{ \omega^2 \cos 2\omega(\pi - \varphi_a) \cdot \cos \left( 2\varphi_a - \frac{\pi}{\omega} \right) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - \omega \sin 2\omega(\pi - \varphi_a) \cdot \sin \left( 2\varphi_a - \frac{\pi}{\omega} \right) \right\} \right] \\
f &= \frac{\sqrt{(\omega^2 - 1)}}{4\omega^2 \sin^2 \varphi_a} \left[ \frac{(2\omega^2 - 1)\pi}{2\omega} + \frac{\omega^2(\omega^2 - 2)}{(\omega^2 - 1)} \sin \frac{\pi}{\omega} \cdot \cos \left( 2\varphi_a - \frac{\pi}{\omega} \right) \right]
\end{aligned} \tag{17}$$

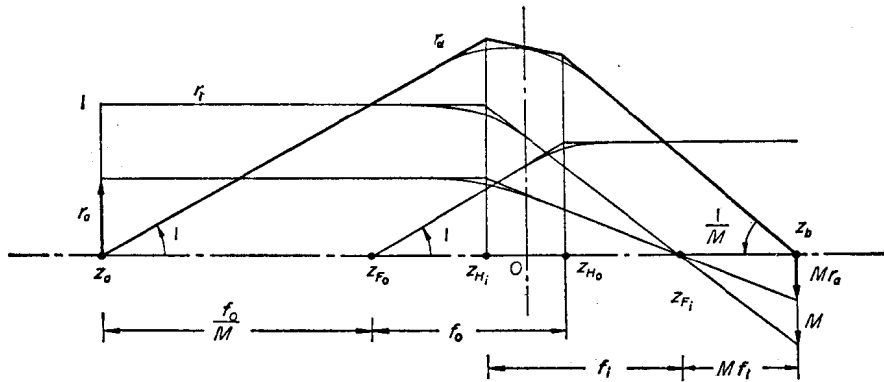


图4 高缩小倍数(物镜)时探针形成示意图

对理想的高斯图象平面,与  $r_a(z_b) = f/M$  (5) 中散焦值  $\Delta f$  有关系的每个象差系数的第二项都是为零,如下式:

高缩小倍数为

$$\Delta u_b = (E + ie)r_b^3/M^2 e^{i\kappa b} + (C + D)M^2 r_b^2 \alpha_i e^{i\kappa B} + (C + ic)M^2 r_b^2 \alpha_i e^{i(2\kappa b - \kappa B)} + 2(F + if)r_b \alpha_i^2 e^{i\kappa b} + (F - if)r_b \alpha_i^2 e^{-i(\kappa b - 2\kappa B)} + M^4 B \alpha_i^3 e^{i\kappa B} \quad (18)$$

渐近缩小倍数为

$$\Delta u_b = (\bar{E} + i\bar{e})r_b^3 e^{i\kappa b} + (\bar{C} + \bar{D})r_b^2 \alpha_i e^{i\kappa B} + (\bar{C} + i\bar{c})r_b^2 \alpha_i e^{i(\kappa b - \kappa B)} + 2(\bar{F} + i\bar{f})r_b \alpha_i^2 e^{i\kappa b} + (\bar{F} - i\bar{f})r_b \alpha_i^2 e^{-i(\kappa b - 2\kappa B)} + \bar{C}_i \alpha_i^3 e^{i\kappa B}$$

式中  $\alpha_i = \alpha_0/M$ ;  $\alpha_0, \alpha_i$  分别为射束对物体和图象所成的半角。

在高缩小倍数的情况下,大多数偏离光轴的射束受到孔径光阑的限制,球面象差系数是决定聚焦图象光点大小的最重要的因素。所以,利用牛顿透镜方程  $z_a/a = (z_{f_0}/a) + (f/aM)$ , 就可以推导出球面象差系数  $C_s$ :

$$\frac{C_s}{a} = \frac{M^4 B}{a} = \frac{(M^2 + 2M \cos \frac{\pi}{\omega} + 1)}{4 \sin^4 \frac{\pi}{\omega}} \left[ (M^2 + 2M \sin \frac{\pi}{\omega} + 1) \frac{\pi(\omega^2 - 1)}{\omega^3} - \frac{(4\omega^2 - 7)}{(4\omega^2 - 1)} \left\{ M^2 + \left( \frac{2M}{\cos \frac{\pi}{\omega}} + 1 \right) \cos \frac{\pi}{\omega} \sin \frac{\pi}{\omega} \right\} \right] \quad (19)$$

在高缩小倍数的情况下,如图5所示,它接近于电子显微镜物镜的高放大倍数时的球面象差系数,如

$$\frac{C_s}{a} = \frac{\pi(\omega^2 - 1)}{4\omega^3 \sin^4 \frac{\pi}{\omega}} - \frac{(4\omega^2 - 7) \cos \frac{\pi}{\omega}}{4(4\omega^2 - 1) \sin^3 \frac{\pi}{\omega}}$$

如图6所示,落在微量分析仪形成探针的透镜上或电子束设备缩小透镜上的电子束,常常是已经通过系统前部其它的透镜,探针或最后图象通常是在无场空间内形成的,亦即  $-\cot \varphi_a = (\bar{M}\omega / \sin \omega\pi) + \omega \cot \omega\pi$ ; 因此,这些具有如(16)所示的渐近聚焦特性的透镜,其象差就是渐近象差。

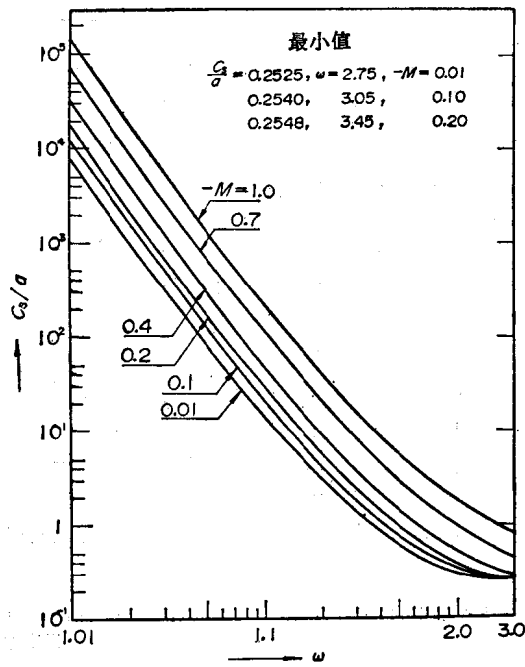


图5 高缩小倍数时球面象差系数与 $\omega$ 函数的关系

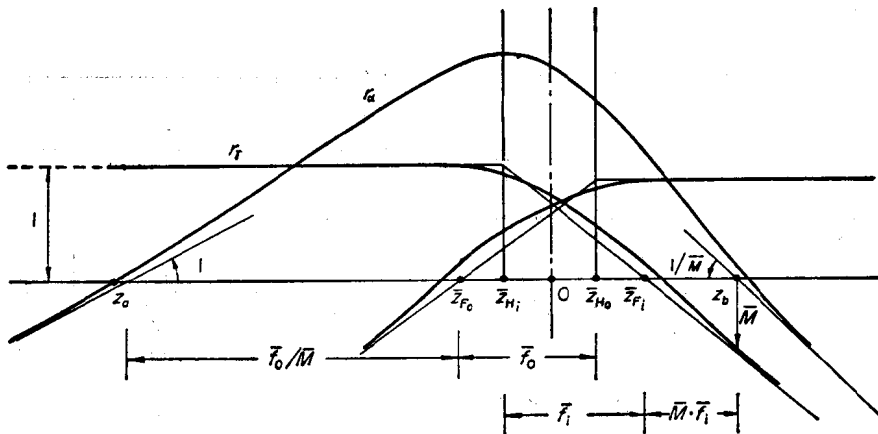


图6 缩小透镜(投影透镜)渐近探针形成的示意图

这些象差系数可以推导成图 7 所示的由计算机计算的下列普通形式。

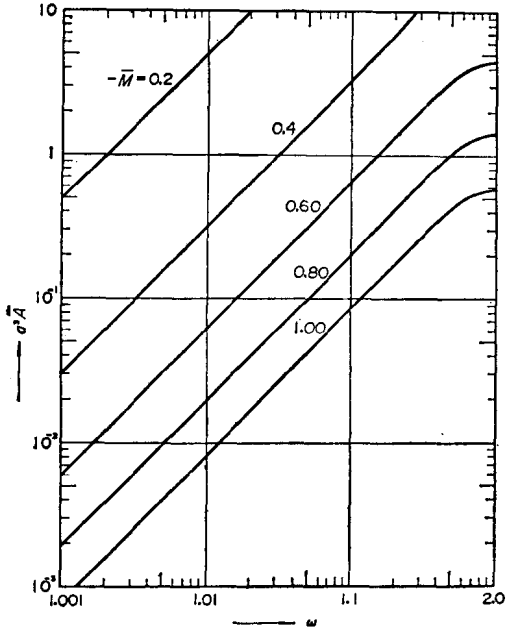


图 7(a) 渐近象差系数  $\bar{A}$  与  $\omega$  函数的关系

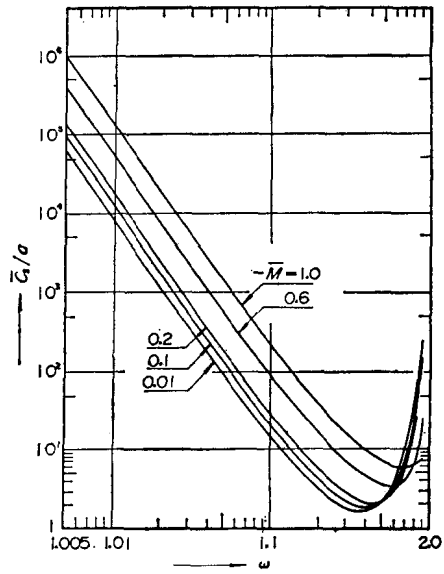


图 7(b) 渐近球面象差系数  $\bar{c}_s/a$  与透镜强度参数  $\omega$  的关系

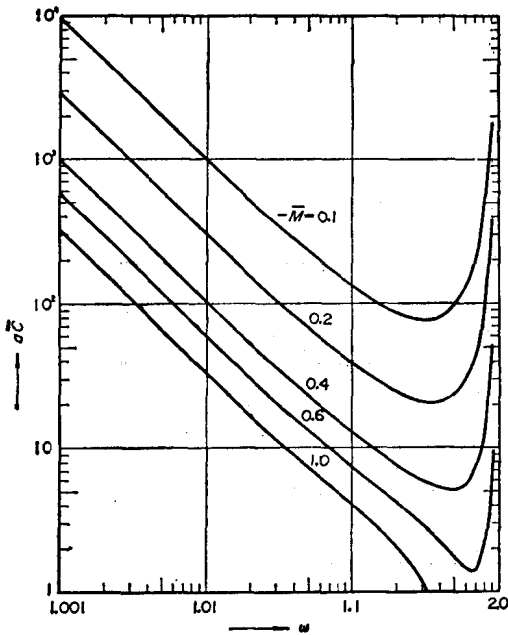


图 7(c) 渐近象散象差系数  $a\bar{C}$  与  $\omega$  函数的关系

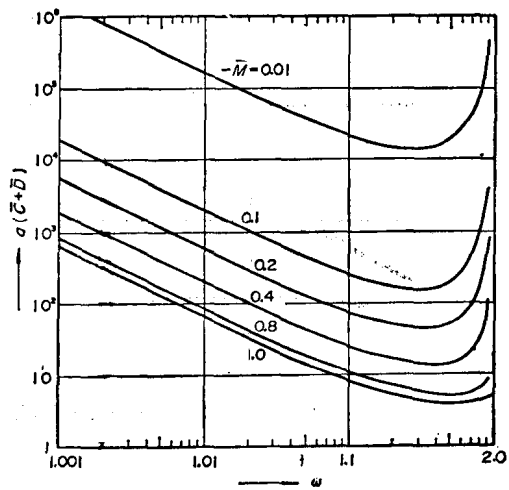


图 7(d) 渐近场曲象差系数  $a(\bar{C} + \bar{D})$  与  $\omega$  函数的关系



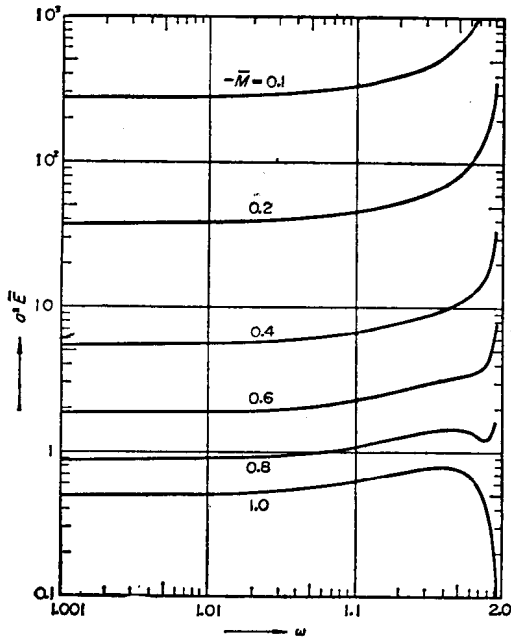


图 7(e) 渐近畸变象差系数  $\bar{E}$  与  $\omega$  函数的关系

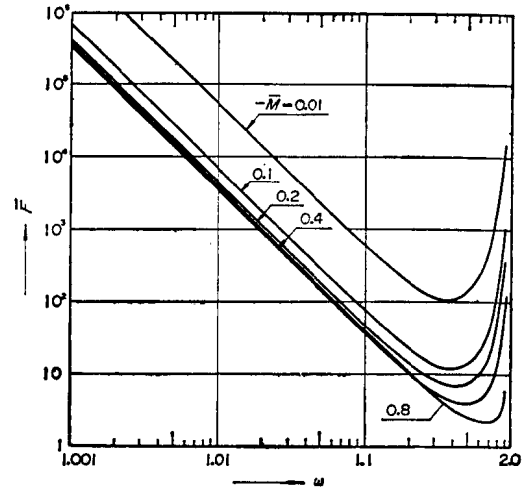


图 7(f) 渐近彗形象差系数  $\bar{F}$  与  $\omega$  函数的关系

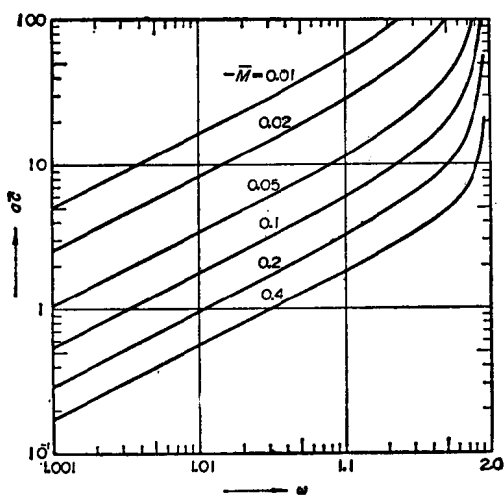


图 7(g) 渐近象散象差系数  $a\bar{c}$  与  $\omega$  函数的关系

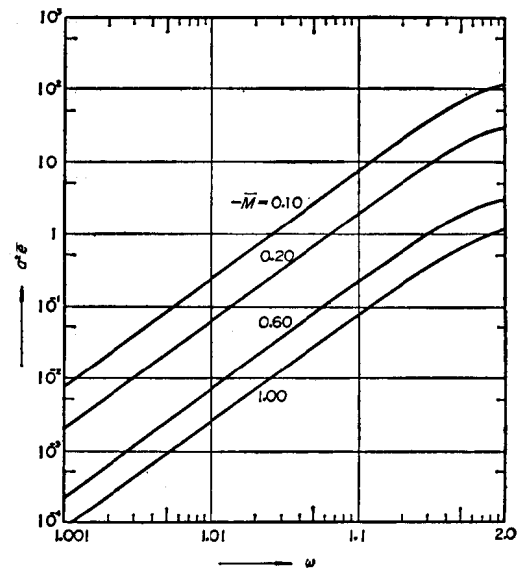


图 7(h) 渐近畸变象差系数  $a^2\bar{c}$  与  $\omega$  函数的关系

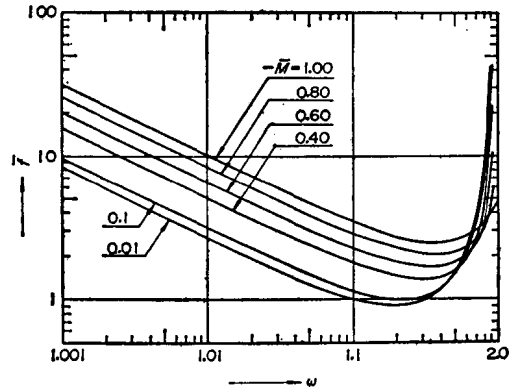


图 7(i) 渐近彗形象差系数  $\bar{f}$  与  $\omega$  函数的关系