

一个简单的波面像差计测方法

向 才 新

摘要 运用波面像差理论, 并根据旋转、反转剪切干涉仪的基本原则, 用手工法计测 Twyman 型干涉仪之类干涉图的各种波面像差值。此方法不须烦琐的计算, 且适用于任何初、高级像差和某类偏心系统。

一、前言

确定被测系统的各种像差值, 对干涉法测定波面像差来说, 也是很重要的, 但至今仍未完全满意的解决。

20—30年代, *R. Kingslake*^[1]、*Бутков*^[2,3] 采用最小二乘法解初级波差方程组的办法, 显然, 用手工业进行这种运算是非常麻烦而费时的。*Perry*^[4]、*Martin*和 *Kingslake*^[5]用干涉仪测定了单一而非同时存在的球差、像散、畸变和色差。60年代, *Murty*^[6]、*Murty*和 *Hagerott*^[7]、*Asmitage*和 *Lohamann*^[8]等人采用旋转、反转剪切干涉仪计测对称型与非对称型波面像差值, 但这种仪器结构比较复杂。*Saunders*^[9] 提出一个简单的手工计测法, 但只适用于初级波面像差。70年代, 使用电子计算机求解同轴系统的波面像差系数^[10], 但仪器设备比较昂贵。

鉴于上述原因, 我们根据 *Hopkins* 的波面像差理论^[11]、部份应用旋转、反转剪切干涉仪原则, 而形成一种波差计测方法, 该方法无须作复杂的运算, 比之 *Saunders* 的方法更为简便, 且适用高、初级波面像差和某类偏心系统。

我们仅讨论 *Fizeau* 型、*Twyman* 型、径向剪切、或共路干涉仪之类的干涉图的手工计测, 不包括横向剪切干涉仪。把这类干涉仪安置在丁字形道轨的光具座上, 可作轴上、轴外的波面像差测定。

下面首先讨论同轴系统的各种波面像差的计测法, 然后讨论偏心系统。

二、同轴系统

同轴光学系统的本征波面像差, 包含有球差型、像散型和彗差型三类像差, 表之为^[11]:

$$\left. \begin{aligned} W &= \sum_{n=1}^{\infty} {}_{2n} C_{20} \cdot \sigma^{2n} \cdot r^2 \\ &+ \sum_{n=0}^{\infty} {}_{2n} C_{40} \cdot \sigma^{2n} \cdot r^4 \\ &+ \sum_{n=0}^{\infty} {}_{2n} C_{60} \cdot \sigma^{2n} \cdot r^6 \\ &+ \dots \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{球差型} \\ \text{(与 } \varphi \text{ 无关)} \end{array}$$

$$\begin{aligned}
& + \sum_{n=1}^{\infty} {}_{2n}C_{22} \cdot \sigma^{2n} \cdot r^2 \cos^2 \varphi \\
& + \sum_{n=1}^{\infty} {}_{2n}C_{42} \cdot \sigma^{2n} \cdot r^4 \cos^2 \varphi \\
& + \dots
\end{aligned}
\left. \vphantom{\sum_{n=1}^{\infty}} \right\} \begin{array}{l} \text{像散型} \\ \text{(包含 } \cos \varphi \text{ 的偶次项)} \end{array}$$

$$\begin{aligned}
& + \sum_{n=1}^{\infty} ({}_{2n+1}C_{11}) \cdot \sigma^{2n+1} \cdot r \cos \varphi \\
& + \sum_{n=1}^{\infty} ({}_{2n-1}C_{31}) \cdot \sigma^{2n-1} r^3 \cos \varphi \\
& + \sum_{n=1}^{\infty} ({}_{2n-1}C_{51}) \cdot \sigma^{2n-1} r^5 \cos \varphi \\
& + \dots
\end{aligned}
\left. \vphantom{\sum_{n=1}^{\infty}} \right\} \begin{array}{l} \text{彗差型} \\ \text{(包含 } \cos \varphi \text{ 的奇次项)} \end{array}$$

..... (1)

(1) 式中, ${}_{2n}C_{20}, \dots, {}_{2n}C_{22}, \dots; {}_{2n+1}C_{11}, \dots$ 为像差系数; σ 、 r 、 φ 分别为规化像高、光线在光瞳面上的规化高度与子午方位角。

用干涉仪检查光学系统的波面像差时, 干涉仪的标准球面与被测波面的理想参考球面之间常有轴向离焦 Δl 与横向离焦 $\Delta T_y, \Delta T_z$ 。相应于 $\Delta l, \Delta T_y, \Delta T_z$ 的波面像差为^[11]:

$$\begin{aligned}
W_{\Delta l} &= -\frac{1}{2} \theta^2 \cdot \Delta l \\
&= K_{\Delta l} \cdot r^2; \dots\dots\dots (2)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
W_{\Delta T_y} &= -\sin \theta \cdot \Delta T_y \cdot \sin \varphi \\
&= K_{\Delta T_y} \cdot \Delta T_y \cdot r \sin \varphi; \dots\dots\dots (3)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
W_{\Delta T_z} &= -\sin \theta \cdot \Delta T_z \cdot \cos \varphi \\
&= K_{\Delta T_z} \cdot \Delta T_z \cdot r \cos \varphi. \dots\dots\dots (4)
\end{aligned}$$

(2)、(3)、(4) 式中, θ 为孔径角, $K_{\Delta l}, K_{\Delta T_y}, K_{\Delta T_z}$ 为波差系数。

当被测系统用一系统误差可以忽略不计的 *Fizeau* 型干涉仪、*Twyman* 型干涉仪、径向剪切干涉仪或共路干涉仪检测时, 干涉花样取决于被测系统的本征波面像差, 以及干涉仪的标准球面与被测波面的理想参考面之间的离焦误差。即, (1)、(2)、(3) 式之和为决定干涉花样的光程差表示式:

$$\begin{aligned}
\Delta W &= K_{\Delta l} \cdot r^2 + \sum_{n=1}^{\infty} {}_{2n}C_{20} \cdot \sigma^{2n} \cdot r^2 \\
&+ \sum_{n=0}^{\infty} {}_{2n}C_{40} \cdot \sigma^{2n} \cdot r^4 \\
&+ \sum_{n=0}^{\infty} {}_{2n}C_{60} \cdot \sigma^{2n} \cdot r^6 \\
&+ \dots
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \sum_{n=1}^{\infty} {}_2n C_{2,2} \cdot \sigma^{2n} \cdot r^2 \cos^2 \varphi \\
 & + \sum_{n=1}^{\infty} {}_2n C_{4,2} \cdot \sigma^{2n} \cdot r^4 \cdot \cos^2 \varphi \\
 & + \dots \\
 & + K_{\Delta T_Y} \cdot \Delta T_Y \cdot r \sin \varphi \\
 & + K_{\Delta T_Z} \cdot \Delta T_Z \cdot r \cos \varphi \\
 & + \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) C_{1,1} \cdot \sigma^{2n+1} \cdot r \cos \varphi \\
 & + \sum_{n=1}^{\infty} (2n-1) C_{3,1} \cdot \sigma^{2n-1} \cdot r^3 \cos \varphi \\
 & + \dots \dots \dots (5)
 \end{aligned}$$

当物、像点位于轴上时, $\sigma = 0$, (5)式简化为:

$$\begin{aligned}
 \Delta W_{\text{轴}} & = \sum_{n=2}^{\infty} {}_0 C_{2,n} \cdot r^{2n} \\
 & + K_{\Delta I} \cdot r^2 \\
 & + K_{\Delta T_Y} \cdot \Delta T_Y \cdot r \sin \varphi \\
 & + K_{\Delta T_Z} \cdot \Delta T_Z \cdot r \cos \varphi. \dots \dots \dots (6)
 \end{aligned}$$

若以 $W_{\text{轴}}(\varphi = 0)$, $W_{\text{轴}}(\varphi = \pi)$, $W_{\text{轴}}(\varphi = \frac{\pi}{2})$, $W_{\text{轴}}(\varphi = \frac{3}{2}\pi)$ 分别表示 (6) 式中 $\Delta W_{\text{轴}}$ 于 $\varphi = 0, \pi, \frac{\pi}{2}, \frac{3}{2}\pi$ 方向的值, 由 (6) 式, 得:

$$K_{\Delta T_Z} \cdot \Delta T_Z \cdot r = \frac{1}{2} [W_{\text{轴}}(\varphi = 0) - W_{\text{轴}}(\varphi = \pi)]; \dots \dots \dots (7)$$

$$K_{\Delta T_Y} \cdot \Delta T_Y \cdot r = \frac{1}{2} [W_{\text{轴}}(\varphi = \frac{\pi}{2}) - W_{\text{轴}}(\varphi = \frac{3}{2}\pi)]; \dots \dots \dots (8)$$

$$\begin{aligned}
 K_{\Delta I} \cdot r^2 + \sum_{n=2}^{\infty} {}_0 C_{2,n} \cdot r^{2n} & = \frac{1}{2} [W_{\text{轴}}(\varphi = 0) + W_{\text{轴}}(\varphi = \pi)] \\
 & = \frac{1}{2} [W_{\text{轴}}(\varphi = \frac{\pi}{2}) + W_{\text{轴}}(\varphi = \frac{3}{2}\pi)]. \dots \dots \dots (9)
 \end{aligned}$$

(7)、(8)式指出: 横向离焦使干涉花样非中心对称化。根据 (7)、(8)式, 由干涉图确定 $W_{\text{轴}}(\varphi = 0)$, $W_{\text{轴}}(\varphi = \pi)$, $W_{\text{轴}}(\varphi = \frac{\pi}{2})$, $W_{\text{轴}}(\varphi = \frac{3}{2}\pi)$ 等波差值。选取轴对称两点, 如图 1 a) 中 y, y', z, z' 诸点的波差差值的一半, 即是所求横向离焦波差量 $K_{\Delta T_Z} \cdot \Delta T_Z \cdot r$ 和 $K_{\Delta T_Y} \cdot \Delta T_Y \cdot r$ 。

亦可用一直线, 如图 1b) 中 SS 或 $S'S'$ (图中未画) 与所测波差曲线相截, 使两者所围之面积为最小, 则直线 $SS(S'S')$ 至坐标轴之距离, 如图 1b) 中 aa' 所示, 即为横向离焦波差值 $K_{\Delta T_Z} \cdot \Delta T_Z \cdot r$, $K_{\Delta T_Y} \cdot \Delta T_Y \cdot r$ 。横向离焦几何值 $\Delta T_Y, \Delta T_Z$ 可由直线 $SS(S'S')$

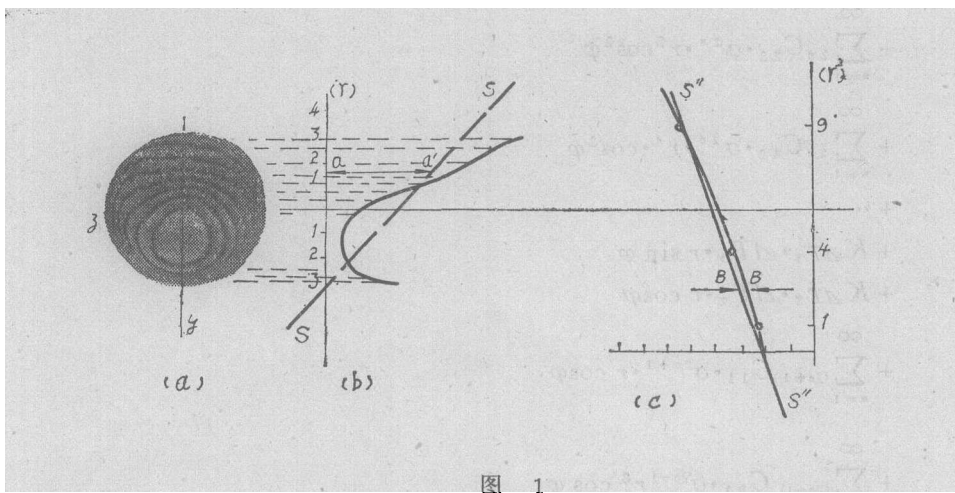


图 1

的斜率的倒数求得⁽¹¹⁾。

为求得波面球差值，根据(9)式，选取干涉图上轴对称点，如(图1a) y, y', z, z' 诸点的波差值和的一半 $\frac{1}{2} [W_{\text{轴}}(\varphi=0) + W_{\text{轴}}(\varphi=\pi)]$ 或 $\frac{1}{2} [W_{\text{轴}}(\varphi=\frac{\pi}{2}) + W_{\text{轴}}(\varphi=\frac{3}{2}\pi)]$ 为横坐标， r^2 为纵坐标作图，如(图1c)所示，作直线 $S''S''$ 与波面像差曲线 $\frac{1}{2} [W_{\text{轴}}(\varphi=\frac{\pi}{2}) + W_{\text{轴}}(\varphi=\frac{3}{2}\pi)]$ 或 $\frac{1}{2} [W_{\text{轴}}(\varphi=0) + W_{\text{轴}}(\varphi=\pi)]$ 相截，且使两者所围面积最小，则像差曲线至直线 $S''S''$ 之距离，如(图1c)中 BB 线段，即为消除纵向离焦 $K_{\Delta l} \cdot r^2$ 影响后的波面球差值 $\sum_{n=2}^{\infty} C_{2n} \cdot r^{2n}$ 。 $S''S''$ 直线至 r^2 坐标轴之距离即为纵向离焦波差值 $K_{\Delta l} \cdot r^2$ 。纵向离焦几何值 Δl 为直线 $S''S''$ 斜率的倒数两倍所决定⁽¹¹⁾。

当物(像)点远离被测系统的光轴时，各种波面像差均可单独或同时出现。这时干涉花样由(5)式所决定。若以 $W_{\text{外}}(\varphi=0), W_{\text{外}}(\varphi=\pi), W_{\text{外}}(\varphi=\frac{\pi}{2}), W_{\text{外}}(\varphi=\frac{3}{2}\pi)$ 分别表示 ΔW 于 $\varphi=0, \pi, \frac{\pi}{2}, \frac{3}{2}\pi$ 方位的值，由(5)式，得：

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{2} [W_{\text{外}}(\varphi=0) - W_{\text{外}}(\varphi=\pi)] \\
 & = K_{\Delta T_z} \cdot \Delta T_z \cdot r \quad \left. \vphantom{\frac{1}{2}} \right\} \text{横向离焦} \\
 & + \sum_{n=1}^{\infty} C_{11(2n+1)} \cdot \sigma^{2n+1} \cdot r \quad \left. \vphantom{\frac{1}{2}} \right\} \text{畸变} \\
 & + \sum_{n=1}^{\infty} C_{31(2n-1)} \cdot \sigma^{2n-1} \cdot r^3 \quad \left. \vphantom{\frac{1}{2}} \right\} \text{彗差} \\
 & + \dots \dots \dots \quad \left. \vphantom{\frac{1}{2}} \right\} \\
 & \dots \dots \dots (10)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{2} [W_{\text{外}}(\varphi=\frac{\pi}{2}) + W_{\text{外}}(\varphi=\frac{3}{2}\pi)] \\
 & = K_{\Delta l} \cdot r^2 \quad \left. \vphantom{\frac{1}{2}} \right\} \text{轴向离焦}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \sum_{n=1}^{\infty} {}_2 C_{20} \cdot \sigma^{2n} \cdot r^2 \quad \left. \vphantom{\sum} \right\} \text{场曲} \\
 & + \sum_{n=0}^{\infty} {}_2 C_{40} \cdot \sigma^{2n} \cdot r^4 \quad \left. \vphantom{\sum} \right\} \text{球差} \\
 & + \dots \dots \dots
 \end{aligned}
 \tag{11}$$

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{2} \left[W_{\text{外}}(\varphi=0) + W_{\text{外}}(\varphi=\pi) \right] \\
 & - \frac{1}{2} \left[W_{\text{外}}(\varphi=\frac{\pi}{2}) - W_{\text{外}}(\varphi=\frac{3}{2}\pi) \right] \\
 & = \sum_{n=1}^{\infty} {}_2 C_{22} \cdot \sigma^{2n} \cdot r^2 \\
 & + \sum_{n=1}^{\infty} {}_2 C_{42} \cdot \sigma^{2n} \cdot r^4 \quad \left. \vphantom{\sum} \right\} \text{像散} \\
 & + \dots \dots \dots
 \end{aligned}
 \tag{12}$$

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{2} \left[W_{\text{外}}(\varphi=\frac{\pi}{2}) - W_{\text{外}}(\varphi=\frac{3}{2}\pi) \right] \\
 & = K \Delta T_r \cdot \Delta T_r \cdot r \quad \dots \dots \dots
 \end{aligned}
 \tag{13}$$

根据(10)—(13)式、可以求得各种轴外波面像差值。

由干涉图测得 $W_{\text{外}}(\varphi=0)$ 、 $W_{\text{外}}(\varphi=\pi)$ 波差值。根据(10)式，以 r 值为纵坐标，波差差值 $\frac{1}{2}[W_{\text{外}}(\varphi=0) - W_{\text{外}}(\varphi=\pi)]$ 为横坐标作图，如(图2b)所示。当轴外彗差为零时，此波差差值曲线为直线，否则，为曲线。由此，作直线 LL 与波差差值曲线相截，且使两者所围的面积为最小，则波差差值曲线至直线 LL 之距离，如(图2b)中线段 CC ，即为消除畸变与横向离焦波差影响后的波面彗差值。

而直线 LL 至 r 轴之距离，如(图2b)中线段 DCC ，即为畸变与横向离焦波差值之和。

当轴外的横向离焦波差值与轴上的基本相同，则根据轴上所测横向离焦波差值，作直线如(图2b)中 SS 所示，则直线 LL 至直线 SS 之距离，即为所测波面畸变量。

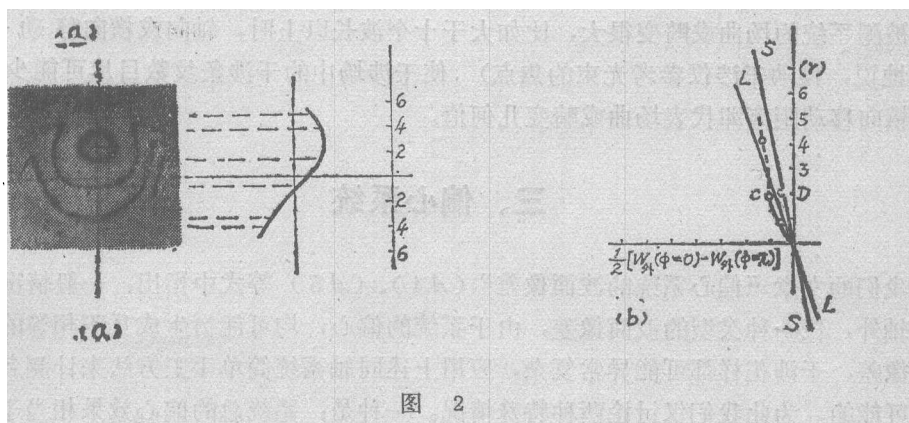


图 2

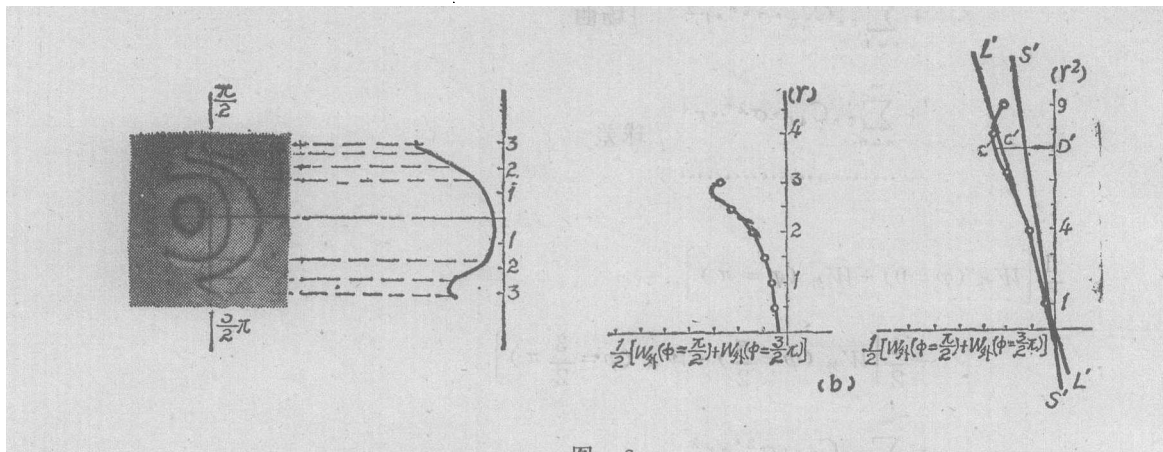


图 3

由于干涉图测得 $W_{\text{外}}(\varphi = \frac{\pi}{2})$ 、 $W_{\text{外}}(\varphi = \frac{3}{2}\pi)$ 波差值。根据(11)式，以 r^2 为纵坐标，波差和值 $\frac{1}{2}[W_{\text{外}}(\varphi = \frac{\pi}{2}) + W_{\text{外}}(\varphi = \frac{3}{2}\pi)]$ 为横坐标作图，如(图3)所示。当轴外球差为零时，此波差和值曲线为直线，否则为曲线。由此，作直线 $L'L'$ 与波差和值曲线相截，且使两者所围的面积为最小，则波差和值曲线至直线 $L'L'$ 之距离，如(图3)中线段 $C'C'$ ，即为消除场曲与轴向离焦波差影响后的轴外波面球差值。

而直线 $L'L'$ 至 r^2 轴之距离，如(图3)中线段 $D'C'C'$ ，为场曲与轴向离焦波差值之和。

当轴外的轴向离焦波差与轴上的相同，则根据轴上所测轴向离焦波差值，作直线如(图3)中 $S'S'$ 所示，则直线 $L'L'$ 至直线 $S'S'$ 之距离，即为所测波面场曲值。

在上面讨论计测球差型、彗差型波面像差时， $W_{\text{外}}(\varphi = 0)$ 、 $W_{\text{外}}(\varphi = \pi)$ 、 $W_{\text{外}}(\varphi = \frac{\pi}{2})$ 、 $W_{\text{外}}(\varphi = \frac{3}{2}\pi)$ 均为已知，代这些已知值于(12)式，即可求得波面像差值。

综上所述，只需测得干涉图的弧矢、子午两方向的波差值，再经过简单的算术运算，辅之以简单的几何作图，就可以求得横向离焦、轴向离焦、球差、彗差、像散、畸变和场曲等波面像差值。这些波面像差值包括任何初、高级波面像差项。

为求得各初、高级波面像差系数，由所测波差值和已知形式的波差方程，组成线性方程组，解此线性方程组就可以。

当被测系统的场曲或畸变很大，比如大于十个波长以上时，轴向或横向移动干涉仪，(准确地说，移动干涉仪参考光束的焦点)，使干涉场中的干涉条纹数目尽可能少，则这个纵向或横向移动距离即代表场曲或畸变几何值。

三、偏心系统

在我们的文章“偏心系统的波面像差”(A4)、(A5)等式中指出：一般情况下，不论轴上或轴外，任一种类型的波面像差，由于系统的偏心，均可能衍生成互不相等的三种类型的波面像差，干涉花样都可能异常复杂，应用上述同轴系统简单手工方法来计测各种波面像差是不可能的。为此我们仅讨论两种特殊情况。一种是：系统总的偏心效果相当于单一透镜

的偏心，如双透镜组系统的偏心，多透镜组系统中某一透镜的偏心远大于其他透镜的。——我们命此种偏心为“单透镜型偏心”。另一种是：轴上一级小量偏心的初级波面像差。

单透镜型偏心的干涉花样，取决于偏心系统的波面像差与被测波面的纵向离焦波差值 $W_{\Delta l}$ 和横向离焦波差值 $W_{\Delta T_r}, W_{\Delta T_z}$ 。又这时 $K=1$ ，且当旋转被测镜头，使干涉花样的一个非轴对称方向位于弧矢面内，以使 $\beta=0$ ，则被测偏心系统干涉花样的波面程差 $W_{\text{单偏}\beta=0}$ 为 (A7) 式与 (2)、(3)、(4) 式之和所决定，表之为：

$$\begin{aligned}
 W_{\text{单偏}\beta=0} = & S_{01} \\
 & + \left(K_{\Delta l} + \sum_{n=1}^{\infty} 2^n C_{20} \cdot \sigma^{2n} + S_{1I} \right) \cdot r^2 \\
 & + \left(\sum_{n=0}^{\infty} 2^n C_{40} \cdot \sigma^{2n} + S_{1II} \right) \cdot r^4 \\
 & + \left(\sum_{n=0}^{\infty} 2^n C_{60} \cdot \sigma^{2n} + S_{1III} \right) \cdot r^6 \\
 & + \dots \\
 & + \left(\sum_{n=1}^{\infty} 2^n C_{22} \cdot \sigma^{2n} + A_{12} + A'_{12} \right) r^2 \cos^2 \varphi \\
 & + \left(\sum_{n=1}^{\infty} 2^n C_{42} \cdot \sigma^{2n} + A_{14} + A'_{14} \right) r^4 \cos^2 \varphi \\
 & + \left(\sum_{n=1}^{\infty} 2^n C_{62} \cdot \sigma^{2n} + A_{16} + A'_{16} \right) r^6 \cos^2 \varphi \\
 & + \dots \\
 & + K_{\Delta T_r} \cdot \Delta T_r \cdot r \sin \varphi \\
 & + \left(K_{\Delta T_z} \cdot \Delta T_z + \sum_{n=1}^{\infty} 2^{n+1} C_{11} \cdot \sigma^{2n+1} + C_{11} + C'_{11} \right) r \cos \varphi \\
 & + \left(\sum_{n=0}^{\infty} 2^{n+1} C_{31} \cdot \sigma^{2n+1} + C_{13} + C'_{13} \right) r^3 \cos \varphi \\
 & + \dots \\
 & + C''_{13} \cdot r^3 \cdot \cos^3 \varphi \\
 & + C''_{15} \cdot r^5 \cdot \cos^3 \varphi \\
 & + \dots
 \end{aligned} \tag{14}$$

当像(物)点位于被测系统的光轴上， $\sigma=0$ ，由(A5)式及(14)式，得到单透镜型偏心的轴上波程差为：

$$\begin{aligned}
 W_{\text{单偏轴}\beta=0} = & (K_{\Delta l} + {}_0^1 C_{20} \cdot \rho^2 + {}_1^1 C_{31} p \rho \cos \beta \cdot \cos \alpha + \dots) r^2 \\
 & + ({}_0 C_{40} + {}_0^1 C_{40} + {}_2^1 C_{40} \cdot \rho^2 + \dots) r^4 \\
 & + ({}_0 C_{60} + {}_0^1 C_{60} + {}_2^1 C_{60} \cdot \rho^2 + \dots) r^6 \\
 & + \dots
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + ({}_0\dot{C}_{40} \cdot 4p^2 + {}_2\dot{C}_{22}\rho^2 + {}_1\dot{C}_{31} \cdot 2p\rho\cos\theta)r^2\cos^2\varphi \\
& + ({}_0\dot{C}_{60} \cdot 12p^2 + {}_2\dot{C}_{24} \cdot \rho^2 + {}_1\dot{C}_{51}4p\rho\cos\theta)r^4\cos^2\varphi \\
& + \dots \\
& + K\Delta T_Y \cdot \Delta T_Y \cdot r\sin\varphi \\
& + K\Delta T_Z \cdot \Delta T_Z \cdot r\sin\varphi \\
& + ({}_1\dot{C}_{31}\rho\cos\theta + {}_0\dot{C}_{40} \cdot 4p) \cdot r^3\cos\varphi \\
& + ({}_1\dot{C}_{51}\rho\cos\theta + {}_0\dot{C}_{60} \cdot 12p) \cdot r^5\cos\varphi \\
& + \dots \dots \dots (15)
\end{aligned}$$

(14)、(15) 式中, A_{12} 、 A'_{12} 、 \dots ; ${}_0\dot{C}_{20}$ 、 ${}_0\dot{C}_{40}$ 、 \dots 均为像差系数。

由(15)式知: (1), 单透镜型偏心系统的轴上干涉花样, 比之同轴系统轴上的有显著的不同, 包含三种类型的波面像差。当偏心率 p 很小, 仅考虑一级小量 p 的影响时, 干涉场中出现球差与彗差型混合的干涉条纹。当偏心较大, 须考虑二级小量 p^2 的影响时, 则还可能有像散型干涉花样; (2), 单透镜型偏心系统的轴上干涉花样的光程差形式, 与同轴系统轴外的基本相同。所不同者, 后者的方程式中, 包含畸变与场曲, 而前者则没有。因此可以应用前述计测同轴系统的光程差的方法, 来计测偏心系统的轴上波面球差、彗差、像散、纵向和横向离焦等波差值。由于这时不包含畸变与场曲, 其处理更为简单。

由(14)式知: 单透镜型偏心系统的轴外干涉花样光程差方程, 比之其轴上的复杂。但就其本质而言, 后者只是没有畸变与场曲, 而前者则包含了各种可能出现的波面像差, 其形式与同轴系统的轴外的完全相似。因此也可以应用前面计测同轴系统波差的方法来计测单透镜型偏心系统的轴外各种波面像差值。

又由(14)、(15)式知, 单透镜型偏心系统的波差计测方法, 不会因为像差的高、初级的差异而有所不同。

最后讨论多个透镜组偏心系统的轴上一级小量偏心的初级波面像差计测法。其干涉花样的光程差为(A10)式与(2)、(3)、(4)式之和:

$$\begin{aligned}
W_{\text{初小偏轴}} &= \widehat{W}_{\text{初小偏轴}} + W_{\Delta i} + W_{\Delta T_Y} + W_{\Delta T_Z} \\
&= K_{\Delta i} \cdot r^2 \\
&+ \left\{ {}_0C_{40} + \sum_{k=1}^K {}_0\dot{C}_{40}^k \right\} \cdot r^4 \\
&+ K\Delta T_Y \cdot \Delta T_Y \cdot r\sin\varphi \\
&+ K\Delta T_Z \cdot \Delta T_Z \cdot r\cos\varphi \\
&+ \sum_{k=1}^K -{}_1\dot{C}_{31}^k \cdot \rho_k \cos\theta \cdot r^3 \cos\varphi \\
&+ \sum_{k=1}^K -{}_0\dot{C}_{40}^k \cdot 4p_k \cdot r^5 \cos(\varphi - \beta_k) \\
&\dots \dots \dots (16)
\end{aligned}$$

由(16)式知: 对于多透镜组偏心系统, 仅有初级像差, 且偏心为一级小量, 则轴上只有球差与彗差干涉花样出现。

旋转被测镜头, 总有可能使:

$$\sum_{k=1}^K {}_0C_{40} 4p_k \cdot r^3 \cos(\varphi - \beta_k) = Cr^3 \cos\varphi';$$

$$\cos\varphi' \doteq \cos\varphi. \dots\dots\dots(17)$$

代(17)式于(16)式得:

$$W_{\text{初小偏}} \doteq K_{\Delta 1} \cdot r^2$$

$$+ \left\{ {}_0C_{40} + \sum_{k=1}^K {}_0\tilde{C}_{40}^k \right\} \cdot r^4$$

$$+ K_{\Delta T_z} \cdot \Delta T_y \cdot r \sin\varphi + K_{\Delta T_z} \cdot \Delta T_z \cdot r \cos\varphi$$

$$+ \left\{ C + \sum_{k=1}^K -{}_1\tilde{C}_{31}^k \cdot \rho \cos\theta \right\} r^3 \cos\varphi.$$

$$\dots\dots\dots(18)$$

(18)式仅包 $\cos\varphi$ 、 $\sin\varphi$ 和与 φ 无关的项,因此根据(18)式,完全可以沿用前述同轴系统或单透镜型偏心系统的波面像差计测原则,得以测定多透镜组系统的微小偏心的轴上初级波面像差值。

参 考 文 献

- [1] R.Kingslake, Trans., opt., soc., London, 1926—27, 28, 1.
- [2] К.Бытков, Z., phys., 1924, 22, 384.
- [3] К.Бытков, Z., phys., 1924, 30 268.
- [4] J.W.Perry, Trans., Opt., Soc., London, 1923—24, 25, 97.
- [5] L.C.Martin, R.Kinglake; Trans., Opt., soc., London. 1924, 25, 213.
- [6] M.V.R.K.Marty; J.O.S.A., 1964, 54, 1187.
- [7] M.V.R.K.Marty, E.C.Hagerott, Appl., Opt., 1966, 5, 615.
- [8] J.D.Asmitage, A.Lohamann, Opt., Acta., 1965, 12, 185.
- [9] W.H.Augurtya, et al; Pro.Soc.Pho—Opt.Inst.Engi., 1974, 144.
- [10] J.B.Saunders, J.R.N.B.S., 1965, (69c), 251.
- [11] H.H.Hopkings; Wave theory of aberration Oxford at the clarendon press, 1950.