棱镜调整

（原理和图表）

国防工业出版社

棱镜调整

（原理和图表）

连铜淑著

国防工業出版社

内 容 简 介

本书是在《棱镜调整》一书的基础上，为便于工程上的使用而改编的。

本书共分三部分，即原理、图表和程序。原理部分简述了棱镜调整理论的五个定理（物象方向和位置共轭定理、物象置换定理、转动和调整定理)。图表部分，列出了常用的五十多个棱镜的调整图、调整特性数据表、成象特性数据表以及象偏转和象点小位移的六个计算公式。程序中并附有源程序，是专为制作调整图表用的。书中结合实例分别对图表的编制和使用作了说明。

本书可供光学仪器专业院校的师生、工厂的技术人员和工人参考。

棱 镜 调 整

（原理和图表）

连 铜 淑 著

*

国防工业出版社 出版

北京市书刊出版业营业许可证出字第 074 号

新华书店北京发行所发行　　各地新华书店经售

国防工业出版社印刷厂印装

*

$850\times1168^{1}/_{32}$　印张$5^{1}/_{4}$　132千字

1979年6月第一版　1979年6月第一次印刷　印数：00,001-12,950册

统一书号：15034·1774　定价：0.69元

前　言

为便于工程上的应用，在《棱镜调整》一书的基础上，改编了这本《棱镜调整（原理和图表）》。

本书的原理部分，基本上摘自《棱镜调整》，但在系统上有所变化，在内容上亦有补充和发展。

图表中列入的棱镜，均给出了一个调整图、一个调整特性数据表、一个成象特性数据表以及平行光路的象偏转和会聚光路的象点小位移等六个调整计算公式。

书末所附的源程序是专为制作调整图表用的，列入的目的是为了便于今后不断补充新型棱镜的图表。

本书图表的计算工作，由须耀辉和汤自义两位同志完成。程序主要由须耀辉同志编制，且多次经计算站尤定华同志审核指正。

在编写本书的过程中，曾得到丁汉章和周文秀等同志的热情支持和帮助。在此，致以衷心的感谢。

由于作者水平不高，书中的缺点和错误在所难免，敬请读者批评指正。

作　者

目　　录

第一部分　原理……1
§1-1　定义……1
§1-2　棱镜调整理论……2
一、棱镜物象方向共轭定理……2
二、棱镜物象位置共轭定理……4
三、棱镜转动定理……8
四、棱镜调整定理……10
五、棱镜物象置换定理……12
§1-3　棱镜调整计算……14
一、平行光路中的调整计算……14
二、会聚光路中的调整计算……17
§1-4　棱镜调整图表的制作……20
§1-5　棱镜调整图表应用举例……33
第二部分　图表……41
§2-1　Ⅰ型棱镜……42
§2-2　I_J型屋脊棱镜……54
§2-3　Ⅱ型棱镜……64
§2-4　II_J型屋脊棱镜……94
§2-5　Ⅲ型棱镜……104
§2-6　III_J型屋脊棱镜……110
§2-7　复合棱镜……118
第三部分　程序……150
§3-1　数学公式和计算方法……150
§3-2　框图……154
§3-3　源程序……157
参考文献……162

第一部分 原　　理

§1-1 定　　义

光轴平面

在反射棱镜中，同时平行于棱镜的入射光轴和出射光轴的平面，称为光轴平面。

共轭光轴平面●

取一物平面平行于棱镜的某一光轴平面，若它经棱镜后所成的象平面亦平行于同一光轴平面，则称此光轴平面为共轭光轴平面。

平面棱镜和空间棱镜

在反射棱镜中，只要存在有一个共轭光轴平面的棱镜，便称为平面棱镜，除此以外的均称为空间棱镜。

按照这一定义，空间棱镜不存在共轭光轴平面，而入射光轴同出射光轴互不平行的平面棱镜只存在一种方向的共轭光轴平面，入射光轴同出射光轴互相平行的平面棱镜则具有多种方向的共轭光轴平面。例如，FA-0°和DⅡ-180°具有两种方向的共轭光轴平面，而FP-0°和DⅡ$_J$-180°则具有无穷多种方向的共轭光轴平面，不过，这些共轭光轴平面都平行于棱镜的出射光轴。

偶次反射棱镜和奇次反射棱镜

反射面数目为偶数的反射棱镜称为偶次反射棱镜，而反射面数目为奇数的反射棱镜称为奇次反射棱镜。

● 这里定义的“共轭光轴平面”，即参考文献〔1〕中定义的“光轴平面”。

§1-2 棱镜调整理论

棱镜调整理论是编制本图表的理论基础。其中，包括有关棱镜成象、棱镜转动以及棱镜调整的五条定理。

一、棱镜物象方向共轭定理

定理

“棱镜存在唯一的特征方向 $\overline{T}$ 和一定的转换角 2φ。偶次反射棱镜的任一出射向量 $\overline{A}'$ 可由其共轭的入射向量 $\overline{A}$ 绕$\overline{T}$转 2φ 而成；奇次反射棱镜的任一出射向量 $\overline{A}'$ 则可由其共轭的入射向量 $\overline{A}$ 的反向量（$-\overline{A}$）绕 $\overline{T}$ 转 2φ 而成。”

证明

设 x' y' z' 代表棱镜象空间内的象的方向，简称象座标。在偶次反射棱镜，如图（1-2-1），x y z 代表棱镜物空间内的共轭物的方向，简称物座标；而在奇次反射棱镜，如图（1-2-2），x y z 则代表棱镜物空间内的共轭物座标的反向，即此时的（$-x$）（$-y$）（$-z$）同 x' y' z' 是共轭的。

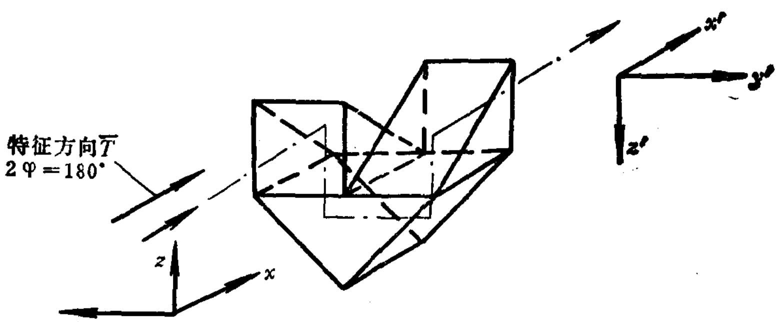


图 （1-2-1）

由应用光学知，在上述假定下，不管是偶次反射棱镜或是奇次反射棱镜，它们的物、象空间内的两个对应的座标 x y z 和 x' y' z' 都属于同一种结构，或同为右手座标，或同为左手座标。

换句话说，两个座标之间没有发生任何的变形。由此，可把棱镜物、象空间内的两个对应的座标 $x\ y\ z$ 和 $x'\ y'\ z'$ 看成是同一个刚体于其转移的前后在空间内所占据的两个不同的方位。

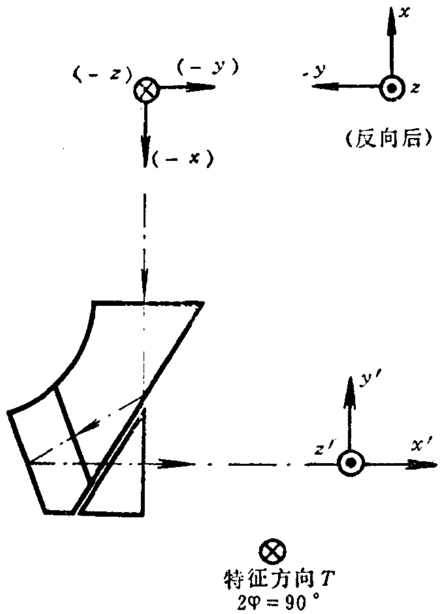


图 (1-2-2)

于是，棱镜的物、象关系问题便转化成为刚体运动学的问题。

刚体的运动一般具有六个自由度，三个移动和三个转动。有时，我们只注意物、象座标的方向而不关心其位置，则无须考虑刚体的三个移动，而仅限于讨论刚体的定点转动就可以了。

在理论力学中，大家知道的欧拉-达朗倍尔定理已经证明了：对于刚体的定点转动，不论其转动过程如何，转动的结果总可以等效为刚体绕通过此定点的某一轴线转动了某一定大小的角度，而且转轴的存在以及转角的数值唯一地对应于刚体转动的结果。

上述的等效的转轴及转角即相当于棱镜中的特征方向 $\overline{T}$ 和转换角 2φ。定理由此得证。

根据特征方向的性质可知，如果物座标不动，那么不管棱镜绕其特征方向转动多大的角度，都不会改变象座标的方向。在此情形，既不会产生象倾斜，而且在平行光路中亦不会产生光轴偏。

本定理解决了棱镜物、象空间内的方向上的共轭关系。

定理的数学表示如下：

$$(\overline{A}')=\boldsymbol{R}(-1)^{t}(\overline{A}) \qquad (1\text{-}2\text{-}1)$$

式中，t 为棱镜的反射次数；$(\overline{A})$ 和 $(\overline{A}')$ 分别代表一对共轭的入射向量 $\overline{A}$ 和出射向量 $\overline{A}'$ 所对应的列矩阵：

$$(\overline{A})=\begin{bmatrix} A_x \\ A_y \\ A_z \end{bmatrix}; \quad (\overline{A}')=\begin{bmatrix} A'_x \\ A'_y \\ A'_z \end{bmatrix};$$

$\boldsymbol{R}$ 代表绕 $\overline{T}$ 转 2φ 的转动矩阵，同时亦恰好是由座标 $x'\,y'\,z'$ 向座标 $x\ y\ z$ 的座标转换矩阵：

$$\boldsymbol{R}=\begin{bmatrix} \cos 2\varphi+2T_x^2\sin^2\varphi & -T_z\sin 2\varphi+2T_xT_y\sin^2\varphi & T_y\sin 2\varphi+2T_xT_z\sin^2\varphi \\ T_z\sin 2\varphi+2T_xT_y\sin^2\varphi & \cos 2\varphi+2T_y^2\sin^2\varphi & -T_x\sin 2\varphi+2T_yT_z\sin^2\varphi \\ -T_y\sin 2\varphi+2T_xT_z\sin^2\varphi & T_x\sin 2\varphi+2T_yT_z\sin^2\varphi & \cos 2\varphi+2T_z^2\sin^2\varphi \end{bmatrix} \qquad (1\text{-}2\text{-}2)^{●}$$

这里，T_x、T_y、T_z 为 $\overline{T}$ 沿座标 $x\ y\ z$ 的三个分量。

应当指出，式（1-2-2）中的 $\overline{T}$ 必须是一个单位向量。

实际上，全部平面棱镜的特征方向 $\overline{T}$ 和转换角 2φ 都可以很方便地用作图法求得，仅部分空间棱镜的 $\overline{T}$ 和 2φ 须用解析法求解。

二、棱镜物象位置共轭定理

定理

“棱镜入射光轴与等效空气层出射面的交点和棱镜出射光轴与棱镜出射面的交点，二者构成了棱镜物、象空间的一对共轭点。前者为物点，后者为象点。”

证明

棱镜包括两个折射面（入射面及出射面）和诸反射面。为叙述方便，定义前者为“棱镜折射部”，后者为“棱镜反射部”。棱镜反射部相当于一个平面镜系统。

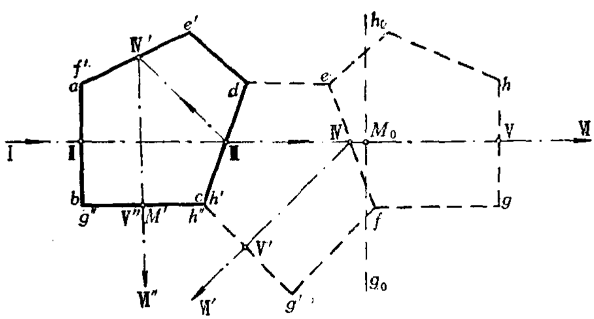
● 公式中的 9 个矩元在同 $x\ y\ z$ 相共轭的座标 $x'\,y'\,z'$ 或其反向座标 $(-x')(-y')(-z')$ 中的数值不变。

从成象的等效作用，可列出一个等式：

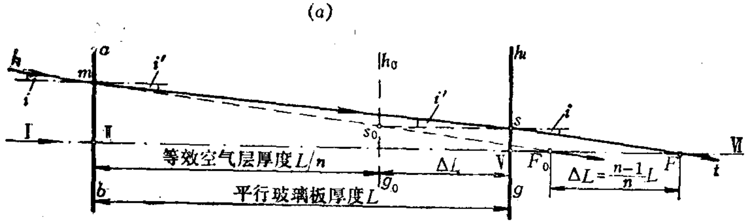
$$棱镜=棱镜折射部+棱镜反射部 \tag{1-2-3}$$

棱镜物、象空间内的位置上的共轭关系宜在棱镜的展开和归化的过程中进行讨论。所谓展开，就是顺着棱镜光路进行的方向，依次地对于棱镜的每一个反射面，作出其后方光线、后方反射面及出射面等在这个反射面中的镜象（实际上为虚物）。

图（1-2-3, a）所示系一个五角棱镜（WⅡ-90°）$abcde'f'g''h''$以及该棱镜的展开。这里，ab为棱镜的入射面，cd为第一反射面，$e'f'$为第二反射面，$g''h''$为出射面，ⅠⅡⅢⅣ′Ⅴ″Ⅵ″为棱镜的光轴光路。展开后，棱镜变成一块平行玻璃板，而棱镜的出射面$g''h''$成为平行玻璃板的出射面gh，光轴光路则成为一直线ⅠⅡⅢⅣⅤⅥ。



(a)



(b)

图 (1-2-3)

图（1-2-3，b）表示进一步把平行玻璃板 $abgh$ 归化成一等效空气层。作倾斜的入射光线 km，经两次折射后，它的出射光线 st 仍保持原入射的方向，只是沿光轴方向，即垂直于玻璃板的方向平移一距离 $\Delta L=\frac{n-1}{n}L$ 而已。这里，L 为平行玻璃板的厚度。然后，经 s 点作平行玻璃板的垂线，它与入射光线 km 的延长线交于 s_0 点，而自 s_0 点引向光轴 Ⅰ Ⅵ 的垂直面 g_0h_0 即为等效空气层的出射面。

棱镜的展开及归化的过程和结果与下述的几个实质性问题相当。

1．棱镜展开的整个过程实际上等于排除了棱镜的全部反射面的反射作用。其结果成为一块平行玻璃板。可见，棱镜的入射面和出射面的两次折射作用，仅与一块平行玻璃板的作用相当，它只不过使入射光线或成象沿光轴方向平移一距离 ΔL 而已。故从成象的作用，又可列出一等式：

$$\text{棱镜折射部}=\text{平行玻璃板} \tag{1-2-4}$$

2．棱镜展开的整个过程实际上是把棱镜的出射面本身以及自出射面出射的一些线和点想象为棱镜反射部的象空间的象图，而找出这些象图在棱镜反射部的想象的物空间内所对应的物图（实际上为虚物图）。可见，平行玻璃板的出射面 gh 和棱镜的出射面 $g''h''$ 构成了棱镜反射部物、象空间内的一对共轭面。前者为物平面，后者为象平面。

3．见图（1-2-3，b），如果想象 s_0s 为平行玻璃板的另一根入射光线，它经过玻璃板后的出射光线亦正好是 s_0s 本身。因而，s_0 和 s 代表平行玻璃板的两根入射光线 km 和 s_0s 以及对应的两根出射光线 st 和 s_0s 的一对交点。于是，在近轴光学这个默契下，我们在归化的过程中又得到了平行玻璃板的物、象空间内的一对共轭平面 g_0h_0 和 gh。前者为物平面，后者为象平面。

现在引入符号“物$\xrightarrow{\text{成象系统}}$象”以表示某成象系统的物象关

系．则上述的后两点可以表达成：

$$g_0h_0 \xrightarrow{\text{平行玻璃板}} gh \qquad (1\text{-}2\text{-}5)$$

$$gh \xrightarrow{\text{棱镜反射部}} g''h'' \qquad (1\text{-}2\text{-}6)$$

而串联起来，又可写成：

$$g_0h_0 \xrightarrow{\text{平行玻璃板}} gh \xrightarrow{\text{棱镜反射部}} g''h'' \qquad (1\text{-}2\text{-}7)$$

或

$$g_0h_0 \xrightarrow{\text{平行玻璃板}+\text{棱镜反射部}} g''h'' \qquad (1\text{-}2\text{-}8)$$

考虑到（1-2-4）和（1-2-3）式，得：

$$g_0h_0 \xrightarrow{\text{棱镜折射部}+\text{棱镜反射部}} g''h'' \qquad (1\text{-}2\text{-}9)$$

或

$$g_0h_0 \xrightarrow{\text{棱　镜}} g''h'' \qquad (1\text{-}2\text{-}10)$$

符号法的运算结果（1-2-10）式说明：棱镜的等效空气层的出射面 g_0h_0 和棱镜自身的出射面 $g''h''$ 构成了棱镜物、象空间内的一对共轭面，前者为物平面，后者为象平面。

由于棱镜的入射光轴和出射光轴也是互相共轭的，所以，棱镜的入射光轴及出射光轴分别同等效空气层出射面及棱镜出射面的一对交点，就必然是棱镜物、象空间内的一对共轭点。如图上的 M_0 和 M' 点即是。

上述结论可推广到其它的反射棱镜上。定理由此得证。

从已经获得的一对共轭点 M_0 和 M' 出发，不难看出，在棱镜的入射光轴及出射光轴上分别同等效空气层出射面及棱镜出射面等距离的任意一对点，亦都是棱镜物、象空间内的一对共轭点。

本定理主要解决了棱镜物、象空间内的位置上的共轭关系。这对于解决会聚光路中的棱镜调整计算是非常必要的。

上述二定理的总和可称“棱镜成象定理”，它们解决了棱镜

物、象空间内的全部的共轭关系。

见图（1-2-4），设 $x'y'z'$ 代表棱镜象空间内的象座标，则根据棱镜物象方向共轭定理可求得它在棱镜物空间内所对应的座标 xyz●。同时，又根据棱镜物象位置共轭定理把这一对座标的原点 o 和 o' 分别定在棱镜的一对固有的共轭点 M_0 和 M' 处。

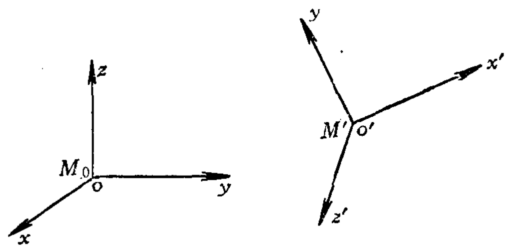


图 （1-2-4）

在此情形，若已知棱镜的一物点 q 在座标 $oxyz$ 中的座标值为 x_q、y_q、z_q，则立即可求得象点 q' 在象座标 $o'x'y'z'$ 中的座标值为：

$$x'_{q'}=(-1)^t x_q;\quad y'_{q'}=(-1)^t y_q;\quad z'_{q'}=(-1)^t z_q \qquad (1\text{-}2\text{-}11)$$

式中，t 为棱镜的反射次数。

又若已知棱镜物空间内一物轴 $\overline{P}$（单位向量）在座标 xyz 中的分量为 P_x、P_y、P_z，则立即可求得象轴 $\overline{P}'$（同为单位向量）在象座标 $x'y'z'$ 中的分量为：

$$P'_{x'}=(-1)^t P_x;\qquad P'_{y'}=(-1)^t P_y;\qquad P'_{z'}=(-1)^t P_z \qquad (1\text{-}2\text{-}12)$$

三、棱镜转动定理

定理

"在物不动的前提下，棱镜绕其物空间内的物轴 $\overline{P}$（单位向量）转动 θ 角所造成的共轭象的运动，可分成为先后的两个转动：首先象绕 $\overline{P}$ 转动 θ 角，然后转动后的象再绕象空间内的象轴 $\overline{P}'_\theta$（单位向量）转动一个 $(-1)^{t-1}\theta$ 角。这里，t 为棱镜的反

● 关于座标 xyz 和座标 $x'y'z'$ 之间的关系，其规定同前，下同。

射次数，$\overline{P}'_\theta$ 为 $\overline{P}$ 在转动后的棱镜的象空间内的共轭轴。"

上述象的第一项转动是假想物和棱镜一起转动，因而象也随着，三者如同一个刚体，绕物轴 $\overline{P}$ 转动 θ 角，这一部分属机械运动；第二项转动则是想象棱镜不动，而物绕 $\overline{P}$ 反转 θ 角复位所引起的象的运动，这一部分属物、象对应关系的光学运动。

证明

在定理的条文和说明中，虽然人为地把运动的过程分成为两个步骤，但却保持了运动的结局同原来的前提相符。这个前提即物是不动的。因此，关于定理的证明已无须多说，只要把系数 $(-1)^{t-1}$ 的意义交待清楚就可以了。

以单个平面镜为例，见图（1-2-5），当物空间内某物绕物轴转 θ 角时，则象空间内的共轭象将对应地绕象轴转（$-\theta$）角，是为镜象的一个特点。如果以角镜取代单平面镜，则先后两次镜象的作用相互抵消，共轭象绕象轴的转角又变成了（$+\theta$）。

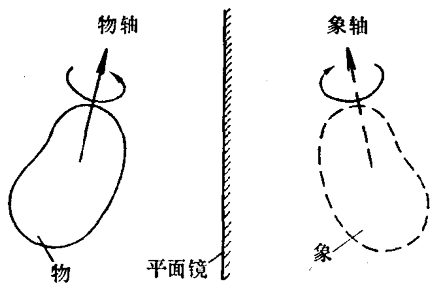


图 （1-2-5）

依此类推，奇次反射棱镜的情况同单个平面镜一样，偶次反射棱镜的情况则同角镜一样。

综上所述，当物绕物轴转 θ 角，则棱镜的共轭象将绕象轴转 $(-1)^t\theta$ 角，t 为反射次数。

因上述物绕物轴 $\overline{P}$ 的复位转角为$(-\theta)$，所以象绕象轴 $\overline{P}'_\theta$ 的转角应是 $(-1)^t(-\theta)=(-1)^{t+1}\theta$，而习惯上把 $(-1)^{t+1}\theta$ 写成 $(-1)^{t-1}\theta$。这就是系数 $(-1)^{t-1}$ 的来源。

必须指出，若 $\overline{P}'$ 代表物轴 $\overline{P}$ 在转动前的棱镜的象空间内的象轴，则象轴 $\overline{P}'_\theta$ 亦可视作由 $\overline{P}'$ 绕 $\overline{P}$ 转 θ 而成。

当讨论棱镜在调整中的微量转动时，微小转角 $\Delta\theta$ 取代了 θ。

在此情形，若略去二阶及高阶小量，则上述定理可用公式表达如下：

$$\bar{\mu}' = \Delta\theta[\bar{P} + (-1)^{t-1}\bar{P}'] \qquad (1\text{-}2\text{-}13)$$

式中，$\bar{\mu}'$ 代表象的综合的微小转角向量，简称象偏转。

当然，$\Delta\theta\bar{P}$ 和 $(-1)^{t-1}\Delta\theta\bar{P}'$ 两项微量转动的先后次序问题亦就不再存在了，这和“小误差独立作用原理”是相一致的。

(1-2-13) 式中的各项微小转角向量均遵循右螺旋规则。

显然，象偏转 $\bar{\mu}'$ 在沿棱镜出射光轴上的分量代表象倾斜，而 $\bar{\mu}'$ 在沿与出射光轴相垂直的平面内的两个分量则代表两项光轴偏。

棱镜转动定理的优点是把复合的运动分解为便于解决的简单的运动，而在解决纯光学运动时又可以充分地利用棱镜物、象空间的共轭关系。此外，定理指出了象转动的一些具体的转轴 $\bar{P}$ 和 $\bar{P}'$，因而为解决比较复杂的会聚光路问题提供了必要的基础。当然，$\bar{P}'$ 的方向和位置的确定则须借助于前述的两条定理。

四、棱镜调整定理

为叙述的方便，首先定义象绕象空间内某一轴线 r' 的微小偏转 $\mu'_{r'}$ 为 r' 象偏转。

定理

“r' 象偏转 $\mu'_{r'}$ 同引起象偏转的棱镜微小转角向量 $\Delta\theta\bar{P}$ 之间的关系，受余弦律支配：$\mu'_{r'} = \bar{P}\cdot\bar{\delta}_{r'} = \delta_{r'}\cos(\bar{P}, \bar{\delta}_{r'})$，而余弦律中的唯一的矢参量 $\bar{\delta}_{r'}$ 可依据差向量法则求得：$\bar{\delta}_{r'} = \Delta\theta(\bar{r}' - \bar{r})$。这里，$\bar{r}'$ 和 $\bar{r}$ 为沿 r 和 r' 轴的单位向量，而 r 为 r' 在物空间的共轭轴（偶次反射）或共轭轴的反向（奇次反射）”。

证明

由式 (1-2-13)，得 r' 象偏转 $\mu'_{r'}$：

$$\mu'_{r'} = \Delta\theta[P_{r'} + (-1)^{t-1}P'_{r'}] \qquad (1\text{-}2\text{-}14)$$

式中，$P_{r'}$ 和 $P'_{r'}$ 为单位向量 $\bar{P}$ 和 $\bar{P}'$ 分别在 r' 轴上的分量。

考虑到棱镜的物、象关系以及 r 与r' 的关系，有：

$$P'_{r'}=(-1)^t P_r \qquad (1\text{-}2\text{-}15)$$

这里，P_r 为 $\overline{P}$ 在 r 轴上的分量。

将式（1-2-15）代入式（1-2-14），得奇、偶次反射棱镜的统一公式：

$$\mu'_{r'}=\Delta\theta(P_{r'}-P_r) \qquad (1\text{-}2\text{-}16)$$

根据数积的定义，有：

$$P_r=\overline{P}\cdot\overline{r}; \qquad P_{r'}=\overline{P}\cdot\overline{r}'$$

将上列关系式代入式（1-2-16），得：

$$\mu'_{r'}=\overline{P}\cdot\Delta\theta(\overline{r}'-\overline{r}) \qquad (1\text{-}2\text{-}17)$$

引入向量 $\overline{\delta}_{r'}$：

$$\overline{\delta}_{r'}=\Delta\theta(\overline{r}'-\overline{r}) \qquad (1\text{-}2\text{-}18)$$

则式（1-2-17）可写成：

$$\mu'_{r'}=\overline{P}\cdot\overline{\delta}_{r'}=\delta_{r'}\cos(\overline{P},\overline{\delta}_{r'}) \qquad (1\text{-}2\text{-}19)$$

定理由此得证。

由式（1-2-19）可见，当棱镜转轴 $\overline{P}$ 和 $\overline{\delta}_{r'}$同向时，r'象偏转 $\mu'_{r'}$ 取极值 $\mu'_{r'\max}$，而且这个极值正好等于 $\overline{\delta}_{r'}$ 本身的大小 $\delta_{r'}$：

$$\mu'_{r'}=\delta_{r'}\cos0^\circ=\delta_{r'}=\mu'_{r'\max} \qquad (1\text{-}2\text{-}20)$$

因此，$\overline{\delta}_{r'}$的方向取名为 r' 象偏转的极值轴向，$\overline{\delta}_{r'}$ 的大小，即 $\delta_{r'}=\mu'_{r'\max}$ 取名为 r' 象偏转极值，并根据这些含义，向量 $\overline{\delta}_{r'}$ 本身取名为r'象偏转的极值特性向量。

又由式（1-2-19）可见，当棱镜转轴 $\overline{P}$ 垂直于 $\overline{\delta}_{r'}$ 时，r' 象偏转 $\mu'_{r'}$取零值：$\mu'_{r'}=\delta_{r'}\cos90^\circ=0$，故知一切和$r'$象偏转的极值轴向相垂直的方向均为 r' 象偏转的零值轴向。

当 $\overline{\delta}_{r'}=0$ 时，它说明无论棱镜绕什么样的 $\overline{P}$ 轴微量转动，都不会产生 r' 象偏转，即 $\mu'_{r'}$ 总是等于零。在此情形，不存在 r' 象偏转的极值轴向，而所有的方向均可视作 r'象偏转的零值轴向。

如果说本定理的余弦律揭示了 r' 象偏转的函数形式，那么

定理中的差向量法则便指出了确定 r' 象偏转的具体途径。

由此可见，向量 $\bar{\delta}_{r'}$ 以及求 $\bar{\delta}_{r'}$ 的差向量法则，在本定理中占有重要的地位。

本定理又取名“余弦律和差向量法则”。它在平行光路的调整计算中起重要的作用。

五、棱镜物象置换定理

定理（参照图 1-2-6）

“F 和 F' 属于棱镜的一对共轭物、象的一对共轭点。在顺光路中，F 为物，F' 为象；在逆光路中，物象关系互相置换，变成 F' 为物，F 为象。在物不动的前提下，由棱镜的同样的微量转动 $\Delta\theta\overline{P}$ 及微量移动 $\Delta\bar{g}$ 先后在顺、逆两种光路中所造成的象移动和象偏转 $\overline{\Delta S'_{F'}}$ 及 $\bar{\mu}'$ 同 ΔS_F 及 $\bar{\mu}$ 之间应满足下述的关系，即作为转移后的棱镜的共轭一方的偏移 $\overline{\Delta S_F}$ 及 $\bar{\mu}$（或 $\overline{\Delta S'_{F'}}$ 及 $\bar{\mu}'$）将引

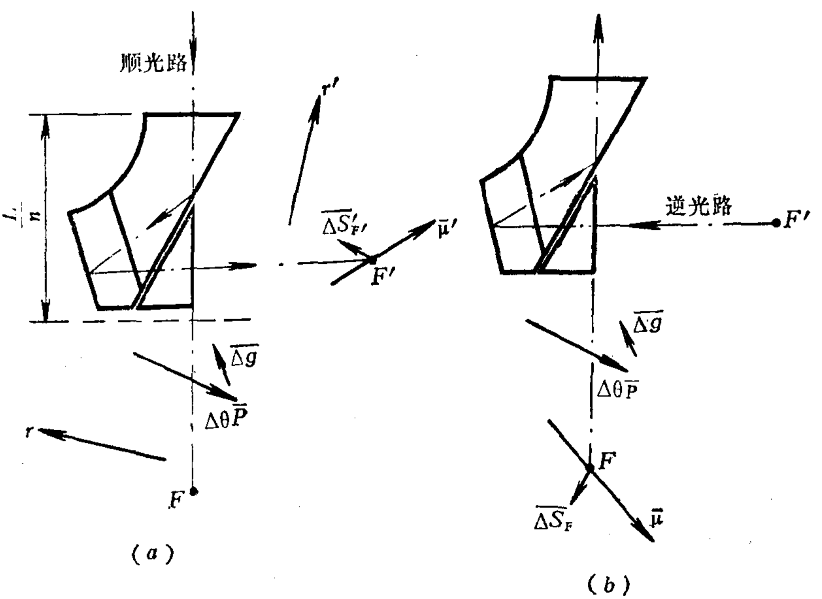


图 (1-2-6)