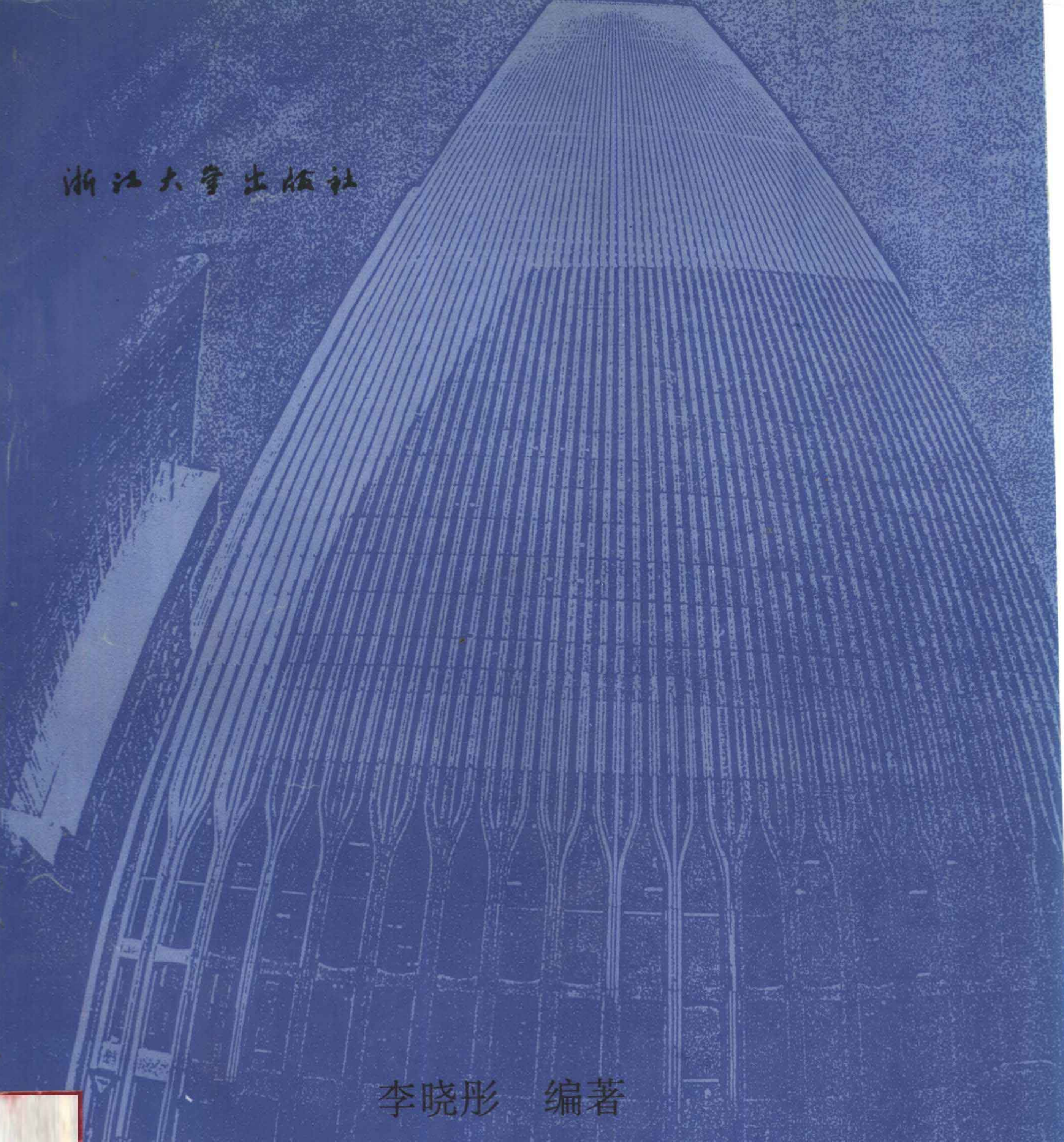
浙江大学出版社



李晓彤 编著

几何光学和光学设计

内容简介

本书共分成三部分:第一部分是“几何光学”,共七章,包括高斯光学的基本内容以及光束限制、光能计算、光线光路计算等;第二部分是“像差理论”,共六章,系统地讲述了像差、初级像差和波像差的基本理论,并给出了基于初级像差理论的光学系统初始结构设计方法,还在附录中给出了有关程序;第三部分是“光学设计”,共五章,包括典型光学系统、典型光学镜头的设计、近现代常见的激光光学系统原理与设计特点、像质评价和光学系统自动设计等内容,有利于学生了解现代光学新动态,拓宽知识面。三部分相对独立又相互联系,既构成了经典光学的完整体系,又融入了现代光学的一些内容。本书在写法上注意开放性,并在书后列出了进一步学习的参考文献,以供参阅。

本书除作为高等院校本科教材外,也可作为工程技术和科研人员的参考书。

几何光学和光学设计
李晓彤 编著
责任编辑 陈子饶
* * *
浙江大学出版社出版
(杭州玉古路 20 号 邮政编码 310027)
浙江大学出版社电脑排版中心排版
余杭市人民印刷厂印刷
浙江省新华书店发行
* * *
787×1092 16开 16.25印张 416千字
1997年6月第1版 1997年6月第1次印刷
印数:0001—1000
ISBN 7-308-01921-7/TH·050 定价:17.00元

前　言

本书是高等院校工科光学有关专业的本科教材，是在浙江大学光学仪器专业多年使用的、参照全国光学仪器专业指导委员会制订的“应用光学”课程指导性教学大纲编写的同名教材的基础上，根据浙江大学光电与科学仪器工程学系光电专业最新教学计划，按照“加强基础，注重素质，突出能力，面向一流”的原则和思维转化的一般规律，并结合本课程的计算机辅助教学的研究编写而成的。

全书由“几何光学”、“像差理论”和“光学设计”这三个相对独立而又相互联系的部分所构成。第一部分是“几何光学”，共七章，包括高斯光学的基本内容以及光束限制、光能计算、光线光路计算等；第二部分是“像差理论”，共六章，该部分系统地讲述了像差、初级像差和波像差的基本概念和计算，并给出了基于初级像差理论的光学系统初始结构设计方法；第三部分是“光学设计”，共五章，包括典型光学系统原理、典型光学镜头的设计计算方法、近现代常见的激光光学系统的原理与设计特点、像质评价和光学系统自动设计等内容，有利于学生了解现代光学新动态，拓宽知识面。

本教材具有三个特点：一是三大部分相对独立又相互联系，既构成了经典光学理论及光学设计的完整体系，又融入了现代光学的一些内容，教师根据专业特点和学时多少，可以完整地讲授全部内容，也可从中选择一部分，或安排部分内容让学生自学；二是语言精炼，删去了原教材中的一些次要公式和属于数学语言、物理语言解释范畴的内容，因而在较少的篇幅中突出了应用光学的基本概念和理论，加强了基础；三是本教材在体系上和写法上均具有开放性和自学指导意义，按照思维转化的一般规律，在正文中经常要求读者举一反三，同时，还在附录中给出了进一步学习的参考文献，有利于培养学生的独立学习能力和向周边拓展知识面的能力。

应当指出，本书参考文献中列出的绝大多数均系光学或计算机科学方面相对完善、为大多数人所认同的著作，这仅属于知识的一个层面。读者一方面应从其相互联系中加以贯通、综合把握，使自己有扎实的基础，另一方面还应注意批判地学习另一个知识层面，即发展并处于探索中的，表现为最新文献和实践经验形式的知识。只有这样，才能不断获得处于流动和发展状态的、具有生命力的新的智慧，使自己在总体素质上得到提高。

本书经王子余教授、周淑文副教授审阅。两位前辈和光学教研室徐安喜、谈恒英、岑兆丰等有关教师为本书的编写提供了极大的支持，并提出了许多有益的意见和建议，在此谨表示衷心的感谢！本书除作为光学仪器专业和其他有关专业的教材外，亦可供从事光学技术工作的工程技术人员参考。书中不当之处，请读者批评指正。

编　者

1996 年 9 月 10 日于求是园

目　录

第一部分　几何光学

第二部分 像差理论

第三部分 光学设计

第一部分　几何光学

在工农业、国防、科学技术以及人类生活的各个领域内，使用着种类繁多的光学仪器。尽管其中的光学系统千差万别，但其基本功能是共同的，即传输光能或对所研究的目标成像。因此，研究光的传播和光学成像的规律对于设计光学仪器具有本质的意义。

当然，从本质上讲，光是电磁波，它按波动理论传播，这已为光的干涉、衍射和偏振等诸多现象所证明。按照这种理论，光的传播就是波面的传播。但仅用波面的观点来讨论光经透镜或光学系统时的传播规律和成像问题将会造成计算和处理上的很大困难，在解决实际的光学技术问题时应用不便。

按照近代物理的观点，光具有波粒二象性。如果只考虑光的粒子性，把光源或物体看成是由许多几何点组成，并把由这种点发出的光抽象成像几何线一样的光线，那么，只要按照光线的传播来研究这种点经光学系统的成像，问题就会变得非常简便和实用。这种撇开光的波动本性，仅以光的粒子性为基础来研究光的传播和成像问题的光学学科分支称为几何光学。因此，几何光学研究的只是一种对真实情况的近似处理方法。尽管如此，按此方法所解决的有关光学系统的成像、计算和设计等方面的光学技术问题，在大多数场合下与实际情况相符。所以，几何光学有很大的实用意义，是研究光学仪器理论必不可少的基础。

按照几何光学的观点，被成像的物体是一几何点时，如果光学系统是理想的，其像也是一个几何点。这显然与实际情况不符。由于物点发出的波面受光学系统有限孔径的限制，实际的像是一个具有一定能量分布的衍射图样，其中心亮斑已具有一定大小。这样，当两个物点靠近到一定程度时，两个像就会重叠到使人难以分辨出是两个点。这就是光学仪器的分辨率问题，它是无法由几何光学来解决的。这类问题就不能完全依靠几何光学，而必须同时应用光的波动理论才能获得完满的解决。

因此，主要依靠几何光学中建立起来的一套理论和方法，必要时辅以波动光学的理论，才能成功地解决各种光学系统的有关计算和设计问题。作为一个光学工作者，学习和掌握好几何光学将是非常重要的。

第一章 几何光学的基本概念和基本定律

§1-1 发光点、光线和光束

发光点是本身发光或被其它光源照明后发光的几何点。它既无大小又无体积，但能辐射能量。它向四周发出如几何线那样的光线，携带着光能向外传播。

为什么要首先讨论发光点呢？因为物体总可看成是由点组成的，故通常讨论光学系统对物体成像时，以点作为基本成像元素。讨论物点的成像，便可全面了解物体的成像情况。然而，几何光学的这种发光点和光线的概念是简化了的抽象概念，实际上并不存在。一个实际的光源总有一定大小，才能容有能量。但从物理意义来说，一个光源只要其大小与作用距离相比可忽略不计就可认为是点光源，例如宇宙中的星体对地球上的观察者来说就是一个点光源。同样，由于光的衍射影响，要从光源发出的光能中分离出光线来也是不可能的。在此，引入这种发光点和光线的概念是为了把复杂的光学成像和光能传播问题简化，从而可利用简单的数学方法方便地描述和解决之。

按照光的波动理论，由光源上一点发出的电磁波被看作是以波面的形式向四周推进，若光所处的介质为各向同性的均匀介质，则波面向各方向的传播速度相同，不同时刻的波面为一系列以发光点为中心的球面波，光能就是沿着波面的法线方向传播的。这里，几何光学中的光线即波动光学中波面的法线，因此我们将波面的法线束称为光束。无限远处发光点发出的是平面波，对应于平行光束；有限远处发光点发出的是球面波，对应于同心的发散光束和会聚光束，它们统称为同心光束。同心光束经透镜或未精心设计过的光学系统以后会失去同心性，此时所对应的波面可能是轴对称或非轴对称的非球面。

§1-2 光线传播的基本定律和全反射

几何光学通过上述简化，把光能的传播和光学成像问题归结为光线的传播问题，光线的传播遵循以下四个基本定律。

一、光的直线传播定律

在各向同性的均匀介质中，光在两点之间沿直线传播，即在这种介质中，光线都是直线。

二、光的独立传播定律

以不同途径传播的光同时在空间某点通过时，彼此互不影响，各路光好象其它光线不存在似地独立传播。而在各路光相遇处，其光强度是简单地相加，总是增强的。

光的直线传播定律和光的独立传播定律只在不考虑光的波动性质时才是正确的。据此可以很好地解释日蚀、月蚀等现象，很多光学仪器的应用也都以此为基础。但是，这两个定律并不是在所有场合下都是正确的。当光传播经小孔时，光的衍射现象将明显地表现出来，通过小孔的光除按原来的直线方向继续传播外，还要向其它方向衍射光能，并有

$$\sin\alpha=\frac{K\lambda}{D} \tag{1-1}$$

式中，λ 是波长，D 是小孔直径，K 是衍射级数。仅当波长为零时，才不存在衍射现象。即几何光学忽略了光的波动性质，是波长近似为零的一种特殊情况。波动光学还告诉我们，从光源上同一点发出的光经不同途径传播后再相遇于某点时，其合成作用应是电矢量的相加，而不是简单的光强度的相加，其光强度可能加强，也可能是减弱的。这就是光的干涉现象。

以上是光在同一介质中的传播规律。当光传播到两种介质的光滑分界面时，依界面的性质不同，光线或返回原介质，或进入另一介质。前者称为光的反射，按反射定律传播，一般抛光的金属镜面为反射界面；后者称为光的折射，按折射定律传播，两种透明介质的光滑分界面为折射界面。

如图 1-1 所示，光线 AO 入射于界面 PQ 上的 O 点，NON' 为界面上入射点处的法线，一部分光能在该点反射，由 OC 方向射出，OC 为反射光线，另一部分光能在该点折射，OB 为折射光线。入射光线与法线的夹角 I 称为入射角，反射光线与法线的夹角 I'' 称为反射角，折射光线与法线的夹角 I' 称为折射角。

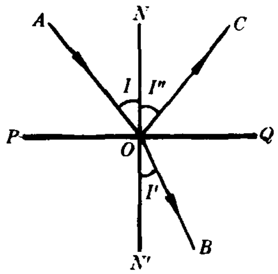


图 1-1

三、光的反射定律

反射光线与入射光线和法线在同一平面内；入射光线和反射光线分别位于法线的两侧，与法线夹角大小相同，按 § 2-1 中的符号规则，即

$$I''=-I \tag{1-2}$$

四、光的折射定律

折射光线和入射光线与法线在同一平面内；折射角与入射角的正弦之比与入射角的大小无关，仅由两介质的性质决定，当温度、压力和光线的波长一定时，其比值为一常数，等于前一介质与后一介质的折射率之比，即

$$\frac{\sin I'}{\sin I}=\frac{n}{n'} \tag{1-3'}$$

或

$$n'\sin I'=n\sin I \tag{1-3}$$

式中，n 和 n' 分别是入射和折射介质的折射率，是介质的绝对折射率。我们知道，光在不同介质中的传播速度各不相同，在真空中光速最快，以 c 表示。介质的折射率便是描述光在该介质中的传播速度 v 减慢程度的一个物理量，即

$$n=\frac{c}{v} \tag{1-4}$$

真空的折射率为 1。空气的折射率在标准大气压(101.325kPa)和标准温度(20℃)下，对于波长为 0.5893μm 的钠光为 1.000272，与真空的折射率相差甚微。所以常以介质相对于空气的相对折射率作为该介质的折射率。

在图 1-1 中，若令 CO 和 BO 为入射光线，则根据反射定律和折射定律，光线必由 OA 方向射出，这说明光的传播是可逆的，此即光路的可逆性。

在式(1-3)中，若假定 $n'=-n$，则可得 $I'=-I$，此即反射定律。所以反射定律可认为是折射定律在 $n'=-n$ 时的特殊情况，也可认为空气中的反射界面是折射率分别为 1 和 −1 的两种介质的光滑分界面。

一般情况下，光线射至透明介质的分界面时将同时发生反射和折射现象。但在特定条件下，该界面可将入射光能全部反射回去而无折射发生，这就是光的全反射。

习惯上，我们把界面两边折射率相对较大的介质称为光密介质，折射率较小的称为光疏介质。那么，全反射这种特殊情况会在何时发生呢？当光线由光密介质向光疏介质传播时，因 $n'<n$，则 $I'>I$，当 I 增大时，折射光线远离法线，如图 1-2 所示。此时逐渐增大入射角 I 到某一值时，折射角 I' 达 90°，使折射光线沿界面掠射而出。若入射角继续增大，则有 $\sin I'>1$，显然这是不可能的。实验表明，这些光线不能折射入另一介质，而将按反射定律在界面上被全部反射回原介质。对应于 $\sin I'=1$ 的入射角 I_m 称为临界角，由式(1-3)可知：

$$\sin I_m=\frac{n'}{n} \tag{1-5}$$

当光线由光疏介质向光密介质传播时，由公式(1-3)可知，不会发生全反射。

全反射现象在光学仪器中有着重要的应用，例如，为了转折光路可以使用全反射棱镜，图 1-3 所示等腰直角棱镜就是最常用的一种，只要光束孔径角 $2U$ 在一定范围内，所有光线在斜面 AB 上的入射角都大于临界角，因而可以在该面上发生全反射。

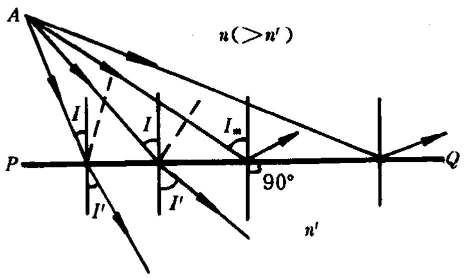


图 1-2

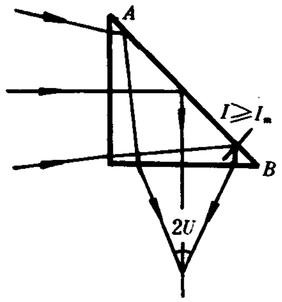


图 1-3

光学纤维也是利用全反射原理来传输光的。单根光纤由内外两层透明介质，即高折射率玻璃的芯子和低折射率玻璃的包皮所构成，进入光纤的光束在芯子材料和包皮材料的分界面上入射角大于临界角的光线连续全反射，直至传到光纤的另一端，如图 1-4 所示。

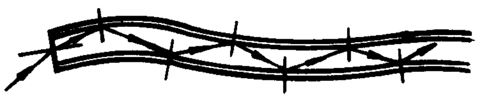


图 1-4

以上形式的折(反)射定律在计算平面光路时是可行的，但要求知任何一条光线经界面折(反)射以后的方向，特别是当界面在空间分布复杂，或光线是三维空间的空间光线时，应用矢量形式的折射定律和反射定律来计算更为方便。

如图 1-5 所示，$\boldsymbol{A}_0$ 和 $\boldsymbol{A}'_0$ 分别是沿入射光线和折射光线的单位矢量，$\boldsymbol{N}$ 是沿法线的单位矢量。法线矢量的方向是从入射介质到折射介质。按此，式(1-3)可写为：

$$n'(\boldsymbol{A}'_0\times\boldsymbol{N})=n(\boldsymbol{A}_0\times\boldsymbol{N})$$

展开，并将长度为 n' 的折射光线矢量和长度为 n 的入射光线矢量分别记为 $\boldsymbol{A}'$ 和 $\boldsymbol{A}$，得

$$\boldsymbol{A}'\times\boldsymbol{N}=\boldsymbol{A}\times\boldsymbol{N}$$

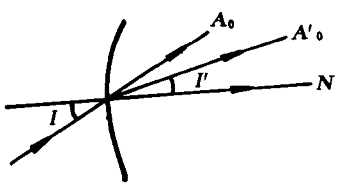


图 1-5

或 $(A'-A)\times N=0$

$(A'-A)$与 N 都不可能为零，因此，此两矢量必定是互相平行的，故上式可表示为

$$A'-A=PN \qquad (P\text{为待定常数})$$

上式两边同与 N 作标积，得

$$P=N\cdot A'-N\cdot A=n'\cos I'-n\cos I$$

当 $n'>n$ 时，$P>0$，矢量 $A'-A$ 与 N 正向平行。反之，当 $n'<n$ 时，$P<0$，两矢量为反向平行。请读者自行画出这两种情况下的矢量关系图。

一般地，在已知两介质折射率和光线的入射角求折射角时，P 可化为

$$P=\sqrt{n'^2-n^2+n^2\cos^2 I}-n\cos I=\sqrt{n'^2-n^2+(N\cdot A)^2}-N\cdot A \tag{1-6}$$

$$A'=A+PN \tag{1-7}$$

这就是矢量形式的折射定律，应用它就可由已知的入射光线矢量 A 和法线矢量 N 求得折射光线矢量 A'。

矢量形式的反射定律，可以在 $n'=-n$ 的情况下直接由式(1-7)得到，只是其中的 P 可以更为简化。可得

$$P=n'\cos I'-n\cos I=-2n\cos I=-2(N\cdot A)$$

将其代入式(1-7)可得矢量形式的反射定律

$$A''=A-2N(N\cdot A) \tag{1-8}$$

§1-3 费马原理

费马原理从光程的观点来描述光传播的规律，它具有更普遍的意义。

所谓光程 s，是光在介质中所经过的几何路程 l 与该介质折射率 n 的乘积，即

$$s=nl \tag{1-9}$$

由于 $n=c/v$，$l=vt$，于是

$$s=ct \tag{1-10}$$

故光程相当于光在介质中走过 l 这段路程的时间 t 内，在真空中所走过的几何路程。光程的概念在以后将有重要的应用。

费马原理：光从一点到另一点是沿光为极值的路径传播的。即，光沿光程为极小、极大或常量的路径传播。该原理又称极端光程定律。

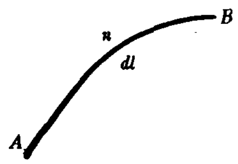


图 1-6

不失一般性，设光在非均匀介质中传播，则所走的路径不是直线，如图 1-6 所示。此时从 A 点到 B 点的总光程为

$$s=\int ds=\int n\cdot dl$$

根据费马原理，s 应为极值，即

$$\delta s=\delta\int n\cdot dl=0 \tag{1-11}$$

这就是费马原理的数学表达式。它的证明读者可参阅参考文献[1]。

费马原理是描述光线传播规律的最基本的定律。前述光的直线传播、反射和折射定律均可由费马原理导出。对于均匀介质，根据两点间直线为最短的几何公理，应用费马原理可直接解释光沿直线传播的必然性。同样根据该几何公理，由图 1-7 也可得到反射定律。

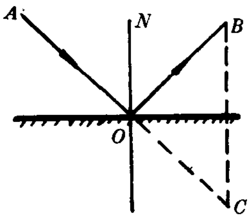


图 1-7

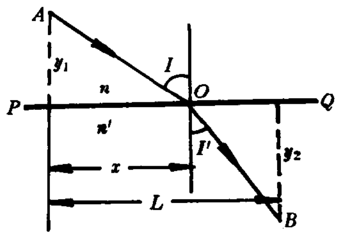


图 1-8

折射的情况如图 1-8，从 A、B 点分别作界面的垂线 AP、BQ，并令其长度分别为 y_1 和 y_2，则 A 点到 B 点的光程为

$$(AOB)=n\cdot AO+n'\cdot OB=n\sqrt{x^2+y_1^2}+n'\sqrt{(L-x)^2+y_2^2}$$

光程为极值的条件为

$$\frac{d(AOB)}{dx}=0$$

对上面的光程公式求导并化简即可得折射定律：

$$n\sin I-n'\sin I'=0$$

可见，在以平面为界面的情况下，光线是按光程为极小值的路径传播的。但按费马原理，光也可能按光程为极大值或常量的路径传播。当以曲面为界面时，随曲面的性质和曲率的不同，实际光程可能是极小、极大或常量。例如图 1-9 所示的以 F 和 F' 为焦点的椭球反射面，根据椭球面的性质可知，由 F 点发出的所有光线经该面反射后必聚焦于 F' 点，且光程为常量，即

$$(FF')=FM+MF'=\text{常数}$$

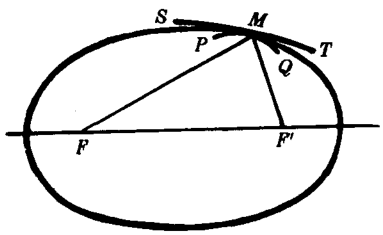


图 1-9

这样的面，对 F 和 F' 点来说，谓之等光程面。

图中还给出了两个均与椭球面相切于 M 点而曲率不等的反射面 PQ 和 ST，前者曲率大于椭球面，后者曲率小于椭球面。FM 和 MF' 也是这两个面的入射光线和反射光线。显然，光程 (FMF') 对 PQ 面为极大值，而对 ST 面为极小值。

§ 1-4　物、像的基本概念和完善成像条件

光学仪器中的光学系统由一系列折射和反射表面组成，这些表面中，主要是折射球面，也可以有平面和非球面。各表面曲率中心均在同一直线上的光学系统称为共轴光学系统，这条直线就叫光轴。实际光学系统绝大部分属共轴光学系统，非共轴系统只在少数仪器中使用。

如图 1-10 所示，若以 A 为顶点的入射光束经光学系统的一系列表面折射或反射后，变为以 A' 为顶点的出射光束，我们就称 A 为物点，A' 为物点 A 经该系统所成的像点。图中的物、像点由实际光线相交而成，是实物成实像的情况。若物像点由光线的延长线相交而成，则称为虚的。图 1-11 中，A 是虚物点、A' 是虚像点，是虚物成虚像的情况。需指出，虚物不能人为设置，也不能独立存在，它只能被前面另一系统给出。实像能用屏幕或感光乳胶来接收和记录，虚像则不能，但可为眼睛所感受。

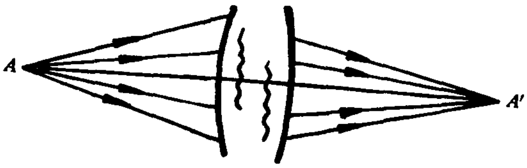


图 1-10

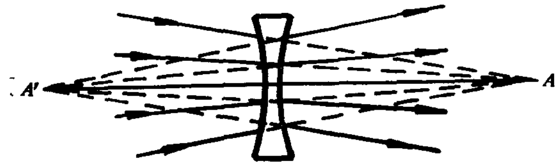


图 1-11

物所在的空间称为物空间，像所在的空间称为像空间。它们都可以在从$-\infty$到$+\infty$的整个空间内。

一个发光点或实物点，总是发出同心光束，与球面波相对应。一个像点也是由与球面波对应的同心光束汇交而成，并称完善像点。因为光学系统入射波面与出射波面之间的光程是相等的，故要能够将物点 A 完善成像于 A'，必须实现 A 与 A' 之间的等光程。所以，等光程是完善成像的物理条件。

图 1-12 所示为一由 k 个表面组成的光学系统，它将物点 A 成像于 A'。如果 A' 是完善像点，则由 A 到 A' 之间任何光路的光程必须相等，即

$$\begin{aligned}(AA') &= n_1 \cdot AO_1 + n_2 \cdot O_1O_2 + \cdots + n_kO_{k-1}O_k + n_{k+1} \cdot O_kA'_k \\ &= n_1AE_1 + n_2E_1E_2 + \cdots + n_kE_{k-1}E_k + n_{k+1}E_kA' = 常量\end{aligned}$$

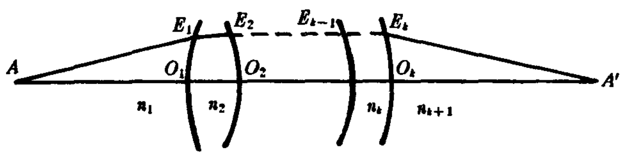
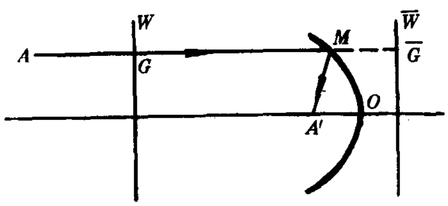


图 1-12

实际上，要实现对某一给定点的等光程成像，只须用单个反射或折射界面就能满足，这种单个界面称为等光程面，举数例如下：

例 1. 有限距离物点 A 反射成像于有限距离的 A' 点，只须一分别以 A 和 A' 为其焦点的椭球面就能达到要求，如图 1-9 所示。

例 2. 无限远物点 A 反射成像于有限距离的 A' 点，只须一以 A' 为焦点的抛物面就能达到要求，如图 1-13 所示。反之，根据光路的可逆性，抛物面镜也可将有限距离物点成像于无穷远处。



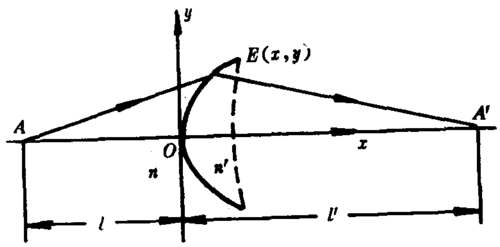


图 1-14

例 3. 有限距离物点 A 折射成像于有限距离的 A' 点，如图 1-14，须满足

$$(AA') = n \cdot AE + n' \cdot EA' = nl + n'l' = 常数$$

设 E 点的坐标为(x,y)，则由上式可写出 E 点的轨迹方程为

$$n'\left[l'-\sqrt{(l'-x)^2+y^2}\right]+n\left[l-\sqrt{(l+x)^2+y^2}\right]=0$$

这是一个四次曲线方程，为卵形线。以此曲线绕 AA' 旋转而成的曲面，称卵形面，就是 A 和 A' 之间的等光程面。若在该曲面后加上一个与 A' 同心的球面，如图中虚线所示，就得到了一个能使 A 成完善像于 A' 点的等光程透镜。

例 4. 上例中，令物或像点之一位于无穷远，等光程条件可化为二次曲线。若令像点 A' 在无穷远，如图 1-15 所示，该二次曲线为

$$n'x+n\left[l-\sqrt{(l+x)^2+y^2}\right]=0$$

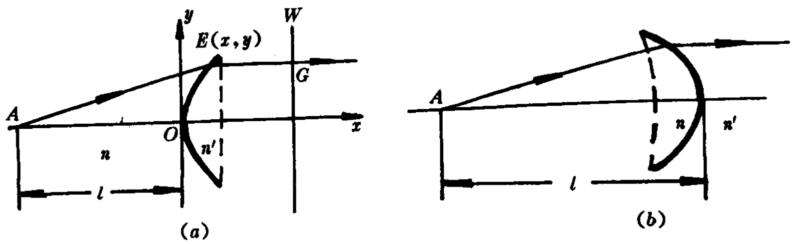


图 1-15

由该二次曲线可见，$n<n'$ 和 $n>n'$ 两种情况下的等光程面分别为双曲面和椭球面。

实际上，上述等光程面由于加工困难，且当它们对有限大小的物体成像时，轴外点并不满足等光程条件而不能对其完善成像，因此很少应用。实际的光学系统大多由容易加工的球面组成，当它们满足一定条件时，能对有限大小的物体等光程成像，这将在以后详加讨论。

习 题

1. 试列举日常生活中所见符合光传播的四个基本定律的现象。

2. 已知光在真空中的传播速度为 3×10^8m/s，求光在折射率为 1.333 的水中和 1.65 的玻璃中的传播速度。

3. 一高度为 1.7m 的人立于离高度为 5m 的路灯（设为点光源）1.5m 处，求其影子长度。

4. 一针孔照相机对一物体于屏上形成一 60mm 高的像。若将屏拉远 50mm，则像的高度为 70mm。试求针孔到屏间的原始距离。

5. 有一光线以 60°的入射角入射于 $n=\sqrt{3}$ 的磨光玻璃球的任一点上，其折射光线继续传播到球表面的另一点上，试求在该点反射和折射的光线间的夹角。

6. 若水面下 20cm 处有一发光点，我们在水面上能看到被该发光点照亮的范围（圆直径）有多大？

7. 入射到折射率为 $n=1.5163$ 的等腰直角棱镜的一束会聚光束（见图 1-3），若要求在斜面上发生全反射，试求光束的最大孔径角 $2U$。

8. 有一光线 $\boldsymbol{A}=\cos60°\boldsymbol{i}+\cos30°\boldsymbol{j}$ 入射于 $n=1$ 和 $n'=1.5$ 的平面分界面上，平面的法线为 $\boldsymbol{N}=\cos30°\boldsymbol{i}+\cos60°\boldsymbol{j}$，求反射光线 $\boldsymbol{A}''$ 和折射光线 $\boldsymbol{A}'$。

第二章　球面和球面系统

§2-1　概念与符号规则

用于光学成像或收集和传递光能的光学系统绝大部分由折射球面(以透镜为基本单元)组成,同时为达到其他有关目的,还常包含有平面和反射球面等光学表面。由于反射面只是折射面在 $n'=-n$ 时的特殊情况,平面是半径为无穷大的球面,故首先讨论球面系统是最具普遍意义的。这里我们首先讨论光线经单个折射球面时的计算方法,有了这个计算方法就可以方便地解决光线经整个球面系统的计算问题。

图 2-1 所示是一条在纸平面上的光线经球面折射的光路。对于单个球面，凡过球心的直线就是其光轴。光轴与球面的交点称为顶点。球面的半径用 r 表示。

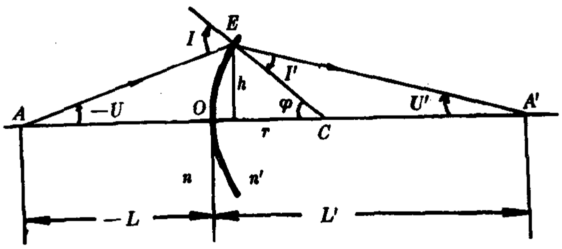


图 2-1

在含轴面内入射于球面的光线,可以用两个量来确定其位置,一是从顶点 O 到光线与光轴交点 A 的距离 L,称为截距;另一是入射光线与光轴的夹角 U,称为倾斜角。这条光线经球面折射仍在含轴面内,其位置相应地用 L' 和 U' 表示。但为了区分,L 和 U 称为物方截距和物方倾斜角;L' 和 U' 称为像方截距和像方倾斜角。为使确定光线位置的参量具有确切的含义,并推导出普遍适用于所有可能的情况的一般公式,必须对这些量以及其它有关量给出某种符号规则。本书采用的符号规则如下:

沿轴线段:如 L, L' 和 r,以界面顶点为原点,如果由原点到光线与光轴的交点和到球心的方向与光线的传播方向相同,其值为正,反之为负。光线的传播方向规定自左向右。

垂轴线段:如 h,在光轴之上者为正,之下者为负。

光线与光轴的夹角 U 和 U':以光轴为始边,从锐角方向转到光线，顺时针转成者为正,逆时针转成者为负。

光线和法线的夹角 I, I' 和 I'':以光线为始边,从锐角方向转到法线，顺时针者为正,逆时针者为负。

表面间隔 d:由前一面的顶点到后一面的顶点(图 2-8),其方向与光线方向相同者为正，反之为负。在纯折射系统中,d 恒为正值。

§ 2-2　轴上物点经单个折射球面成像

下面我们将按照上节规定的符号规则，讨论在给定的球面半径 r 和两边的介质折射率 n、n'时，如何由已知的入射光线坐标 L 和 U 求出折射光线的坐标 L'和 U'。

在图 2-1 中，分别应用正弦定律于△AEC 和△$A'EC$，再根据图中固有关系

$$\varphi=U+I=U'+I'$$

并结合折射定律，可导出

$$\sin I=\frac{L-r}{r}\sin U \tag{2-1}$$

$$\sin I'=\frac{n}{n'}\sin I \tag{2-2}$$

$$U'=U+I-I' \tag{2-3}$$

$$L'=r+r\frac{\sin I'}{\sin U'} \tag{2-4}$$

公式(2-1)～(2-4)就是计算含轴面内光线光路的基本公式。依次应用，可由已知的 L 和 U 求得 L'和 U'。从这些公式可见，尽管由 A 点发出的具有相同 U 角的光线经球面折射后在像方交光轴于同一点 A'，似乎 A'就是物点 A 被折射球面所成的像，但轴上点发出的具有不同 U 角的光线经球面折射后将有不同的 L'值，即不交光轴于同一点，因而像方光束失去同心性，成像是不完善的，如图 2-2 所示。这是成像的像差之一，称球差。

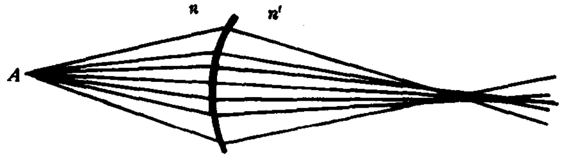


图 2-2

然而，如果由 A 点发出并入射于球面的光线与光轴的夹角很小，其相应的 I、I'和 U'也必很小。这种很靠近光轴的光线称为近轴光线。近轴光线的光路计算公式可从(2-1)～(2-4)式直接以弧度代替角度的正弦获得，其中的有关量用小写字母表示之，则有

$$i=\frac{l-r}{r}u \tag{2-5}$$

$$i'=\frac{n}{n'}i \tag{2-6}$$

$$u'=u+i-i' \tag{2-7}$$

$$l'=r+r\frac{i'}{u'} \tag{2-8}$$

由这组公式可知，不论 u 取何值，l'总为定值。这说明，轴上点发出的很靠近光轴的同心光束经球面折射后仍为同心光束，即轴上点以细光束经单个折射球面所成的像是完善的，像的位置由 l'所决定。这种由近轴光线所成的像称为高斯像。讨论光学系统近轴区成像性质和规律的光学称为高斯光学或近轴光学。

在以上公式中设法消去 i 和 i'，并引用对近轴光线成立的简单关系

$$h=lu=l'u' \tag{2-9}$$

可得

$$n'\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{l'}\right)=n\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{l}\right)=Q \tag{2-10}$$

$$\frac{n'}{l'}-\frac{n}{l}=\frac{n'-n}{r} \tag{2-11}$$