光学仪器理論

第一卷

A. И. 杜德罗夫斯基

科学出版社

光学仪器理論

第 一 卷

А. И. 杜德羅夫斯基 著
王之江 王乃弘 袁幼心 譯

科 學 出 版 社

1 9 5 8

А. И. ТУДОРОВСКИЙ

ТЕОРИЯ ОПТИЧЕСКИХ ПРИБОРОВ

I

ОБЩАЯ ЧАСТЬ

2-е издание, переработанное и дополненное

1 9 4 8

內 容 提 要

本書是蘇聯科學院通訊院士 А. И. Тудоровский 所著光學儀器理論第一卷，闡明幾何光學的普遍理論（第二卷討論具體的儀器以及光學設計方法）。本書中論述了幾何光學各基本原理間相互關係，對於用微分幾何方法討論光束以及用矢量方法討論平面反射和折射提供了很成功的範例。本書對於理論光學系統的性質——共綫成像作了詳細討論，對於實際光學系統的問題特別仔細研討了餘弦定理。關於同軸球面光學系統的三級像差理論，討論的完整是前所未有的。書中詳細地介紹了程函（Eikonal）理論，以程函方法再導出高斯光學以及三級像差的基本關係，表明從 Malus 原理出發來建立幾何光學理論更有系統更有成效。為完整了解光學儀器，本書對光度學和色度學和成像的繞射理論都作了全面簡要的介紹。在書末附有所涉及的俄文及西文文獻索引。從本書不但能得到光學儀器普遍理論的基礎知識，而且可以得到深入研究的門徑。

光學儀器理論　第一卷

原著者　[蘇] А. И. 杜德羅夫斯基

翻譯者　王之江　王乃弘　龔幼心

出版者　科學出版社
北京朝陽門大街117號
北京市書刊出版業營業許可證出字第061號

印刷者　中國科學院印刷廠

總經售　新華書店

1958年7月第一版　　書號：1272
1958年7月第一次印刷　　字數：634,000
(京) 精：1—943　　開本：787×1092 1/16
道：1—465　　印張：35 1/4　插頁：3

定價：(10) 報紙本 6.00 元
道林本 8.80 元

第二版序言

在準備第二版時，曾把本書加以修訂，部分重寫並作了較多的補充．由於內容增加，所以必須把本書分爲二卷出版．

新版的第一卷是總論部分，相當於第一版的總論部分，並作了很多補充，其中最重要的列舉如下：

將光線的學說與關於法線彙和曲面法截線等的微分幾何學定義及理論放在一起論述；闡明了波面與焦面形狀間的關聯．

討論了光在不均勻媒質中的傳播問題．在討論光學成像的一般性質時，特別地注意了餘弦定理及等暈條件．

三級像差的理論得到了很大的發展．本書敍述了在像面上及出射光瞳面上的賽特係數間的關係，以及物體位置及入射光瞳的位置與這些係數的關係；對後一個關係做了詳細討論．

對於色差係數同樣地建立了這樣的關係並做了討論．

補充了討論程函的一章，在該章中研討了四級的坐標程函、什瓦爾茨希耳德程函及角度程函的基本性質；闡明了這些程函係數的意義；用程函理論導出了賽特公式及前面述及的這些係數間的關係．

物理性質方面的補充最多的是：色度學基本概念的敍述，這是爲使在應用光學領域內的工作者易於找到色度學文獻的門徑．在成像的繞射理論一章內企圖以 Д. С. Рождественский 院士的觀點闡明這方面的問題．

本書附有爲數不多的俄文及西文文獻索引，其中主要是幾何光學的著作，以及將本書中某些討論得不够的個別特殊問題加以更完滿敍述的論文．

全部補充的目的在於使讀者能在理論上作深入研究並熟悉本門的文獻；本書所講的基本材料之內容和性質沒有變更．

А. И. Тудоровский

目　　錄

第二版序言

第一章　幾何光學的基本定律

第二章　光能；光度學和色度學的基本概念

第八章 理想光學系統理論

第九章 光學系統中光束的限制

第十章 實際光學系統所成的像和像差

第十一章 三級像差理論

第十二章 光學系統的色像差

第十三章　程　函

第十四章　成像的繞射理論

第　一　章

幾何光學的基本定律

§1.　光學儀器理論與幾何光學

光學儀器理論是應用物理學的一個部門，其推導和構成主要依據於幾何光學． 在光學儀器理論的總論部分中，研討光學系統中成像的條件並對這些系統確立一般的原理；而在專門部分中則研討一些光學儀器的光學系統，並將幾何光學中的一般原理應用到各種光學系統的設計中去．

幾何光學中底諸概念是當我們研究光現象時，在實驗材料的基礎上所作出的抽象；幾何光學諸原理具有純粹數學的特性，這些原理的導出和幾何定理的導出相似，是基於為數不多的、極簡單的、為實驗所確立的基本定律，再用嚴格的演繹法導出的；光的物理性質如輻射能通量在這裏完全不考慮． 幾何光學諸原理具有一級近似的意義，在多數情況下與所觀察的現象很相符合；從實用觀點來說，這點尤其重要，因為用考慮到繞射和干涉現象的物理光學方法，來精確地研究光學儀器中發生的現象時，在許多情況下會複雜得難以解決實際問題．

運用幾何光學的原理已完滿地解決了應用光學中問題的很大一部分，雖然，在某些情況中只有以物理光學中光的波動觀點來研討問題，才能正確解決光學儀器理論的問題．

為了完整地研討光學系統的作用，就必須注意到由光線帶進系統的能量，此時，光學儀器理論亦已超出幾何光學原理的範圍．

§2.　發光點和光線

幾何光學的基本概念之一——關於發光點的概念——是和物理光學中對這術語的理解不同的．從物理的觀點來說，發光點是一輻射體，其大小與其輻射能所作用的距離相比，可忽略不計；例如，對地球上的觀察者來說，體積超過太陽系的恆星仍然是發光點． 在幾何光學中，把這樣微小的輻射光源視作幾何的點，既無大小亦無體積；因為這樣的點是輻射能源，故必儲存一定的能量，因此此點的能量密度為無限大；這假定與有關能量的全部物理概念相抵觸．

若在圍繞光源周圍的空間置兩個小光闌(具有圓孔的板)(圖 1). 顯然,相繼貫穿兩小孔光闌的光能都不會越出直紋曲面的範圍,該直紋曲面是由小孔的邊界線 $M_1 N_1$ 和 $M_2 N_2$ 所確定的. 此直紋曲面所限圍的空間部分稱爲光管;若此管的橫截面比它的長度小得很多,則稱此管爲物理光線. 在幾何光學中稱此光管的軸 $O_1 O_2$ 爲光線,即把幾何的線——一個尺度的伸長了解爲光線;若認爲沿這樣的光線傳播輻射能,則此能量的體密度爲無限大;顯然幾何光學的光線是不可能實際存在的.

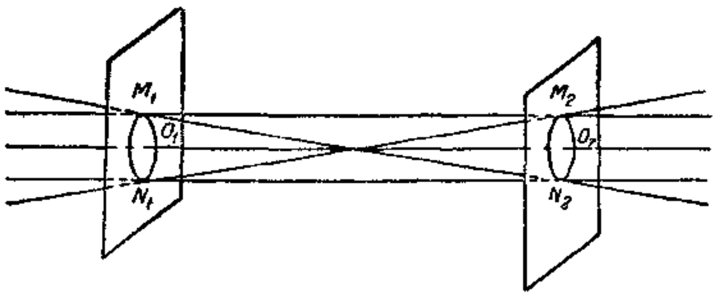

圖 1

光從某中心(點)向四周傳播的現象,從物理光學的觀點來看,是振動在周圍空間的傳播;振動的方向垂直於光的傳播方向. 在某一定時刻,中心點的振動所到達的點的軌跡(或者說,具有同一振動位相的點所形成的曲面)稱爲波面;輻射能在空間傳播的方向是波面上每個點的法線方向. 這樣,在物理光學中的波面法線相當於幾何光學中的光線;用以確立曲面和其法線以及法截線性質的微分幾何原理,也同時確立了波面和幾何光學中光線的相應性質.

§ 3. 曲面的法線;曲面的法截線及其曲率

在笛卡兒坐標系中,曲面方程式一般可寫作:

$$f(x, y, z) = 0. \tag{3.1}$$

f 是三個坐標的函數.

在曲面上坐標爲 x, y, z 的一點作法線,法線的方向餘弦用 λ, μ 及 ν 表示;若 dx, dy 及 dz 爲曲面上該點的曲線弧元的投影,則

$$\lambda\,dx + \mu\,dy + \nu\,dz = 0.$$

由方程式 (3.1) 微分得出:

$$\frac{\partial f}{\partial x}dx + \frac{\partial f}{\partial y}dy + \frac{\partial f}{\partial z}dz = 0.$$

上列二方程式僅於下列情況下才能同時成立，卽：

$$\frac{\lambda}{\frac{\partial f}{\partial x}}=\frac{\mu}{\frac{\partial f}{\partial y}}=\frac{\nu}{\frac{\partial f}{\partial z}}; \tag{3.2}$$

再注意到

$$\lambda^2+\mu^2+\nu^2=1,$$

卽得到所求的餘弦 λ, μ 及 ν.

爲簡化公式，可假定自方程式 (3.1) 中解出 z, 卽：

$$z=\varphi(x, y). \tag{3.3}$$

於是在方程式 (3.1) 中

$$f(x, y, z)=\varphi(x, y)-z=0.$$

引用符號：

$$p=\frac{\partial z}{\partial x}; \qquad q=\frac{\partial z}{\partial y}, \tag{3.4}$$

則方程式 (3.2) 可改寫爲：

$$\frac{\lambda}{p}=\frac{\mu}{q}=\frac{\nu}{-1}.$$

由此得：

$$\lambda=\frac{-p}{\sqrt{p^2+q^2+1}}; \quad \mu=\frac{-q}{\sqrt{p^2+q^2+1}}; \quad \nu=\frac{1}{\sqrt{p^2+q^2+1}}. \tag{3.5}$$

其中把與 z 軸成銳角的法線方向作爲正向，並以正號加在上面表示式分母中的平方根上。

通過曲面法線的任何平面都稱爲法平面；此平面與曲面的交線稱爲該點上曲面的法截線. 此法截線的切線方向餘弦以字母 α, β, γ 表示. 此外，補充 (3.4) 的符號而引用新符號：

$$\left.\begin{aligned} r&=\frac{\partial p}{\partial x}=\frac{\partial^2 z}{\partial x^2};\\ s&=\frac{\partial p}{\partial y}=\frac{\partial q}{\partial x}=\frac{\partial^2 z}{\partial x\,\partial y};\\ t&=\frac{\partial q}{\partial y}=\frac{\partial^2 z}{\partial y^2}.\end{aligned}\right\} \tag{3.6}$$

於是，在坐標爲 x, y, z 的點上曲面的法截線曲率半徑 R 由下式決定：

$$R=\frac{\sqrt{p^2+q^2+1}}{r\alpha^2+2s\alpha\beta+t\beta^2}; \tag{3.7}$$

依根值的條件，分子取正值。

若分母爲正，則 $R>0$，即曲線凹向 z 軸的方向。

公式(3.7)的導出及詳細情形，可參考微積分或微分幾何的教科書，如 К. А. Поссе, С. П. Фиников.

爲簡化公式且不影響討論的普遍性，可取該點的法線爲 z 軸；此時坐標面 OXY 與曲面相切. 當這樣選軸時：

$$\lambda=0,\quad \mu=0,\quad \nu=1;$$

此外：

$$\left.\begin{aligned} p=0,\quad q=0,\quad \sqrt{p^2+q^2+1}=+1;\\ \alpha^2+\beta^2=1;\quad \gamma=0. \end{aligned}\right\} \tag{3.8}$$

坐標軸原點上的法截線的切線與 x 軸的夾角用 ψ 表示，則

$$\alpha^2=\cos^2\psi \qquad 及 \qquad \beta^2=\sin^2\psi.$$

於是在坐標軸原點的法截線曲率 $\frac{1}{R}$ 成爲：

$$\frac{1}{R}=r\cos^2\psi+2s\sin\psi\cos\psi+t\sin^2\psi. \tag{3.9}$$

法平面繞法線轉動時，法截線的曲率隨之發生變化；當 ψ 角爲下面方程式所定的 ψ_0 值時，曲率爲極值：

$$\tan 2\psi_0=\frac{2s}{r-t}. \tag{3.10}$$

除當 $s=0$，且同時 $r=t$ 的情形，總可以在零到 π 之間找出二個 ψ_0 值；由此二值所定的二個截線互相垂直，稱爲主截線. 此二截線的曲率半徑具有極大值和極小值，並稱爲主曲率半徑.

若 $s=0$ 且 $r=t$，則公式 (3.10) 右端成爲不定式，但由公式 (3.9) 可得：

$$R=\frac{1}{r}=\frac{1}{t},$$

卽對所有的 ψ 值，亦卽該點的所有法截線，具有相同的曲率半徑. 這樣的點稱爲圓點；迴轉橢圓體在其轉動軸的端有二個圓點.

若取主截面爲坐標面 OXZ 及 OYZ，則 (3.10) 中的分子爲零，卽

$$s=0, \tag{3.11}$$

且公式 (3.9) 簡化爲：

$$\frac{1}{R}=r\cos^2\psi+t\sin^2\psi. \tag{3.12}$$

顯然，當這樣選擇坐標面時，主曲率半徑 R_1 和 R_2 具有下列的值：

$$R_1=\frac{1}{r} \quad 及 \quad R_2=\frac{1}{t}. \tag{3.13}$$

公式 (3.9) 可改寫爲：

$$\frac{1}{R}=\frac{\cos^2\psi}{R_1}+\frac{\sin^2\psi}{R_2}; \tag{3.14}$$

這就是歐拉公式.

有下列三種可能的情況：

a) 二導數 r 和 t 在原點符號相同，則主半徑和主曲率亦具有相同的符號. 若平行於被考察點上的切平面且無限接近此切平面作一平面，與曲面相截，其截線爲無限小的橢圓. 這種點稱爲橢圓點.

б) 導數 r 和 t 異號；兩主截線凹向不同的方向. 與被考察點上的切面無限接近並位於此切面兩邊的兩平面與曲面相交爲無限小的共軛雙曲線. 在被考察點附近的曲面形式如鞍子；這種點稱爲雙曲線點.

в) 主半徑之一爲無限大；無限接近切平面的平面與曲面交線爲二平行的直線；這種點稱爲拋物線點.

§4. 無限細的法線束的性質；共心光束和像散光束

與前節一樣，取笛卡兒坐標軸，以被考察點爲原點，以該點法線爲 z 軸，以主截面爲坐標面 OXZ 和 OYZ. 如圖 2 中，MN 爲曲面元，OZ 爲 O 點的法線；ZOX 爲第一主截面，ZOY 爲第二主截面. 下面求在曲面上無限接近原點，坐標爲 $\delta x, \delta y$ 及 δz 的 D 點上，法線 DE 的方程式.

由 (3.5) 可知，此法線的方向餘弦與 p_1, q_1 及 -1 成正比，在僅取一級無限小時，用馬克勞林級數求得其值爲：

$$\left.\begin{aligned} p_1&=p+\frac{\partial p}{\partial x}\delta x+\frac{\partial p}{\partial y}\delta y=r\delta x,\\ q_1&=q+\frac{\partial q}{\partial x}\delta x+\frac{\partial q}{\partial y}\delta y=t\delta y, \end{aligned}\right\} \tag{4.1}$$