

干涉仪

A. H. 查哈里也夫斯基 著

科学出版社

342

1093

社

干涉儀

A. H. 查哈里也夫斯基 著

謝 勤 顧去吾 馮家璋 譯

呂 大 元 校

科 學 出 版 社

1957

[蘇] A. H. Захарьевский
ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ

ОБОРОНГИЗ

1952

內 容 簡 介

本書系統而深入地闡述了干涉儀的一般理論，扼要地敘述了各類干涉儀的結構和應用，更從衍射觀點精闢地論述了干涉儀的特性。對於從事光學儀器工作的研究人員和工程師們以及大學物理系尤其是光學專業和光學儀器專業的教師和學生來說，這是一本很有用的參考書。

2P90/28

干 涉 儀

原著者	A. H. 查 哈 里 也 夫 斯 基
翻譯者	謝 勤 顧 去 吾 馮 家 璋
校訂者	呂 大 元
出版者	科 学 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 国 科 学 院 印 刷 厂
總經售	新 華 書 店

1957年12月第一版
1960年11月第三次印刷
(京) 1,591—3,590

書號：0983 印張：10 5/16
開本：850×1168 1/32
字數：256,000

定價：(10) 1.90 元

著 者 序

干涉方法和干涉儀有各種各樣的用途。在物理學中，干涉儀可用作高分辨本領的光譜儀器；天文學家們利用干涉儀來測定星球的直徑；光波的長度是干涉度量學上比較一切技術上用的長度規的標準；如果沒有檢驗光學儀器和零件的干涉法，光學器械的生產就不能進行；干涉折光計在干涉儀器中是佔很大數目的，研究各種光學性質不均勻的物質的儀器，例如研究風洞中試驗飛機模型時所產生的空氣渦流的儀器就屬於干涉折光計之類；在光學儀器的零件的表面上塗上薄膜用以增加或減少反射係數的方法是干涉現象的重要的實際應用。

干涉儀的廣泛應用的表現是：好些儀器，例如干涉顯微鏡，目前已在整批的生產了。

在偉大的十月社會主義革命前，在我國，干涉儀主要用於物理的實驗工作中，但在今天蘇聯，干涉方法的研究和改進與光學工業和機械製造工業並駕發展了。國立光學研究所的創始人 Д. С. 羅日捷斯特文斯基院士對干涉儀極為重視，且親自研究了其理論和設計工作。С. И. 瓦維洛夫院士也留意光之干涉和涉及干涉儀的純技術問題。

還在光學玻璃生產機構成立之初就已有兩種優良的干涉裝置——А. А. 列別捷夫的偏光干涉儀^[35]和 И. В. 阿勃列葉莫夫的折射率微小差值的測量方法^[49]。В. И. 林尼克設計了許多機械工業和光學機械工業用的干涉儀，其中的干涉顯微鏡能夠檢驗表面的光潔度。

但有關干涉儀的技術資料極為稀少且都是些只涉及個別問題的文章，顯然，這是因為這類光學儀器還是很新穎的緣故。М. Ф.

羅曼諾娃的著作則是例外^[60]，在其中列舉了許多有價值的材料。在物理學教本中，如它應當是的那樣，我們只可看到光干涉現象的一些說明，關於干涉儀的結構是說得很少的。在一般光學儀器理論的書中也不論及干涉儀。填補這個空白，寫一本對於使用干涉儀的人們及製造干涉儀的設計師們和工程師們都有益的書，是作者的願望。至於這個願望實現了多少，留待讀者評判。

本書第一章包括干涉儀的一般知識。但為了不使理論與實際完全脫離且為使材料易於理解，在這裏也加述了干涉的最簡單的應用實例，例如，寫了測量曲率半徑的方法和檢驗平行平板的方法等等。在以後各章中則將干涉方法及儀器按其用途分別敘述。

在本書的附篇中，以光的衍射來說明干涉儀的性能。可惜這些見解未經數學理論的充分證明。但這些數學理論是這樣的複雜以致要加以敘明就會破壞了本書的風格，此外，深入研究這個問題只有純理論上的意義而沒有實用上的價值。

本書中沒有包括物理光學和光學儀器理論方面的材料。因此，讀者須先參閱 Г. С. 蘭德斯堡^[34]、P. B. 波爾^[56]及 P. B. 伍德^[19]等人的著作以熟悉光波干涉的物理學基礎。關於光學儀器理論的必要知識可查 A. И. 杜多羅夫斯基的著作^[67]。在“軍用光學”^[53]中也可找到很多的實用光學上有益的材料。關於光波干涉的各種實用例子可參閱 A. A. 邁克耳孫的著作^{[43]、[44]}。如要詳細地研究干涉儀則須參閱上述 M. Ф. 羅曼諾娃的著作。

本書作者衷心地感謝國立瓦維洛夫光學研究所的領導人，本書得以問世受到他們的幫助不少。A. A. 列別捷夫院士非常熱心，親自校閱了初次手稿而且指出了不少的大大小小的錯誤。Д. Ю. 加爾培恩給予經常的幫助，提供了可貴的意見。光學研究所的許多同仁對本書所闡述的原理也參加了討論。對所有這些人們，為了他們適時而友愛的批評，作者僅在此致以深切的謝意。

A. H. 查哈里也夫斯基

目 錄

著者序.....	(i)
第一章 關於干涉儀的一般知識.....	(1)
§1 光波. 基本定義.....	(1)
§2 振動的合成.....	(14)
§3 菲涅耳的雙鏡實驗.....	(19)
§4 菲涅耳型的其他體系圖.....	(40)
§5 干涉儀的一般理論概要.....	(47)
§6 平板的干涉.....	(79)
§7 根據牛頓環測量曲率半徑.....	(106)
§8 依據等傾度圓環檢驗平行平面板.....	(113)
§9 平板上多次反射的干涉現象.....	(119)
§10 數塊平板上的干涉.....	(128)
§11 楊氏實驗. 雙縫衍射.....	(135)
§12 雷萊干涉儀. 補償器. 較量端規的體系圖.....	(143)
§13 邁克耳孫干涉儀.....	(150)
§14 當干涉儀的一支光系中有多餘的玻璃層時在白光中 的干涉.....	(155)
§15 干涉儀的光源.....	(165)
第二章 光學技術實驗室中所採用的干涉儀和干涉方法...	(169)
§16 玻璃驗規用法. 玻璃角規.....	(171)
§17 檢驗望遠鏡系統的干涉儀.....	(178)
§18 檢驗物鏡的干涉儀.....	(184)
§19 光學實驗室所用的各種方法.....	(196)
第三章 測量長度的方法和儀器.....	(199)

§20	較量平行平面端規的方法	(201)
§21	干涉比較儀	(204)
§22	測量長度的干涉法的各種應用	(212)
第四章	機器製造工業上檢驗表面光潔度的干涉儀	(217)
§23	B. II. 林尼克的顯微干涉儀	(220)
§24	B. II. 林尼克微觀輪廓儀	(231)
第五章	折射計量的干涉方法	(235)
§25	A. A. 列別捷夫的偏光干涉儀	(242)
§26	測量折射率微小差值的 И. B. 阿勃列葉莫夫法	(243)
§27	測量平板折射率的方法	(253)
§28	研究空氣渦流用的干涉儀	(259)
第六章	干涉的各種應用	(262)
第七章	干涉儀一般理論的補充	(272)
§29	目前干涉儀理論的概況	(273)
§30	干涉場的特徵	(276)
§31	干涉儀理論中所必須引用的一些物理光學及應用光學的觀念	(277)
§32	干涉體系圖	(282)
§33	一個發光點產生的兩個元衍射光斑的干涉	(287)
§34	在寬廣照明的干涉場中干涉條紋的形成	(294)
§35	一個發光點產生的衍射光斑中的光流及干涉條紋. 第一種情況	(297)
§36	一個發光點產生的衍射光斑中的光流及干涉條紋. 第二種情況	(309)
§37	在寬廣照明的干涉場中干涉條紋的形成	(314)
文 獻		(319)

第一章

關於干涉儀的一般知識

§1. 光波. 基本定義

1. 自一個光源發出、經過不等長度的路程之兩束或多束光疊合時所觀測到的現象在光學上稱為干涉現象。在這些光束的共同作用下，根據它們所經路程長度的差異程度，可得到光的相互加強或相互減弱。

對這些現象作解釋便導致這個結論：光具有波的性質。關於波動的詳細說明可參閱物理課本，下面所述僅是最主要的原理，主要是涉及波現象的數學上的描述。

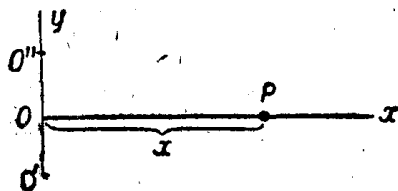
如衆所知，有一系列的物理現象可歸入波動過程。如力學上所研究的機械振動的傳播的各種情形：有一維的（如弦），有二維的（如皮膜、液體的自由表面），有三維的（如氣體、液體、固體等）等都是例證。除了與物質質點的運動相聯系的機械性的波動過程外，還有一種性質完全不同的波動過程。例如，以波的形式傳播的電磁場的振動就是這樣的例子。電磁波具有許多光所固有的本性。光的本質和這些波的本質是一樣的。

儘管各種波動過程的物理本質有所不同，它們都具有若干共同的本性，這些本性決定了它們波動的特徵。爲了闡明在干涉儀中觀察到的光之干涉現象及爲了解這些儀器的構造，知道波動過程的一般本性就夠了；不必把光認為是具有電磁性的特殊現象而去研究其由此而具有的其他性質；更不必研究光的量子本性所引起的諸性質。

2. 現在考察在一維空間上波進行的情形。令 OX (第1圖) 爲拉緊的彈性細絲。當強迫端點 O 在與細絲垂直的方向 $O'O''$ ($\overline{O'O''} = 2\overline{OO'}$) 上振動時，我們就使此端有了位移。此位移將是時間的某函數：

$$y_0 = f(t). \quad (1)$$

3. 實驗指出，給予 O 點的振動將以某速度 v 沿細絲傳播，其原因



第1圖 一維空間的波動過程的形成

是細絲之各質點間有聯系。一個質點的位移將引起相鄰質點的位移，後一質點的位移又依次引起離始點較遠的質點的位移，依此繼續下去。這樣一來，給予 O 點的振動將在其他所有質點間重

複着，但在時間上稍爲落後。離始點愈遠落後愈大。此種沿細絲傳送的振動就是波。速度 v 就是波速。此波速與細絲的材料、粗細及其張力有關，而與表示綫端運動的函數 $f(t)$ 的特性無關。距離始點 O 爲 x 的 P 點重複着 O 點的運動時，其落後爲 $\tau = \frac{x}{v}$ 。因此，在 t 瞬間 P 點的位移將與 O 點在 $t - \tau$ 瞬間的位移相同。故 P 點的運動方程式可由下式表之：

$$y = f(t - \tau) = f\left(t - \frac{x}{v}\right). \quad (2)$$

此普遍式表示在 OX 軸方向上以速度 v 傳播之波的運動的本性。該式決定在任意 t 瞬間細絲上任意點的位移。此式的特點是自變數 x 及 t 的組合形式爲 $\left(t - \frac{x}{v}\right)$ 。

4. 作爲最簡單的例子，我們通常研究始點 O 以週期 T 作和諧振動的情形，即

$$y_0 = A \sin \frac{2\pi}{T} t,$$

此處 A 爲振幅，即振動點離開平衡位置的最大距離。

姑不論此簡化情況到底與實際情況符合到何種程度，使我們感到興趣的干涉現象都能從以下簡式推演出來。

沿 OX 軸方向傳播的波動可以下式表之：

$$y = A \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v} \right). \quad (3)$$

細絲上各點也以相同的週期 T 及振幅 A 作和諧的振動。

5. 在正弦 $\sin$ 後之表示式稱爲振動的位相。在 t 瞬間，始點 O 的振動位相等於

$$\varphi_0 = 2\pi \frac{t}{T}, \quad (4)$$

但在同一瞬間， P 點的振動位相則爲

$$\varphi = \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v} \right). \quad (4')$$

6. 在同一瞬間，這兩點的振動位相差等於

$$\psi = \varphi_0 - \varphi = 2\pi \frac{x}{vT}. \quad (5)$$

就橫坐標爲 x_1 及 x_2 而其間距離爲 $x_2 - x_1 = \delta$ 之兩點 P_1 及 P_2 而論，位相差通常等於

$$\psi = \varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi \frac{x_2 - x_1}{vT} = 2\pi \frac{\delta}{vT}, \quad (6)$$

δ 值稱爲程差。

7. 如位相差等於 2π 的整數倍，即比值 $\frac{\delta}{vT}$ 等於整數，則從(3)式極易導出： P_1 及 P_2 點的位移 y_1 及 y_2 在任何時刻都是相同的，也就是說 P_1 及 P_2 點的運動在位相上是重合的。波在一個週期 T 時間內所走過的距離 vT 稱爲波長，以 λ 表之：

$$\lambda = vT. \quad (7)$$

因此，表示兩點的位相差的(6)式可寫成下列形式：

$$\psi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda}. \quad (8)$$

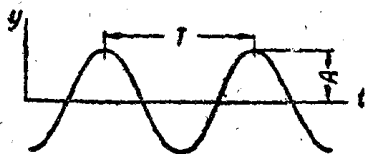
如 P_1 及 P_2 兩點在每一瞬刻的位移 y_1 及 y_2 的絕對值相等而符號相反，則可以說，此兩點的位相相反。在此情形下， P_1 及 P_2 兩點間的距離等於半波的奇數倍，而位相差則等於 π 的奇數倍。

將(7)式的波長 λ 引入(3)式可得下列等式：

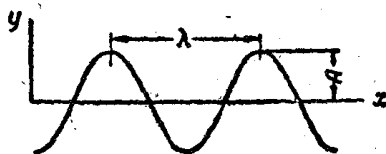
$$y = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right). \quad (9)$$

x 為某一定值時，此式表示一定點 P 的振動，並且可用週期為 T 的正弦曲綫表示之(第2圖)。

時間 t 固定時，(9)式表示 y 為 x 的函數並決定在此瞬間細絲振動的形狀。沿橫軸標出 x 及 y 值，在圖上可得到正弦曲綫，它的週期在此情況下是波長 λ (第3圖)。



第 2 圖 一點之振動情況



第 3 圖 全綫之振動情況

8. 位相的常數值由下式決定：

$$\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) = \text{常值}, \text{ 或 } (vt - x) = \text{常值}. \quad (10)$$

經 Δt 時間後，此位相常數傳到距離 Δx 處， Δt 和 Δx 具有下列關係

$$v\Delta t - \Delta x = 0,$$

此式是藉微分方法由(10)式獲得的。比值

$$\frac{\Delta x}{\Delta t} = v$$

指出，位相的常數以速度 v 沿細絲移動。所以速度 v 也稱為波的位相速度。

在上述例子中，細絲上各點的振動皆垂直於傳播方向，這就是具有橫振動的波動的例子。但是，已在前面指出的兩個週期函數——對於時間說的週期（週期為 T ）和對空間說的週期（週期為 λ ）——也可以表示另一類波。例如，函數 y 可以是聲管內空氣層的位移。在此情況下，振動方向與波的傳播方向一致（縱振動）。此時，函數 y 不僅可以表示空氣質點的位移，且可表示另外的量，例如空氣的密度。

假如施交流電壓於導線的一端，則將有一變動的電勢值沿導線傳送。在導線上任一點的電勢在時間上的變化或者在某一定時間內電勢沿導線的分佈都可以由前述的函數來表示。這樣的函數也可以表示在導線上電流強度的變化。最後，在電磁波場合下，電力或磁力之向量同樣可用兩個週期的函數來表示。沿着光線傳播的光的振動也可用(3)式或(9)式的函數來表示。

9. 除了考究波動過程的運動學上的特性外，還應從動力學方面來考究它們。在某點 P 的左右（參看第 1 圖），從細絲分割出很短的細絲單元，以 m 表示該單元的質量。細絲單元在平衡位置附近所作的振動由下式表之：

$$y = A \sin \pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) = A \sin \left(2\pi \frac{t}{T} - \psi \right).$$

ψ 值不隨 t 變，且對某一定點 P 來說，它是常數。該單元在 t 瞬間的運動速度等於

$$\frac{dy}{dt} = \frac{2\pi}{T} A \cos \left(\frac{2\pi}{T} t - \psi \right), \quad (11)$$

而加速度則等於

$$\frac{d^2y}{dt^2} = -\frac{4\pi^2}{T^2} A \sin \left(\frac{2\pi}{T} t - \psi \right) = -4 \frac{\pi^2}{T^2} y. \quad (12)$$

以字母 ω 表示 $\frac{2\pi}{T}$ 之值，此即為在 2π 秒內細絲上一點所作的振動次數，或稱為振動週頻率。作用於細絲單元及強迫它作和諧

振動的力等於

$$f = m \frac{d^2 y}{dt^2} = -m\omega^2 y. \quad (13)$$

此力與位移量 y 的方向相反而大小與 y 成比例。這種力稱為準彈性力。

振動的能量係由動能 $\frac{1}{2} m \left(\frac{dy}{dt} \right)^2$ 及位能所組成，後者等於克服準彈性力 f 而將此細絲單元引離平衡位置並使移動 y 時所作的功。總能 u 在整個振動期間是固定不變的。當細絲單元 P 經過平衡位置的瞬間，位能等於零，而總能 u 則等於動能。在此瞬間 $y = 0$ ，因而振動的位相 $\left(\frac{2\pi}{T} t - \psi \right)$ 等於 π 的整數倍；在該瞬間 $\cos \left(\frac{2\pi}{T} t - \psi \right) = \pm 1$ ，而速度 $\frac{dy}{dt} = \pm \omega A$ 。所以總能等於

$$u = \frac{1}{2} m \omega^2 A^2. \quad (14)$$

由此可知，振動的能量正比於振幅的平方。波動過程乃是能的傳送。強迫細絲末端振動時，我們就傳能量給細絲的末端單元，這個單元又傳遞能量到其相鄰的單元；依此繼續下去。波的傳播伴有能的連續傳遞或能的流通。

任何他種波動過程也有同樣的運動學¹⁾上的關係，而傳送的能量亦正比於振幅的平方。在電磁的或光的振動場合，能量正比於電磁場的電力或磁力振動的振幅的平方。

10. 到此時為止，已研究過一維空間的波動過程。波在空間的傳播在光學上具有巨大的意義。上述的波動過程的性質不難引用於此場合。設想在均勻(各向同性)的介質內，有某點 O 引起擾動，即 O 點離其平衡位置而移動，此擾動即離開 O 點向各方向以同一速度 v 傳播。此擾動在某時刻 t 所到達的各點的幾何位置是一個

1) 此或為動力學之誤——譯者。

球面，稱為波前。球的半徑為 vt 。如果始點 O 作和諧振動，則在週圍的空間可以設想有許多球面，每一球面都是位相相同的諸點的幾何位置。此種等位相面稱為波面。波面是離開振源以速度 v 向四面八方擴散的球面。波面上任何面元移動的方向與波源到該面元的向徑重合，或換句話說，與波前的法綫方向重合。波面單元的法綫方向在光學上稱為光綫。波面的曲率隨遠離波源的程度而減小。離振源為無窮遠處的波面成為平面。沿某一定方向之振動，由與(3)及(9)式相似的公式來決定：

$$y = A \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{r}{v} \right) = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda} \right), \quad (15)$$

此處 t ——時間； r ——距波源 O 的距離。當半徑之差為波長的 k 倍 (k 為整數)，即 $\delta = r_2 - r_1 = k\lambda$ 時，兩波面所對應的位相差為 2π 的整數倍，即

$$\begin{aligned} \psi &= \varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r_1}{\lambda} \right) - 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r_2}{\lambda} \right) = \\ &= 2\pi \frac{r_2 - r_1}{\lambda} = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} = 2k\pi. \end{aligned}$$

在球面波的情況，(15)式中的振幅 A 不是常數而是隨半徑 r 而變的，其間之關係可從能量的關係中得之。振源在一個週期內放出的能量 u 經過若干時間後，將被包含在半徑為 r 及 $r' = r + \lambda$ 的兩層波面 S 及 S' 中。此能量分佈於隨波的擴散而不斷地增大的體積中。若波面的半徑和波長相比有足夠的大時，則包含在兩層球面波 S 及 S' 內之體積等於

$$V = \frac{4}{3} \pi (r + \lambda)^3 - \frac{4}{3} \pi r^3 \approx 4\pi r^2 \lambda.$$

令被考究的體積中的振動的振幅為 A 。已知振動的能量正比於振幅的平方，故包含在體積 V 內的能量等於

$$u = CVA^2 = C \cdot 4\pi r^2 \lambda A^2,$$

此處 C 為比例常數。此能量不應由半徑 r 決定，因為它等於波源

在一個週期 T 內所放射出的能量。因此乘積 $A^2 r^2$ ，亦即 $A r$ ，對於一定的振源來說是一常數，用 a 表示。因此，距離振源為 r 處的振幅 A 與距離成反比：

$$A = \frac{a}{r}.$$

對球面波而言，(15)式採取以下形式：

$$y = \frac{a}{r} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda} \right). \quad (16)$$

11. 光波通過一系列不同的介質或在不均勻的介質中傳播是在光學上具有重大意義的普遍情況。在不同介質內光的速度是不同的。在不同介質內光速度之比與介質的折射率之比成反比。如兩介質的折射率以 n' 及 n'' 表示，而光波傳播的速度以 v' 及 v'' 表示，則得

$$\frac{v'}{v''} = \frac{n''}{n'}.$$

假設真空的折射率為 1，且以 c 表示真空中光的速度，則上式給出

$$v = \frac{c}{n}; \quad (17)$$

此處 v ——在介質內光的速度；而 n ——相對於真空的折射率或所謂絕對折射率。

假設振動週期不因波由一介質傳到另一介質起變化。這個假設與實際很可能是相符合的。的確，如果考察相鄰的兩粒子，其中之一位於一介質內，另一位於另一介質內，不可能設想，在光波經過時，兩粒子振動的週期會各不相同。許多實驗和理論的研究都證實了這個推論。因此由(7)式必然得出的結論是：當波經過一介質到另一介質時波長與光速以相同之比例變化，即

$$\frac{\lambda'}{\lambda''} = \frac{v'}{v''}.$$

若用 λ 表示真空中的波長，則在絕對折射率為 n 的介質中，波長將等於

$$\lambda' = \frac{\lambda}{n}. \quad (18)$$

在技術光學中，折射率通常規定對空氣而言，而不是對真空而言。只有在極少數情況下才需要留意到空氣的折射率隨壓力、濕度、溫度及別的因素所起的變化。因此，今後如不特別說明，字母 n 即表示介質對空氣的折射率；字母 λ 表示空氣中的波長； λ' 表示介質中的波長。

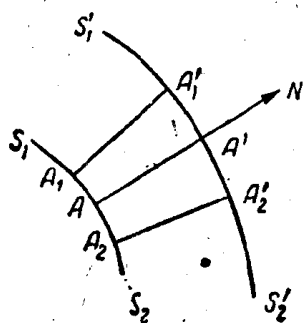
12. 在折射率為 n 的介質中傳播的振動之位相以下式表示之：

$$\varphi = 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda'} \right) = 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{nr}{\lambda} \right). \quad (19)$$

與前 (16) 式的區別在於此處 nr 之積代替了幾何路程 r 。此積為幾何路程 r 乘介質折射率 n ，並稱之為路程的光學長度（簡稱光程——譯註），即光在折射率為 n 之介質中走過路程 r 所需之同一時間內，光在空氣中所走過的路程的長度。

13. 必須將我們關於波的傳播的觀念擴展到波不在一種均勻介質內傳播，而是連續通過許多折射率不同的介質的較為普遍的場合。此時，我們利用一些從幾何光學借來的概念，這對於以後研究干涉儀的理論是有益的。利用幾何光學的可能性在於幾何光學的基本概念——光綫的概念——與光的傳播的波動概念有直接的聯系。前已指出，波面某單元的法綫乃是波上該單元在傳播時移動的方向。假如 S_1S_2 （第 4 圖）為在某時刻 t 時波的位置，且 A_1A_2 為波的任意一單元，則在某時間 t' 後，波將佔有 $S'_1S'_2$ 的位置。和 A_1A_2 對應的單元 $A'_1A'_2$ 將位於 A_1A_2 的法綫 AN 方向上；法綫 AN 與通過 A 點之光綫重合。波的被考察部分此時所走過路程的幾何長度等於 $AA' = \Delta r$ 。同樣，路程的光學長度則相應地等於 $n \cdot \Delta r$ 。

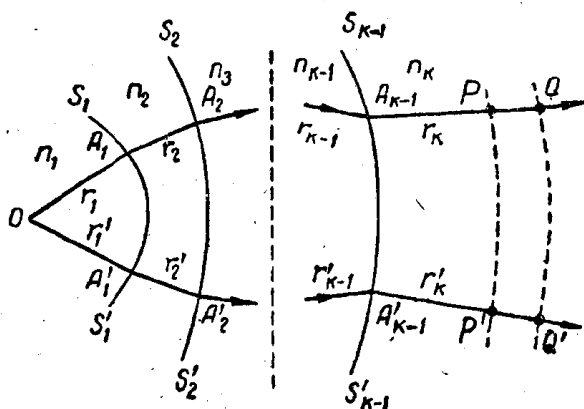
假設發射光波的點光源位於 O 點(第5圖),以 n_1 表示 O 點所在的介質的折射率。



第4圖 光波的傳播

界面 $S_1S'_1$ 將此介質和折射率為 n_2 的第二介質分開;而界面 $S_2S'_2$ 又將第二介質和折射率為 n_3 的第三介質分開;依此類推。界面 $S_{k-1}S'_{k-1}$ 。則將折射率為 n_{k-1} 的介質和折射率為 n_k 的介質分開。

考究由 O 點向 OA_1 方向發出的某光綫,它在介質 n_1 中經過長度為 r_1 的路程後到達分界面 $S_1S'_1$ 。在 A_1 點光綫發生折射。在第二介質中,傳播方向為 A_1A_2 ,走過路程為 r_2 。依此類推,光綫在 $S_{k-1}S'_{k-1}$ 界面上的 A_{k-1} 點折射,在介質 k 中經



第5圖 光波通過幾種介質的歷程

過路程 r_k 後,到達任意點 P 。光綫由 O 點到達 P 點的路程之光學長度等於

$$n_1 r_1 + n_2 r_2 + \dots + n_k r_k = \sum_{i=1}^k n_i r_i. \quad (20)$$