

光學之研究

A. A. MICHELSON 著

國立中央大學教授

張 鈺 哲

國立編譯館編譯

呂 大 元

合 譯

立 編 譯 館

中華民國二十三年一月初版

(二〇八一六)

光學之研究 一冊

Studies in Optics

每冊定價大洋壹元肆角

外埠酌加運費匯費

※※※※※※※※※※

原著者

A. A. MICHELSON

譯述者

國立中央大學教授 張鉦哲
國立編譯館 呂大元

校閱者

國立中央大學教授 徐仁銑

出版者

國立編譯館

發行人

王雲五
上海河南路五

印刷所

商務印書館
上海河南路

發行所

商務印書館
上海及各埠

※※※※※※※※※※



(本書校對者楊靜齋)

序

予擬於是書中，將個人所作之研究，錄舉其綱要。本書體例，大致與『光波及其用途』(Light Waves and Their Uses)一書同，諸多圖畫，仍係採自前書，惟於理論方面，特加注意；間有數篇，其研究之進行，則在於前書出版之後。本書內容，數理頗夥，讀者須嫻熟微積之術，始克了解，然數學之準備不充，而對此問題，趣味濃厚者，研讀一過，得於實驗方法與結果，有所參悟，則作者之渴望也。

問題之討論，欲求一貫，標準光學論著中，常見之材料，似有重行引說之必要。依予個人觀點，作此類研究之陳述，或不致味等嚼蠟，彼科學創造者之大意微言，感余最深者，輒鄭重闡明，用達余之印象。

『繞射』章之材料，多有採自銳聶爵士(Lord Rayleigh)科學論文集者。

蓋耳(H. G. Gale)博士及克茹(Henry Crew)博士均曾助予校對。

孟開(G. S. Monk)博士既任勘誤之勞，復多圖表之賜，至深銘感，特誌謝忱！

邁克爾遜(A. A. Michelson)

目 錄

第 一 章	光波干涉之理論與應用	1
第 二 章	光波之干涉	9
第 三 章	干涉儀.....	19
第 四 章	光波分析.....	32
第 五 章	標準柵之光波量度.....	44
第 六 章	繞射.....	51
第 七 章	光學面之考核.....	70
第 八 章	繞射光柵.....	82
第 九 章	繞射柵之刻線.....	95
第 十 章	階形柵.....	99
第十一章	干涉現象在天文學上之應用	107
第十二章	光之速度	115
第十三章	媒質運動對於光行速度之影響	130
第十四章	相對論	145
第十五章	蟲鳥之金屬色彩	154

光 學 之 研 究

第 一 章

光波干涉之理論與應用

解釋光之現象，粵有兩說，早經創議。一曰微粒說，一曰波動說。前說之假設，謂光成於微粒陣，微粒陣產自光源；粒之運行，速度均一，爲量極大；直接入目，或經反射，再進眼簾，一觸網膜，遂生視覺。波動之說，主張懸殊，其說謂宇宙之間，充滿媒質，號曰以太(ether)，媒質之波，鼓盪播進，斯成光焉。波行速度既大，又恆相等，所以然者，媒質之特性也。據此兩說，光之普通現象如進行，反射，折射等，俱可獲圓滿之解答；惟涉及其他現象，波動說仍可單獨解決，毋待其他假說之輔翼，而微粒說則不能獨任斯艱。

波動之說，雖屬假設，第以習見波動之跡象，與之類比，將立覺斯說之優越。茲先就水波言之：靜塘一方，投以小石，圓波四揚，從茲波形，波源之種種情況，不難考得。例如自波面上任何二點，繪二

法線，則法線之交點，即波源之所在，波源之方向與距離，得由是而決；苟此擾動，具有周期，則周期之特性，必呈於波動之中，由此又可推知波源之頻率及其他性質。乃至波源處擾動之強弱，亦可從波身之高度，得其端倪。

空氣中之音波，所傳遞至於吾人耳鼓中者，即關於波源之週期強弱等消息也。波之貫穿地殼起因於地震者，仍復如是，吾人視官所可接收而輒能領悟者，亦無非波源之方向距離強度性質等消息而已，是以他項證明，縱付缺如，即從類似現象之研究，亦將以波動說為歸。但有一點，波動說與微粒說之推論，竟完全相反。此點為何？蓋光速是。根據前說，光波在水之行動，較在空氣為緩，根據後說，則光粒穿水之速度實較在空中為快，二者之結論何來？詳述於次：

按照微粒說，光粒行向，如圖 1 箭端所示。當與水面 SS 相遇時，受水粒之吸引，直向速度 Sa ，將有變更，橫向者(oS)因對稱故，絕無損益。於是光粒途徑，定不循原向 oa 進行，而必以 ob 為歸。如圖上線段之長短，確與速度成比例，則由圖可知

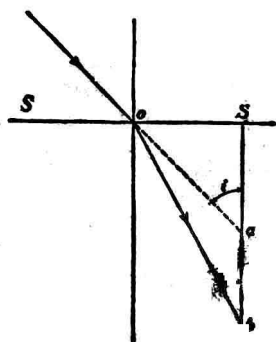


圖 1.

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{os}{oa} \div \frac{os}{ob} = \frac{ob}{oa} = \frac{V_2}{V_1} = n,$$

n 係折射指數。因 n 大於一，故 V_2 大於 V_1 ，即在第二媒質內光行之

速度，應較在第一媒質內者為大。

利用波動說，探此問題之究竟，非可率爾而得，海芹斯 (Huyghens) 之重要假設，理應先行了解。海氏之言曰：設於某一定時，有波面與焉，波面各點，可視為後此擾動之源。以各點為心，以所歷時間內光波應行之距離為半徑，作小球體，則諸小球體之包面，即所歷時間後之新波面。譬有平面之波 ab (圖 2)，循箭向進行，遇水面於 ac 。 b 處之光，以 V_1 之速度，行於空際， a 處之光，以 V_2 之速度行諸水中； b 行至 c ，則 a 行至 d ；依海氏之說， d 處波面，當係以 a 為心， ad 為半徑之球面。過 c 點，作此球之切面，即得 ab 入水後之新波面，自 a 點作 d 處之法線，即得其行動之新方向。令 i 為入射角， r 為折射角，則

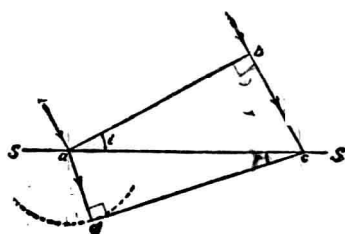


圖 2.

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{bc}{ac} \div \frac{ad}{ac} = \frac{bc}{ad} = \frac{V_1}{V_2} = n.$$

n 與前之命意同，因其大於一，故 V_1 大於 V_2 ，於是在第一媒質內光行之速，應較在第二媒質內者為大矣。

理論之是非，恆藉實驗以明；費佐 (Fizeau) 與富柯 (Foucault) 之著名實驗，見諸後章者，兩說之命運系之；結果，波動說竟歌凱旋，微粒說慘遭敗北。微粒說受此致命之傷，毋須其他指責，已無立足之望，苟非近代物理學家，將其改頭換面，踵事增華，使漸有死灰

復燃之勢者，誰願多費唇舌，舊話重提哉。

溯自相對論出，一理想之困難，乃加諸光學，而紛擾觀念之捲土重來，亦坐因於是。蓋倡相對論者，不獨信媒質之存在，事非必須；且信與其基本假設，時多鑿柄。雖然，此種困難，縱可接收，而推翻有光榮結果之波動說，是否即能據此以爲牢不可破之理由，頗屬疑問。因相對論引起之困難，非屬一種事實，而係事實之推論與解釋，則困難云者，終將變爲顯著矛盾現象之如何解說耳。

光波行動，作何特狀？是與吾人所欲解釋之干涉現象，無關緊要，即光波振動方向，亦不值重視。惟研究鳥蟲羽甲金屬光澤之成因時，對於振動方向，不能不加過問，而光之電磁說之結論，信光爲橫波振動，因有極化現象者，勢必採納。利用電磁說，解釋光現象，法固至善，惟就化生奇之現象爲平凡之事實方面論之，電磁學說，誠未盡解釋之能事；若依此點而言，彈性固體說，殊屬優越。因電磁擾動，必藉一種媒質以傳播，而媒質之特性，舍用力學的觀念，爲之譬說，別無他策。

用此媒質模型，解說媒質特性，猶未獲完全成功，然常人對此，較諸徒恃空言，了無寄託者，已覺易於接收矣。模型之不易創製，非足爲怪，因苟一思及此媒質之特性如行星在軌道上之奔馳，不爲之阻；每秒行十八萬六千哩之橫振動，往來無礙，則知其構造之奇，必非吾人通常觀念中所可思議。上述之力學的比擬，雖屬粗簡，然頗近實，故人恆樂道之。相對理論，曾向媒質，與師責難，提出種種困難；今後創議之媒質，其特性與構造，當以能創此類困難爲前提，然

則相對論已爲吾人闢一尋思之徑矣，其果有如是之望乎？

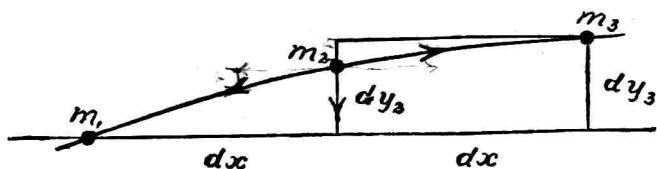


圖 3.

傳播速度與媒質特性，相依爲命；爲說明兩者關連分析式之推釋法，試就一伸展之線條着想之。設此線之質量，集中於 $m_1, m_2, m_3 \dots$ 等點(圖 3)，任兩點之距爲 ds 。 m_2 所受之力^①，必係張力 T_1 在 y 向之分力，其值如下：

$$f = T_1 \frac{dy_2}{dx} - T_1 \frac{dy_3}{dx} \quad \text{或} \quad m \frac{d^2 y}{dt^2} = T_1 \frac{d^2 y}{dx^2} dx,$$

因 $m = \rho_1 dx$ (ρ_1 = 直線的密度) 故 $\frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{T_1}{\rho_1} \frac{d^2 y}{dx^2}$ 。

廣義言之，常數 $\frac{T_1}{\rho_1}$ 可視爲復原力與媒質慣性之比，茲以 a^2 代之。將上述結果，推演於三度空間；設 s 相當於位變之向量，並令媒質在各方向之特性，均屬一致，則波動傳播之最普遍公式，爲狀如下：

$$\frac{d^2 s}{dt^2} = a^2 \left(\frac{d^2 s}{dx^2} + \frac{d^2 s}{dy^2} + \frac{d^2 s}{dz^2} \right)。$$

式中 s 表位變量， t 表瞬間， (x, y, z) 示媒質間任一點之坐標；惟

① 所有移動，爲量極小，其平方均可棄而不計。

此媒質須具有均勻 (homogeneous) 性及無向 (isotropic) 性兩特點，而在媒質間，除彈性力作用外，應無其他擾動。具有同一振動位相之各點，所成之軌跡，專名波面 (wave front)。如該面係一垂直 z 軸之平面，則上式又可簡為下形：

$$\frac{d^2s}{dt^2} = a^2 \frac{d^2s}{dz^2}。$$

此微分方程式之解，應為 $s = f_1(z - at) + f_2(z + at)$ 。是乃顯而易見者，蓋將此值代入原方程式，適能吻合無間也。 f_1 與 f_2 係任意兩函數而孕有物理上存在之意義者。

於 f_1 中，與 t 以增量 dt ， z 以增量 dz ，

$$s_1 = f_1[(z + dz) - a(t + dt)]。$$

如兩增量成一定比如

$$\frac{dz}{dt} = a，則 \quad s_1 = s。$$

是即謂 f_1 所代表之波形以恆速 a 沿 z 軸推進。同法，可以考知 f_2 以同速循反對方面推進。

命函數 f 取簡單周期式

$$s = A \sin m(z - at)，$$

或

$$s = A \sin(nt - mz)，$$

或

$$s = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} + \psi \right)，$$

其中 S 表位變量， A 表振幅， T 表周期， λ 為波長， ψ 為位相常數。

式所代表者，係一均勻簡諧波陣 (homogeneous simple harmonic wave-train)。

從 $dz = a dt$ 之條件，並因 T 時間內波陣所行之距離為 λ ，故得 $\lambda = aT$ 。

如數個波陣，同時經過媒質，則結果之行動，應為諸分動之向量之和。令 s 表某一分動在一特向之移變， S 示在該方向行動之總和，於是

$$S = \Sigma s = \Sigma a \sin(nt - mx + \psi)。$$

按諸普通情狀，結果之運動，未必仍具周期性。但如各波陣不同之點，僅在振幅與位相，此時可命 $nt - mx = \theta$ ， θ 在各波陣中，值量不變，

$$\left. \begin{aligned} S &= \Sigma a \sin(\theta + \psi) \\ \text{或} \quad S &= \sin \theta \Sigma a \cos \psi + \cos \theta \Sigma a \sin \psi \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

惟因各分動之周期相等，故結果之周期，亦當與分動者相同；如令 A 為終結之振幅， α 為終結之位相常數，則

$$S = A \sin(\theta + \alpha) \quad (2)$$

$$\text{而} \quad A^2 = \Sigma^2 a \cos \psi + \Sigma^2 a \sin \psi，$$

$$\tan \alpha = \frac{\Sigma a \sin \psi}{\Sigma a \cos \psi}。$$

如波陣之數為二，

$$A^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos(\psi_1 - \psi_2)，$$

$$\tan a = \frac{a_1 \sin \psi_1 + a_2 \sin \psi_2}{a_1 \cos \psi_1 + a_2 \cos \psi_2} \circ$$

如 $\psi_1 - \psi_2 = 0$,

$$A_0 = a_1 + a_2;$$

如 $\psi_1 - \psi_2 = \pi$,

$$A_\pi = a_1 - a_2;$$

並如

$$a_1 = a_2,$$

則

$$A_0 = 2a,$$

$$A_\pi = 0.$$

第二章

光波之干涉

當類似兩波陣，進向幾同，而互相疊合時，結果之運動，與任一原波陣相比，將依兩波相之差，而有較大或較小之別。如兩波陣，係相等之簡諧運動，並以同相相值，則結果之振幅，當倍於原波陣，強度且四倍焉。若遇時位相適反，結果之振幅或強度，勢必爲零。此種情狀下之兩波陣，名曰互相干涉 (interfere)，所生之現象，名曰干涉現象 (interference)。此字殊不當，因任一波陣，仍係獨自爲政，與他波無關，何得有相干相涉之稱，惟沿用已久，真義所在，吾人已能默悟，毋須自作聰明，易以他字，而徒滋紛擾也。干涉之佳例固夥，下者尤稱滿意。

將兩完全相同之音叉，置於共鳴器上，使之同時發音，結果之音，與鳴一叉，無多參差，所異者，強度而已。如兩叉之一，稍塗以蠟，減其振率，則兩叉不復同調；設叉鳴之始，兩者同相，音之強度必大。須臾相差漸增，音強漸微，迨夫反相，乃有一瞬息之停息。是以相差之影響，將使共成之音，發生有規律之盛減相間之現象，通常稱之爲『拍』 (beats)。斯時音之強度，恰爲時間之周期函數。

如兩叉無毫髮差，用電連法，使其振相，始終如一。 P 點 (圖 4) 與 F_1 及 F_2 等距，該處之音，強度最大。 Q 距 F_2 較距 F_1 近半波長，此

點適爲反相之處，當不聞音。 R 點之程差，恰爲一波長，兩波至此，復又同相，最強之音，重聞是地。由此可見沿任何線之與 $F_1 F_2$ 平行者，音之強度，恆爲距離之周期函數。

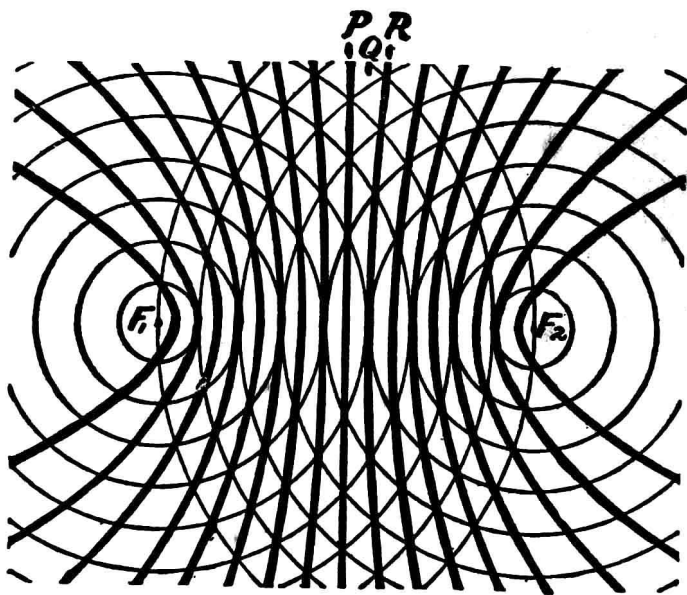


圖 4.

如光亦係波動，其強度應與振幅之平方成比例，則在適當情況下，兩光相加，得生黑暗。牛頓 (Newton) 係第一人研究此種現象者，馳名已久之「牛頓環」實驗，即其研究時所用之方法。胰皂之泡，面陳美色，產生之因，與牛頓環，同出一軌。惟此現象，入人眼簾，雖歷年所，而窮詰原由，頗乏其人，必待牛頓之智慧，始得破是隱謎，而與此現象以正確量度之方式也。

牛氏解釋「薄膜色彩」之學說，誠不復爲人所接受（牛氏堅持微

粒說，反對波動說，但依前說，釋此現象，必求援他種假設，始克奏效），然今人所謂之波長，牛頓早經測定，而光譜各色之特性，唯在波長，亦係牛氏首先指出，先哲之卓識宏猷，殊足景仰！

茲將詳述『薄膜色彩』之學說。兩光束之疊合，薄膜色彩所自生焉。光之一束，係來自薄膜（在肥皂，係水；在牛頓環實驗中，係兩玻璃面間之空氣）之第一面，他束則產自第二面。如用純粹單色光，此兩光束之干涉，即生明暗相間之光帶(band)。牛頓實驗內，光源如係紅色，將見環帶之徑，較用藍光爲大，倘用白色（牛頓曾謂白光包含光譜上所有之色），則結果成一美豔之色系。現象之顯著，有如是者。

解釋此種現象，有一顯著之困難，頗堪注意；按光波說，兩面接觸之處，程差係零，光之強度應爲最大；然考諸實驗，結論殊異，接觸處之光強，反爲最弱。矛盾若是，果何故歟？庸詎知發生干涉之兩個光束，非直接來自光源，要皆經過反射，始入吾人眼簾；而兩者反射之情形，絕不相類，一在稀薄媒質之空氣中舉行，一則產生於玻璃之表面，經玻璃面反射之光束，位相有變，而變易之值，適爲波長之半。故於量得之程差外，尚須加入此值，則所謂矛盾現象無可解說者，當然冰釋無疑矣。

干涉之現象，波動學說，似能與以完滿之解答，但決疑之考驗，仍屬無從着手，因所謂互相干涉之兩光線束，實無分離之可能。然自楊氏(Thomas Young)之實驗，宣告成功，上述困難，頓形消失。實驗之裝置，略如圖6。 S 係一小孔，透鏡聚會之日光，由孔射入，

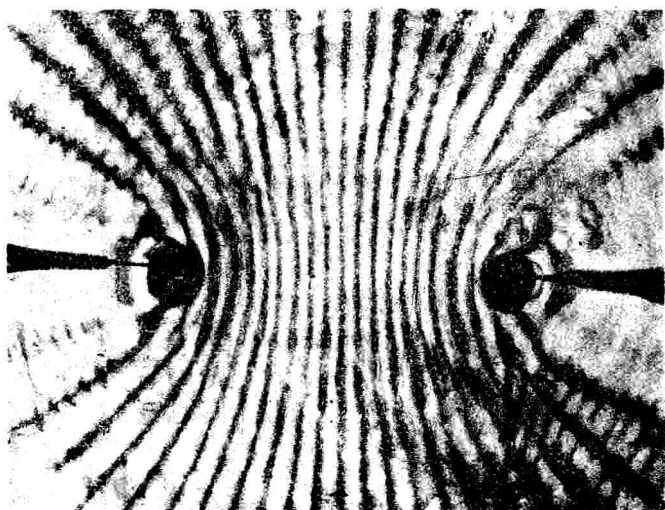


圖 5.——照像所示，爲小水波干涉之現象。水波之生，係以兩針接觸水面，而於針之上端，通以交變電流。

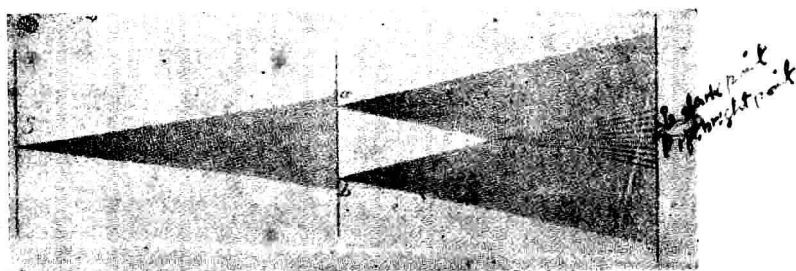


圖 6.——第二屏之左面，表明兩光波在空間之干涉。

惟此蔭影，僅係一種圖示，並非事實上之照像。

用爲光源；光源之前，置一屏蔽，屏上穿兩小孔 a, b ，距約一耗。光過小孔，射於他屏，該屏又距前屏約一耗。 ap 與 bq 光程相等， p 點之亮度遂爲最大； q 點之程差($aq - bq$)爲波長之半，位相適反，兩光線

束，互相抵消，光乃極黯；距 p 點倍於 pq 者，位相又同，第二次最大亮度，立即產生。如是明暗相間，斯成干涉之象。前述音波之干涉，與此酷相類似，事極顯明，而同一解釋，兩種情況，皆能適用，亦屬事實。

音光主要之差別，即在波長；波長不等，發生干涉之兩波源之距離，亦當有異。如令 b 爲干涉帶 (interference bands) 之闊 (即兩最強光帶間之距離)， D 爲兩屏間 bp 之距， d 爲兩小孔之距， λ 爲所用光之波長，則

$$b = \frac{D}{d} \lambda。$$

如用白光，干涉帶即麗以彩色，色之順序，與牛頓環，大體相似。

楊氏所得各色之波長，與牛頓所計者，完全相同。楊氏實驗中，兩干涉光線束，判而不混，故將任一光束，加以變易，其他一束，不受影響。又若任一光束，擯而不用，則干涉現象，立時泯滅。且從暗帶 (dark band) 言之，已證兩光疊合，可生黑暗，是更與波動說符合不悖，而爲其他任何學說費解之點。

雖然，此兩束光線，曾經小孔，難保不生曲折或繞射，焉知所謂干涉現象者，非因光經小孔，受屏帷緣邊之影響，有以致之耶？欲泯斯議，佛銳列 (Fresnel) 曾將楊氏實驗加以改造，茲爲說明如下：

佛銳列之鏡

表示干涉現象之實驗，佛氏方法，並非上乘，自近代精美之實驗