

大學叢書
普通物理學

下冊之二

薩本棟著



商務印書館發行

大學叢書

普通物理學

下冊之二

大學叢書委員會

委員

丁燮林君	王世杰君	王雲五君
任鴻雋君	朱經農君	朱家驊君
李四光君	李建勛君	李書華君
李書田君	李聖五君	李權時君
余青松君	何炳松君	辛樹幟君
吳澤霖君	吳經熊君	周仁君
周昌壽君	秉志君	竺可楨君
胡適君	胡庶華君	姜立夫君
翁之龍君	翁文灝君	馬君武君
馬寅初君	孫貴定君	徐誦明君
唐鈺君	郭任遠君	陶孟和君
陳裕光君	曹惠羣君	張伯苓君
梅貽璣君	程天放君	程演生君
馮友蘭君	傅斯年君	傅運森君
鄒魯君	鄭貞文君	鄭振鐸君
劉秉麟君	劉湛恩君	黎照寰君
蔡元培君	蔣夢麟君	歐元懷君
顏任光君	顏福慶君	羅家倫君
	顧頡剛君	

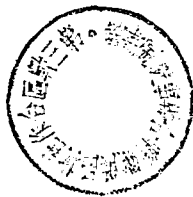
MG
04
#2
12

大學叢書
普通物理學

下冊之二

薩本棟著

中華教育文化基金董事會
編譯委員會編譯



商務印書館發行



3 2168 9975 1

第五編 光學

(0.12) 光學總說 光學所討論之現象，乃基於視覺，故其問題頗似聲學中各問題，亦可分之為生理的，心理的，及物理的三種。在物理學中吾人所注意者，為光之傳播情形與其本性兩大問題。

光之傳播，其較顯著之定律有三：光之直進，光之反射及光之折射是也。根據此三條實驗的律例而引用幾何學原則，以演繹光線進行之情形，其所得結果已屬不尠。此等論述，實為最初物理學者對於光學之貢獻。此部之光學常名為幾何光學 (geometrical optics)。幾何光學僅授吾人以如何應用上述各實驗律例之方法，則未能解釋此等律例何以必如實驗所示。今如欲解釋此等律例。則對於光之本性，必須作深切之探討，明乎光之本性，不但可以解釋幾何光學各原理，且可由之而推得其他為純粹幾何學方法所不能推導之現象。此部分之光學常名為物理光學 (physical optics)。由此言之，幾何光學實可視為物理光學之粗淺部分。

對於光線之直進及其反射現象，人類知之頗早，蓋此等現象極為常見，吾人稍加考察，無有不洞悉其所遵循之律例者。反射現象在 Euclid 時(西曆前 330-275 年)已有正確之定律。世有傳 Archimedes 用反射鏡以焚毀羅馬艦隊者，其說雖不可信，然亦

足以見反射鏡之應用，已遠在希臘文化全盛之時代也。

折射現象雖亦甚常見，然正確折射定律之制定，反在望遠鏡發明之後。其初研究折射光學(dioptrics)者，僅知將折射角與射入角相當的價值列成一表，以備檢用。至 1621 年時 Snell 氏方發現其關係。至于利用各式透鏡(lens)以作簡單之光學儀器，則在十三世紀時，已有眼鏡之發明，而在十七世紀初葉，Galileo (1609 年) 與 Kepler (1611 年) 等已知如何合併兩個透鏡以作望遠鏡。是則折射現象之應用，爲時亦頗早矣。

關於光之本性之論述，在十七世紀時，認光爲發自光源之微粒者，有 Newton 及其門徒，而倡光係取波浪方式而傳播者，則有 Huygens 等。依 Newton (1678 年) 之光之微粒說 (corpuscular theory of light)，光之直進與其反射，均易解釋；至于折射定律與光之顏色亦可另用一二假設而說明之(見後第六十五章)。Huygens (1679 年) 所首倡之光之波動說 (wave theory of light)，對於反射及折射兩現象之解釋，雖亦甚簡，惟因波浪常能繞障碍物之邊沿而傳達於其後，而不爲 Newton 等所採納。至 Young (1801 年) 與 Fresnel (1815-1826) 等作實驗以表示光之干涉作用 (interference) 後，波動說方擢得微粒說之地位而代之，此蓋因干涉作用，乃波動之特徵而非微粒說所能解釋者也。

Maxwell 所倡之光之電磁說 (electromagnetic theory of light) 與 Hertz 之實驗，將熱，光，及電磁各現象，悉追溯之於

同一之源泉，是誠十九世紀物理學界最重要貢獻之一。在其時，較樂觀之物理學家，且有認物理學之發展，已達登峯造極之境者。迨十九世紀末葉(1895年)Roentgen發現X光線，與 Becquerel等發現放射動質，研究物理學者乃復得新途徑。此等現象之研究與 Lummer 及 Pringsheim 兩人(1899年)對於輻射之準確實驗，復表示光之波動說，尙非完璧。爲解釋 Lummer 與 Pringsheim 之實驗結果起見，Planck(1901年)乃創量子說(quantum theory)主張能量之輻射爲不連續的。其後 Einstein(1905年)引用量子說以解釋光電定律(photoelectric law)，Bohr(1911年)及 Sommerfeld(1922年)等藉之以解釋光譜(spectrum)中各線之產生，Debye(1912年)亦根據之以說明比熱與溫度之關係，光之微粒說之外形於以復生；然量子說之假設，與 Newton 所倡之微粒學說不盡相同。光之量子與其波動說所主張者雖大相逕庭，然二者各有實驗基礎，執取執去，爲二十世紀初，物理學中最難解決之問題。惟自有 de Broglie(1923年)，Schrödinger(1925年)及 Dirac(1926年)等之理論工作，與 Davidsson 及 Germer(1925年)，G. P. Thomson(1926年)，Dempster 及 Johnson(1926年)等之實驗結果以後，吾人對於光之微粒說與波動說同時並重，而不認其係不能相容之二論，蓋此諸人之結論，不但表示光之傳播，有時類似波浪，而有時則與微粒無異，各種微粒例如電子與質子在適當情形之下，亦可以發生波浪所特具之

干涉作用也。

本篇之論述，先及幾何光學各原理及其應用，次述量測光之速度與光之照度之方法，再次比較 Newton 之微粒說與 Huygens 之波動說，然後略舉數例以明干涉作用之情形及雙折射與光之偏極等現象之意義。光譜之分析，色覺及輻射等問題，雖亦分別討論，惟對於較新之學說，如量子論等，則僅作簡淺之陳述。

第五十九章 光之直進與其反射

(59.1) 光之直進 在均勻之媒介質中，光顯然沿直線而進行。例如置不透明之物體於燈光之下，僅其向光之面，被照亮，其背光之面幾完全黑暗，即足以表示光係自光源沿直線而傳播於遠近者也。惟如細察障碍物所生之影，則吾人即將發見光亦能繞過障碍物之邊沿而進行，蓋物體之影，其明暗區域之分界線，驟視之雖甚明晰，細察之則見分界線旁之暗區內，仍留有多少光之痕跡。此繞射現象(diffraction)，固甚重要，然在幾何光學中，吾人可不計及其事，而認光之直進為一基本定律。

(59.2) 光線及焦點 吾人既承認光自光源沿直線向四方傳播，則討論其傳播情形時，可以直線表示其進行方向。茲為簡便起見，名表示光進行方向之直線為光線(rays of light)。若有少數之光線圍繞一軸線而分布，此組光線常名為光綫錐(pencil)。如此等光線係會聚於一點，則其會聚之點名為光綫錐之焦點(focus)。

(59.3) 影 影之構成，可視為光沿直線進行之結果。物體所生之影，其形式不但由物體邊沿之形式而定，且視光源之大小而異。設發光者為一甚小之物體而可視作一點之光源如圖(421)中之 S ，則自 S 至物體 B 之邊沿之光線如 SB_1P_1, SB_2P_2 等即為

明暗區域之分界線。蓋在 B 之背後，及此等光線所包圍之區域

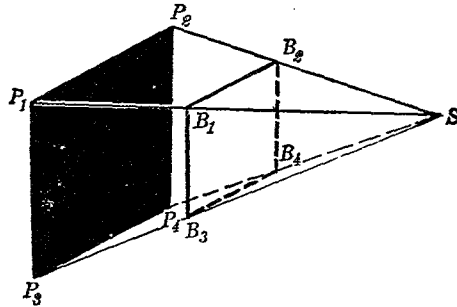


圖 421

內，光線全被 B 所隔斷，故其間乃成完全黑暗之境。此黑暗區域常名爲本影(umbra)。今若在 $P_1P_2P_3P_4$ 處置以幕，則幕上立呈與物體邊界相似而較大之影。

若發光體佔有相當之空間而不能視爲一點之光源，則在全黑暗之本影之周圍，尚有半黑暗之區域，名爲半影(penumbra)者，如圖(422)中虛線所示。欲明半影所以構成之故，可將光體分爲甚多之小點光源，而考究各點所生之影。例如在圖(422)甲中 $B_1B_2P_6P_3B_1$ ， $B_1B_2P_4P_1B_1$ ，及 $B_1B_2P_5P_2B_1$ 各爲自 S_1 ， S_6 及 S_2 三點所發之光線所不能達到之區域；是以此等區域之公同部分，即 $B_1B_2P_4P_3B_1$ ，不能收到自發光體上任何一點所發之光線，而爲完全黑暗之本影。至於在此本影周圍外之毗連區域內，

例如 $B_2P_4P_5$ ，其處雖不能收及自發光體上 S_1 至 S_2 各點所生之

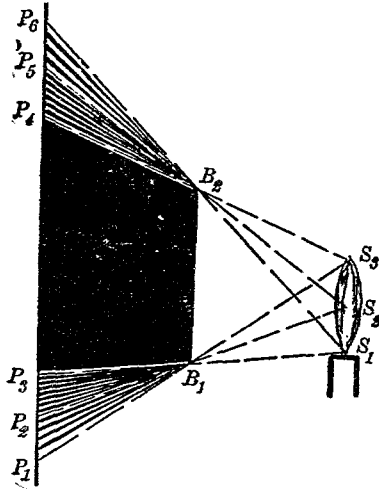


圖 422 甲

光，然仍可收得自 S_2 至 S_3 各點所發者，故此毗連區域之亮度，自本影起漸次增強；至于 B_2P_6 與 B_1P_1 各光線之外，乃為完全光明之境。由是言之，若在 B 之後置一幕，則幕上所顯之影亦為兩部，其中央為完全黑暗之面積，其外周圍則有半黑暗之面積。

若發光體 S 較障碍物 M 為更大時，如圖(422)乙，則全黑暗之本影並非無限大。遇發光體與障碍物均為球形時，此本影所佔之區域將為一錐體。若幕距障碍物之遠度，較此錐體之高度為小，則本影與半影兼備，否則幕上僅有半影。日月之蝕其情形與

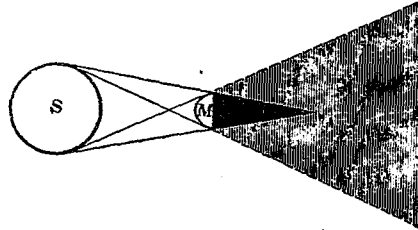


圖 422 乙

本段所述者甚相似，均可依此而說明之。

(59.4) 針孔像 若前節之阻礙物之範圍極大，則其背後為完全黑暗區域，已如上述。今如在此阻礙物 A 中鑿一小孔 H ，使光線可通過此小孔以達到置于物後之幕 B 上，則見幕上呈現光源之像(圖 423)；此像不但上下倒置，其左右亦調換。此式像之構成蓋亦光之直進之結果，因自光源頂點 C 所生之光綫錐將以 CH 為軸線而射於幕上 F 點

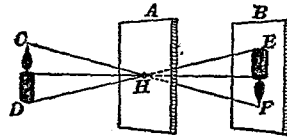


圖 423

之四周，而自其最低點 D 所生之綫維則幾全聚于幕上之 E 點故也。若所鑿之穴 H 愈小，則自光源上各點達到幕上之光綫錐亦愈細，而所得之像之外形遂亦較清楚。惟穴孔愈小，所通過之光量亦愈少，而像之亮度則亦較遜。至孔之半徑約在 5×10^{-5} 厘米之下時，光復四散而像不可得，此乃繞射之結果(見後 67.8

節)，茲不申述。

(59.5) 位視差 除像與影之構成外，因觀者位置之改變而察得物體位置之像似的差異一事，亦係光直進之結果。此效應常簡名為視差(parallax)。例如有遠近兩物體 B 及 A (圖 424)；當觀者自 O_1 處視之時，則見 B 在 A 之左，惟改于 O_2 處視之則 B 係在 A 之右。因此效應，吾人常能辨別兩物之孰遠孰近，(參較後 62.23 節)。測定虛像之位置 (參較 59.12 及 61.7 節) 時，亦多用此理；蓋當一小物與所欲定之虛像之地位完全符合時，無論觀點何在，二者將不呈現相對的位移也。

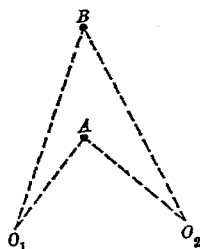


圖 424

(59.6) 光之反射，散射，透射與吸收 當光線在一均一之媒質內進行，而遇另一媒質之界線時，即分為數部，各向不同之方向以進行。在第一媒質中，有一部分之光線，將依一定之方向射回，是為單向反射(regular reflection)或簡稱反射；又有一部分則向各方散發，是為漫射(diffused reflection)；至於第二媒質內，一部分之光線可穿透之而沿一個或二個新方向以進行，是為透射之光(transmitted light)；此外，當光線通過各種物質時，均有一部分為物質所吸收，是即被吸收之光(absorbed light)。討論光之傳播時，此四現象同屬重要，惟媒質之性質與

分界面之情形，常不相同，於是四項之一，有時較其他三項為顯著。例如在已擦亮的不透明之面處，如鏡之類，漫射之光極極為微小，可以勿庸討論，而在其前之媒質中，除原有之入射光線 (incident ray) 外，僅有依照一定律例而進行之反射光線 (reflected ray)。茲先敘述入射線與反射線之關係，以作討論反射各現象之根據。

(59.7) 反射定律 試在一平面鏡 M 之前置一小物體 P ，則見鏡中有此物之像 P' 。用簡單之觀察即可顯示四事：(1) 像之位置係固定的，不因觀者 E 所立之地點而稍變；(2) 變換物之位置則像之位置亦隨之而變；(3) 聯物與像之直線係與反射平面作直角；(4) 像在平面後之遠度，與物在平面前之遠度，二者係相等。

細究此四事，(見圖 425)，即知當入射光線 PO 與一反射面相遇之時，其反射線 OE 與 PO ，及通過 O 點而垂直于反射面之法線 ON 三者必均在一平面上，而 OE 與 ON 所作之角度 r 且等於 OP 與 ON 所作之角度 i ； r

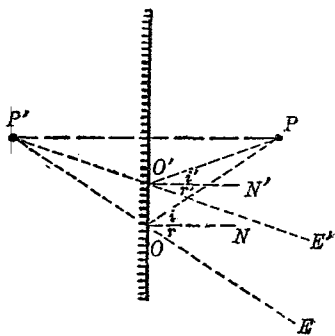


圖 425

角之名爲反射角(angle of reflection), i 角則名爲入射角(angle of incidence)。此反射定律係一極準確之自然律, 其發現雖遠在科學尙未發達之時代, 然即用今日極精細之儀器以作實驗, 亦可證其絲毫不差。

(59.8) 在兩個平面上之多次反射 設有兩個平面鏡, A 與 B , 平行的相對而立, 今在二者中間置一物體 P 如圖(426), 則所覓及之像不只一個, 此蓋因蓋

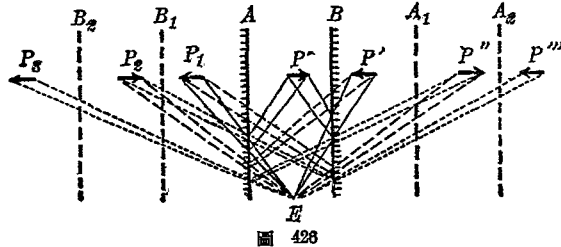


圖 426

吾人向一鏡觀察時, 所見者除 P 之像外尙有其各像之像。例如 P 在 A 中所直接發生之像爲 P_1 ; 其在 B 中所直接發生者爲 P' ; P_1 在 B 中生有一像 P'' , 而 P' 在 A 中亦生有一像 P_2 ; P'' 與 P_2 在 A 及 B 中復各有其像 P_3 與 P''' ; 如是類推乃至於無限多。惟反射多次之後, 各像之亮度大減, 故實際上所能復見者, 僅有首數個之像而已。

若兩平面鏡係相交而作 ϕ 角, 則所得之像, 其總數有限。求各像之位置時, 可先延長兩鏡, 使其伸出於其交線之後, 如圖(427)中 OA' 及 OB' 所示。 P 各像之位置必均在於以 O 爲中心, OP 爲半徑之圓周上, 故自 P 作二直線分別與 OA 及 OB 垂直, 其與圓周相交之兩點, P_1 與 P' 即爲 P 在 A 及 B 中直接所生之

像。\$P_1\$ 係位在 \$B\$ 鏡之前故在 \$B\$ 中仍有一像 \$P''\$，其位置亦可仿前自 \$P_1\$ 作垂線於 \$OB\$ 而確定之。\$P''\$ 如尚在 \$A\$ 鏡之前，則在 \$A\$ 中仍有一像 \$P_2\$，如是推求，至

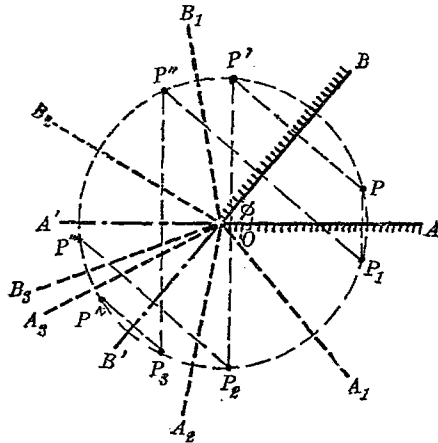


圖 427

所求得像之位置（例如 \$P^{iv}\$）落在兩鏡之背後，即 \$A'OB'\$ 角度內，乃不復再生他像。\$P'\$ 各像之位置亦可仿此求之。圖(427)中 \$OA_1, OA_2, \dots\$，為 \$OB, OB_1, \dots\$ 各直線在 \$A\$ 鏡中之像，\$OB_1, OB_2, \dots\$ 則為 \$OA, OA_1, \dots\$ 等直線在 \$B\$ 鏡中之像，此等直線蓋即屢次反射後 \$A\$ 及 \$B\$ 兩鏡面之各像也。

(59.9) 球面鏡 設反射之面為一圓球面之一部分，則名之為球面鏡 (spherical mirror)。鏡面上之中心點名為鏡之頂點 (vertex)，例如圖(428)或(429)之 \$O\$ 點；圓球之中心，名為鏡之曲度中心 (center of curvature)，例如圖(429)或(431)中之

C 點。聯 O 于 C 之直線則名為鏡之主軸 (principal axis)。各球鏡面視其向光之面為凸或為凹，而有凸鏡 (convex mirror) 與凹鏡 (concave mirror) 之別。凸或凹鏡所造之像之位置及大小均可用同一射鏡公式計算之，惟計算之時，須特別注意公式中所指之距離為正值或為負值，方不致誤。

(59.10) 符號定則 本書言某距離為正或為負，所用之原則與解析幾何學所通用者相同，茲說明之如次。

令光線自鏡之右方射於鏡面。如是，以鏡面頂點 O 為原點，凡自 O 至其右各點之距離均為正，而自 O 至其左各點之距離則均為負。依此定則，故凹面鏡之曲度半徑為正，而凸面鏡之曲度半徑則為負；位在鏡右方之像，其距離之遠度係正號，而在鏡左方之像，其距離之遠度則為負號。

(59.11) 球面鏡公式 欲求球面鏡所造之像之位置時，可引用反射定律。設鏡為凹鏡如圖(428)，而物係位在主軸上之 P 點。

令 PM 表入射線之一。自 M 先作 CM 直線，是即通過 M 點之法線。故按反射定律，反射線 MQ 之方向必使 $i = \angle PMC$ 及 $r = \angle CMQ$ 兩角相等。若所用之各入射線與主

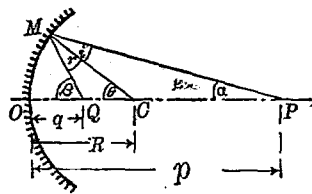


圖 428

軸所作之角度甚為微小，則各反射線均將與主軸相交于 Q 點。

而 Q 即為 P 之像。令 OQ 之距離為 q , OP 之距離為 p , OG 之距離為 R , 至于各角則如圖 (423) 所示。茲求 p , q 及 R 之關係如下:

因 $\angle r = \angle i$, 且自 PMC 及 GMQ 兩三角形而知

$$\theta = i + \alpha \dots \dots \dots (1)$$

及 $\beta = r + \theta \dots \dots \dots (2)$

故有 $\beta - \theta = \theta - \alpha$ 或 $\alpha + \beta = 2\theta \dots \dots \dots (3)$

α, θ, β 各角均甚微小, 故 $\alpha = \frac{OM}{OP} = \frac{OM}{p}$; $\beta = \frac{OM}{OQ} = \frac{OM}{q}$

而 $\theta = \frac{OM}{OG} = \frac{OM}{R}$ 。以此諸值代入方程 (3), 消去 OM , 即得

$$\frac{1}{q} + \frac{1}{p} = \frac{2}{R} \dots \dots \dots (4)$$

此公式雖係假定鏡為凹面而推得者, 實亦可用之于凸鏡。例

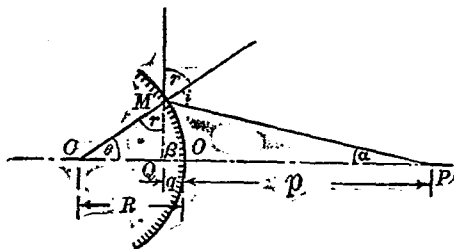


圖 429

如在凸鏡前之物 P , 其像 Q 與曲度中心之位置, 將如圖 (429) 所示。此圖各角之名稱與距離均與圖 (428) 相同。自此圖觀之, $\theta =$

$i - \alpha$, $\beta = r + \theta$, 故 $\beta - \alpha = 2\theta$ 。惟因 $OP = p$, $OQ = -q$, $OC = -R$, 故 $\beta = \frac{OM}{-q}$; $\alpha = \frac{OM}{p}$; $\theta = \frac{OM}{-R}$; 而方程 (4) 仍爲真實。

(59.12) 虛像與實像 自 (59.11) 節所述之結果言之，置物于 P 點，則其像現于 Q 點，若將物置于 Q 點，則其像將出現于 P 點。凡具有 P 與 Q 之關係之兩點，均稱共軛焦點(conjugate foci)，或共軛點(conjugate points)。在凹鏡上所反射之光線，實際上通過像所在之點，例如圖 (428) 中之 Q 點，其所造之像乃實像(real image)；換言之，如在圖 (428) 中 Q 點之處，置一小幕，幕上即有 P 之像呈現，至于自凸鏡上所反射之光線，須將之向後延長，方聚集于一處而造物之像，例如圖 (429) 中之 Q 點，故其所造之像係虛像(virtual image)，而非置于該處之小幕所能顯示之者。

(59.13) 射鏡公式之討論 推求射鏡公式時，吾人僅假設 α , β , 及 θ 各角均甚微小，而此公式中之 p , q , 及 R 均無限制。今如令 R 之值無限增大，則鏡之曲度將無限減小，而成一平面鏡。如是 $\frac{2}{R} = 0$, 而 $p = -q$, 此與 (59.7) 節所述在平面鏡中之像之位置完全符合。由是

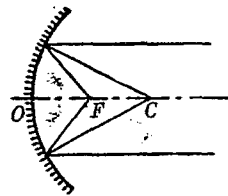


圖 430

以言，在其所規定之範圍內，公式 (4) 不但爲球面鏡所遵循之公

式，實亦為各式射鏡之普遍公式。若就凸鏡而言，此公式表示當物在極遠之處時(即 $p = \infty$)。像之位置係在距頂點為 $\frac{R}{2}$ 之 F 點(圖 430)。此 F 點常名為焦點 (focus)，蓋為與主軸平行之小光綫經所聚會之點也。焦點至頂點之距離常名為鏡之焦距 (focal length)。今以 f 表之。如是公式(4)可寫為

$$\frac{1}{q} + \frac{1}{p} = \frac{1}{f} \dots\dots\dots (5)$$

若令物自甚遠之處向凹鏡移近，則其像將自 F 點離鏡面向曲度中心 C 而移，迨物移至曲度中心之處，像亦于 C 點呈現。此後若將物仍向鏡移近，則其像將自 C 點離鏡向外移遠，至物達到 F 點之時，像乃移至右方極遠之點。在此距離內之物(即自甚遠之處至 F 點內)，其所生之像均為實像。惟既抵 F 之後，若令物仍向鏡面移近則其造成者為虛像，其位置將自鏡後(即左方)甚遠之處向鏡面移近，至物達到頂點時，像之位置亦到達頂點。

就凸鏡而言，當物在極遠之處時，其像在 F (圖 431)， OF 之距離亦等于鏡之曲度半徑之半。此焦點 F 顯為虛焦點 (virtual focus)，因反射光線僅像似的而非實際的通過此點也。若物自極遠之點向鏡面移近，其像亦將自 F 點向頂

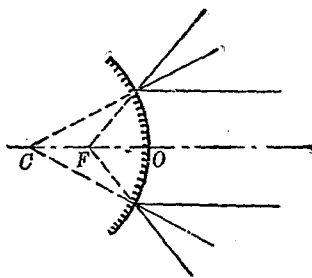


圖 431

點移近，至物達到頂點時，二者乃符合。

(59.14) 圖解方法 已知物之位置及鏡之焦點 $f = \frac{R}{2}$ ，像之位置固可由公式(4)或(5)推演之，惟初學者對於此種及類似問題，最好須先作一圖，以表示物與像之位置之大概，以備與所算得之結果互相比較而視其是否無誤。作圖之時，所用之光線，只須滿足于入射角等于反射角一條件，實無其他限制。惟如注意下述三事，而自其中任選二線，以確定像之位置于兩反射線之交點，則繪圖較易。

(1)與主軸平行之入射線，其反射線必通過焦點 F ；(2)通過焦點之入射線，其反射線必與主軸平行；(3)通過曲度中心之入射線與反射線二者之方向互相符合。

圖(432)，(433)，及(434)分別表示用(1)及(2)，(1)與

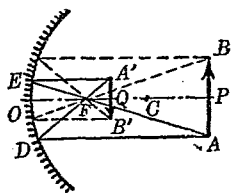


圖 432

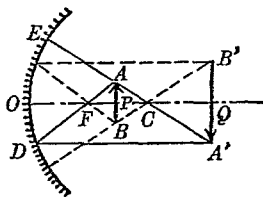


圖 433

(3)，及(2)與(3)各光線所求得在球鏡上所造成之像之情形。在此諸圖中， APB 矢表置在 P 點之物， $A'QB'$ 表此矢之像， C 為鏡之曲度中心， F 為其焦點。今自 A 點作 AD 及 AE 入射線，

或與主軸平行，或通過 C 點，
 或通過 F 點，則可按前段原
 則而繪反射線 DA' 及 EA' ，
 此二者相交之 A' 點即為 A 點
 之像之位置。用同法可確定 B
 之像于 B' 點。

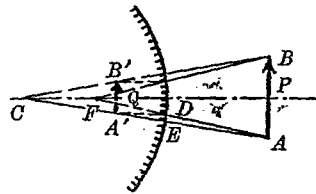


圖 434

(59.15) 正像，倒像與反像 前節所述之法則，不但可用以求像之位置，且可籍以求得像之形式及其大小。自上述諸圖觀之，當物在凹鏡焦點之外，即其距凹鏡之遠度較焦距為大時，鏡所造之真像，均為倒置 (inverted)；當物在焦點之內時，鏡所造之虛像則係正立 (erect)，至于在凸鏡中所造之像，則均為正立之虛像。換言之，虛像均係正立，實像則均係倒置。反射鏡所造之倒像，不但其上下與物之上下相反，即其左右亦與物之左右相調換。左右對調之像有時名為反像 (perverted image)。

(59.16) 像之大小；放大率 物與像之大小之比，可自通過曲度中心 C 之 ACA' 及 BGB' 兩光線與 AB 及 $A'B'$ 所作之 ACB 及 $A'CB'$ 兩相似三角形求之 (圖 432)，因 AB 表物之長， $A'B'$ 表像之長，故所得之放大率 m 為：

$$m = \frac{A'B'}{AB} \dots \dots \dots (6)$$

惟自 ACB 及 $A'CB'$ 兩三角形言之， $\frac{A'B'}{AB} = \frac{CQ}{CP}$ ，故像與

物之大小之比，等於像距曲度中心之速度 QG ，與物距曲度中心速度 GP 之比，惟 $QG = OG - OQ = R - q$ ，而 $GP = OP - OG = p - R$ (圖 432)，故方程(6)可寫為

$$m = \frac{R - q}{p - R} \dots\dots\dots (7)$$

今如以方程(4)所示之 R 值，即 $R = \frac{2pq}{p+q}$ ，代入方程(7)中，則

$$m = \frac{q}{p} \dots\dots\dots (8)$$

換言之，像之大小與物之大小之比，即反射鏡之放大率，等於像距鏡之速度與物距鏡之速度之比。

(59.17) 反射焦散線 (59.11) 節之射鏡公式，僅可用於

各射線與主軸所作之角甚為微小之時，前已屢次提及。若此諸角非甚小時，則所得之像將作何狀，茲在本節申述其大概。

設有一凹鏡，今若作與主軸平行之各入射線，而令此等入射線距主軸頗遠，則其反射線之方向，按反射角等於入射角之定律，將取如圖(435)中所示之方向。在此圖中，僅甚近于主軸之入射線，于反射後方與主軸相交于 F 點，其他各線與主軸之交點則落在自 F 至 O 之距離內。不但如此，即兩個鄰近之反射

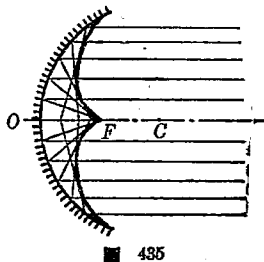


圖 435

線，其相交之點亦均與另二個鄰近之反射線不同，若將此等交點相連，則得一特別之曲線，其名爲焦散曲線 (caustic curve)。今若將圖 (435) 旋轉于主軸，則此焦散曲線所作之旋轉曲面，(surface of revolution) 卽爲焦散曲面 (caustic surface)。焦散曲線甚易表顯。例如將一明亮之鋼片彎成一圓柱面 置之于白紙上，而令其反射陽光，則紙上卽現如圖 (435) 所示之曲線。在鏡透沿之反射線不能焦聚于一點之事，乃球面鏡與柱形鏡缺點之一。此現象常名爲球面像差 (spherical aberration)。補救之法有二；一法在鏡前置一小穴孔以使所通過之光線，只與主軸作微小角度，其他則爲將鏡面改爲拋物線面之一部分，所謂拋物線面 (parabolic surface) 者，卽將拋物線 (parabola) 旋轉于其軸線所產生之曲面也。此等曲面能將與其主軸平行之各入射線悉行焦聚于其焦點，故若用以觀察甚遠之物體，因所聚集于焦點之光線較球面鏡爲多，像特別明亮。世界最大天文望遠鏡(位在美國 California 州之 Wilson 山上)所用者卽爲一直徑爲 100 吋之拋物形射鏡。除天文學外，探視燈 (search light) 及汽車前電燈所裝備之射鏡，亦多爲拋物形，以便其所射出之光線變成一完全平行之強烈光柱。

第五十九章 問題

(59.1) 試舉數事以表示光係沿直線面進行。

(59.2) 自太陽至地球之距離約為月球至地球之距離之 388 倍，太陽之直徑約為地球直徑之 109 倍，地球直徑則為月之直徑之 3.75 倍，試作圖以表示日月半蝕及全蝕之各情形。

(59.3) 若在頗大不透明之板中鑿一方形之小穴，以使陽光通過小孔而射於牆上，則所得之像為圓形而非方形，試言其故。

(59.4) 試述如何製造一不用鏡頭之攝影機。問此種機之優劣如何？

(59.5) 若吾人只具一眼，問能否估計物體之遠近？

(59.6) 當火車前進時，坐在車中之人，見道旁樹木向後移動，惟若舉目眺望遠方之景物，則見其似與車同進，試言其故。

(59.7) 不發光之物體，可因發光體之映照而為吾人所見，其故安在？

(59.8) 試述自平面鏡中所見之像之情形，並自此等情形而推證反射角係等於入射角。

(59.9) 試求“上”，“下”，“F”，“E” 等字在平面鏡中之像。

(59.10) 設有兩個平面鏡，平行的相對而立，今在二者中間置一小物，物距一鏡為 a 厘米，距他鏡為 d 厘米，試作圖以表示其各像距兩鏡之位置。

(59.11) 設有兩平面鏡相交作六十度角，今在二者之中置一物體，問所得之像共有幾個？

(59.12) 試證射鏡公式。問應用此公式時，其限度為何？

(59.13) 凹鏡所造之像，在兩特別之點係與物相合，問此兩點之位置如何？在凸鏡中，物與像符合之點何在？

(59.14) 何謂射鏡之焦點及其焦距？何謂共軛點？

(59.16) 試說明虛像與實像，及倒像與正像之區別。又問倒像與反像有何異點？

(59.16) 當作圖以求物體在射鏡中之像時，所採擇之光線以何者為最便利，試申述之。

(59.17) 問像與物之大小，與二者距曲度中心之遠度有何關係？與二者距頂點之關係又如何？試證之。

(59.18) 何謂焦散曲線？試作圖以表在圓柱凸鏡形前，因甚遠光源而生之焦散曲線之形狀。

(59.19) 問補救射鏡之“球面像差”方法如何？置電燈於拋物形鏡面之前，所射出之光線何以仍只為近似的平行光線？

(59.20) 試說明如何測量射鏡曲度半徑？

* (59.21) 設有一凸鏡與一平面鏡相對而立，今在二者之中，置一物體，試作圖以表示各像之位置。

* (59.22) 若前題之凸鏡為一凹鏡，則其情形如何？試作圖以表示之。

* (59.23) 設前題之兩鏡均為凸鏡或凹鏡，其情形又如何？若一鏡為凸，他鏡為凹，試作圖以表示各像之位置。

(59.24) 試陳述兩實驗方法，以測定凸鏡及凹鏡之焦距。

第五十九章 習題

(59.1) 設有方向固定之一入射光線，射於一平面鏡上。今將鏡轉動 θ 角，則由鏡面反射之光線，其旋轉之角度為 2θ ，試證之。

(59.2) 有兩面旋轉之平面鏡，其旋轉軸線互相平行。第一鏡之速度為每秒 10 次，第二鏡之速度則為每秒 15 次。今有一光線射於第一鏡上，復射於第二鏡，然後自第二鏡面上射於距第二鏡面為 10 米之牆上，問光線在牆上之速度若何？

(59.3) 今有人向一平面鏡以每秒 10 呎之速度移動，問其像之速度如何？

(59.4) 有一人高 5 呎 10 吋，問須用長若干吋之垂直平面鏡，方能見及其全身之像？

(59.5) 有一房寬 20 呎，高 15 呎，長 30 呎。今在其較大之一牆上懸一平面鏡，問鏡之大小應為何，方能使立在房中心之人窺見在鏡對面之牆之全部？若觀者高 68 吋，其眼之位置在頭頂下 3 吋，問鏡所懸之高度若何？

(59.6) 今有凸鏡一個，其焦距為 20 厘米。問置在鏡前 15 厘米之物，其像之大小形狀及位置如何？若鏡為凹面者，則其像之情形又如何？

(59.7) 設在一球面鏡之前 25 厘米處，置一物體，其像現於鏡後 50 厘米處，問此鏡係凸鏡或凹鏡，試求此鏡之焦距，及其曲度中心，並說明所得之像之狀況及其大小。

(59.8) 設有一物體，高 10 厘米今置之於凸面鏡之前，其距鏡之曲度中心為 50 厘米，而其所造之像則約短為 4 厘米，試計物與像至鏡頂點之距離及鏡之焦距各若干。

(59.9) 一正立之物體，高 3 厘米，其在一球面鏡中之正像，高為 6 厘米。像與物之距離為 15 厘米。問鏡為凸鏡或為凹鏡？鏡之位置何在？其焦距為若干？

(59.10) 設物距反射鏡之焦點為 X_p ，其像距焦點為 X_q ，而鏡之焦距為 f ，試證 $X_p X_q = f^2$ 。

第六十章 光之折射

(60.1) 折射現象 當光線自第一媒質射于透光之第二媒質時，除反射而入于第一媒質中之光線外，尚有一部分之光線透入第二媒質。透入第二媒質之光線，其方向不與入射線之方向相同，此現象名爲折射 (refraction)。折射現象亦甚常見，例如插直桿于水中，則見桿在水面下之部分與其露出水面上者，折爲兩部如圖(436)，又例如置杯子于眼前，使位在杯底之物適爲杯沿所遮蔽，今若注水杯中則物可呈現(圖 437)。在各向同性的媒質中(isotropic medium)，如尋常之玻璃或水，折射後光線所取之方向，僅有一個。茲在本章先說明此方向與入射線方向之關係，而後討論各式折射面(refracting surface)之折射作用。

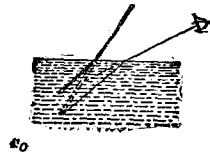


圖 436

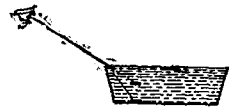


圖 437

(60.2) 折射定律 折射現象

雖亦早爲古人所知悉，惟準確折射定律之制成，則爲 Snell 氏(1621年)之功績。Snell 定律表示入射角與折射角之關係。入射角之定義已見前章，至于折射角(angle of refraction)，則指折射光線(refracted ray)與垂直于折射面之法線所作之角度而言。

折射定律云：

入射線，折射線，與垂直于折射線之法線，三者同在一平面上，而入射角 i 之正弦與折射角 r 之正弦，二者之比為一常數。表作方程即為：

$$n_{12} = \frac{\sin i}{\sin r} \dots\dots\dots(1)$$

此中之常數 n_{12} 之值視折射面兩方之媒質之性質，及所用光之顏色而定。茲假設所用之光為單色，而名 n_{12} 為第二媒質對於第一媒質之折射係數(index of refraction)。證明此定律之簡單實驗方法甚多，讀者當能自舉一二，茲不贅述。今若令光線自第二媒質射於分界面，而令其入射角為 $i' = r$ ，則在第一媒質中之折射角 r' 按實驗結果將為 i 。換言之，第一媒質對於第二媒質之折射係數為：

$$n_{21} = \frac{\sin i'}{\sin r'} = \frac{\sin r}{\sin i} \dots\dots\dots(2)$$

自方程(2)所示之關係言之，若光線進行方向原為自 A 經 B 以至於 C ，今反其進行方向，則其所取之途徑必為自 C 經 B 以至於 A 。此原則有時名光路之可逆性(reversibility of light path)。

用以表演光線進行各情形之設備頗多，就中以 Hartl 之光盤(optical disc)為最簡便。盤略如圖(488)，其面上可裝置反射鏡，玻璃片或透鏡。自弧燈 A 所射出之平行光柱，經過盤旁纖維中之數狹縫後，即分為數條極明晰之光線。此等光線之反射與其折射各情形，可在盤上裝置相當之鏡或玻璃以表顯之於觀衆之前。

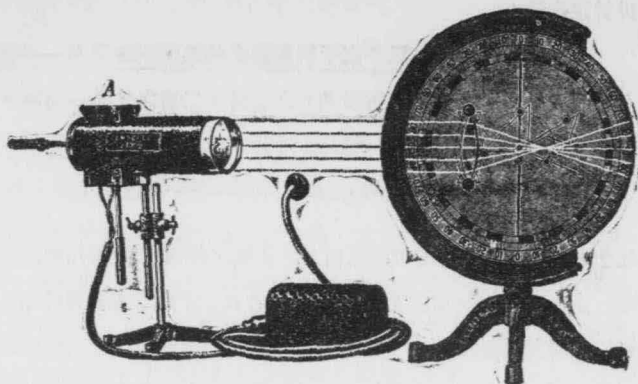


圖 438

(60.3) 偏向角 折射线與入射线所作之角度常名爲折射线之偏向角(angle of deviation)。按此定義，若 i 及 r 各表入射角及折射角， δ 表偏向角(圖 439)，則

$$\delta = i - r$$

除入射光线係與折射面正交外， δ 之值均不等於零，且入射角 i 愈大則偏向角 δ 亦愈大。

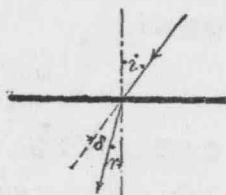


圖 439

(60.4) 物在透光質中之像似的深度 在透光質中之物體，自質外空中觀之，因折射作用，其像似的位置較其實際的位置爲近，二者相差若干，可自折射定律推求之如下：——

令圖(440)中之 SS' 直線表分界平面，今自 SS' 之上窺視在

其下 P 點之物體，則見此物之像似的位置升至 P' 點。欲求 PP' 之距離時，假設 E 為觀者眼球所在之地點。作 EP' 直線與 SS' 面相交于 A 點，次作聯 A 點于 P 點之直線。如是 P 點之光線係

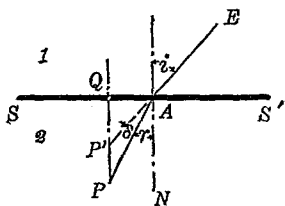


圖 440

沿 PAE 途徑以達于 E 點；換言之，如認 EA 為入射線，則 AP

將為折射线。故按折射定律即有 $\frac{\sin i}{\sin r} = n_{12}$ 。惟自圖言之，入

射角 i 亦等于 $P'AN$ ，且若作 PP' 垂線于 SS' 而令 Q 為垂線之

足，則 $\sin i = \sin(P'AN) = \frac{QA}{PA}$ 又 $\sin r = \sin(QPA) =$

$\frac{QA}{PA}$ 。故 $n_{12} = \frac{QA}{PA} \cdot \frac{PA}{QA} = \frac{PA}{P'A}$ 。今若令觀者眼珠漸向 PP'

線之延長部分移近則 A 點將漸趨近 Q 點，而當觀者之眼正在 PP'

線上時， $\frac{PA}{P'A}$ 乃等于 $\frac{PQ}{P'Q}$ 。故如令 t 表物在 SS' 面下之實際深

度， d 表其像上移之距離，即 $t = PQ$ ， $d = PP'$ ，則：

$$n_{12} = \frac{t}{t-d} \dots\dots\dots(3)$$

利用此方程可以測得兩面平行之物質，對於空氣之折射係數，（例如玻璃片，及透明之液體等）。作此等實驗時，先在一白紙上作一點，而以一顯微鏡觀察此點，

並註顯微鏡筒旁所示之高度 h_1 。次將樣本置於此點之上，而後將顯微鏡筒向上移動，至復窺見此點時，而註鏡筒之高度 h_2 ，如是則 $h_2 - h_1$ 即方程(3)中之 d 。欲求樣本之厚薄時，可在樣本之上另作一點，而將鏡筒向上移動至窺見此點之時而註其高度 h_3 。如是 $h_3 - h_1$ 即等於 t ，而樣本之折射係數遂為

$$n_{12} = \frac{h_3 - h_1}{h_3 - h_2} \dots\dots\dots (4)$$

(60.5) 數個平行平面所生之折射現象 設有光線自第一

種媒質(例如空氣)射于第二種媒質(例如水)後，復由是而射于第三種媒質(例如玻璃)中，且各折射之面均為平行，則其所取之途徑亦可用方程(1)求之。在圖(441)中，令 AB 表原始入射線， BC 表在第二種媒質中之光線， CD 表自是折射而入于第三

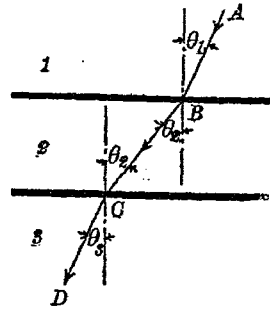


圖 441

種媒質之光線。圖(441)中所示各角，按方程(1)應滿足下列兩關係：

$$n_{12} = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} ; n_{23} = \frac{\sin \theta_2}{\sin \theta_3}$$

故
$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_3} = n_{12} n_{23} \dots\dots\dots (5)$$

自此方程言之，若第三媒質與第一媒質相同，按方程(2)之關

係，則 θ_3 必等於 θ_1 ，是即謂將一個兩面平行之版置於另一媒質中，其所生之影響僅將光線之位置移動，而不改變其方向。

不論第二媒質之厚薄如何，方程 (5) 均係真實。今如將第二媒質減薄以至其不復存在之時，此方程仍為有效。惟當第二媒質不存在之時， θ_1 係表光線自第一媒質射于第三媒質之入射角， θ_3 則表其在第三媒質中之折射角，故按折射係數之定義， $\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_3}$ 之值，即等於第三媒質對於第一媒質之折射係數 n_{13} ；因此，自方程 (5) 知：

$$n_{13} = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_3} = n_{12} n_{23} \dots \dots \dots (6)$$

或 $n_{12} n_{23} n_{31} = 1 \dots \dots \dots (7)$

(60.6) 絕對折射係數 自方程 (?) 觀之，如已知第二種媒質對於第一種媒質之折射係數，及第三種媒質對於第二種媒質之折射係數，則第三種媒質對於第一種媒質之折射係數即可計得。因此之故，吾人只須任認一種媒質為標準，而求其他各媒質對於此標準媒質之折射係數，即可以知各種媒質之折射情形。通常多以真空為標準，而稱各物質對於真空之折射係數為其絕對折射係數 (absolute index of refraction)，或簡稱之為折射係數。惟因空氣對於真空之折射係數與 1 相差甚微，故各物質對於真空之折射係數與其對於空氣之折射係數相差亦甚微，而在計算之時，二者可以不加區別。若以 n_1, n_2, \dots 等分別為各媒質之

折射係數， $\theta_1, \theta_2, \dots$ 等表在各媒質中光線與垂直于分界面法線所

作之角，因 $n_{12} = \frac{n_2}{n_1}$ $n_{13} = \frac{n_3}{n_1}$ 故折射定律(1)可寫作

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 = n_3 \sin \theta_3 \dots \dots \dots (8)$$

此方程之應用，有時較方程(1)更為便利。

(60.7) 稜鏡 在前(60.4)節中，若光線出入之兩平面係交叉作一角度 α 而非平行時，則射入光線與射出線 (emergent ray) 亦不平行。此情形在光學上之應用頗廣。今名透明體之各平面互交而作稜柱形者為稜鏡 (prism)。與稜鏡各稜 (edge) 作直角之橫斷面名為稜鏡之主截面 (principal section)。在尋常問題中，射入于稜鏡之光線均係在其主截面上，故在稜鏡中之折射線與自之所射出之光線，亦均在此主截面上。最簡單且最常見之稜鏡，其主截面為三角形。光線出入于三稜鏡之二面，其相交之稜，名為折射稜 (refracting edge)，其所含之角 α 常名為三稜

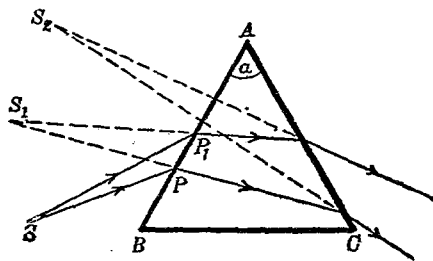


圖 442

鏡之頂角(angle of prism)；在折射稜對方之平面，名為三稜鏡之底面(base of prism)。自其主截面 ABC 言之，(圖 442)，若 AB 與 AC 為光線出入之邊，則 BAC 角等于 α ，而 BC 則表示三稜鏡之底面。

射入于三稜鏡之光線，因折射作用，其射出線之方向，多係折向稜鏡之底面。是以如有光源原在 S 點，今以三稜鏡觀之，則則將見其位置移于 S_2 點，此蓋因自 S 所發之光線錐 PSP_1 ，在第一平面 BA 處折射之後，將焦聚於 S_1 點，在第二平面 AC 處折射，其焦聚之點乃為 S_2 點。光源 S 移變位置之多寡，視光源與觀者之位置而定，其計算頗繁。茲在下節僅考究通過稜鏡之光線，其方向改變之情形。

(60.8) 最小偏向角 光線通過三稜鏡後，其偏向角 δ 可

自圖 (443) 所示之作法求得之。

令 α 表稜鏡之頂角，
 n 表稜鏡之折射係數。如是射出線 ER 與射入線 ID 所作之角 δ ，係等于 DE 與 ID 所作之偏向角

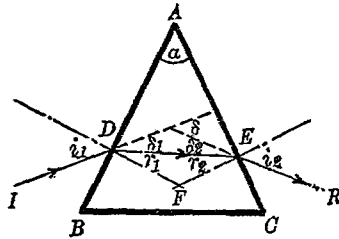


圖 443

δ_1 及 DE 與 ER 所作之偏向角 δ_2 二者之和，即：

$$\delta = \delta_1 + \delta_2 \dots\dots\dots(8)$$

惟自圖， $i_1 = \delta_1 + r_1$ ； $i_2 = \delta_2 + r_2$ (9)

故 $\delta = i_1 + i_2 - (r_1 + r_2)$ (10)

又自 $ADFE$ 四邊形中，因 $DF \perp BA$ ， $FE \perp AC$ ，

故 $\alpha = r_1 + r_2$ (11)

而 $\delta = i_1 + i_2 - \alpha$ (12)

用微分學原理或實驗方法即可證得，當射入線與射出線之位置對於稜鏡係對稱的時，則 δ 角之值為最小。令 δ_m 表此最小之偏向角，且當出入光線為對稱的時， $r_1 = r_2$ ， $i_1 = i_2$ ，故自 (11) 及 (12) 兩方程即得：

$$r_1 = r_2 = \frac{\alpha}{2} \text{ (13)}$$

及 $i_1 = i_2 = \frac{\delta_m + \alpha}{2}$ (14)

是以 $n = \frac{\sin i_1}{\sin r_1} = \frac{\sin \frac{\delta_m + \alpha}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2}}$ (15)

凡具稜形之物體，其折射係數 n 均可由此公式計得之。尋常作此種實驗之時， α 與 δ_m 兩角，均藉分光儀 (spectrometer) (見後 69.4 節) 以量測之。用此方法且可證明 n 之值實隨所用光之顏色之不同而變更。

(60.9) 色散現象 若令白色光線斜射于三稜鏡，則通過稜鏡之後，光線雖將被分散為有色彩之光帶。此現象名為色散

(dispersion)。色散現象，在 1672 年爲 Newton 所首先考究。彼用一三稜鏡，將通過小穴之日光，射于暗室中之幕上。因各色被折射程度不同，故幕上之像，遂展成爲含有彩色之光帶。在此光帶中，紫光被折最甚，紅光最微，其他各色則依次爲紫，靛，藍，綠，黃，橙與紅。Newton 名其所得之各色彩爲光譜(spectrum)。

在 Newton 之時代以前，學者多認白色爲最簡單之光，而稜鏡所生之各色，係稜鏡將白光改造而來。Newton 先在其第一稜鏡之後安置另一與之平行且底面相對之稜鏡。以表示第一稜鏡所產生之各顏色可

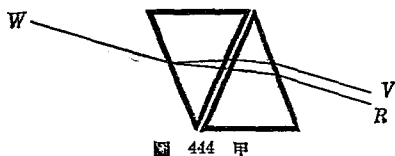


圖 444 甲

復合而成白色光，(見圖 444 甲)。爲考究稜鏡是否可以改變光之顏色起見，Newton 次將第二稜鏡之方向改變，令之與第一稜鏡垂直，(圖 444 乙)。其所得之顏色，與前無異。自此等實驗結

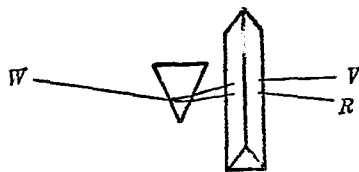


圖 444 乙

果，Newton 乃深信白光實爲多數顏色之組合色。稜鏡之功用，並非將白光改造，實係將之分解，此蓋因各色光之折射係數不同，故將白光通過稜鏡後，即可將其組合各色分別顯出。

各色光之折射係數，既不相等，故言 n 之時必指出所用光之顏色。惟在尋常問題中，如無特別聲明， n 隨光色而變更之差值可以不計。第二十七表列舉用黃色鈉光 (yellow sodium light) 時，各種物質之折射係數之值。

第二十七表 折射係數(黃色鈉光)

水	1.3330	冕玻璃	1.516	空氣(0°C., 76cm.)	1.000292
CS ₂	1.629	磁石玻璃	1.572至1.963	H ₂ (0°C., 76 cm.)	1.000138
(C ₂ H ₆) ₂ O	1.352	石英晶	1.544	He (0°C., 76 cm.)	1.000035
C ₂ H ₅ OH	1.362	金鋼石(15°C.)	2.417	O ₂ (0°C., 76 cm.)	1.000272

(60.10) 全反射現象 光線自折射係數較小之媒質射入于折射係數較大之媒質時，其方向係折向于法線；反之，當光線自 n 較大之媒質（即光學的較密之媒質）射入于 n 較小之媒質（即光學的較稀之媒質）時，其方向則離法線而折轉。在後述之情形中，若漸次增大入射角之值，則當入射角達某一定之臨界值 (critical value) 時，折射角之值將適等於 90 度。如圖 (445) 中之 IOC 。此時折射線之方向與分界面平行。今若再增大入射角，則光線將完全被反射而入于原始之媒質中。此現象名為全反射 (total reflection)。令 θ_c 表某物質對於真空之全反射臨界角

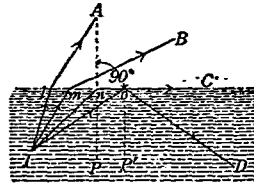


圖 445

(critical angle of total reflection), 按折射定律則:

$$n \sin \theta_c = \sin 90^\circ = 1 \text{ 或 } \sin \theta_c = \frac{1}{n} \dots (16)$$

自此方程觀之, 利用全反射現象, 即可以測定折射係數之值。自水中向水面上觀察, 所能見及之景物僅在一定角度之內, 即因全反射之故。

(60.11) 海市蜃樓及天文的折射現象 因折射及全反射作用

而生之現象頗多, 海市蜃樓即其一例, 茲陳述于下。

在與熱體接觸面上之空氣, 例如火爐之上, 或陽光所照之平地上, 愈近于熱體者, 其密度愈稀, 故其折射係數亦愈小。設圖(446 甲)中之 O 點表觀者

眼球所在之位置, AB 表在遠方之物體。自 A 及 B 所射出之光線有可直接達到 O 點如 AO 及 BO 者, 惟其向下進行之光線, 因

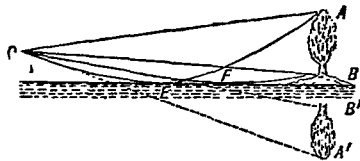


圖 446 甲

n 漸次減小之故, 其方向有漸向上彎折者, 如 AEO 及 BFO 等。於是在 O 點所見者, 除 AB 原物外, 尚有其倒立之幻景如 $A'B'$, 是即海市蜃樓之構成。

當太陽初上, 及適將西落之時, 因在陽光所經過之路途中, 空氣之密度漸次增大, (即其折射係數漸次變大), 故自太陽至觀

者之光線亦不作直線，而作彎曲形狀如圖 (446) 乙。因此之故，

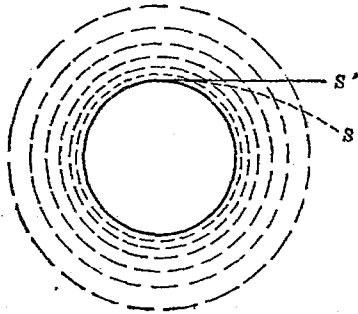


圖 446 乙

當朝陽尙未出現於水平線之上，或夕陽已沈落於水平線之下時，吾人均能見之。星之閃動亦係同種理由所造成，蓋其像似的位置及強度，因空中氣體之變動，乃作迅速的變更，而使吾人覺其閃閃發光也。

第六十章 問題

- (60.1) 試舉數事象以表示光之折射。
- (60.2) 設有漁夫在水外以槍瞄準在水內之魚，槍身與水面作 45° 角。問子彈所擊之處失之太高抑太低？
- (60.3) 何謂光路之可逆性？
- (60.4) 自水中觀察水面上之物體其距水面之速度較實際之值為近抑為遠？

試言其故。

(60.5) 試述測定平行的透光版之折光指數之方法。

(60.6) 試區別相對的及絕對的折射係數之值。

(60.7) 假有光線自空氣中射入於一堆平行版，不論此堆版之數目及其各個之折射係數為何，自之復射出於空氣中之光線必與原始之入射光線平行，試證明之。

(60.8) 何謂稜鏡？自稜鏡一面射入之光線，其方向與自他一面射出光線之方向有何關係？

(60.9) 自稜鏡所射出之光線與射入於稜鏡之光線，二者方向之差異如為最小，則稜鏡之位置若何？自此最小偏向角及稜鏡之折射角可計得稜鏡之折射係數，試推求其公式。

(60.10) 若稜鏡之頂角甚小，問最小偏向角與折射係數之關係如何？

(60.11) 若將玻璃三稜鏡置於 CS_2 中，問射出光線之方向是否亦係折向稜鏡之底面？

(60.12) 何謂色散現象？

(60.13) 試說明全反射現象。

(60.14) 試作圖以表示如何利用稜鏡以(1)變更光線之方向；(2)不改變其方向，但使所造之像倒立；及(3)除(2)之情形外，同時並使像左右對調。

(60.15) 用假鑽石之首飾，其鑽石之底面須多塗以黑色不透光之漆，以增加其亮度。若用真鑽石者則否，試言其故。

(60.16) 太陽初出及將入之時，較其在中午時，其直徑似為較大，試言其故。

(60.17) 試述在沙漠中所見之海市蜃樓之成因。

(60.18) 星辰之閃閃發光，其故安在？

第六十章 習題

(60.1) 玻璃之折射係數為 $\frac{3}{2}$ ；水之折射係數為 $\frac{4}{3}$ ；問玻璃對水之折射係數，及水對於玻璃之折射係數各若干？

(60.2) 設注折射係數為 1.41 之液體於一杯中，杯底似向上升移 1.37 吋，問所注入液體之深度若干吋？

(60.3) 有一直桿，今插之於折射係數為 n 之液中，其在液外空中與液面所作之角為 θ 。若自液外空中向下直視，問其在液中之部分與液面所作之角如何？

(60.4) 設有一層薄精，($n=1.36$)，厚 2 吋，浮於水上，水之折射係數為 1.33，其深度則為 3 吋，問水底距薄精面之像似的深度若干？

* (60.5) 設已知通過三稜鏡之光線，其偏向角有最小值。試利用光路之可逆性原則，以證明光線所取之途徑對於三稜鏡為對稱的時，其偏向角方為最小。

(60.6) 設有 60 度之三稜鏡，其對於黃色光之折射係數為 1.620，其對於藍色光之折射係數則為 1.630。問當入射之白光與稜面作 45° 角時，其射出之黃與藍兩光線與稜面所作之角度如何？

(60.7) 問玻璃對於水之全反射臨界角為若干度？

(60.8) 有一稜鏡，其折射指數為 $\sqrt{2}$ 。設凡射入角較 45° 為小之光線通過此稜鏡之一面後，均從他面所全反射，問此稜鏡之頂角若干？

- * (60.9) 若自稜鏡所射出之光線適與其一面平行。問射入角之值應若何？試將此題分作下列五項而討論之。(1) $\alpha > 2A$ ；(2) $\alpha = 2A$ ；(3) $2A > \alpha > A$ ；(4) $\alpha = A$ ；及(5) $\alpha < A$ ； A 表用作稜鏡之物質之臨界角， α 則表稜鏡之頂角。
- (60.10) 試作一曲線以表光線自水折射入空氣後其偏向角與入射角之關係。

第六十一章 透鏡

(61.1) 球面上之折射 前數章所討論者，均為在平面上之折射現象，茲在此後數節中討論球面上折射現象之情況。

若兩媒質之分界面為一圓球面之一部分，而發自一點 P 之光綫錐，其所含之角度復甚微小，則其折射後之光綫錐亦將焦聚於一點 Q ，此點可名為 P 點之像。茲引用折射定律以推求 P 與 Q 二者位置之關係如下：

令圖(447)中 P 點表物之位置， C 點表球面之曲度中心。 P 之像 Q ，其位置顯然係位於通過聯 P 於 C 之直線上。令此直

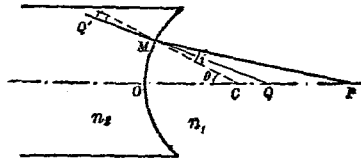


圖 447

線與球面相交於 O 點。令 PM 表自 P 出發之光線；並作 CM 法線。此入射線折射之後，將取 MQ' 方向。按折射定律

$$n_1 \sin i = n_2 \sin r \dots\dots\dots(1)$$

且自圖 PMC 及 CMQ 兩三角形知：

$$\frac{MP}{\sin \theta} = \frac{CP}{\sin i} \dots\dots\dots(2)$$

及
$$\frac{MQ}{\sin \theta} = \frac{CQ}{\sin r} \dots\dots\dots(3)$$

由此消去 $\sin \theta$ 則有

$$\frac{MP}{GP} \sin i = \frac{MQ}{GQ} \sin r$$

再與方程(1)合併即得

$$n_1 \frac{GP}{MP} = n_2 \frac{GQ}{MQ} \dots\dots\dots (4)$$

茲令 p 及 q 各表物及像距折射面之距離， R 表球面之半徑，此三者之爲正號或負號，仍按前 (59.10) 節之符號定則決定之。如是，

$$GP = OP - OG = p - R$$

$$GQ = OQ - OG = q - R$$

$$\text{故方程(4)所化爲： } n_1 \frac{p-R}{MP} = n_2 \frac{q-R}{MQ} \dots\dots\dots (5)$$

若 PM 光線與 OQP 所作之角甚爲微小，此方程中之 MP 及 MQ 可各以 OP 及 OQ 代之，即 MP 約等於 p ， MQ 約等於 q ，而方程(5)再以 R 除之之後，將化爲：

$$n_1 \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{p} \right) = n_2 \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{q} \right) \dots\dots\dots (6)$$

$$\text{或 } \frac{n_2}{q} - \frac{n_1}{p} = \frac{n_2 - n_1}{R} \dots\dots\dots (7)$$

推求此公式時，雖先假設向光者爲折射面之凹面，然如採用 (56.10 節) 所規定之符號定則，則此公式亦可用之於折射面之凸面係向光之時。此事讀者可自行證明之，今從略。

自此公式觀之，若第一媒質為真空，(或空氣) 即 $n_1=1$ ，第二媒質之折射係數為 n ，則 q 與 p 之關係可書之為

$$\frac{n}{q} - \frac{1}{p} = \frac{n-1}{R} = \frac{n}{f_2} = -\frac{1}{f_1} \dots\dots (8)$$

自此即知，當物在極遠之處時，(即 $p=\infty$)，或射入線為平行時，其折射光綫錐所聚焦之點為 F_2 (圖 448 甲)；今名 F_2 點為第

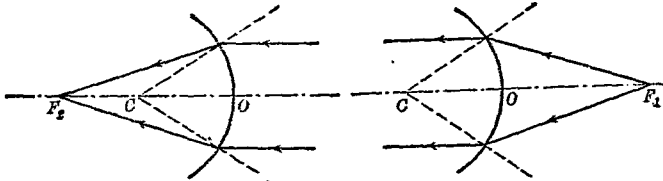


圖 448 甲

圖 448 乙

二焦點；其至 O 點之距離；即 $f_2 = -\frac{nR}{n-1}$ ，則名為第二焦距 (second focal length)。若欲折射光線之方向為平行 (即 $q=\infty$)，則射入光綫錐所出發之點 F_1 (圖 448 乙) 名為第一焦點， OF_1 之距離，即 $f_1 = -\frac{R}{n-1}$ ，則名為第一焦距。此公式右方前之負號，乃表示 F_1 之位置與折射面之曲度中心 C 係分居於分界面之兩方。讀者當已注意 F_1 與 F_2 至 O 點之距離不相等。

若折射面為一平面，則 $R=\infty$ ，

而 $q=np$

是即 (60.4) 節第三方程所示之關係也。

若認反射面之折射係數爲 -1 ，(負號係表示反射之方向與入射之方向相反)，則方程(8)亦可用以表示反射之各情形，因以 $n = -1$ 代入，即得前(59.11)節之公式(4)：——

$$\frac{1}{q} + \frac{1}{p} = \frac{2}{R}$$

總之，方式(7)或(8)可視為包括一切反射及折射現象之一較普遍之公式。

(61.2) 透鏡 若光線自第一種媒質經過一球面而射入於又一種之媒質後，復自第二種媒質再經過一球面而射入於原始之媒質中，其情形可運用前節之方程以解釋之。尋常之透鏡 (lens) 之折射情形即係如此，蓋各種透鏡之兩面多各爲球面之一部分也，今名連此兩球面之中心之直線爲透鏡之主軸 (principal axis)。多數之透鏡，其厚薄較其兩球面之曲度半徑爲甚小，今稱之爲薄透鏡 (thin lens)。薄透鏡所生之像較易討論，本書之陳述，僅以薄透鏡爲限。

設置物於主軸上之 P 點，見圖(449)，今欲求其像之位置，

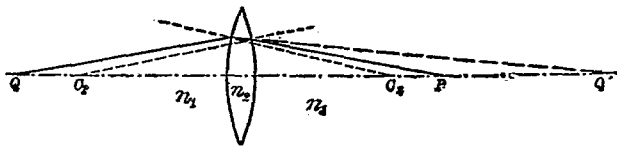


圖 449

可先求在第一面折射後之像之位置 Q' ，再求 Q' 在第二面折射

後之像之位置 Q 。計算之時，可次第引用方程 (7)。今推求之如下：

令自 Q' 至透鏡之距離為 q' ，則應用公式 (7) 即得：

$$\frac{n_2}{q'} - \frac{n_1}{p} = \frac{n_2 - n_1}{R_1} \dots \dots \dots (9)$$

此中之 R_1 表第一面之曲度半徑， n_2 及 n_1 各表透鏡與其所在之媒質之折射係數。自 Q' 出發之光綫錐在第二面折射之後，其焦聚之點為 Q ， Q 距透鏡之遠度 q 與 q' 之關係，因透鏡甚薄之故，遂為

$$\frac{n_1}{q} - \frac{n_2}{q'} = \frac{n_1 - n_2}{R_2} \dots \dots \dots (10)$$

此中之 R_2 表第二面之曲度半徑。將 (9) 及 (10) 兩方程相加，以消去 q' ，即得 $\frac{1}{q} - \frac{1}{p} = \frac{n_2 - n_1}{n_1} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \dots \dots \dots (11)$

此方程右方之分數完全由透鏡之形狀及兩媒質之折射係數而定，故在一定之情形下其值不變，茲為簡單起見，令

$$f = \frac{n_1}{n_2 - n_1} \left(\frac{R_1 R_2}{R_1 - R_2} \right) \dots \dots \dots (12)$$

於是方程 (11) 可寫作：

$$\frac{1}{q} - \frac{1}{p} = \frac{1}{f} \dots \dots \dots (13)$$

自此方程觀之，當物體在極遠之處時，(即 $p = \infty$)，其像將於

距透鏡為 f 之點呈現，(即 $q=f$)。換言之，將平行光線射於透鏡，其會聚之焦點(focus) F_2 ，距透鏡之速度即為 f ； f 之名為透鏡之第二焦距(second focal length)。若欲令所生之像位於極遠之處時，(即 $q=\infty$)，則應將物置於透鏡為 $-f$ 之點 F_1 ， F_1



圖 450 甲

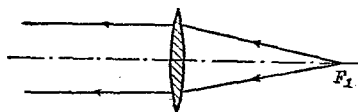


圖 450 乙

至透鏡之速度常名為第一焦距(first focal length)(見圖 450)。

在透鏡兩方之媒質如係相同，則第一焦距與第二焦距之數值彼此相等。在多數問題中，其情形均係如此。如無特別聲明，此後言焦距時，均指透鏡之第二焦距而言。

透鏡焦聚或折射光線之本領，通常多以其焦距倒數之數值表之。茲名此值為透鏡之焦度(dioptric power)。焦距為 1 米時之焦度，其名為一第(diopter)。凸面透鏡之焦度，常冠以為正號；凹面透鏡則冠以負號。此與下節所述焦距之符號適反，讀者須特別加以注意。

(61.3) 透鏡之種類與 f 之符號 今若將透鏡置於真空(或

空氣)中，則其焦距之值將為：

$$f = \frac{1}{n-1} \cdot \frac{R_1 R_2}{R_1 - R_2} \dots \dots \dots (14)$$

因 n 之值恆大於 1，故在真空中之透鏡，其符號之正負，可自 R_1 與 R_2 之值及其符號定之。 f 為正值之透鏡，其名為凹面或發散透鏡 (concave 或 divergent lens)。 f 為負值之透鏡，其名則為凸面或會聚透鏡 (convex 或 convergent lens)。

凡中部較其邊沿為厚之透鏡，例在圖 (451) 所示之雙凸 (double convex)，凸平 (convexo-plane)，及凸月 (convex meniscus) 各形，其 f 之值均不難證其為負，故此等透鏡均

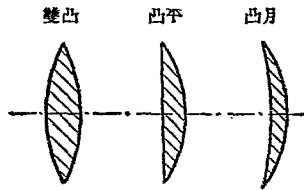


圖 451

係會聚的。凡中部較其邊沿為薄之透鏡，例如圖 (452) 所示之雙凹 (double concave)，凹平 (concavo-plane)，及凹月 (concave meniscus) 各形，其

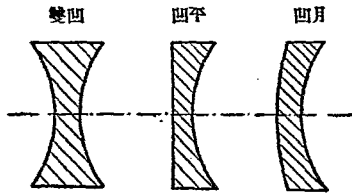


圖 452

f 之值均為正，故俱為發散的。

(61.4) 圖解方法 引用方程 (13)，固可以確定各種透鏡

所造之像之位置，惟如欲知所造之像之狀態及大小，則以作圖求之爲最善。作圖之時，所用之光線可自下述三組中任取其二：

(1) 與主軸平行之射入光線，其射出線之方向必通過透鏡之第二焦點；(2) 通過第一焦點之射入線，其射出之方向，必與主軸平行；(3) 通過透鏡光心 (optical center) 之光線，其射出線之方向，與射入線平行；在薄透鏡中，其光心可視爲與其中心點符合，故凡通過薄透鏡中心之光線，其方向均不改變。圖 (453) 甲

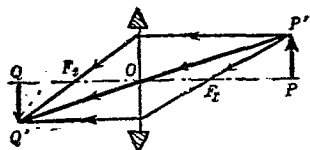


圖 453 甲

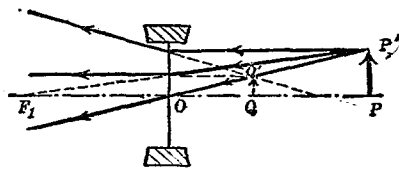


圖 453 乙

及乙分別表示求凸面及凹面透鏡所造像之作圖方法。

(61.5) 透鏡之放大率及像之狀態 自前節所述之作圖方法觀之，通過透鏡中心之光線，其方向既不改變，則像之長度與物之長度之比（即 $Q'Q$ 與 $P'P$ 兩直線之比），即等於像與物距

透鏡之遠度 q 及 p 之比。換言之，透鏡之長度放大率 (linear magnification) 爲

$$m = \frac{q}{p} \dots\dots\dots (15)$$

至於像之狀態則視物之位置而定，茲將其情形列於二十八及二十九表。

第二十八表 凸面透鏡造像情況 (f 爲負)

p	q	像之狀態	放大情況
∞	f	真像，
自 ∞ 至 $-2f$	自 f 至 $2f$	真像，倒立	縮小
$-2f$	$2f$	真像，倒立	同大
自 $-2f$ 至 $-f$	自 $2f$ 至 ∞	真像，倒立	放大
$-f$	∞
自 $-f$ 至 0	自 ∞ 至 0	虛像，正立	放大
0	0	同大

第二十九表 凹面透鏡造像情況 (f 爲正)

p	q	像之狀態	放大情況
∞	f	虛像，
自 ∞ 至 0	自 f 至 0	虛像，正立	縮小
0	0	同大

(61.6) 凸面透鏡焦距之測定 如將凸面透鏡置於紙幕 S 之前，而調節二

者之距離，以便在極遠之物體之像於幕上呈現，則按焦距之定義，即知幕至透鏡之距離，等於透鏡之焦距。如所欲求者，僅為 f 之大約值，則可用此簡便之法。若欲得較準確之值，則此法殊不可靠，而以下法為宜。

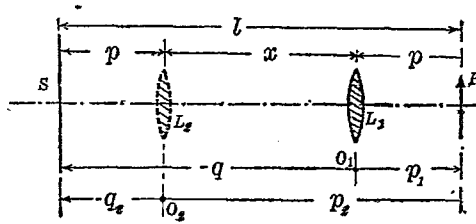


圖 454

先用前法以大約測定 f 之值。次將一小物 P 放在距幕 S 約為焦距之 5 倍至 7 倍之處，而在二者之中放置透鏡 L 如圖 (454)。如是若保持 P 至 S 之位置，而將 L 自物向幕移動，則當 L 在兩個適當之位置時，幕上均將呈現物之明晰之像。此蓋因將物置於 P 點，如其像係於 Q 點出現，則將物置於 Q 點，其像必於 P 點出現也。由是言之，如在第一位置時，自 L 至 P 之距離為 p ，則當 L 移動 x 距離而達到第二位置時，其距 S 之距離亦為 p ，欲自 x 及 P 至 S 之距離 l 之值二者以計算 f ，可應用方程 (13)。因在第一位置 $p_1 = p$ ，

$$q_1 = -(l - p) \dots\dots\dots (16)$$

在第二位置 $p_2 = (l - p)$ ，

$$q_2 = -p \dots\dots\dots (17)$$

且 $p_2 - p_1 = x \dots\dots\dots (18)$

故 $l - 2p = x$;

$$p_1 = p = \frac{l-x}{2} \dots\dots\dots (19)$$

$$q_1 = -(l-p) = -l + \frac{l-x}{2} = -\frac{l+x}{2} \dots\dots\dots (20)$$

以此二值代入方程 (19) 即有：

$$\frac{l}{f} = -\frac{2}{l+x} - \frac{2}{l-x} = -\frac{4l}{l^2-x^2} \dots\dots\dots (21)$$

或 $f = -\frac{l^2-x^2}{4l} \dots\dots\dots (22)$

此公式右方之負號即以表示透鏡係一凸面者。

用此法測定 f 時， P 至 S 之距離最少須在焦距之四倍以上，因若非如此，則幕上將不能有像呈現。至於作實驗之時， l 之值以在焦距之 5 倍至 7 倍之間為最宜，此蓋因如 l 太小則 x 亦小，其誤差百分率較大，因而 f 之誤差頗大；如 l 太大， x 雖較大，惟透鏡之位置不易測得準確，至 x 及 f 之值均不準確。

(61.7) 凹面透鏡焦距之測定 凹面透鏡所造之像係虛像，故前節所述之實驗方法均不可用。通常所採用以測凹面透鏡之焦距之方法有二：其一利用視差 (parallax) 原則；其他則將一凸面透鏡與所考究之凹面透鏡合併以成一組會聚透鏡，然後再用前節法則以測此組合之焦距。茲分別述之如次：

在凹面透鏡之使 P 點置一小直桿，而在其前觀察之，如是則見其像位於 Q 點。欲定此點之位置，可在 Q 前後另置一稍長之桿 B ，同時觀察 B 及 Q ，若 B 與 Q 完全照合，則不論觀者如何移動其視線，其所直接窺見 B 桿之延長部分，均將與自透鏡中所見之 Q 在一直線上，而不作相對的移動。如二者位置不符合，則稍改變觀察之方向即見 B 與 Q 不在一直線上。像距透鏡之速度 q 既已由此方法測

定，且物至透鏡之遠度 p 可以直接量得，故應用 $\frac{1}{q} - \frac{1}{p} = \frac{1}{f}$ 公式，即可計得 f 之值。

用第二法時，若所測得之組合之焦距為 F ，凹面透鏡之焦距為 f_a ，凸面透鏡之焦距為 f_c 則：

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f_a} + \frac{1}{f_c}$$

或
$$\frac{1}{f_a} = \frac{1}{F} - \frac{1}{f_c} \dots\dots\dots (23)$$

因 F 之符號必須為負，故用此法時，凸面透鏡之焦距（即 f_c 之數值）須較凹面透鏡之焦距為小。欲證方程 (23) 可連用公式 (13) 二次，茲推演之如下：

令物位於 P 點； Q' 點表其通過凸透鏡後所生像之位置； Q 點則表此像在凹透鏡中所生之像之位置。令 p, q' 及 q 分表 P, Q' 及 Q 各點至透鏡組合之遠度，如是按方程 (13) 因兩透鏡均係薄之故，

$$\frac{1}{q'} - \frac{1}{p} = \frac{1}{f_c}$$

$$\frac{1}{q} - \frac{1}{q'} = \frac{1}{f_a}$$

而
$$\frac{1}{q} - \frac{1}{p} = \frac{1}{f_c} + \frac{1}{f_a}$$

惟此組合之焦距 F 應可用 $\frac{1}{q} - \frac{1}{p} = \frac{1}{F}$ 公式計得之，故有前所述之方程式 (23)。

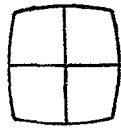
(61.8) 透鏡造像之缺點 當推出透鏡公式之時，吾人曾假設所用之光綫甚為細小，於是 P 點可發之光乃得完全焦聚於 Q 點。若所用之光線不僅限於與主軸作微小之角度者，例如

所用之光線係通過透鏡之邊沿者，則此等光線將不焦聚於一點。因此所生之折射光線，其分布情形與反射鏡所生之焦散曲線甚相類似，其效應亦名為球面像差 (spherical aberration)。糾正球面像差之法有三：(1) 將透鏡之兩面磨成適當之形狀；(2) 用兩個球差相反之透鏡組成一複透鏡；(3) 將自透鏡邊沿所通過之光線完全阻斷。後一法之應用雖較便利，然因其所通過之光較微，故精細之儀器多用第二法。至於第一法則因研磨之手續較繁，用時頗少。

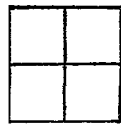
在透鏡公式(11)中，其右方含有透鏡之折射係數 n 之值。惟 n 之值視所用之光色而異，故嚴格言之，透鏡公式之右方非一固定不變之常數。易言之，透鏡之焦距 f 視所用之光色而異。因此之故，位於主軸上一點之顏色不純之物體，其所生之像，亦不能完全聚會於一點；此種效應名為色差 (chromatic aberration)。如用數個相當之透鏡以組成一複透視，則色差之效應，常可減至甚微之程度。

除色差與球面像差外，透鏡尚有其他缺點。茲分述之於下：
(1) 凡非位在透鏡軸線上一點之物，其像常非一點而作兩個正交之直線，是為像散性 (astigmatism)；(2) 凡物體上與透鏡軸線正交之直線，其像常作曲線形狀，是為彎曲；(3) 因透鏡對於物體各點之放大率不同，故像之形式常不與物之原形相同，此種缺點常名為畸變 (distortion)。圖(455)甲及丙表示視場中之兩種畸變

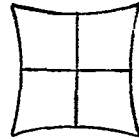
圖 455



甲
邊沿放大率較中
心爲小時之像



乙
物之原形



丙
邊沿放大率較中
心爲大時之像

情形。爲補救此等缺點起見，上等光學儀器之透鏡均由數個透鏡合併而成。

第六十一章 問題

- (61.1) 反射定律可視之爲折射定律之一特別情形，試申述之。
- (61.2) 物體在球形分界面處折射而生之像，其位置與物之位置之關係何若？試推證之。
- (61.3) 何謂透鏡？試推證其公式。在推演此公式時，重要之假設有二，試分別陳述之。
- (61.4) 試定透鏡之主軸及其焦點與其焦距之義。
- (61.5) 透鏡有幾種？其特性各如何？
- (61.6) 設將凸面玻璃透鏡置於 CS_2 中，問其所造之像之情形與特該透鏡置於空氣中時有何不同之點？
- (61.7) 試述作圖以求透鏡所造之像之法則。
- (61.8) 物自極遠之處向透鏡移近之時，其像之狀態位置，及大小何如？試

逐步陳述之。

- (61.9) 凸面透鏡所造之像；其距物之遠度不能較其焦距之四倍為更小。試證之。
- (61.10) 試說明測定凸面及凹面透鏡焦距之方法。
- (61.11) 試述透鏡之球面像差及色差，與其糾正之方法。間透鏡之他種缺點如何？
- (61.12) 間溫度計中水銀絲之像似的大小與其實際的大小之比若何？

第六十一章 習題

- (61.1) 設有物體，其距凸面透鏡之遠度為 100 厘米。透鏡之焦距為 90 厘米。今物體以每秒一厘米之遠度離透鏡而移動，問其像之移動遠度如何？若物體共移動 2 厘米問其像共移動若干厘米？
- (61.2) 設有一凸面透鏡，其在空中之焦距為 40 厘米，其在水中之焦距則為 196.8 厘米，問此透鏡之折折係數若干（水之折折係數為 1.33）？若將此透鏡置之於 CS_2 中（ CS_2 之 $n=1.63$ ），問其焦距如何？
- (61.3) 設有甚薄之鍍玻璃兩塊，其曲度半徑各為 20 厘米及 25 厘米，今將其邊沿膠合使二者之中包含空氣，而後置之於水中，問此組合之效果與凸面透鏡相同，抑與凹面透鏡相同？其焦距若何？
- (61.4) 設有一雙凸之玻璃透鏡，令浮之於水中，使其一面完全在水中，其他面則在空氣中，問計算在水中物體之像之位置，其公式若何？
- (61.5) 設有一物體，位於一凹面透鏡之主軸上，距凹面 48 厘米，凹面之

曲度半徑為 8 厘米，其中部之厚為 14 厘米。今若將其平面塗以水銀，使成一完善之反射平面，問此物體在凹面折射，復在平面反射後，其像之位置如何（此透鏡之 $n=1.5$ ）？

(61.6) 設有一透鏡，其所造之像係倒立，其大小則等於物之兩倍。若物與像之距離為 15 吋，問透鏡之焦距若干？又問像係真像或虛像？透鏡為凸面抑或凹面？透鏡距物之速度若何？

(61.7) 若前題中透鏡所造之像，係正立者，則其答案如何？又若像為正立，其大小則僅為物之一半，試求其答案。

(61.8) 設將一燈置在幕前 10 呎，而在二者之中，放置一凸面透鏡於相當之地點，則幕上可呈現燈之像。若將透鏡移動 2 呎，則幕上復可有像呈現。問兩次所得之像，其大小之比若何？又問透鏡之焦距若何？

(61.9) 一凸面與一凹面透鏡互相接觸而組成一組複透鏡。當物距此組合為 80 厘米時，其真像距透鏡為 60 厘米。若凸面透鏡之焦距為 10 厘米，問凹面透鏡之焦距如何？

(61.10) 試作圖以表示如何放置兩個凸面透鏡，使其所造者為正立之真像？若兩透鏡之焦距相等，試另作一圖以表示二者相對位置如何方能使物與其正立之真像之大小復相等。

(61.11) 設有一薄透鏡，其焦距為 f_1 ，今置之於焦距為 f_2 之球面鏡前。若透鏡之中心與鏡之焦點符合，而二者之光軸亦一致，問此組合之焦點何在？

(61.12) 設物體至透鏡之第一焦點之距離為 x_p ，其像至第二焦點之距離為 x_q ，試證 $x_p x_q = f^2$ ， f 表透鏡之焦距。

第六十二章 光學儀器

(62.1) 本章之目的 各種光學儀器之主要部分，不外各式透鏡，反射鏡，及三稜鏡等。故將此等之鏡組合以成望遠鏡，顯微鏡等等，其所用及之定律，亦不外前二章所已陳述者。茲根據前二章之原理，以申述各種較簡單光學儀器之結構及功用。惟此等儀器，常因光之本性而各有其相當限度；換言之，利用前此所已說明之幾何光學原理，吾人固可製得望遠鏡，顯微鏡，照像機或分光儀等；然欲知如何可製得最佳之望遠鏡，顯微鏡，照像機或分光儀等，則吾人對於光之本性須先有更深切之了解。此等問題擬於後第六十七章中討論之，本章則不涉及。

(62.2) 眼 眼為觀察各種現象之最後器官，在光學中，其位置之重要，實勿庸述。眼之構造及其動作之詳細情形，乃生理學之問題，茲敘述其大概如下(圖 456)。

眼之最外一層 S 曰鞏膜 (sclerotic)。

鞏膜之前面為一透明之膜 C ，名為角膜 (cor-

nea)。鞏膜與角膜所包圍之穴幾成球狀；前者為質極固，故足以保護眼之內部，且以維持其形狀；後者之彎曲較甚，因其透明之故，遂為光線入眼之第一門戶。 S 之

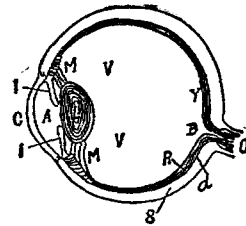


圖 456

內面 d ，有一層不透光之黑色膜，其名爲黑衣 (choroid)，其功用乃使眼穴中完全黑暗，黑衣之前面爲有色之彩簾 I (iris)。眼珠之彩色蓋卽彩簾所致，彩簾之中有一圓孔，是爲瞳孔 (pupil)。自瞳孔進入眼中之光量，則由彩簾啓縮 (卽瞳孔之大小) 以調節之。彩簾之後爲眼珠，眼珠係一品狀之雙凸透鏡 L ，其功用乃將光線聚焦於眼後之網膜 R (retina) 上，以造成明顯之像，然後由佈滿於網膜上之視神經，傳入腦內以生視覺。網膜上正對視神經入口之點 B 不起光覺，故名爲盲點 (blind spot)，然網膜上亦有一點其視覺最爲敏銳，此點 Y 位於眼之軸線上，四周略呈黃色，故稱爲黃斑點 (yellow spot)。

在角膜與彩簾及眼球間之空間 A ，名爲前房 (anterior chamber)；其中充滿一種透明之液體，其名爲水液 (aqueous humour)。在眼珠及網膜間之空間 V ，名爲後房 (posterior chamber)，其中則充滿另一種透明之液體，其名爲玻璃液 (vitreous humour)。角膜，水液，與玻璃液三者，其折射指數均約爲 1.34。眼珠乃由多層密度不同之無色質組織而成。其最外一層頗爲柔軟，其最內一層則頗爲堅固。最外一層之折射指數 n 約爲 1.405，中間一層之 n 約爲 1.429，其最內一層之 n 則約爲 1.454。因眼珠各層之折射指數不同，其球面像差遂賴以糾正。進入眼中之光線，經此角膜與眼珠前後各折射面之折射作用後，方聚焦於網膜之上，其所造成之像，雖係倒立且左右對調者，然自長久之經驗，吾人腦中神經亦能解釋之無誤，不致以上爲下，或以左爲右也。

眼珠前面之曲度較其後面爲小。因受與彩簾相連之有毛肌肉 M (ciliary muscle) 之節制，且可以任意變更。此節制手續常名爲眼之調節 (accommodation of the eye)。當有毛肌肉放鬆以令

眼休息之時，眼珠之曲度則使在最遠之物體適可焦聚於網膜上。若欲視近物時，有毛肌肉則緊縮以牽動眼珠，使其略向前移動，同時並增加其兩面之曲度，因調節作用所能窺見明瞭之最遠與最近之點，其名分爲遠點(far point)與近點(near point)。常人之眼，其遠點在極遠，其近點則約距眼 20 厘米；且當物體距眼之速度約爲 25 厘米(約 10 吋)之時，在網膜上所造成之像最爲明顯，是即所號爲最明視距離(distance of must distinct vision)者也。用顯微鏡時，吾人多調節之使像位於最明視位置爲準。至於用望遠鏡時，因所欲得者，爲遠物之印像，故多調節之，以使進入眼中之光線爲平行的。

(62.3) 視官之缺點及其矯正 眼之調節本領，與年俱衰。七十歲左右之人，其眼之調節本領幾等於零。此種眼故名爲老眼 (presbyopic eye)。老眼之眼珠，其曲度既不能增大，故近物所生之像，將落於網膜之後。欲矯正此弊，可用凸面透鏡配作眼鏡。

遠點不在極遠之處之眼，名爲近視眼 (myopic eye)，因其不能視察遠物故也。近視眼之成因，或爲眼珠之曲度太甚，或爲眼珠至網膜之距離過長，以致遠物所生之像落於網膜之前，故矯正之法，均用凹面透鏡配作眼鏡。

近點太遠之眼名爲遠視眼 (hypermetropic eye)，因其不能視察在近處之物體故也。遠視眼之成因，或爲眼珠之曲度不足，

致其折射作用太微，或爲自眼珠至網膜之距離太短；因此，近物所生之像，雖經眼珠之極度彎曲及調節，仍落於網膜之後。矯正之法，則用凸面透鏡配作眼鏡。

常眼之角膜與眼珠之各面均作球形，已如前述。惟有時角膜各截面之曲度半徑不互相等。如是之眼對於一點之物體，其所生像將作線形，是爲像散眼 (astigmatic eye)。矯正像散眼所用之眼鏡，或爲凸面柱形透鏡 (cylindrical lens)，以增加曲度較小之截面之曲度，或爲凹面柱形透鏡，以減小曲度較大之截面之曲度。若有像散眼同時復爲近視眼或遠視眼，則其所需之眼鏡，一面爲柱形，其他一面則爲球形。

(62.4) 視場 眼所能窺見之空間，名爲視場 (field of view)。惟眼珠既能動轉，故靜止之眼，其視場較轉動時爲狹

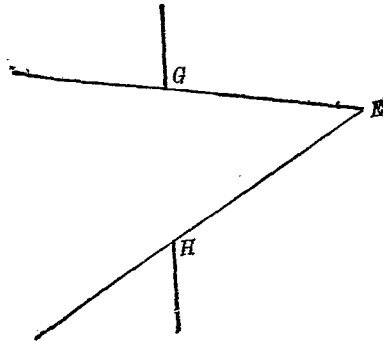


圖 457

小，且兩眼之視場亦較一眼為廣。此外，因吾人能左右上下轉動其頭部，故實際之視場，較靜止單眼所能窺見者廣大殊甚。在此後之論述中，視場一詞，僅指轉動眼珠所能窺見之場所而言。

當吾人向窗外眺望時，窗外之視場將由窗之大小及眼珠所在之位置而定。蓋凡物之位置係在於以眼珠 E 為頂點及窗之周圍 GH 為底面之錐形空間之內者，如圖 (457)，皆能被窺見。眼之位置愈近于窗，視場則愈大；反之，眼離窗愈遠，則視場愈小。

(62.5) 物體之像似的大小及光器之放大率 物體在眼之光心所張割之角度名為視角 (visual angle)。例如圖 (458) 中之 O 為眼之光心， PP' 為一物體， QQ' 表此物之像。如是則 PP' 所張割之視角 α 為 $\angle POP' = \angle QOQ'$ 。在多數問題中，視角之值均

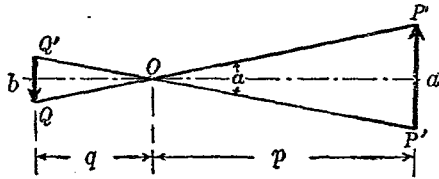


圖 458

不大，故多可以其正切之值代之。例如在圖 (458) 中，若令 p 表物距 O 之遠度， q 表其像距 O 之遠度，復令 a 表物之高度， b 表像之高度，

$$\text{則： } \tan \angle POP' = \frac{a}{p} = \tan \angle QOQ' = \frac{b}{q} = \text{視角 } \alpha \dots\dots (1)$$

惟 g 之值 (即眼珠至網膜之距離), 其變更甚為有限, 可視作固定, 故物體之像似的大小 (即 b 之值) 與其視角 α 成正比。茲即以視角之大小表示物體之像似的大小。自方程 (1) 觀之, 物體之像似的大小 b , 與物體之實際大小 a 成正比, 而與其距眼之遠度 p 成反比。換言之,

$$\text{物體之像似的大小} = \frac{\text{物之長度 (或高度)}}{\text{物距眼之遠度}} \dots\dots\dots (2)$$

物愈近于眼, 則所生之像亦愈大。而其上之精細部分亦愈易察見。尋常光學儀器之功用, 卽用以增大物之像似的大小, 故各種光學儀器之放大率 m , 可視作係等于用儀器觀察時, 所得之像之大小 A_i , 與不用儀器而直接觀察時所得之像之大小 A_d , 二者之比, 卽:

$$m = \frac{A_i}{A_d} = \frac{\text{用儀器時之視角 } (\alpha_i)}{\text{不用儀器時之視角 } (\alpha_d)} \dots\dots\dots (3)$$

(62.6) 簡單顯微鏡或放大鏡 簡單放大鏡為一焦距頗短

之會聚 (凸面) 透鏡。當移近物體 PP 使其位置略在放大鏡焦點 F 之內時, 則置于鏡後之眼, 將見物之放大的正立虛像, 如圖 (459) 中之 QQ' 。若此像之高度為 b , 其距眼之遠度適等于最明視距離 d 則

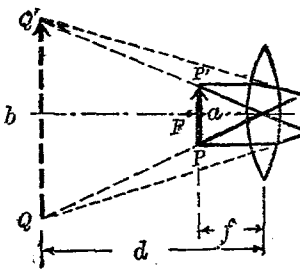


圖 459

物之像似的大小將約為：

$$A_i = \frac{b}{d} = \frac{a}{f} \dots\dots\dots (4)$$

此中之 a 表 PP' 之高度， f 則表放大鏡之焦距之數值。惟不用放大鏡而將物置于最明視距離之點，其像似的大小係

$$A_d = \frac{a}{d} \dots\dots\dots (5)$$

是以簡單放大鏡之放大率 m 約為

$$m = \frac{A_i}{A_d} = \frac{b}{d} \cdot \frac{d}{a} = \frac{b}{a} = \frac{d}{f} \dots\dots\dots (6)$$

由此觀之，焦距愈短之放大鏡，其放大率亦愈大。

(62.7) 複式顯微鏡 簡單放大鏡之放大率，殊為有限，因焦距甚短之透鏡不但不易磨製準確，且嫌太小，不能收集多量

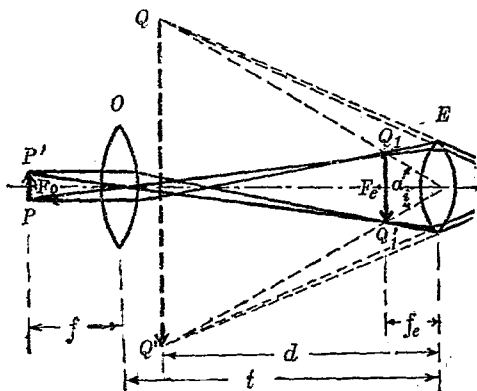


圖 400

之光也。例如簡單放大鏡之放大率爲 100 倍者，其焦距僅爲 0.1 吋，如用平凸透鏡 其凸面之半徑將僅爲 0.05 吋左右。若欲得放大率較大之設備，可用複式顯微鏡。圖 (460) 表複式顯微鏡結構之原理。 O 爲接近于物之鏡，其名爲接物鏡，或物鏡 (objective)，其目的乃以收集多量之光，且以造成與物絲毫不差之實像。爲保存物原有之狀況且免除色差，球面像差及透鏡之其他缺點起見，在精巧顯微鏡中，其物鏡之結構甚爲複雜，常由五個或六個之透鏡組合而成。茲僅欲說明其原理，故只以一簡單之會聚透鏡表之。物鏡所造之像 Q_1Q_1' ，則以接近于目之透鏡 E 名爲目鏡 (eye piece 或 ocular) 者觀察之。目鏡之功用雖與簡單之放大鏡同，然其結構常亦由二個透鏡組成，以減小色差球面像差等。

用複式顯微鏡時，先將物鏡對準物體，使物體 PP' 之位置適在物鏡之焦點 F_0 之外，以使其倒立之真像 Q_1Q_1' 適可于目鏡之焦點 F_e 下內呈現。如是則經目鏡之放大作用，吾人所窺見者將爲 Q_1Q_1' 之像 QQ' ，其位置則在於最明視距離 d 之點。若目鏡之焦距，其數值 f_e 較諸顯微鏡筒之長度爲甚小時，(l 即等于物鏡與目鏡之距離)，則自 Q_1Q_1' 至物鏡之遠度幾等于 l ，而 Q_1Q_1' 之大小 b ，與物 PP' 之大小 a 之比將約爲

$$\frac{b'}{a} = \frac{l}{f_0} \dots\dots\dots (7)$$

此中之 f_0 表物鏡焦距之數值。惟經過目鏡之放大作用後， Q_1Q_1'

像所張之視角爲：

$$\alpha_i = \frac{b}{d} = \frac{b'}{f_e} \dots\dots\dots (8)$$

此中之 b 表 QQ' 大小， d 則表最明視距離。惟如無顯微鏡則物之視角將爲：

$$\alpha_d = \frac{a}{d} \dots\dots\dots (9)$$

故複式顯微鏡之放大率約爲：

$$m = \frac{\alpha_i}{\alpha_d} = \frac{b}{d} \times \frac{d}{a} = \frac{b}{f_s} \times \frac{d}{b'f_o} = \frac{d}{f_e f_o} \dots\dots\dots (10)$$

由是言之，顯微鏡筒愈長，或目鏡與物鏡之焦距愈短，則其放大率亦愈大。

(62.8) 折射望遠鏡 常人之眼，雖可調節以使極遠物體所發出之光線聚焦於網膜上，然因遠物所張之視角甚爲微小，故其精細部分實非肉眼所能分別。前此所述之顯微鏡，其功用乃以增加近物所張之視角，故其物鏡所造之像，其大小實較大于物體；至於用以觀察遠物之望遠鏡，其物鏡所造之像，雖實較原物爲小，然因其視角較大之故，網膜上之像亦係較大，此爲計算望遠鏡之放大率時所當注意者也。

望遠鏡可分爲折射式與反射式兩大類。折射望遠鏡 (refracting telescope) 亦由一組物鏡與一組目鏡所組成。望遠鏡之物鏡均爲聚會透鏡，其目的亦爲收集多量之光，而聚集之于其實像

(例如 Kepler 式之望遠鏡) 或其空中物 (aerial object) (例如 Galileo 式之望遠鏡), 故其口徑常達甚大之值。因此之故, 肉眼不能窺見之星辰, 常能藉望遠鏡而觀察之, 美國 Yerkes 天文台之主要折射望遠鏡, 其物鏡之直徑為 10 吋, 此物鏡係由二個透鏡組合而成, 以消除其色差, 球面像差及其他缺點。除其口徑甚大之外, 望遠鏡之物鏡之焦距亦須甚長, 此蓋因望遠鏡之放大率與其物鏡之焦距成正比故也, (見 62.9 節)。Yerkes 天文台 40 吋直徑之望遠鏡, 其焦距為 62 吋; 此物鏡之製造, 需美金六萬六千元。至於此望遠鏡之其他部分, 其總值則僅為美金五萬五千元。於此可見物鏡之重要矣。

目鏡之配合在後 (62.15) 及 (62.16) 各節將另詳論。在較簡單之設備中, 望遠鏡之目鏡 B 或為一單個之凸面透鏡如圖 (461),

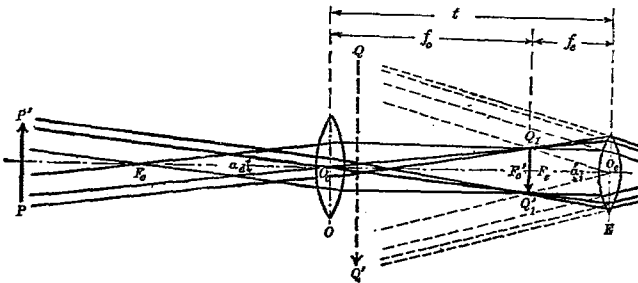


圖 461

或為一單個之凹面透鏡如圖 (462)。前式為天文家 Kepler 於

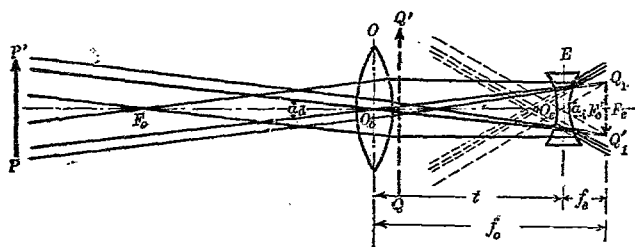


圖 462

1611 年時所提倡，故常名為 Kepler 式之望遠鏡，或簡單天文望遠鏡 (astronomical telescope) 後式為荷蘭製眼鏡者所首先發明，經 Galileo 於 1609 年改造，故常名為 Galileo 式望遠鏡，或荷蘭式望遠鏡 (Dutch telescope)。

用望遠鏡時，物鏡所造成者，係縮小且倒立之實像，或空中物 Q_1Q_1' 。若物(圖 461 或 462 中之 PP')之位置，係位於無限遠之處，則自 Q_1Q_1' 至物鏡之距離適等於物鏡之焦距 f_o 。調節望遠鏡時，因所欲得者為極遠物體之印像，故常將目鏡至物鏡之距離變更以使實像(例如用 Kepler 式之鏡時)或空中物(例如用 Galileo 式之鏡時) Q_1Q_1' ，適落於目鏡之焦點 F_e 。如是則所窺得者為 Q_1Q_1' 之放大像 QQ' ，其位置亦在無限遠之處。為易於作圖起見，在圖(461)及圖(462)中，仍將 QQ' 及 PP' 之位置表於有限遠之處。

自 (461) 及 (462) 兩圖觀之，Galileo 式與 Kepler 式望遠

鏡之異點如下：(1) Galileo 式所造之像 QQ' 係正立，而 Kepler 式所造之像則為倒立。(2) 在 Galileo 式望遠鏡中，其鏡筒之長度 t (即自物鏡至目鏡之距離) 等於物鏡焦距與目鏡焦距之差；在 Kepler 式中等於二者之和。(3) 用 Kepler 式望遠鏡時，如於鏡筒內目鏡焦點 F_e 之處放置物體，例如叉絲 (cross wire)，或標度，則此物之像將與遠物符合；至於 Galileo 式之望遠鏡則不能加配此等設備。(4) Galileo 式之目鏡既為凹面透鏡，故由之所透出者係發散之光線錐。惟眼珠所能收集之光線錐，為角不大，故一部分之光線不能進入眼中，而此式望遠鏡之視場遠不大，至於 Kepler 式望遠鏡之視場，因目鏡為凸面之故，可以較大。(5) 因 Galileo 式望遠鏡之目鏡為凹面之故，其糾正物鏡色差之本領實較 Kepler 式為優。

尋常之觀劇鏡 (opera glass)，即為一對之 Galileo 望遠鏡裝在一起，且可用同一之螺旋以調節其長度者。

(62.9) 望遠鏡之放大率 自圖 (461) 及 (462) 觀之，即知不用望遠鏡時，物體 PP' 所張之視角 α_d 係等於 $\angle Q_1O_0Q_1$ 。若 Q_1Q_1' 像之高度為 b' ，物鏡焦距之數值為 f_0 ，則

$$\alpha_d = \frac{b'}{f_0} \dots\dots\dots (11)$$

惟用望遠鏡後，像 QQ' 所張之視角 α_i 係 $\angle Q_1O_eQ_1'$ ，故如 f_e 表目鏡焦距之數值，則

$$a_i = \frac{b'}{f_e} \dots\dots\dots (12)$$

是以望遠鏡之放大率爲：

$$m = \frac{a_i}{a_d} = \frac{f_o}{f_e} \dots\dots\dots (13)$$

(62.10) 反射望遠鏡 望遠鏡之物鏡，亦可不用透鏡，而以一反射鏡充任之。此式望遠鏡之優點，在於可以完全免除物鏡之色差。若此反射面爲拋物線形，則球面像差亦可完全免除。圖

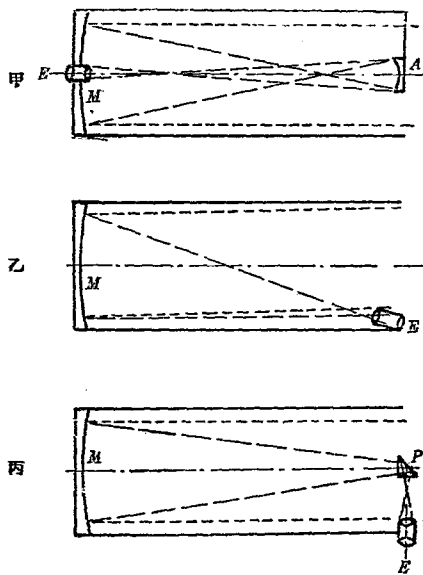


圖 463

(463)示三種反射望遠鏡(reflecting telescope)佈置之情形。甲圖示光線自廣大之反射面 M 反射之後，復爲在 A 點之球面鏡(凹面或凸面)所反射，由是所造成之像可自鑲于 M 中之目鏡 E 觀察之。乙圖示反射面 M 略爲傾斜，第二個反射鏡完全不用，目鏡 E 之位置則在鏡筒一旁。在此種佈置情形下，一部之光線常被觀者頭部所遮蔽，故除非 M 之鏡面甚大之時，其運用頗感困難。丙圖用一小三稜鏡 P 置于 M 鏡之焦點，以使由 M 所反射之光線爲此稜鏡所全反射後，而可在其旁之目鏡 E 觀察之。

最大之反射式望遠鏡之直徑爲 100 吋，現爲美國 California 州之 Mt. Wilson 天文台所有。較此更大之反射望遠鏡其直徑爲 200 吋，現正在製造中。我國南京天文台之最大望遠鏡，即如甲圖所示，其直徑則僅爲 24 吋。

(62.11) 稜鏡式雙筒鏡 在地上應用之望遠鏡，以能造成正立之像爲重要之條件。除用 Galileo 式之望遠鏡，或用特別之正像目鏡外(見後 62.17 節)，尙有用稜鏡以作雙筒鏡者(prism binocular)。此爲觀劇鏡之最佳者，其結構係於物鏡 O 與目鏡 E 之間加裝一對三稜鏡 P_1 及 P_2 如圖

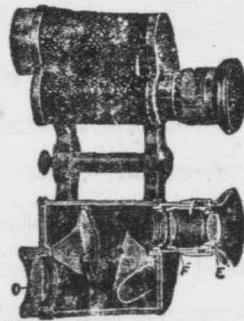
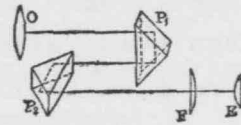


圖 464

(484)。光線進入物鏡 O 之後為第一稜鏡 P_1 所全反射，乃將物鏡所造之倒像上下倒調，復經第二稜鏡 P_2 之全反射作用，而將像之左右互換，故自目鏡所窺見者，遂為與物之狀況完全相同之正像。自圖 (484) 觀之，稜鏡式之雙筒鏡，其物鏡之有效焦距較尋常之天文望遠鏡約大三倍，故其放大率亦可較大。用此原理所製之觀劇鏡，其視場亦較 Galileo 式之觀劇鏡為大。

(62.12) 潛望鏡 在潛水艇上與匿藏於戰壕中所用之潛望鏡 (periscope) 或高射炮之瞄準器等均藉稜鏡以改變觀察之方向。此等設備內之光之組合頗為繁複。圖 (485) 所示者為潛望鏡各部分之配置情形。外來之光線經過稜鏡 P 而被其全反射後，乃先穿透一 Galileo 式望遠鏡 G 之目鏡 G_e 而自其物鏡 G_o 平行的透出。由是乃穿透天文望遠鏡 T 之目鏡 T_e 與其物鏡 T_o 而造成縮小之實像。由 T 透出之平行光線，乃射入於第二之天文望遠鏡 A 之物鏡 A_o ，經過一用作焦點之透鏡 L (focussing lens)，而為第二稜鏡 P' 所全反射後，方進入目鏡中。目鏡之向場透鏡 F (見後 62.14 節) 常黏於 P' 之面上，以減少光線所遇玻璃與空氣分界面之數目而免光量之散失。器內之 Galileo 式望遠鏡 G ，可以旋轉於鏡筒一邊，使其不在光線行走之途徑上，以備增加器之放大率時之使用，惟不用 G 時，器之視場則較小耳。因此，起初偵察敵人時，均先用 G ；及已窺見敵人之位置而欲知詳情時，乃將 G 移轉於一旁。天文望遠鏡雖先將倍

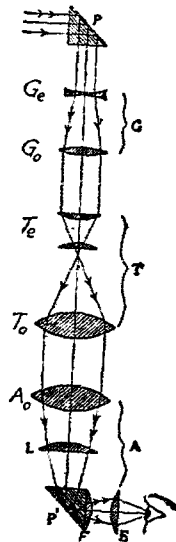


圖 485

倒置，惟因 A 復將之倒置，故最後所見之像與物之情況亦完全相同。將 T 倒用（即令光線先通過其目鏡而後進入其物鏡），其所造之像固較小，惟其目的係以收羅多量之光於廣大之視場內。至於放大作用，則藉直用之望遠鏡 A 以完成之。

(62.13) 測遠器 在軍事上，欲在短時間內測知遠物至觀者之距離，常用測遠器。尋常測遠器所用之原理，不外自三角形之已知兩角及其所含之邊以計算其他邊。圖(466)表兩個距離固定之望遠鏡 B 與 C ，各裝於一有刻度之水平圓盤上。今將 B 與 C 各對準 A 點，而在其圓盤上讀出 CA 與 BA 兩直線與 BC 直線所作之角度 α 與 ϕ ，即可利用三角原理以求 BA 之距離，此種測遠法則之準確度，隨所用底線 BC 之長度以

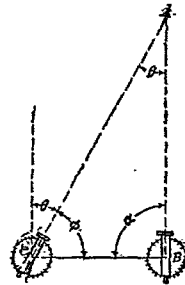


圖 466

俱增，故在沿海要塞上，其應用較佳。至於在陸地上，可以攜帶之測遠器，其原理雖亦同此，然因底線不能甚長之故，其各部之佈置情形乃較此繁複甚甚。

圖(467)示所號為符合測遠器 (coincidences range finder) 之配置情形。

M_1 與 M_2 裝在一長管兩端之反射鏡。自遠方物體所射來之光線，為 M_1 及 M_2 所反射，乃各通過物鏡 O_1 及 O_2 ，以達於在管中央之另一反射鏡 M_1' 與 M_2' 。由是反射之兩像，可以同一之目鏡 E 觀察之。 M_1 與 M_2 之起始位置係適以使凡來自兩方面與管軸作直角之

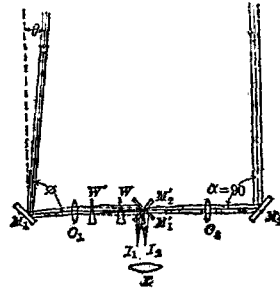


圖 467

光線，反射之後得於目鏡視場中央互相符合。換言之， M_1 與 M_2 之起始位置適使在無限遠方之物體之兩像於目鏡視場之中央符合。若物不在無限遠之處，則 M_2 與 M_1 須略轉動，然後其所造之兩像方能於目鏡視場中央符合。自 M_1 所轉動之角度 θ ，及二者之距離，即可用三角學原理以計得物之距離。

符合測速器之原理，如上所述，雖頗簡易，惟在實用之時， M_1 或 M_2 所轉動之角度 θ 甚為微小，故所得結果之準確程度，亦殊不佳。因此之故，此式測速器中之 M_1 ， M_2 ， M_1' 及 M_2' 四反射鏡，均係預先固定於一定之位置，而另藉一薄三稜鏡 W 以作調節之用。將此三稜鏡 W 置於管中一物鏡（例如 O_1 ）與其反射鏡（例如 M_1' ）之間，其所生之效應，乃將光線之方向改變，故起始之時，管端之一反射鏡（例如 M_1 ）須永久略轉動少許，以使無窮遠物體之兩像可在視場中央互相符合。此手續在配製此器之時，已先期調節妥善。當使用此器以測某物之速度時，可將此三稜鏡 W 之位置移變，例如自 W 遷移於 W' ，以更改光線之方向，而求兩像之符合。如是自 W 所移動之距離及製造此器者所供給之圖表，即可知物距觀者之速度。

除用 W 三稜鏡以調節外，符合測速器之反射鏡 M_1 ， M_2 ， M_1' ， M_2' 等，且多改用全反射之稜鏡，如圖（468）。光線在 M_1 及 M_2 兩處，各經二次之全反射作用後，方射入器之管中。如是器管雖不免受溫度變更或機械之應變之影響而作不規則之彎曲，然射入器中之光線仍得維持

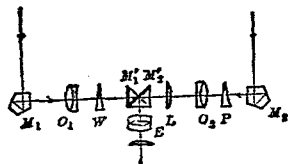


圖 468

其方向不變。蓋若器管彎曲，以致 M_1 及 M_2 略轉少許，則在其第一面全反射後，

光線之方向亦轉動，惟因稜鏡第二面與第一面所作之角度係固定不變，故第二面之全反射作用可使光線向反方轉動同大之角，而管中光線之方向乃不改變，至於在管中央之兩個直角全反射稜鏡 M_1' 與 M_2' ，其一居上，其他居下，故自目鏡觀察之，視場係分為上下兩半。若調節妥善，則垂直之物之上下二半，即能在視場中連直。

器中左邊既多一個稜鏡 W ，故光線在此方所行之路途與右方不同長。因此，兩方之焦距亦不等。為免除此弊起見，在器管之右方，常另置一透鏡 L 以補償之。此外，右方管中復另有一三稜鏡 P ，可以旋轉於管軸，其目的乃以備當各鏡之佈置略有差失之時，得藉此以糾正之。

(62.14) 目鏡 光器中之目鏡係用以放大物鏡所造成之像。如僅用一個透鏡以作目鏡，則不但有色差，球面像差與其他缺點，且物鏡所收集之光亦將有不少部分，不能通過目鏡以致走失。為矯正此等缺點起見，通常目鏡多由兩個透鏡組成。在此兩透鏡之中，其面向物鏡者常名為向場透鏡(field lens)。其面向觀者之眼者，則名為向目透鏡(eye lens)。重要之目鏡有兩種：一為 Huygens 所首創；其他則為 Ramsden 所發明，茲分名之為 Huygens 目鏡及 Ramsden 目鏡。

(62.15) Huygens 目鏡

Huygens 目鏡多由兩個平凸之透鏡組成。向場透鏡之焦距 f_f 常為向目透鏡 f_e 之三倍，二者之凸面均面向物鏡，其相隔之距離 d ，為減少色差起見，係等於 f_f 與 f_e 兩焦距之平均值（理由過繁，茲不述）即：

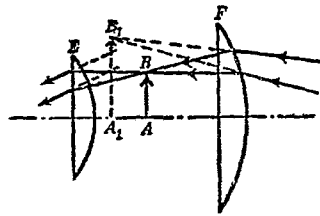


圖 469

$$d = \frac{f_1 + f_2}{2} = 2f_e \dots\dots\dots (14)$$

若用此目鏡時，欲使自之所透出者為平行之光線，則透過物鏡及向場透鏡之光線，須於向目透鏡之焦點上造成真像。換言之，此真像座位於目鏡兩透鏡之中央，如圖(469)中所示 AB 之位置（圖中之 $A_1 B_1$ 表物鏡所造之像）。今若欲加用叉絲或標度以助觀測，則此等物品亦當放於此處。惟自此處所發出之光線，僅透過鏡之向目透鏡，故其像之情況與物之最後之像之情況常不作同樣之變態。自光學方面言之，已有此種困難，而自製造方面言之，在兩透鏡中央配置一物亦非易事，因此，Huygens 目鏡多不備叉絲，標度，或類似之物件。

(62.16) Ramsden 目鏡 在測量角度或距離時，目鏡中之叉絲或標度實為不可缺少之設備。此等物件之位置不但須與物之真像完全符合，且目鏡所生之各種變態，其影響於此設備與物之最後之像者，亦須相同。Ramsden 目鏡之設計，即以適應此等之需要。此式目鏡亦由兩個會聚透鏡組成，其焦距 f 則為相等。尋常所用者為兩個同樣之平凸透鏡，其凸面相對而立，（圖 470）。

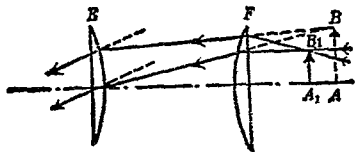


圖 470

為減小色差起見，此兩透鏡相隔之距離 d 因應等於兩焦距之平均值，即 $d = f$ ，惟若知此配

置，則在向場透鏡 F 面上之塵埃，將在向目透鏡 B 之視場中明顯的呈現。為免除此弊起見，此兩透鏡之距離常僅為其焦距 f 之 $\frac{2}{3}$ 。如是，其所生之色差亦甚微小，且物鏡所造成之真像， $A_1 B_1$ ，可位在目鏡之前而又絲或標度即可於此處放置

之。圖(470)中之 AB 表向場透鏡所造成之 A_1B_1 之虛像。

(62.17) **正像目鏡** 用一個會聚透鏡，或 Huygens 式，或 Ramsden 式目鏡，以觀察物鏡所造成之倒像，所得之最後之像亦為倒立。在天文望遠鏡或顯微鏡中，像之倒立，不引起何種不便，惟在地上觀察物體時，則以能得正像為佳。於是遂有所號為正像目鏡者 (erecting eyepiece)，以改正最後之像，使其正立。

正像目鏡所用之原理，甚為簡單。蓋在物鏡與目鏡之間，若另放一凸面透鏡於適當位置，即可將物鏡所造之像改為正像。今調節目鏡，使此正立之真像適落於目鏡焦距之內，則得一放大正立之虛像矣。尋常之正像目鏡即於 Huygens 或 Ramsden 目鏡之前，另備兩個焦距相等之凸面透鏡。配置兩個透鏡之用意，乃以減小其所生之球面像差及色差等。故此兩透鏡相隔之距離係等於其焦距。其所生之效應，可自圖(471)得之。在此圖中 $A'B'$ 表物鏡所生之倒像，其距正像透鏡之第一透

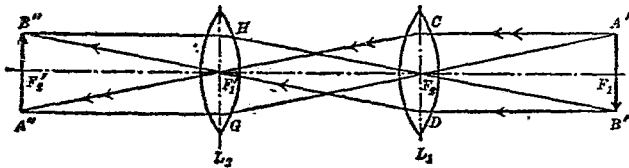


圖 471

鏡 L_1 之遠度適等於 L_1 之焦距。自 $A'B'$ 之兩端作與主軸平行之兩光線如 $A'C$ 及 $B'D$ 與 L_1 分別交於 C 及 D 點，則其折射後之方向將通過 L_1 之第二焦點 F_1' 。惟兩透鏡之距離亦等於其焦距，故 F_1' 點即為第二透鏡 L_2 之光心而 CF_1' 與 DF_1' 兩光線通過 L_2 後方之方向乃不改變。欲確定此兩個透鏡所造成之像之狀況。可自 $A'B'$ 兩端另作通過 L_1 之光心之光線，惟 L_1 之光心亦即 L_2 之焦點

F_2 ，故此兩光線 $A'F_2$ 及 $B'F_2$ 與 L_2 分別交於 G 及 H 兩點之後，將折與主軸平行，而與 GF_1' 及 DF_1' 分別交於 A'' 及 B'' 兩點，故 $A''B''$ 即為 $A'B'$ 之像。自目鏡所窺見者蓋即 $A''B''$ 之放大虛像也。在尋常正像目鏡中， L_1 及 L_2 與目鏡之向場及向日兩透鏡，係同建於一管之中而成一單位以便調節。

(62.18) 光線進行圖 各種光學儀器所造之像之情形，可自光線在其中進行之路途而窺見其梗概。作此等光線進行圖 (ray diagram) 時，除用 (61.4) 節所述之三組光線以確定像之位置外，尙可利用相交於焦面 (focal plane) 之各光線。所謂為某透鏡之焦面者，蓋即指通過其焦點而垂直於主軸之平面也；位於焦面上之物體，其像既係在無窮遠之處，故相交於第一焦面之光線，通過透鏡之後，其方向必為平行。反之，平行之光線，通過透鏡之後，其相交之點必位於第二焦面上。

茲用前段所述之法則，作圖 (472) 以表在望遠鏡中之光線所取之路途。在此圖中， L_0 表望遠鏡之物鏡； L_1 及 L_2 表正像目鏡之前後兩透鏡； L_f 及 L_e 則分別表 Huygens 目鏡之向場及向日兩透鏡。至於 F 各點，附以相當之下標，即表示各透鏡之焦點。自無窮遠物體所發之光線，固無一定之限制，惟作光線進行圖時，

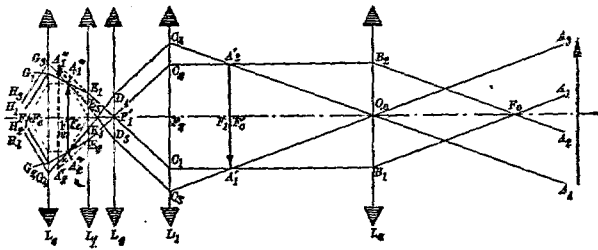


圖 472

以用通過 F_0 之 A_1F_0 及 A_2F_0 與通過 L_0 光心 O_0 之 A_3O_0 及 A_4O_0 兩組平行光線為最便利。茲就圖 (472) 申述其進行之途徑： A_1F_0 及 A_2F_0 與 L_0 交於 B_1 及 B_2 後，其所取之方向係與主軸平行，而 A_3O_0 及 A_4O_0 透過 L_0 之後，其方向不改，故此二組光線將分交於 L_0 之焦面上 A_1' 及 A_2' 兩點， $A_1'A_2'$ 即為物鏡 L_0 對於位在無窮遠物體所造之像。 B_2A_2' 及 B_1A_1' 與 L_1 相交於 C_2 及 C_1 ，折射後，其方向乃會聚於 L_2 之光心 F_1' ，因 F_1' 即 L_1 之第二焦點也。至於 O_0A_2' 及 O_0A_1' 與 L_1 分別交於 C_4 及 C_3 後，其折射之方向將分別與 C_2F_1' 及 C_1F_1' 平行，而各與 L_2 相交於 D_4 及 D_3 兩點。按圖 (471) 所示之作法， L_1 及 L_2 對於 $A_1'A_2'$ 所造成者，係倒立同大之像如 $A_1''A_2''$ ，其位置則在於 L_2 之焦面上，故如無 Huygens 目鏡之向場透鏡 L_f ，則 C_4D_4 及 C_3D_3 折射後必分別與 C_2F_1' 及 C_1F_1' 相交於 A_2''' 及 A_1''' 兩點。惟通過 Huygens 目鏡之向場透鏡 L_f 後，其所造之像必適位在向目透鏡 L_e 之焦面上。故各光線與 L_f 分別交於 E_4 ， E_3 ， E_4 ，及 E_2 各點後，將折取 E_4A_1''' ， E_3A_1''' ， E_4A_2''' 及 E_2A_2''' 之方向，而於 L_e 之焦面處造成物之正立的實像 $A_1'''A_2'''$ 。此後經過 L_e ，各光線乃被折如圖。

(62.19) 攝影機 攝影機之構造與眼頗相似，機之一端為

一組之會聚透鏡 L ，其
 其他端則有一可感光之照
 片 P ， P 與 L 之間，
 多以一折疊之黑色軟壁
 B 聯接，以便變更 P
 與 L 之距離，而使 L

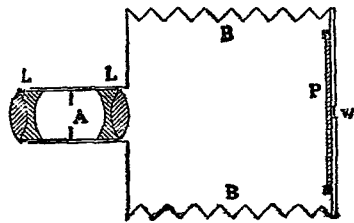


圖 473

所造于 P 上之像爲最明晰 (圖 473)。此種調節手續名爲焦聚 (focussing)。照像之時先將機焦聚妥善，然後將照片露光 (expose)，經一定之時間 (百分之一秒以至數分鐘不等) 後，乃取出照片而置之於適當之溶液中而沖洗之。由是所得者常名爲負片或底片 (negative)，其受光最甚之處作黑色，不受光之處，則反作白色。將負片放在另一感光之紙上而曝之，經適當之露光時間及沖洗手續後，紙上即留有所攝之像。

攝影機物鏡之結構，因須糾正球面像差，色差及其他缺點，故亦係由多數之透鏡組合而成。在物鏡之前或其中，置有節光板 A ，其孔徑可以任意變更，以節制進入機中之光量。照片上之亮度，可證其係與節光板孔徑 D 之平方成正比，而與物鏡之焦距 f 之平方成反比，故露光時間亦由 $(D/f)^2$ 而定。若孔徑最大之值係爲焦距之四分之一，則得下列所示之關係以表孔徑之大小及露光時間之長短：

孔徑 D	$\frac{f}{4}$	$\frac{f}{5.65}$	$\frac{f}{8}$	$\frac{f}{11.3}$	$\frac{f}{16}$	$\frac{f}{22.6}$	$\frac{f}{32}$	$\frac{f}{45.2}$	$\frac{f}{64}$
露光時間	1	2	4	8	16	32	64	128	256

尋常照像機鏡頭之前所鐫者，或爲第一行之數碼，或爲第二行之數碼，其所表之意義即露光時間之長短也。

(62.20) 映畫器 欲將圖畫映射于幕上以供公衆觀看之時，可用映射燈 (projecting lantern) (俗名幻燈)。此種設備

之主要部分有三：(1)一明亮之光源 A (圖 474 甲)，例如自弧燈或燈絲集中之白熾電燈所生者；(2)一對廣大惟焦距甚短之平凸透鏡 L ，以收集自 A 所發之光而會聚之于物體 P 之上，此組透鏡常名為聚光鏡 (condensing lens)，其凸面係相對而立如圖；(3)一組完善之透鏡 L' ，以造成 P 之明晰之像于幕 S 上。因所

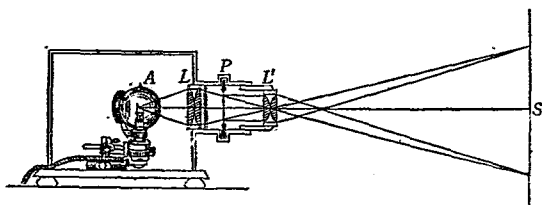


圖 474 甲

映射于幕之像甚為廣大，做用作 L' 之透鏡，以能將物之中部及

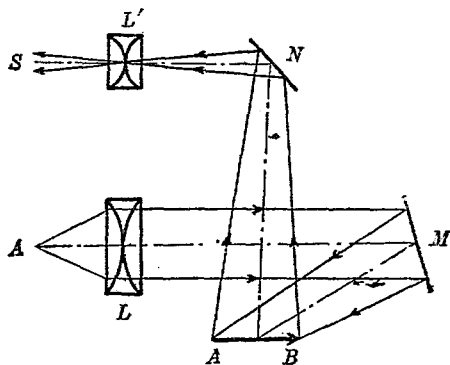


圖 474 乙

其邊沿同樣放大者為最佳。 L' 所造成者係倒反之真像，此為放置玻璃片時，所當注意者也。

若欲映射不透光之圖畫，例如書報上所印者，則佈置之情形須略更改，如圖(474)乙，自集光鏡 L 所收集之光，先射于 M 反射鏡，由之反射于物 AB 之上後，復反射于第二個反射鏡 N ，自此乃反射而入于物鏡 L' ，而于幕上呈現。

(62.21) 活動電影 活動電影雖亦為映射景物之一種設備，然其成功實賴另一現象，即所號為視覺之持久性 (persistence of vision) 也。蓋吾人腦中對於景物所留印像之時間常可達 $\frac{1}{16}$ 秒以上，故對於運動人物，每隔約 $\frac{1}{16}$ 秒，為之攝照一像于一連續之長片上，而後將此長片仍按其攝照時之速度映射于幕上，則運動之人物之動作將依次呈現于幕上。活動影片，每張之大小僅約為 1 吋寬， $\frac{3}{4}$ 吋長。片為一種堅固之纖維所製成，其兩旁各鑿有一行小孔，以備捲轉時輪齒插入之用。映射之時，片之捲轉實為間斷的，而非連續的，蓋在映射每張景物于幕上之短時間內，此張景物應靜止不動。一張映射完畢，第二張景物乃跳出，取前張之位置而代之，在兩張交代之時間內，一不透光之障礙板且跳至鏡頭之前，以斷絕光線，如是可免前後兩景物在幕上互相交錯而亂視覺。

(62.22) 六分儀 當一平面射鏡轉動一角度時，由之反射

之光線將轉動二倍之角度。六分儀 (sextant) 之原理即基于此。其功用乃以測計兩個遠物在觀者地點所張之角度。圖 (475) 表其

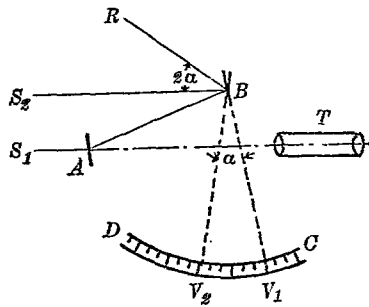
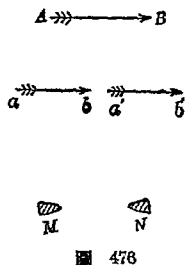


圖 475

構造之大概。 T 爲一遠望鏡，其光軸對準玻璃片 A 。 A 爲半塗銀 (half silvered) 之玻片 (即所透過之光量與其所反射者相等)。與 A 相對且可以轉動者爲另一個之反射鏡 B ，其轉動之角度可自圓標度 CD 上指標 V 之位置讀得。

用六分儀以觀察兩物所張之角度時，先將望遠鏡對準一物，而旋轉 B 使此物直接透出 A 鏡之像 S_1 ，與其自 B 與 A 反射後之像 S_2 同在望遠鏡視場中疊合。得此位置後，乃復轉動 B ，以令第一物自 B 及 A 反射後之像 R 與第二物自 A 直接透出之像於場中疊合。若 B 鏡自第一位置轉至第二位置之角度爲 α ，則兩物所張之角度必爲 2α ，是以 C 標度上所刻之角度常等於其實值之二倍，以便計算。

(62.23) 實體鏡 吾人藉兩眼以視察，因二者位置不同，其所造成之像亦略有差異，做可由之以辨識物之遠近及其實體狀況。今若在兩不同之相當地位攝得同物之影一對，如圖 (476) 之 ab 及 $a'b'$ ，而後置之於兩個透鏡 M 及 N 之前，以備左右兩眼分別觀察左右兩圖，則因光線方向為 M 及 N 所略改之故，兩圖將融合為一，如圖 (476) 中之 AB 。惟融合之後，左右之情形仍略有差異，做觀者頓覺圖中前後近遠，分別浮沈紙上，宛如實體然者。此種設備，因名為實體鏡 (stereoscope)，其用以拍照實體圖之器具，則名為實體攝影機 (stereoscopic camera)。



第六十二章 問題

- (62.1) 試述眼之主要部分及其功用。
- (62.2) 何謂眼之自能？何謂最明視距離？近視眼，遠視眼，老眼及像散眼之情形及矯正之法各若何？試陳述之。
- (62.3) 置眼於水中時，何以不能窺見近物？
- (62.4) 何謂視場？何謂視角？
- (62.5) 兩物體之像似的大小由何而定？
- (62.6) 簡單放大鏡之放大率約等於像之高度與物之高度之比，亦等於最明視

距離與放大鏡焦距之商，試證明之。

(62.7) 試說明複式顯微鏡結構之原理。

(62.8) 複式顯微鏡之放大率，係等於其物鏡之放大率與其目鏡之放大率二者之乘積。試證明之。

(62.9) 顯微鏡之物鏡與望遠鏡之物鏡，其功用之異同若何？

(62.10) 試說明折射式與反射式望遠鏡構造之異同。

(62.11) Galileo 式望遠鏡與 Kepler 式望遠鏡之優劣點各若何？

(62.12) 試推證望遠鏡之放大率與其物鏡之焦距成正比，而與其目鏡之焦距作反比。

(62.13) 試作圖以表複鏡式雙目鏡造像之情形。

(62.14) 試略述望遠鏡結構之大概。

(62.15) 試述測遠器之構造及原理。

(62.16) 試述 Huygens 與 Ramsden 目鏡之構造。

(62.17) 試述用二個焦距相等之凸面透鏡作正像目鏡之原理，及光線通過此等透鏡所取之途徑。

(62.18) 試述攝影機之結構及鏡頭前所刻各數碼之意義。

(62.19) 試述映射燈之構造。

(62.20) 試考察活動電影機構造之情形。

(62.21) 六分儀之原理何在？其應用如何？試分述之。

(62.22) 試略述實體鏡之原理。

第六十二章 習題

* (62.1) 設眼各部之距離，曲度半徑及折射係數各如下表，試計算平行光線所聚焦之點。

A. 折射係數：(1) 角膜 = 1.376 (2) 水液及玻璃液 = 1.336

(3) 眼球前壁兩部 = 1.386 (4) 眼球中部 = 1.408

B. 各部中央之厚：(1) 角膜 = 0.5 毫米 (2) 水液 = 3.1 毫米

(3) 眼球前部 = 0.546 毫米 (4) 眼球中部 = 2.419 毫米

(5) 眼球後部 = 0.635 毫米

C. 各部之曲度半徑：(1) 角膜前面 = -7.7 毫米

(2) 角膜後面 = -6.8 毫米 (3) 眼球前面 = -10.0 毫米

(4) 眼球中部前面 = -7.911 毫米 (5) 眼球中部後面 = +5.76 毫米

(6) 眼球後面 = +6.0 毫米

(62.2) 一近視眼之人，須將物品放在眼前 6 吋之處，方能窺見明晰，問其所應戴之眼鏡之焦度如何？

(62.3) 一遠視眼之近點為 100 厘米，今欲窺見放在 25 厘米處之物品，問其所戴之眼鏡之焦度如何？

(62.4) 方程 (6) 乃簡單放大鏡放大率之近似值，試引用透鏡公式以求其放大率之正確值。

(62.5) 一複式顯微鏡之目鏡，其焦距為 2 毫米，其物鏡之焦距則為 2 厘米。設物體之位置在物鏡焦距外 0.2 毫米，問其放大率若何？試作一圖以表示像之

位置，大小，及狀況。

(62.6) 一複式顯微鏡之物鏡之焦距為 1.5 厘米，其目鏡之焦距則為 3.0 厘米。二者之距離為 18.0 厘米。設觀者之最明視距離為 24.0 厘米，問物應置在物鏡之前何處？

(62.7) 用某望遠鏡以觀在無窮遠物體之時，目鏡與物鏡之距離為 1 呎。今若以之觀察一建築物，二鏡之距離則應為 1.02 呎。試計算此物距觀者之遠度。計算時先假設望遠鏡為 Galileo 式，次復令之為 Kepler 式，而比較兩結果相差若干。又問此望遠鏡之放大率若何（目鏡之焦距 = 0.5 厘米）？

(62.8) 若將一觀劇鏡“倒”用，則所見之物將為較小，試計算其縮小率。

(62.9) 設有兩個凸面薄透鏡，其距離為 90 厘米，第一個透鏡之焦距為 80 厘米，第二透鏡之焦距為 4 厘米。今在第一透鏡之前 1000 厘米處，放置一物，試求此物之像之位置，大小及狀況。

(62.10) 設有一凸面透鏡，焦距為 6 吋，今在其後置一凹面透鏡，其焦距為 2 吋，間距凸面透鏡為一埋之物體，自凹面透鏡後觀之。其像之大小，位置及狀態若何？

* (62.11) 一天文望遠鏡，用 Huygens 式目鏡，問其物鏡所造之空中物，應位在何處方能使由之所發出之光線為平行。

* (62.12) 若前題之目鏡為 Ramsden 式，試求其答案。

* (62.13) 有時 Huygens 式目鏡之向場透鏡之焦距等於其向日透鏡焦距之二倍，問此二透鏡之距離若何，及物鏡所造成之空中物之位置何在？

* (62.14) 試計算 Ramsden 式或 Huygens 式目鏡用作放大鏡時，其放

大率之值。

* (62.15) 試作在下列各組透鏡中光線進行之圖：——

- (1) Galileo 式望遠鏡
- (2) Kepler 式望遠鏡
- (3) 用 Huygens 式目鏡之望遠鏡
- (4) 用 Ramsden 式目鏡之望遠鏡
- (5) 用 Ramsden 式目鏡並添正像裝置之望遠鏡。

(62.16) 設有一攝影機，其物鏡之焦距為 7 吋，乾片係寬四吋長五吋。今有距機三十呎之物體，其像適可以完全攝在片上。問此物體之大小若何？

* (62.17) 在攝影機中，遠物之像之大小與其鏡頭之焦距成正比。若增長焦距，則機身亦須增長，惟如以一凸面及一凹面透鏡組成鏡頭，將機上鏡頭取下，而以此組合之凹面透鏡裝於原有機頭之處，則勿須增長機身，即可攝得較大之像，試說明其用法〔此種鏡頭常名為攝遠鏡頭 (telephoto lens)〕。

(62.18) 有映畫器一座，距幕為 20 呎。若此燈之物鏡焦距為 10 吋，玻璃片之寬為 4 吋，高為 3 吋，問此片離物鏡之遠度若干？又問幕之大小若何方能將全片映出？

第六十三章 光之速度

(63.1) Galileo 實驗之失敗與 Römer 觀察之結果 Galileo 在 1600 年左右曾用如第 (22.1) 節所述測量聲音速度之方法以測計光之速度。彼令甲乙二人各備一燈，而立於距離頗遠之兩山頂上。甲先取去其燈罩，以作一信號告乙，當乙見此信號時，立即取去其燈罩以應之。如是自甲取去其燈罩以迄其見乙亦取去其燈罩所經過之時間，當為光線往返于甲乙所隔之距離所需之時間。用此簡單方法以量測光之速度者，雖頗衆多，然均無結果，此蓋因光之速度甚大，在七分之一秒內即可繞地球一周而有餘，故即以在地上最長之距離作如此簡單之實驗，實仍嫌其太短；何況作此種觀察者，僅用數哩之距離以作實驗乎？

用天文學上之觀察結果以估計光之速度者，當以 Römer (1675 年) 爲首。其所觀察之現象，爲木星 (Jupiter) 上各衛星之蝕。以當時所風行之普通望遠鏡，Römer 已能見及木星上各衛星之四顆。此四衛星繞木星而行之週期，最短者約爲 42 小時，最長者約爲 $16\frac{2}{3}$ 日。Römer 以爲此諸衛星之週期各有一定不變之值，故若光之速度爲無窮大，則在地上觀察木星衛星每連續二次之蝕，其相隔之時間，彼此必爲相同，且必等于其週期。惟其觀察之結果，則表示當地球與木星之距離漸增時，例如地球自

圖(477)中 E_1 進至 E_2 ，同時因木星之週期較大，故僅自 J_1 轉至 J_2 ，每連續二次之蝕所隔離之時間均較平均值為長；而當地球與木星之距離漸減時，例如地球

自圖(477)中 E_2 進至 E_3 ，同時木星則自 J_2 進至 J_3 ，此間隔則均較平均值為短。Römer 以為此種差異係因光有一定有限之速度而起。彼認木星上某衛星之蝕，可視作自木星上所發之有週期的信號。此等

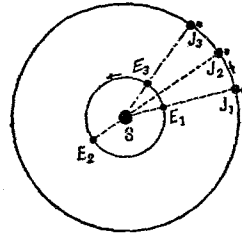


圖 477

信號係以光之速度而傳播，故必經歷若干秒後方能行抵地球。倘地球與木星之距離不變，則地球上之觀察者收到此等信號之各時刻，其間隔亦將與衛星被蝕之週期同，今若地球離木星而移遠，則各信號達到地球之各時刻，其間隔必較長于信號之週期。反之，若地球向木星移近，則此間隔必較短于信號之週期。此與(23.2)節所述之 Doppler 原則完全相同。

根據此種解釋，Römer 先自其觀察多次之結果，算出週期最短(約 42 小時)之衛星之被蝕週期。次以地球與木星相離最近時[即圖(477)中所示地球位於 E_1 ，木星位於 J_1 之時]為始，推計約六個月後，當地球與木星之距離為最大時[即圖(477)中所示 E_2 及 J_2 之位置]，此衛星之蝕應於何時刻發生。其預測之時刻，與觀察之時刻相較，前者較早約為十一分鐘。若以地球在 E_2 之

時刻為始，則當其達到 E_2 時，蝕之預測時刻較遲於觀察所得之時刻亦約十一分鐘。於是 Römer 以為此差值即光線行走較長之 $J_2 E_2$ 路途與其行走較短之 $E_1 J_1$ 路途所差之時間。換言之，光線橫越地球軌道 ($J_2 E_2$ 與 $E_1 J_1$ 之差約等於地球軌道之直徑，其值約等 186×10^6 哩) 所需之時間約為十一分鐘。若用最新方法作觀察，則此值實為 1001.6 秒，而光之速度遂約為每秒 186×10^3 哩 (即每秒 3×10^8 米)。

(63.2) Bradley 之方法 若將 Römer 所主張之解釋，應用於其他週期較長之衛星之蝕，則所得結果之差異頗大，故其說法在 Römer 之時，頗鮮深信之人。

此說法之無誤，在 Römer 去世後，方為 Bradley 之實驗所證實。Bradley (1727 年) 亦藉天文學方法以測算光之速度，其所根據之原理，可自圖 (478) 見之。

令 T 表一垂直之望遠鏡，指向天空正中之恆星 S 。若望遠鏡與此恆星無相對的運動，則自此恆星所發出之光線，在 T 鏡管內所取之方向亦將為垂直的，如圖 (478) 中之 QR 直線，而 S 之位置將於鏡底 E 點呈現。惟若 T 與 S 有相對的運動 (例如因地球繞日面行之故)，

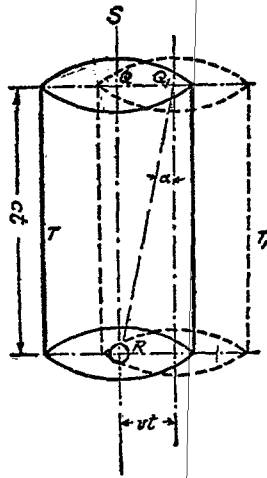


圖 478

當光線自望遠鏡口行抵鏡底之時，望遠鏡已由圖中實線之位置移至圖中虛線所示 T_1 之位，故 S 在鏡底之像似的位置將向後移。此情形與在岸旁射擊沿岸前進之舟，頗為相似。設 S 之方向，其像似的改變為 α 角（見圖），望遠鏡前進之速度（即地球繞太陽而行之速度，至其自轉之速度與此相較，係甚微小，可暫不計。）為 v ，光之速度為 c ，則在光線自 Q 行抵 E 之時間 t 秒內， Q 點將移於 Q_1 ，故 $QE = ct$ ； $QQ_1 = vt$ 而

$$\tan \alpha = \frac{v}{c} \dots\dots\dots (1)$$

α 角之大小可自地球與 S 同在太陽之一邊時，及其分在太陽之兩方時，所測得之位置決定之。知此，則 c 之值可由已知之 v 之值計得。

上段所述係假定 S 在天空正中，如是則 α 之值約為 20 秒（最近所公認之值為 20.455 秒）。若 S 不在天空正中， α 之值將較此為小。用 $\alpha = 20.455$ 秒即可計得光之速度約為每秒 2.99×10^8 米。

(63.3) Fizeau 之方法 前兩節所述者，均為自天文之觀察而推得光之速度之值。至於在地上用吾人可以簡制之實驗方法以測量光之速度者，當以 Fizeau

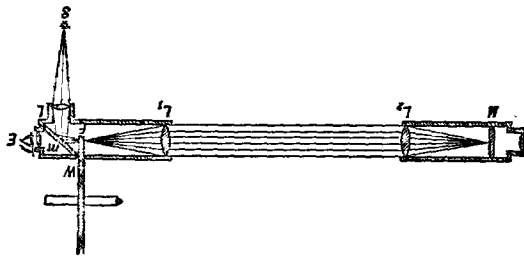


圖 479

氏爲始 (1849 年) 。Fizeau 所用之方法略如圖 (479) 所示。

光線自光源 S 出發，通過一透鏡 L 之後，爲一玻璃片 m 所反射而聚焦於齒輪 W 邊沿之 F 點。惟既通過齒輪上兩齒間之空隙，即可由另一透鏡 L_1 將之展開爲平行光柱，適進以達於遠方之又一透鏡 L_2 ，而被聚焦於反射鏡 M 上。經 M 之反射作用後，此光柱乃沿原途而歸，惟回至玻璃片 m 之時，有一部分可透出 m 而達於立在 m 後之觀者之眼中。此係就 W 不動，而其上兩齒間之空隙適位在 F 點之時而言也。今若旋轉 W ，則光線有時可以通過齒輪而被射回以入眼中，有時則爲齒輪上各齒所阻不得通過，故在 E 處，只見及倏亮倏滅之光。惟若增大 W 之速度，使光自 F 行抵 M 而射回至 F 之時，一齒適轉至其前空隙所阻之位置，則射回之光線將完全被此齒所隔斷，而在 E 處將不能窺見 S 之像。今若將 W 之速度較此值增大一倍，則當光線反射回至 F 時，第二個空隙將轉至其前空隙所佔之位置，而 S 之像乃得復現。若 W 之速度較前增大三倍，則第二齒將阻斷光線，是爲像之消失之第二次。如是類推，將齒輪之速度增加，像乃交替的出沒。若已知齒輪 F 至 M 之距離 D ，齒輪之齒數 T ，及當像消失至第 n 次時，齒輪之轉動速度爲每秒 ω 次，即可計得光之速度 C 爲

$$C = \frac{4\omega DT}{2n-1} \dots\dots\dots (2)$$

Fizeau 所得之結果爲 3.19×10^8 米/秒。其後 Cornu 用同法而測得較準確之結果，其值爲每秒 2.9995×10^8 米/秒。

(63.4) Foucault 及 Michelson 等之方法 1826 年，Foucault 利用轉動之反射鏡可將反射光線之方向改變一事，以測定光之速度。其方法曾經 Michelson 等屢次改良。1924 至 1926

年，Michelson 復根據此方法而測得光在真空中之速度之平均值為每秒 299,796 呎米，此值之誤差約為三十萬分之一。Michelson 所用之原理可自圖(480)所示之佈置見之。

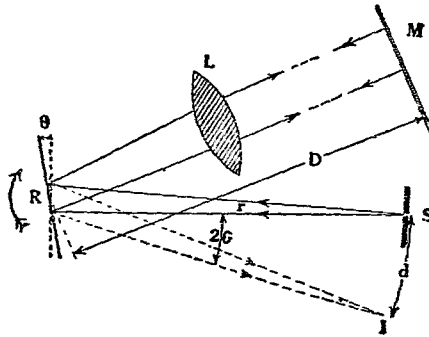


圖 480

光線自光源 S 出發，在一可以疾轉之反射鏡 R 處反射之後，乃透出透鏡 L 及相當之其他光器而達於遠方之反射鏡 M 。在 M 處，此光線被射回沿原途而歸，故若 R 不動，則將仍回至 S 。惟若當光線自 M 返至 R 之時， R 已旋轉一角度 θ ，則 S 之像將於 I 點呈現而 SRI 之角度將等於 2θ 。故若 SI 之距離為 d ， SR 之距離為 r ， R 至 M 之距離為 D ，而 n 表 R 每秒轉動之次數， t 表光往返於 R 至 M (即 $2D$) 所需之時間，則

$$2\theta = \frac{d}{r} \dots\dots\dots (3)$$

$$t = \frac{\theta}{2\pi n} \dots\dots\dots (4)$$

$$\text{而光之速度 } C = \frac{2D}{t} = \frac{4\pi n D}{\theta} = \frac{8\pi n r D}{d} \dots\dots\dots (5)$$

Foucault 用一短焦距之透鏡而置之於 S 與 R 之間，故 D 之值較短，僅約為 20 米。因此， n 之值雖已達每秒 800 次，而 d 仍僅為 0.7 毫米。Foucault 所得之 C 亦約為 2.99×10^8 米/秒，Michelson 初用一長焦距之透鏡以作 L ，且置之於 R 及 M 之間如圖，如是 r 及 D 之值均得以增長，而所得之結果遂較為準確。Michelson 在 1924 至 1926 年所作之實驗，其 D 之值達 35.4 仟米（等於美國 California 州 Wilson 山至 San Antonio 山之距離），故乃有前所述準確程度。

(63.5) 光在各種媒質中之速度 Foucault 所用以測定光在空中之速度之方法，亦可用之以測算光在其他各種媒質（例如水）中之速度。蓋如在 R 與 M 之間，裝置一長管，中盛以水或所欲考究之液質，則自方程 (5) 所計得者，即為光在此液質中之速度。Foucault 所得之結果，表示光在水中之速度，較其在空氣中之速度為緩。此結果與 Newton 解釋光之折射現象之假設（見後 65.2 節）完全相反。Michelson 所得之較準確結果，表示光在空氣中之速度，較其在水中速度大 1.33 倍，而較其在二硫化炭 (CS_2) 中之速度則大 1.76 倍。此等結果與波動說所示折射係數與速度之關係完全符合，是亦可視作波動說之一強有力之

佐證。

(63.6) 光之速度與其顏色之關係 量測光之速度時，Römer 用太陽之光；Bradley 用恆星之光；Fizeau, Foucault, Michelson 及其他諸實驗者，則用人造之各種光。然其所得結果均表示在空間，光之速度與其顏色無關係。換言之，各色光在空間之傳播速度均同。因此，當發生白光之恆星被月球所遮蔽而蝕滅時，吾人不覺其顏色漸改。蓋如藍色光之速度較大於紅色光，則在此等恆星將蝕之前，吾人必見其色為紅，而在其將復現之前，必見其色為藍也。此外，其他天文觀察亦證實各色光在空間之速度毫無差別。

至於各色光在他種媒質中(例如玻璃)之速度，則各實驗之結果，表示其略有差異。Michelson 曾測得藍色光在二硫化炭(CS_2)中之速度較紅色光約小百分之 1.4 (按波動說，媒質折射係數之值，與光在其中的速度成反比，詳見後 65.6 節)，若媒質為氣體時，則各色光之速度相差極為微小，而無從察見之。

(63.7) 光之速度與光源及觀察者之運動 在空間，光之速度，不但與其顏色無關，且與光源或觀察者之運動無關。此事在 1887 年為 Michelson 與 Morley 之實驗所完全證實。其意義之重大，在後 Einstein 創相對論時(1905 年)方為世人所明悉。Michelson 與 Morley 實驗所根據之原理在後(65.12)節略有敘述，茲暫不贅。

第六十三章 問題

- (63.1) 試述 Römer 推測光之速度之原理。
- (63.2) 問在圖(477)中地球與木星之位置各應如何，然後所觀察之木星上衛星兩次連續之蝕所隔之時間方為最大或最小？
- (63.3) 問將 Römer 所主張之解釋，應用之於週期較長之衛星，結果則不佳，其故安在？
- (63.4) 試述 Bradley 測定光之速度之方法與其原理。
- (63.5) 若作 Bradley 實驗時， S 之方向係在水平線上，問其方向之像似的改變如何？
- (63.6) 試述 Fizeau 測定光之速度之方法。
- (63.7) 作 Fizeau 之實驗時，何以必藉像消失時齒輪轉動之速度以計算光之速度？
- (63.8) 試述 Foucault 與其後 Michelson 等測定光之速度之方法。
- (63.9) 光在空氣中之速度與在其他種媒質中之速度相較，孰為較大？
- (63.10) 若各色光在空間之速度各不相等，而用白光作 Michelson 實驗，問所見者將有何種現象？
- (63.11) 試述各色光在透光之固體，液體及氣體中傳播時，其速度不同之情形。
- (63.12) 問光在空間傳播之速度與光源及觀者之相對的運動有無關係？

第六十三章 習題

(63.1) 設光之速度爲 299,796 仟米/秒；地球之半徑爲 6387 仟米，而光橫越地球軌道所需之時間爲 1001.6 秒，問地球在太陽處所張之角度若干？

(63.2) 設光之速度爲 299,796 仟米/秒，在天空垂直方向之恆星，其方向之像似的改變爲 $20.445''$ ，問地球繞日而行之速度爲何？

*(63.3) 若作 Bradley 之實驗時，望遠鏡之軸線與水平面原作 θ 角，試論求 α 角與 C 、 v 及 θ 之關係。

*(63.4) 作 Fizeau 實驗時，令 n 表像不見之四次。 ω 表齒輪每秒轉動之次數， T 表齒數， D 表自 M 至 F 之距離，試推證方程 (2) 所示之關係無誤。

*(63.5) 用 Fizeau 方法以測光之速度時， $T=720$ ； $D=10$ 仟米，齒輪轉動使像不見之四個連續角速度爲 326,457,688，及 719 弧度/秒，問與此四值相關之 n 爲何？又問由此等數據所計得之光之速度如何？

(63.6) 當 Michelson 初作其實驗以測光之速度時， $D=625$ 米， $r=9$ 米， $d=0.133$ 米，問 T 每秒應轉動若干次？

第六十四章 光度學

(64.1) 光能 電燈之光，係由電流變換而來；蠟燭之光，則由化學作用而生。他種發光體之發光原因，亦不外其所吸收之能量甚大，以致其溫度增至可以發光之程度。由此觀之，光為量之一種，實至明顯。

關於光能之問題，可分為實用的與理論的兩方面。在實用的方面，如房屋之應如何照亮，所用燈之數目應為若干，其位置當如何，以及各種燈之強度與效率之測定等問題，驟視之，似僅需常識即足以解決一切，然欲得最經濟且最有效之設備或佈置，實亦當依據一定之物理的原則而設計。此種光度的 (photometric) 問題，乃本章所欲特別討論者也。

至於理論上，光能之如何傳播，及光源之如何發生能量等問題，近代物理學對之均有極重要之發明，其較簡單部分，則於後數章中次第陳述之。

(64.2) 光源之強度 各種光源所發生之光量，殊不相同。例如弧光燈之光較強於“50 燭光”之電燈，而“50 燭光”之電燈，則較強於煤油燈。不但如此，同種光源所生之光量，亦視其使用時之情形而大異。例如欲使煤油燈發出較明亮之光，可將其燈心伸長，又如欲增加電燈之亮度，可增大所加之電壓，以

增多其所通過之電流。

光源發光之能率名爲其強度 (intensity)。欲比較兩個光源之強度時，亦須先有一客觀的標準以作強度之單位。此與作他種物理的量測時完全相同。此標準之定義，雖可任意探定，惟其規定須極明確，以免誤解，且須隨時隨地均易於仿製，以便實驗時比較之用。各國所用光源強度之單位甚不一致。本書所採用者爲英美法各國所用之強度單位，其名爲燭光 (candle power)。此單位原等於一支標準燭蠟之強度，惟因此等原標準之調節及使用，頗費手續，故尋常實驗室中多用電燈以作副標準而代替之。惟此等副標準所生燭光之值，與其所通過電流之關係，須經可靠之標準實驗室之鑑定，方得應用。

(64.3) 光量 光既爲一種之能量，言光源每秒所發生之光量之多寡時，固可以能量之單位如爾格 (erg) 焦耳 (joule) 等表示之。惟實用上，則另採用所號爲流明 (lumen) 者爲光量之單位。此單位光量之值，係等於一支燭光所生之光之 4π 分之一。此種規定之理由，與靜磁學中，吾人假設一單位磁極所發出之磁力線之總數爲 4π 條，頗爲相似；蓋光源所生光量之多寡，亦可以“光線”之數目表之，故如一條“光線”代表一流明之光量，則一支燭光共發出 4π 條“光線”。讀者至此，當注意此處所謂之“光線”，其意義係通俗的（例如通俗的說法稱光量多者爲光線好），而非前數章表示光進行方向之直線也。依本段之定

義，則如光源之強度爲 I ，而其所發生之光量爲 F 流明，則二者必有下述之關係：

$$F = 4\pi I \dots\dots\dots (1)$$

(64.4) 照度 在光源之周圍之物體均被照亮。某處被照亮之程度（簡名爲照度），可以通過該處光線之密度（即與光線正交之單位面積上所收集之光量）表之。照度 (illumination) 之單位，名爲勒克司 (lux) 者，係等於每方米一流明。至其名爲輻透 (phot) 者，則等於每方厘米一流明。若以 E 表照度， S 表與光線正交之平面積， F 表落於此面積上之光量，則：

$$E = \frac{F}{S} \dots\dots\dots (2)$$

(64.5) 平方反比律 自前節所述之定義言之，距光源愈近之點，其照度亦愈大。若光源可視作係集中於一點，則在其四周各點之照度，與各點對光源之遠度成反比，而與光源之強度成正比。欲明此理，可以光源所在之地點爲中心，距離 r 爲半徑作一球面。令光源之強度爲 I ，光源所發出之光量 F ，既必完全落於此球面上，且因光源乃集中於一點之故，此光量之分配，對於光源必爲完全對稱的，是以此球面上每單位面積所收集之光量（即在此球面上各點之照度）爲：

$$E = \frac{F}{S} = \frac{4\pi I}{4\pi r^2} = \frac{I}{r^2} \dots\dots\dots (3)$$

自方程 (3) 言之，在距一枝燭光爲一單位距離之處，其照度

亦爲一單位。因此，一勒克司（即每方米一流明）之照度又常名爲一米燭 (meter candle)，而每方呎一流明之照度亦名爲一呎燭 (foot candle)。

(64.6) Lambert 之餘弦律 方程 (3) 只可用以求凡被照亮之面積與光線作直角時之照度。若光線射入於某平面之角度爲 i ，則上述結果須乘以

$\cos i$ 方能表示此平面被照之程度。此理甚顯。因如令 A 表被照之面積 $abcd$ ， i 表射入角如圖 (481) 則 $A \cos i$ 表此面積在與光線正交之平面 $ab'c'd$ 上之投影面積 B ，

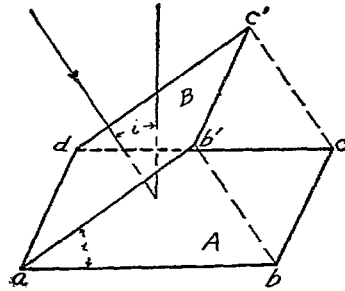


圖 481

(即 $B = A \cos i$)。若光源之強度爲 I ， $ab'cd$ 平面距光源之遠度爲 r ，則射於 A 或 B 面積上之光量將爲：

$$F = \frac{I}{r^2} B = \frac{I}{r^2} A \cos i \dots \dots \dots (4)$$

因此， A 之照度遂爲：

$$E = \frac{F}{A} = \frac{I}{r^2} \cos i \dots \dots \dots (5)$$

(64.7) 亮度 實際上，光源均非一點，其對於吾人視官所引起之明亮之感覺，不但由其強度而定，且視其發光之面積之

大小而異。一定強度之光，集中於較小之面積則較亮，反之，則較暗。故光源之亮度 (brightness) 或固有亮度 (intrinsic brilliancy) 常以其每單位面積之強度表之，例如每方厘米為若干枝燭光 (candle power per cm²)。惟因每枝燭光所發出之光量，有其一定之值，故亮度之值有時亦用每單位面積所發生之光量為若干流明者表之 (lumen per cm²)。在美國用朗伯 (lambert) 為亮度之單位，其值係等於每方厘米一流明。

發光體各有其亮度，至於不發光之物體，如書紙等等，因被光源所照之故，亦可發亮。此蓋因此等物體，將射於其上之光線之一部分，漫射於各方，故吾人觀之，亦覺光線自之出發也。

第三十表 各種操作所需之照度

操作性質	所需照度 (呎燭)
讀書與抄寫	3 至 4
繪圖	3 至 10
街衢	0.1 至 0.6
工場 (粗工)	1 至 3
工場 (細工)	5 至 10
商業陳列所	8 至 20
辦公室	2 至 5
教室	2 至 3

不發光之物體之亮度 B ，與其照度 E 成正比。以方程表之則得：

$$B = \rho E \dots\dots\dots (6)$$

此中之 ρ 名爲物體之反射係數 (reflecting power)。 B 之單位與 E 相同，即等於每方厘米一流明。

各種光源之亮度約如下值：——弦光燈之陷口，40,000 朗伯；鎢絲電燈，500 朗伯；炭絲電燈，250 朗伯；煤油燈，5 朗伯；白紙爲正午之日光所照時，10 朗伯；白紙爲明亮月光所照時，約爲 0.00001 朗伯；至於各種設備。則約需第三十表所列之照度，方能到圓滿之亮度。

(64.8) 亮度與觀察者視線方向之關係 在物體單位面積上所發出之光線，

其方向係正交於此面積。前節所述之亮度，亦係指沿此方向以觀察發亮之面積而言。今若觀者視線之方向不與發亮面積作直角，而與其法線 nn 作 e 角度如圖 (482)，則仍覺其亮度不改變。自此事可推斷發光之平面，其向某方向所射出之光量，與射出角之餘弦 (即 $\cos e$) 亦成正比。此理甚易證明，令

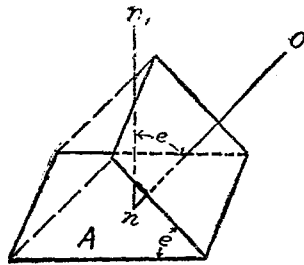


圖 482

F_n 表發光面積 A 沿法線方向所發射之光量。如是若 b 表沿法線 nn 方向之亮度，則 $b = \frac{F_n}{A}$ ；惟當沿 on 之方向觀察之時，所見之發光面積僅爲 $A \cos e$ ，而其亮度仍開前，故在此方向所發射之光量爲：

$$F_e = b A \cos e = \frac{F_n}{A} A \cos e = F_n \cos e \dots\dots\dots (7)$$

光度學與光學所需之觀念及定律已盡於前此數節。茲進而

討論實驗方法及各種設備之佈置情形。

(64.9) 光度計 比較光源強度或照度之儀器，名為光度計 (photometer)。各種光度計之原理，均以前 (64.5) 節之方程(3)為依據。此蓋因光源強度之大小，固不易直接比較，惟若將同色光所照之部分相旁而置，則甚易判別其亮度之是否相同。茲將較常用之光度計數種分述於下：

(1) 比影光度計 (shadow photometer) 此種光度計為 Rumford 所首創，其方法係比較兩光源所生之影之明暗，而藉以計算其強度之比。圖 (483) 略示用此法之佈置情形：M 為一幕，R 為一障礙物，例如鐵桿，S₁ 及 S₂ 則為欲比較之兩光源。調節 S₁ 與 S₂ 之位置，即

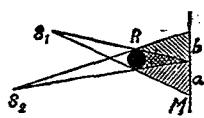


圖 483

可使其在 M 上所造之 a 及 b 兩影，其邊互相旁接。因 a 影僅為 S₂ 所照，而 b 影則僅為 S₁ 所照，故當此兩部分之照度呈同一明亮程度時（即兩部分之分界線無從判別時）S₁ 與 S₂ 之強度（即 I₁ 與 I₂）之比，即等於其距分界線之遠度 r₁ 與 r₂ 之平方之比：

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2} \dots\dots\dots (8)$$

此式光度計之優點在於其結果之準確程度不因室中有第三光源而改變，因第三光源所生之影甚易判別，實驗之時，僅須將此影之邊離開 a 及 b 兩影區之分界線即可。

(2) 漫射光度計 (diffusion photometer) Joly 將一塊長方形之白蠟切斷為兩塊同大之形式，然後以一片錫箔夾於二者之中，而裝置於相當之匣中，匣之左右各有一穴，以便收集光源所發生之光線，其中部亦有一穴，可將白蠟之兩部蓋

出，以備觀察之用。今將欲比較之光源 S_1 與 S_2 分置於此匣之左右如圖 (484)，

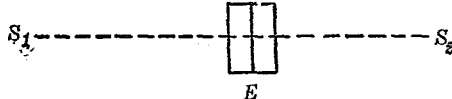


圖 484

則進入匣左右之光線將為匣所漫射而在其中部之穴口 E 處觀之，則匣左右兩方之亮度未必一致。今若調節 S_1 與 S_2 至匣之距離，以使匣兩部分之亮度完全相等，則 S_1 與 S_2 之強度 I_1 及 I_2 之比亦可由方程 (8) 計得之。

(3) 油點光度計 此式光度計為 Bunsen 所首創用。彼在一粗而不發亮之白紙 P (圖 485) 中央敷以油滴，以使此部分半透明。有時因油滴所成之半透明面積

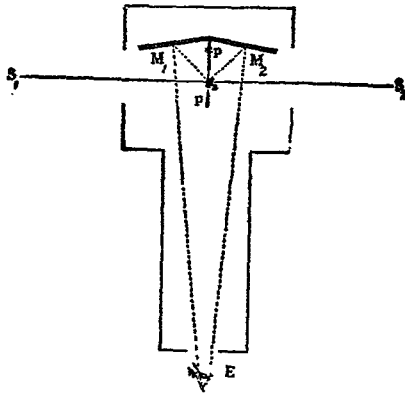


圖 485

之邊沿不甚分明，故將兩張白紙之中央剪去同大之星形面積後，再以一張薄紗紙夾於二者之中而糊貼之。今若置此含油點之紙於斜交之兩反射鏡 M_1 及 M_2 之間如圖

(485)，調節光源 S_1 及 S_2 至油點 P 之距離，則當油點之照度等於其四周白紙之照度時，兩光源強度之比，即等於其距油點距離之平方之正比。換言之，當觀者向 M_1 及 M_2 兩鏡觀察，而不能判別油點邊沿之分界線時，方程(8)所表示之關係，理論上應當成立。惟在實驗時，欲使油點與其四周白紙之照度完全一致，實不可能，故用此式光度計時，多調節之以使自 M_1 與 M_2 兩鏡所反射之油點之像達同一亮度時為止。

理論上當此光度計兩方之照度相同時，油點與其四周白紙係同等明亮，不能分別，其理由如下。設單位光量射於油點上時，若被油點所漫射之部分為 b ，則透過油點之部分將為 $1-b$ 。同理，當單位光量射於油點四周之白紙上時，若被紙漫射之部分為 a ，則透過之部分為 $1-a$ 。如是，因光度計兩方所收集之光量相等（照度相

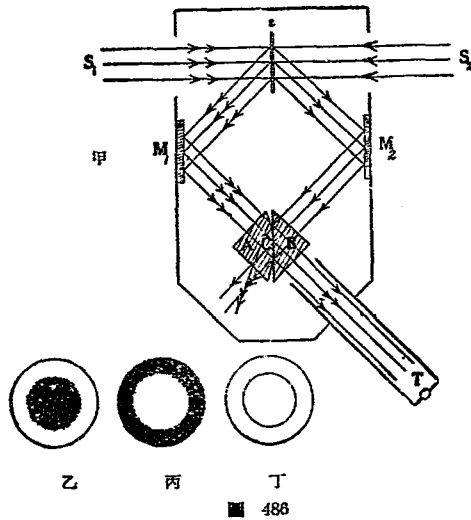


圖 488

等)，故自油點所透出之光量與 $(1-b)$ 成正比；其所反射之光量則與 b 成正比，而由油點所射發之光量遂與 $(1-b) + b = 1$ 成正比。同理，油點四周白紙所射發之光量則與 $(1-a) + a = 1$ 成正比。故用此光度計時，理論上應調節之使油點之界限與其四周白紙不能分別清楚為準。惟因油點與白紙吸收光線之能率不等，故實際上，此情形實不能達到，而實驗之時，僅求 M_1 及 M_2 兩鏡中所反射之油點之亮度達同等程度為止。

(4) Lummer-Brodhun 光度計 用油點光度計時，因不能使油點與其四周之亮度完全一致，故實驗之時常感不易測得準確結果。Lummer-Brodhun 之光度計即本油點光度計之原理，而加以改良，使易於測驗。圖(488)甲表示此式光度計內部結構之平面圖。 S 為一漫射幕，可置於兩光源 S_1 及 S_2 之間。 M_1 及 M_2 各為反射鏡； A 與 B 本為一塊長方形玻璃，今沿其兩對角切斷之以成兩個全反射之三稜鏡。切斷之後，復將 A 之一面之邊沿磨去少許，僅留其中央一圓形部分 C 可與 B 面完全接觸而復合置之。來自 S_1 之光線，為 S 所散射後，有一部分為 M_1 所反射，而落於 A 與 B 接觸之面上。因 A 與 B 之接觸，僅於其中央之圓形 C 處契合無遺，故光線亦僅能通過此中央圓形面積，至於落在圓形外之光線均為 A 所全反射如圖。因此，若光源 S_2 不存在，調節 T 望遠鏡以觀察 A 與 B 之分界面，即見其中央極明亮之圓形(圖 488 丙)。至於來自 S_2 之光線，為 S 所漫射，復為 M_2 所反射後，其落於上述圓形之外者，均為 B 所全反射而入於望遠鏡 T 中；至其射於此圓形內之光線，則透出他方。於是，若 S_1 不存在，則在望遠鏡之視場中，將見黑暗之圓形位於四周明亮之背景中(圖 488 乙)。今如 S_1 與 S_2 同時發光，當在 S 幕上兩方之照度達同等價值時，則圓形與其周圍之分界線將無從

分別，圖(486 丁)而兩光源強度之比，亦復可引用方程(8)以推求之。

除上述一式之光度計外，Lummer 與 Brodhun 亦曾製得更靈敏之模托式 (contrast) 光度計。此式光度計之 A 與 B 兩部分之情形，略如圖(487)甲所

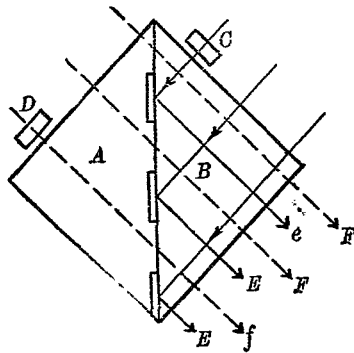


圖 487 甲

示。來自一方之光線，一部分為 C 所吸收，故反射之後，乃呈現 BE 明亮及 e 較暗之左右兩區域。至

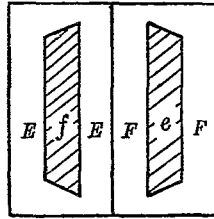


圖 487 乙

於來自他方之光線亦有一部分為 D 所吸收，故在視場中，乃呈現 FF 明亮及 f 較暗之兩區域。e 位於 F 之中央，而 f 位於 E 之中央(圖 487 乙)；明暗區域互相襯托，乃更易於比較。

(5) 閃亮光度計 上述之數種光度計，均僅可以用以比較顏色相差不多之光源。如遇顏色相差頗甚之時，則用閃亮光度計 (flicker photometer) 為較佳。此式光度計之佈置略如圖(488)。D 表一十字形之白色輪盤，可以旋轉於其軸線 C，S 為一不動之幕，其顏色與 D 完全相同。D 與 S 各與發自 S_1 及 S_2 兩光源之光線作 45° 角。當觀者置眼於 E 處時，則所見者或為 D 所反射之光，或為 S 所反射之光，故當 D 旋轉之時，若 S 與 D 之亮度不等，觀者立覺其閃閃發光。

若調節光源之距離 S 與 D 之亮度相等，則閃光即可消滅。此時方程 (8) 仍可

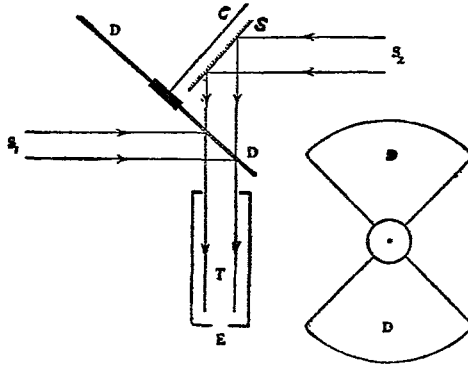


圖 488

應用。此式光度計之優點，在於可以比較顏色不同之光源，此蓋因 D 之速度增大至相當之價值時， D 與 S 所生不同之光色雖可融合為一，而其亮度不同之影響，則仍舊遺留閃閃發光之感覺，而得以辨別。

(64.10) 燈光強度之分布曲線 在 (64.7) 節中吾人已述及

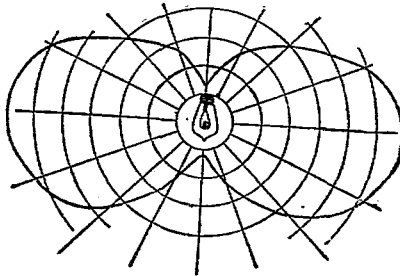


圖 489

各式燈光之強度，均非集中於一點，故其所射出之光量之分配，各方實不皆同。此分配情形，更因燈之有罩而改變。故測計各種燈之強度時，必須指定其輻射之方向。燈在某方向之強度，尋常多以極坐標圖 (polar diagram) 表示之。圖(489)及圖(490)中之

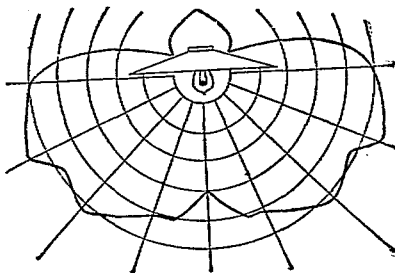


圖 490

曲線表示無罩及有罩電燈在一垂直平面上之強度分佈情形。有時因燈絲之構造，對於其垂直之軸線不甚對稱，於是在一水平之平面上，其強度之分配情形亦非均勻。因此吾人常分別在水平方向之平均燭光 (mean horizontal candle power)，及在球面上之平均燭光 (mean spherical candle power)。前者表示在通過燈之中心點之水平面上各方向之強度之平均值，後者則表其在空間各方向之強度之平均值。此等平均值均可自相當之強度分配 (例如圖 489 或圖 490) 曲線計算得之。

(64.11) 炫目之光 光源之強度愈大，其所生之照度亦愈

佳。惟如直接觀察亮度甚強之光源，例如太陽與白熾之燈絲，則常反生痛苦之情覺。有時因光源太亮，吾人不能睜開眼睛以直視之。此等炫目之光對於照耀，不但無益，有時反足以引起危險，例如開汽車者，因被對面車燈所炫，致不能見及車前之物，遂以肇禍。除亮度過甚外，光之炫目與否，亦視其光源四周之亮度如何而定。四周黑暗，光源受其襯托，乃益炫目。為免除白熾燈絲之炫光起見，有時用半透光之玻璃（即磨玻璃 *frosted glass*）以作燈泡。如是，同大之光量可自較大之面積漫射。用倒置之燈罩，將燈光反射於屋頂或牆上，然後再以照亮全房，其用意亦以免除直接燈光之炫目。弧光燈之亮度甚大（見前 64.7 節），必須有漫射之罩，方可應用。如不能用燈罩之時，則觀者必戴上黑色之眼鏡，方免傷及目力，因直接觀察如此明亮之光源，常有失明之虞也。

(64.12) 燈之發光效率 在理論上，燈之發光效率，係等於其所發出之光能與其所收入之能量之比。惟因量測光能多寡，須用較繁複方法，故尋常多用燈之強度 I 與其所收入之功率 W 之比以表示其效率。即燈之發光效率 (*luminous efficiency*) 為：

$$e = \frac{I}{W} \quad \text{燭光/瓦特} \dots\dots\dots (9)$$

燈之發光效率，由其溫度而定。溫度愈高，則其發光效率亦愈大。弧光燈之溫度可達 3800°C . 左右，其效率約為每瓦特產生

三枝燭光。尋常炭絲電燈，發生每枝燭光，約需 3 至 4 瓦特；至於鎢絲電燈之效率，則約為炭絲燈效率之一倍。

第六十四章 問題

- (64.1) 試舉數例以表示光為能量之一種。
- (64.2) 試定光源之強度，光量，及照度之單位。
- (64.3) 光源所生於某點之照度，與二者之遠度之關係何若？試證明之。
- (64.4) 置書或紙於案上，其所收集自燈光發出之光量之多寡，係由何四事決定，試陳述之。
- (64.5) 何謂亮度？亮度之單位若何？物體之亮度不因觀者視線方向之改變而異，其故安在？
- (64.6) 何謂光度計？試說明各種光度計所根據之原理。
- (64.7) 試分別說明比影，漫射，油點，Lummer-Brodhun 及閃亮各式光度計之構造與用法。
- (64.8) 何謂燈之平均水平燭光及其平均球面燭光？
- (64.9) 光之炫目與否，由何二事而定？其補救方法如何？
- (64.10) 問燈之發光效率，實用上如何計算？

第六十四章 習題

- (64.1) 設將幻燈(映畫器)照亮位在 18 呎處之幕上時，其照度為 3 呎燭，試用平方反比律以計燈之燭數為若干？而實際上何以光源之強度不必如此之強烈？

若幕被映亮之面積，其直徑為 6 呎，問射於此面積上之光量有若干流明？

(64.2) 在一室中，有三張繪圖桌，排列成一行，各桌中心之距離為 2 米。在第一桌中心之上，離桌面 2.5 米，置有一組電燈，其強度為 125 枝燭光。燈後備有反射幕，其效果與將燈之強度增加一倍相同，問各桌中央之照度若干？

(64.3) 在前題中，若每桌中心之上均置有如上述之一組電燈，問各桌中央之照度各若何？

(64.4) 設有一房，其牆壁之總面積為 1300 平方呎，其反射能率為 0.7。今用平均球面強度為 20 燭光之燈以照之，使各牆面之亮度為每方呎四流明，問燈之數目若干？

(64.5) 一圓形面積，直徑為 6 呎，位於牆上，其照度為 12 呎燭。今以一光度計量測此面積所發之光，則當自光度計至此面積之距離為 1.21 呎時，其距 16 枝燭光電燈之遠度，須為 6 呎，方呈平衡，問此面積之反射能率若何？

(64.6) 問每方呎一枝燭光之亮度，等於若干朗伯？又問一朗伯之亮度，等於每方呎米若干枝燭光？

(64.7) 設印相片時，將相片放在距 32 枝燭光之電燈 3 呎之處，則所需露光時間為 3 秒。問當將其置在距 16 枝燭光為 2 呎之處時，其露光時間應為若干秒？

(64.8) 各號 Mazda B 與 C 白熾電燈，用於 110 伏特電路時，其所發出之光量如下，試計算其發光效率（即發生每枝燭光所需之瓦特數目）。

瓦特數	Mazda B			Mazda C		
	25	50	100	100	200	300
流明數	228	472	995	1280	3100	4840

(64.9) 設每枝燭光每秒所發生之光能為 1.8×10^6 爾格，試計算前題各種之實際的效率。

*(64.10) 設圖(489)及圖(490)各表燈絲完全對稱的電燈在垂直平面上之強度分配之情形，試計算其平均球面燭光之值。

第六十五章 光之本性

(65.1) 光能傳播之二說 能量之傳播，其所取之方式，僅有連續的波浪之邁進，與不連續的質點之流動二者，已於第二十章中陳述之。在十七世紀之時，能量一觀念，雖尚未為科學界所公用，然對於光之傳播方式，已有不連續之微粒說 (corpuscular theory) 與連續的波動說 (wave theory) 兩種解釋。主微粒說者，為 Newton (1672 年)，而倡波動說者則為 Huygens (1678 年)。因 Newton 在物理界之聲望，雖微粒說須益以其他假設方能解釋一切現象，亦竟在學術界佔勢約百餘年。此百餘年中，雖有少數學者對於微粒說有所指摘，然均不能推翻之。

(65.2) Newton 之微粒說 十七世紀時，關於光之現象，所已知者，僅有光之直進，反射，折射與色散各事實。Newton 認光源所發出者為速度甚高之多數微小光粒，其最重要之實驗的根據，即為光之直進一事。彼以為若光為一種波動，則必當如聲波或水波可以繞過障碍物之邊而進行。今物體之影之邊界均甚明顯，故彼認光非波動。

微粒說對於光之反射之解釋甚為簡單，蓋此等光粒可視作完全彈性的小球，故當其與反射面相碰撞時，按碰撞原理 (見前 14.14 節)，其切線方向之速度 v 不改，而其法線

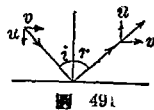


圖 491

方向之速度 u 則適完全反向，如圖 (491)，故反射角 r 與入射角 i 適為相等。

對於折射現象，Newton 假設在透光質中，光粒為物質所吸引以解釋之。因物質吸引光粒，當光粒行抵分界面時，其切線方向之速度 v 雖仍舊，其法線方向之速度 u_1 則增為 u_2 (圖 492)，故光粒自空中射入透光之物質中，其方向將折向法線。若承認此解釋無誤，則光在物質中之速度，較其在空中之速度為大，乃必然結果。惟此結果與實驗完全相反，不幸在 Newton 之時未有

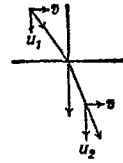


圖 492

實驗方法足以判定之耳 (Foucault 量光在水或他種透光質中之速度，其實驗係作於 1862 年，較 Young 與 Fresnel 等之干涉實驗尚後約六十年)。此外，Newton 且認光之顏色係由大小不同之光粒所生，而各色光之折射係數略有差別，即色散現象，亦藉以解釋。

1668 年，Grimaldi 已發現物體之影較用第五十九章幾何方法計算而得者略大少許；有時在影之邊界及內部，彼且察得有彩色之光帶。此等現象，實已表示光能繞過物體之邊而進行，惟 Newton 以為此種效應乃光粒被物體之邊所反復吸拒而造成。

(65.3) 光之波動說 Huygens 認光為一種波浪，且以為空間有一種密度極稀之媒質為傳播光波之媒介，而名此媒質為光媒，或以以太(ether)。Huygens 之學說對於反射及折射兩定律之解釋均甚簡單，惟因不能解釋直進一事，故為贊成微粒說者所拋棄。然如贊成微粒說者不為 Newton 之聲望所壓服，而細察水紋亦能產生邊界明顯之“影”，則對於其所認為波動說之缺

點，或亦將不斤斤計較。波動說雖於 1690 年已經 Huygens 在其所著之光學中作相當之進展，然其實驗的基礎，實為 Young 及 Fresnel 諸人所奠定。Young 於 1802 年以實驗方法表示兩光源所生之效果，有時互毀，并引用波動說以解釋此所謂光之干涉 (interference) 作用者。惟其主張仍不為當時學者所信仰。至 1815 年，Fresnel 重作實驗以表示光之干涉與繞射 (diffraction) 作用後，信仰波動說者方日增。Young 與 Fresnel 之實驗方法，當於下二章陳述干涉與繞射現象時申論之。茲先說明波動說中之 Huygens 原則，以備此後之引用。

(65.4) Huygens 原則 當波浪進行時，其在某時刻之波前 (定義見前二十章) 之形式，均可自其較早之鄰近波前之位置求得之。此兩鄰近波前之關係可自圖 (493) 所示之作法見之。令 O 表光源， $A'D'$ 表一球面波前在 t 時刻之位置， AD 則表一較早之鄰近波前。如是，在 AD 上各點 a ,

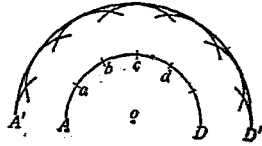


圖 493

b, c, d, \dots 等遂為波浪自 O 出發達到 $A'D'$ 之位置時，所必先經之各點。今若以 a, b, c, d, \dots 諸點為中心，而作多數半徑同大之球面如圖，則 $A'D'$ 波前必與諸球面相切。因此，在 AD 波前上之 a, b, c, d, \dots 諸點可視為發生球形副波之源，而包切於此諸球形副波之曲面即為波前之新形式。此即 Huygens 所採用

以求波前之原則。茲應用之以求光源在平面反射鏡中之位置於下節。

(65.5) 平面反射鏡 在圖(494)中，令 S 表光源所在之點， MGN 表平面鏡。自 S 出發之球形波浪，其波前與 MGN 鏡最先接觸者為鏡離 S 最近之 C 點。按 Huygens 原則，此點在此時刻，即可視作發生球形副波之源。此後，自 C 至鏡邊各點次第與原波接觸，故亦可視作依其距 C 之遠近而次第發出球形副波。在某一定時刻，此等球形副波之半徑如何，可先假定 MGN 反射鏡不存在而求之。因如無 MGN 反射鏡時，則波前將前進至如圖(494)中 APB 之位置。故自 MGN

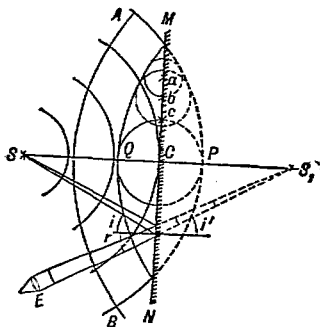


圖 494

平面上 a, b, c, \dots 各點所發出之球形副波，其半徑必適使之與 APB 相切。據此以言，則反射後波前之形式將為如圖之 MQN ，其中心 S_1 將在 PC 直線上，且 SC 之距離必等於 S_1C 。是即(59.6)節所述之結果。至於反射定律，亦可用此方法以推證之，惟所當注意者，即前此所視為光線之方向，實即指與波前正交之直線而言也。

(65.6) 折射定律 茲爲使讀者對於運用 Huygens 原則有較深切之了解起見，在本節再引用之以證明折射定律。令 SS 表分界面， v_1 表在 SS 之上媒質中光之速度， v_2 則表在其下面之媒質中之光之速度。次假設一平面波前斜向此分界面 SS 進行如圖(495)。

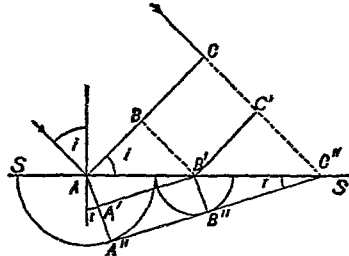


圖 495

當此波前行抵 ABC 之位置時，其與分界面相遇之 A 點亦可視另生一球形副波以 v_2 速度在第二媒質中進行。此後 AG 上各點將次第與 SS 相遇而次第各發出球形副波。在一定時刻，此等球形副波之半徑如何，可自波浪在兩媒質中之速度 v_1 及 v_2 求得之。當波前達到圖中 ABC 之位置時，除 A 點外，其他各點如 B 及 C 均仍以速度 v_1 沿與波前正交之直線 BB' 及 CC' 等方向(即前此所名爲入射光線之方向)而進行。迨 B 到達 B' 或 C 到達 C' 點時，其速度乃改變爲 v_2 。惟自 A 點出發之球形副波，其速度則已爲 v_2 ，故在 C 行抵 C'' 之時間 $t = \frac{CC''}{v_1}$ 內，此球形副波之半徑乃達到

$$AA'' = v_2 t = \frac{v_2}{v_1} CC'' \dots\dots\dots (1)$$

之值。同理，亦可證 $B' B'' = \frac{v_2}{v_1} C' C''$ 。由是乃知

$$\frac{A A''}{B' B''} = \frac{C' C''}{C' C''} = \frac{A C''}{B' C''} \dots\dots\dots (2)$$

而與此等球形副波相切者必為 $A'' B'' C''$ 平面；是即折射後之波前。自圖言之， $A A''$ 係正交於 $A'' B'' C''$ 之直線，故即折射光線之方向，而折射角 r 即如圖所示，且亦等於 $A C'' A''$ 角，惟入射角 i 亦等於 $G A C''$ ，是以：

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n_{12} = \frac{\sin G A C''}{\sin A C'' A''} = \frac{C C''}{A C''} \frac{A C''}{A A''} = \frac{v_1}{v_2} \dots\dots (3)$$

故前所述之折射係數 n_{12} 即等於光在兩媒質中速度之比。因各種透光媒質之折射係數均較 1 為大，故光在真空中之速度必較其在任何物質中(例如水或玻璃)之速度為大。此結果與 Newton 之微粒說所預料者，完全相反，惟與 Foucault 等之實驗則完全相符，故實為波動說正確無誤之一強有力之證據。

(65.7) 透鏡公式之推演 反射及折射定律既可用波動說以推導之，則前此 (61) 章所推得之反射鏡與透鏡各公式亦可利用“光線”之觀念而證之。惟為保存波動說之精神起見，茲在本節說明如何利用波前之曲度 (curvature of wave front) 之觀念以導出透鏡公式。

在曲面上某點之曲度，通常係以與曲面相切於該點之球面之半徑之倒數表之；

例如半徑為 R 之球面，其上各點之曲度即為…… $C = \frac{1}{R} \dots\dots\dots (4)$

C 之符號係與 R 同 (參較 59.9 節)。依此意義，則前 (61.2) 節所號為透鏡

之焦度 (dioptric power)，即 $\frac{1}{f}$ 之值者，可視為透鏡對於射入波前所增加之曲度，此蓋因射入於透鏡之曲度為零之平面波前（平行光線），因透鏡之作用，其形式乃改作半徑為 f 之球形波前而射出也。因此，如有光源 P ，其所在之點離透鏡之

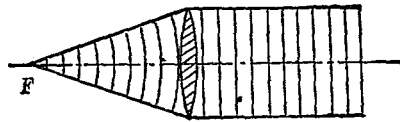


圖 493 甲

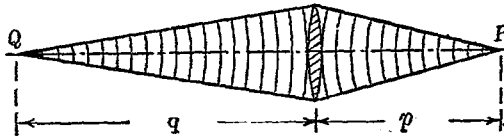


圖 496 乙

遠度為 p ，則當由 P 出發之球面波前達到透鏡之時，其曲度將為 $\frac{1}{p}$ (圖 496 乙)。

今透鏡之作用既為將波前之曲度增大 $\frac{1}{f}$ ，此波前通過透鏡之後，其曲度將改為：

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{p} + \frac{1}{f} \quad \text{即} \quad \frac{1}{q} - \frac{1}{p} = \frac{1}{f} \dots\dots\dots (5)$$

而光源之像乃於離透鏡為 q 之點呈現。

(65.8) · 光色與波長或振動頻率之關係 主波動說者以為光之顏色乃由光源之振動頻率而定。其實驗的證據將在下章陳述之。簡言之，若按頻率高低之次序而排列，則得紫，靛，藍，綠，黃，橙，及紅各色。因各色光在真空中傳播速度均等（見前 63.6 節），且按波動說原理（見前 20.5 節），頻率與波長之乘

積，等於傳播速度，故在各色光中，其波長最短者為紫，其他則依次為靛，藍，綠，黃，橙，以至於最長之紅色光波。尋常波長之值，多以埃斯通單位 (Ångström unit) 表之，今簡作 A. U.；此單位之值係等於 10^{-8} 厘米。在可見之區域內，最長之波長(紅色)約為 7800 A. U.；其最短者，則約為 4000 A. U. (參較第三十三表)。

(65.9) 光源與光波之本性 吾人既承認光之傳播係取波動方式，則自第二十章所討論波動之結果言之，發光之物體必係振動不息。惟第(64)章曾述及光源多為溫度甚高之物體，而物體之溫度增高一事，按熱之惟動說(見前三十三章)即係其中之分子，原子，或電子等之運動及振動較烈之表徵，是以欲深究光源之如何發生光波，必先明在物質中之分子，原子，及電子之情形。此等問題甚為艱深，茲不申述。惟有一事，應再提及，吾人所謂光波，根據 Maxwell 之學說，及 Hertz 之實驗結果，實與熱波及電波等完全相似，其性質均為電磁的。最近研究物質之結果者皆以為各原子均係由多數帶負電之電子與帶正電之質子 (proton) 組織而成。如是，則吾人所能見之光波與不能見之他種電磁波，乃由此等電荷之振動而產生，實不難於想像也。

(65.10) 光之電磁說與折射係數 按 Maxwell 之電磁說，折射係數與媒質之介電係數 K 之平方根，應作正比。在尋常電磁學問題中， K 之值實一不變之常數，故若無他種假設，

Maxwell 之學說，不能解釋色散現象。自 Lorentz 與 J. J. Thomson 等創電子說 (electron theory) 後，此困難遂完全解決。蓋物質既由帶有正負電荷之質點組成，光波在物質中之速度，必因各質點之位置及運動情形之不同而改變。詳細之計算不但可以說明各物質能發生如 (60.9) 節之正常色散現象 (normal dispersion)，且可解釋何以有時各色光之折射情形不按尋常次序。因此，色散現象亦為光為波動之又一有力證據。

(65.11) 光媒 吾人所習見之波浪，其傳播均須藉相當之媒質，前在聲學中已申述之。為說明光波之傳播起見，Huygens 曾假設宇宙間有一種極稀之媒質，而認此為傳播光波之光媒 (luminiferous ether)。在光之電磁說未發明之前，學者多認光媒為一種奇特之彈性體，其密度較最稀之氣體為尤薄，其彈性則與金屬相彷彿。光波在此光媒中之進行，與其他波浪在其相當之媒質中之進行頗為相似。至於光波速度之變更，則可以物質中光媒之密度較大為其解釋。當此光之彈性固體說 (elastic solid theory) 盛行時，實驗物理學家已以各種方法考究光媒是否能與物質作相對的運動，惟所得結果則殊不一致。自光之電磁說成立之後，學者又修改對於光媒之觀念，以與電磁說互相呼應。例如因電磁說認物質之折射係數 n 等於其介電常數 K 及導磁率 μ 二者乘積之平方根，遂有認光媒之彈性係數及密度各與 $\frac{1}{K}$ 及 μ 作正比者。然對於物質與光媒不能相對運動之問題，仍未解決，此為

Michelson 與 Morley 二人在 1886 年作其實驗之目的也。茲在下節說明 Michelson-Morley 實驗之原理。

(65.12) Michelson-Morley 實驗 令 A 與 B 表相離為 l 之兩觀者，

如圖 (497) 甲，同以一定之速度 v 向右移動。今若令 A 先發出一光波，以速度 c 向 B 進行，則其道及 B 所需之時間 t₁，可自下述之方程計得之：

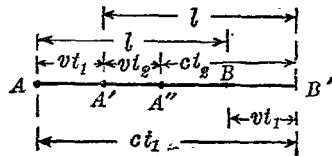


圖 497 甲

$$t_1 = \frac{l}{c-v} \dots\dots\dots (4)$$

此蓋因在 t₁ 秒內，B 移於 B'，其所行之路程為 vt₁，而光波所應行之路程則共為 l+vt₁=ct₁ 故也。設當此光波到達 B' 時，B 立即發出一光波以告 A，則此第二波自 B' 出發迄其與 A 相遇，其所需之時間 t₂ 將為：

$$t_2 = \frac{l}{c+v} \dots\dots\dots (5)$$

此蓋因在 t₂ 秒內，A 已自 A' 移至 A''，即移動 vt₂，故光波所應行之路程僅為 l-vt₂=ct₂ 也。由此觀之，若有光波自 A 出發而於其達到 B 之時，即被反射以回射於 A，則因 A 及 B 與光波之移動方向在同一之直線上之故，其往返於 A 及 B 間所需之總時間乃為：

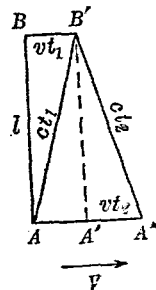


圖 497 乙

$$t = t_1 + t_2 = \frac{l}{c-v} + \frac{l}{c+v} = \frac{2cl}{c^2-v^2} \dots\dots (6)$$

此係就 v 之方向與觀者同在一直線上時而言。若 A 及 B

之速度 v 與 AB 方向正交，而不與之平行，如圖(497)乙，則自 A 出發之光波，追及 B 所需之時間 t'_1 ，與其自 B 復返於 A 之時間 t'_2 係相等，且均各為：

$$t'_1 = t'_2 = \frac{l}{\sqrt{c^2 - v^2}} \dots\dots\dots (7)$$

換言之，其往返一次所需之總時間為：

$$t' = t'_1 + t'_2 = \frac{2l}{\sqrt{c^2 - v^2}} \dots\dots\dots (8)$$

此蓋因自 A 出發之光波追及 B 之時， B 之位置已移至於 B' ，而其所行之路途 AB' 途為 $cl_1 = \sqrt{l^2 + v^2 t_1^2}$ 。同理自 B' 射回之光波行抵 A 時， A 之位置已自 A' 移至 A'' ，故其所行之路途 $B'A''$ 則為 $cl_2 = \sqrt{l^2 + v^2 t_2^2}$ 。將(6)及(8)兩方程互相比較，即知當在地上作如第(63.4)節之 Michelson 之實驗以量測光之速度時，其結果視光線進行之方向與地球運動之方向如何而略有差別。在地球面上有一點之直線速度(即 v)僅約為光之速度 c 之萬分之一，故 t 與 t' 相差甚微，而非(63.4)節之設備所能量得。惟如用 Michelson 發明之干涉計(見後 66.9 節)，則較此更小十倍之值亦能測得，然 Michelson 與 Morley 及其後諸人所作之實驗，均表示此差異為零。換言之，用地上之實驗方法，吾人實無從以測得地球對於光媒之運動速度。

(65.13) Lorentz-Fitzerald 之縮短假設

為解釋 Michelson 與 Morley 實驗之結果及其他相關之電磁現象起見，在 1895 年 Lorentz 及 Fitzerald 互相獨立的創倡“縮短假設”(contraction hypothesis)，謂各物之長度，

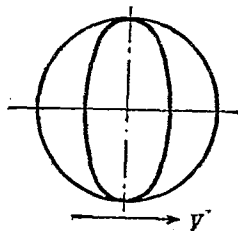


圖 498

因其移動之方向及速度 v 如何而有變更；與移動之方向平行之長度 l 將縮短而為 $l' = l\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ (c 為光之速度)，與移動方向正交之長度則不變。由是言之，靜止時之球體，因其運動之故，將作橢圓形如圖(498)，此圖表示 v 之值約為每秒 160,000 哩。若以縮短之長度 $l\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ 代替方程(6)中之 l ，則此式右邊即與方程(8)之右邊相同，而 Michelson-Morley 實驗結果遂為必然之事實。

(65.14) 狹義的相對論 Einstein 於 1905 年直截的以 Michelson-Morley 實驗為根據，而創狹義的相對論 (special theory of relativity)，其所用之假設有二：(1) 在任何物體上之觀察者，無法測得此物體在空間(即光媒)之等速直線運動，(2) 量光在空間之速度時，無論觀察者與光源之相對的運動如何，所得之值係一定不變。自相對論出世後，物理學界傾向於只認識光之傳播現象而不談光媒。根據上述之兩假設，吾人且須修正空間及時間之觀念。由是推出之結果，表示 Newton 之力學，僅為第一次之近似式，用之於速度不大之物體，則可得甚準確之結果，惟若用之於速度與光速可以比擬之物體時，則誤差甚大。然在日常之物理學問題中，吾人所遇及之速度，較諸光速甚為微小，故 Newton 式力學，仍屬適用也。

第六十五章 問題

- (65.1) 對於光之傳播方式何以有二種說法？
- (65.2) 試述光之微粒說之主要假設及其缺點。
- (65.3) 光之波動說之優點何在？
- (65.4) 試述 Huygens 原則。並引用之以解釋平面鏡所造之像之位置。

- (65.5) 折射係數與光在媒質中之速度有何關係？試引用波動說以推證之。
- (65.6) 透鏡之對於入射波前曲度之影響如何，試陳述之。試以波動說為根據而推求透鏡公式。
- (65.7) 波動說對於光色與振動頻率及波長之關係若何，試陳述之。
- (65.8) 同一顏色之光波，其在空中時，與其在折射係數為 n 之媒質中時，其波長之比若何？
- (65.9) 若承認光為一種波派，則可推證前章之光度計定律，試說明之。
- (65.10) 光波之本性為電磁的，於何見之？
- (65.11) 按光之電磁說，折射係數 n 與物質之介電常數 K 及導磁率 μ 有何關係？
- * (65.12) 為說明色散現象起見，光之電磁說應加以何項假設？
- (65.13) 何謂光線？試略述學者對於光線觀念變遷之沿革。
- * (65.14) 若認光源所發出者為微粒，Michelson 與 Morley 之實驗結果是否必然？
- * (65.15) 相對論所用之力學與 Newton 式力學不同，何以吾人在日常問題中仍可沿用後者？

第六十五章 習題

- (65.1) 設 Newton 對於折射現象之解釋無誤，則光線在水中之速度與其在玻璃中速度之比，其關係若何？
- (65.2) 設有一平面波前斜射於一平面鏡，試引用 Huygens 原則，以求其

反射後波前之位置，並推證反射角等於入射角。

(65.3) 設盛水於杯至深度為 d 時，杯底至水面之像似之距離則為 t ，試引用 Huygens 原則以求光在水中速度與其在空中速度之比。

(65.4) 試引用波前曲度之觀念，以說明球面反射鏡之公式，並由是推出鏡之焦距等於其半徑之半。

(65.6) 若兩媒質之分界面為球形，其半徑為 R ，問其對於入射波前所增加之曲度如何？

(65.6) 問透鏡兩面對於入射波前所增加之曲度各如何？

(65.7) 試計算第四十五章二十五表中各物質之折射係數（此等物質之導磁率均約等於 1）。

(65.8) 鈉所生之黃色光，其波長有二：其一為 5895.93 A. U.；其他則為 5889.97 A. U.。問其振動頻率之差若干？

*(65.9) 設有兩觀者，其相對的移動速度為 v 。今二人各在其所處之系統上量測光之速度，試用相對論之假定，以證明一觀者對於其他觀者所用之時間單位將

觀其係較長 $\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$ 倍。

第六十六章 光之干涉

(66.1) 波浪之干涉 在第 (65.3) 節及第二編聲學中，吾人對於波浪干涉之意義，曾已申述。簡言之，干涉現象，乃由疊加作用而起。所謂疊加作用者，即指兩列或兩列以上之波浪，在媒質中同時傳播之時，在任何一點之擾動情況，係等於各波浪單獨所生之效果之總和。是以如有兩列振幅完全相等之簡諧波浪，則在一波之峯（或谷）與他波之峯（或谷）相遇之地點，兩波將互助以使該點之振動加倍，而在一波之峯（或谷）與他波之谷（或峯）相遇之點，兩波將互毀，以使該點之振動為零。此種互毀的干涉作用，乃波浪傳播時之特性，而非不連續的質點流動時所亦有，設將兩組質點之流動相加，除其動量完全相等且相反時，兩組所生之總效果均較任何組所獨生者為大，永無互相毀滅而呈靜止之情形。故欲解決光之傳播，果為波浪式的，抑為質點式的，最有效之證驗，即在其能否產生互毀的干涉。

(66.2) Young 之干涉實驗 兩個光源在適當之情形下，可以發生干涉作用一事，首由 Young 於 1802 年以實驗證明之。Young 於一不透光之幕 M 上鑿刺相隔約為 0.5 毫米之針孔 S_1 及 S_2 二個（或兩狹縫亦可），而用以觀察位在頗遠處之小光源 S （圖 499）。如是彼即見在光源之兩旁另有暗明相間之像

多個。但若閉堵針孔之一，則視場中之亮度幾完全一致。Young 認此爲干涉作用。且擴充 Huygens 之光之波浪說，以計算其所觀察得明暗各點相距之遠度。欲知 Young 之計算法，茲先引用 Huygens 原則作圖以表示兩光源發生干涉之情形。

(66.3) 兩光源之干涉 令 S 表小光源， S_1 與 S_2 表幕上

之兩針孔，當自 S 出發之波前行抵 S_1 及 S_2 時，此兩點可視作發生副波之源。今以 S_1 及 S_2 兩點爲中心，波長及其倍數之長度爲各半徑而作兩組同心圓周(圖 499 中實線)以表在某時刻自 S_1 與 S_2 所發出各波峯之位置。復以半波長及其奇值倍數之長度爲各半徑，亦

作兩組同心圓周(圖中虛線)以表在同時刻自 S_1 與自 S_2 所發出各波谷之位置。各實線(或虛線)所示者既爲兩組之波峯(或谷)，故兩實線及兩虛線相交之各點，即爲兩組波浪相助，而振動呈雙倍之值之處，今若自中部之 SP_0 直線始，分別聯之以曲線(圖中之粗實線)，則在此等曲線上各點，兩波均係互助。同理，若將一組實線圓周與他組虛線圓周相交之各點，分別聯以曲線(圖中之粗虛線)，則得兩波互毀之位置。

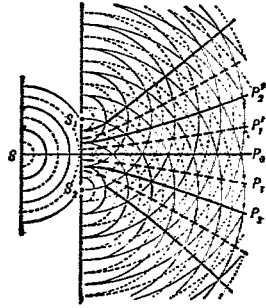


圖 499

(66.4) 兩光源互相干涉時明暗條紋所隔之遠度 自前節

所述之情形言之，若在 S_1S_2 之一邊安置一幕以接受自 S_1 及 S_2 所生之光，則在此幕與圖(499)中各粗實線相交之點 P_0, P_2, P_2', \dots ，即為明點之位置，而其與各粗虛線相交之點 P_1, P_1', \dots 等即為暗點之位置。換言之，此幕上將有明暗相間之干涉條紋 (interference fringes) 呈現。設 S_1S_2 之距離為 a ，自幕至 S_1S_2 中心點之遠度為 D ，而令 $X_1, X_3, X_5, \dots, X_{n+1}$ 等表自各暗條至 P_0 點之距離， $X_2, X_4, X_6, \dots, X_{2n}$ 表各明條至 P_0 之距離，即 $X_1 = P_0P_1 = P_0P_1'$ ； $X_2 = P_0P_2 = P_0P_2'$ ，餘類推。自圖(499)觀之， P_1 或 P_1' 所以為暗點之故，乃因自 S_1 及 S_2 所發出之副波在此兩處相差為 1 半波長， P_3 或 P_3' 所以亦為暗點之故，則因兩副波在其處相差為 3 半波長，餘類推。故如 S_1P_m 與 S_2P_m 相差之距離適等於半波長(即 $\frac{\lambda}{2}$)之奇倍數時，則 P_m 將為暗點。同理， P_2 或 P_2', P_4 或 P_4', \dots 所以為明點之故，乃因自 S_1 及 S_2 所發出之副波在此兩處相差適為 1 波長(即 2 半波長)餘類推。故如 S_1P_m 與 S_2P_m 相差之距離，適等於波長 λ 之倍數時，(即半波長 $\frac{\lambda}{2}$ 之偶倍數)時，則 P_m 點將為明點。總之，明暗各點之位置可以下列方程概括表之：

$$S_2P_m - S_1P_m = m \frac{\lambda}{2} \dots\dots\dots (1)$$

此中 m 為整數；若其值為奇數，則 P_m 為暗點，若 m 為偶

數，則為明點。

方程 (1) 所表之干涉條件，有時改用位相差以表示之更為便利。當波浪所行之光路為一波長時，其位相增 2π 弧度。故如以 $\frac{2\pi}{\lambda}$ 乘方程(1)之兩邊即得其位相差為

$$\Delta = \left(\frac{S_2P_m - S_1P_m}{\lambda} \right) 2\pi = m\pi \dots\dots\dots(1a)$$

欲求方程(1)中左方之值，可在 S_1P_m 直線上截出 $BP_m = S_2P_m$ 一段 (圖 500)，如是

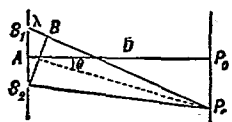


圖 500

$$S_1P_m - S_2P_m = S_1B$$

因 $a = S_1S_2$ 較諸 $D = AP_0$ 甚為微小，故 S_2B 可視作與 S_1P_m 正交，且 S_1S_2B 角可視作約等於於 P_mAP_0 角 (即 θ)，是以 $S_1B = a \sin \theta$ ，而方程 (1) 可化為：

$$a \sin \theta = m \frac{\lambda}{2} \dots\dots\dots(2)$$

尋常所能見及之明暗各點均在 P_0 之附近，其數自既不多，即 X_m 之距離較諸 AP_0 亦為甚短，於是 $\sin \theta$ 可以 X_m/D 代之，而方程(1)可化為：

$$X_m = \left(\frac{D}{a} \right) m \left(\frac{\lambda}{2} \right) \dots\dots\dots(3)$$

由此觀之，若幕至針孔之距離係固定，而 m 之值不過大，則兩

鄰近明點或兩鄰近暗點之距離，與 S_1 及 S_2 相隔之遠度成反比，而與所用之波長成正比。

本節之計算，係假設光源爲單色者。若用顏色不同之各單色光以作本節所述之試驗，即可證明紫色光較紅色光之波長爲短，即紫色光之頻率較紅色光之頻率爲高。若光源爲白光，則除 P_0 點亦爲白色光外，其餘各明點如 $P_2, P_2', P_4, P_4', \dots$ 等均將爲各色兼有之色帶。在此等光帶中，紫色居內，紅色居外，亦足以表明紫光之波長較紅光爲短。

(66.5) Fresnel 之干涉實驗 Young 之實驗結果，以吾人今日之眼光分析之，已足推翻光之微粒說。惟當時贊成微粒說者，則認 Young 之結果，係繞射之另一式，而繞射現象，Newton 亦有解釋，故尙以爲光之波動說仍無實驗根據。且 Young 初次用干涉作用解釋單狹縫 (single slit) (見後 67 章) 所生之繞射時，其預期結果，與觀察所得大異；益足以貽批評者以口實。Young 解釋單狹縫干涉條紋之誤點，在於假定狹縫兩邊爲發生兩波之源。除糾正 Young 之錯誤外，Fresnel (1815—1826 年) 另作不用小孔之干涉實驗，以攻破反對者所執之理由。自是之後，光之波動說之基礎方臻穩固。

Fresnel 所設計之干涉實驗有二：其一利用自幾成一平面之兩斜交鏡所反射之二光源，其他則利用自兩個薄三稜鏡所折射之二光源。Fresnel 雙平面鏡實驗 (bi-mirror experiment) 之佈置情形略如圖 (501)。S 表光源， M_1 與 M_2 則表兩

平面鏡。光源 S 在 M_1 中之像 S_1 與其在 M_2 中之像 S_2 所生之干涉作用，與 Young 實驗中之兩光源 S_1 及 S_2 完全相同。計算其明暗各點之距離時，可先由 S 至 M_1 及 M_2 交線 O 之距離 b ，及 M_1M_2 所作之

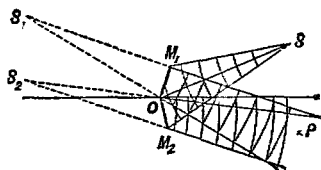


圖 501

角度 α 以求 S_1S_2 之距離 a ，然後再應用方程 (3) 或 (2)。

Fresnel 之第二實驗方法，係將二個薄三稜鏡並底而置如圖 (502)。光源 S 通過居上之稜鏡後，其像似的位置將移於 S_1 點，而透過居下稜鏡之光束則類似係由 S_2 點出發。通過一薄稜鏡之光線，其偏向角既等於

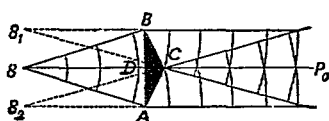


圖 502

$$\delta = (n-1)\epsilon$$

ϵ 表稜鏡之角 DBG ，且 S_1S_2 又幾與 CDS 正交，故

$$a = \overline{S_1S_2} = 2 \overline{SD} \sin \delta = 2 b \epsilon (n-1) \dots\dots\dots (4)$$

b 表光源 S 至稜鏡 D 點之距離。既知 a 之值，則引用方程 (2) 或 (3) 即可計得各明暗線紋之位置。

(66.6) 發生干涉作用之基本條件 自 (66.3) 節所述之作圖方法觀之，從 S_1 及 S_2 出發之兩光線錐，其所以能發生干涉作用，乃因在 S_1 與 S_2 兩點之振動，其位相之差始終一定不變。蓋如是在圖 (499) 中粗曲線或粗虛線上各點，其振動方久相

助或相毀，否則相助或相毀之地點變遷無常，而吾人將無從窺見之矣。凡兩光線錐可以發生干涉作用者常名為相干光線錐 (coherent rays)。其不能發生干涉作用者，則名為不相干光線錐 (incoherent rays)。自 (66.2) 及 (66.5) 節所述之 Young 與 Fresnel 之實驗佈置觀之，相干光線錐，如追溯之，則必發自同一之源。此蓋因當光源之振動頻率，多至每秒 10^{15} 週上下時，兩獨立光源之位相，實不能完全保持一定之差值故也。惟若兩光線錐係同出於一源，則使光源之振動位相忽然變換，其對於兩光線錐所生之影響亦為相同，故二者之位相差得始終保持一固定之值而能干涉。

(66.7) 薄板之干涉作用 光之干涉現象，在日常生活，亦為易見。例如水上若浮有薄層之油，則由之所反射之光常呈燦爛之彩色一事，即係薄層上下兩面所反射之光波互相干涉之結果。此種干涉現象之構成與前所述者略異；茲申述之於次。

令圖(503)之 ff 與 ff' 表一置在另一媒質中(例如空氣)之一平行透光體(例如玻璃)之上下兩面。當單色光線 SA 射於此層上面時，一部分為其所反射而取圖中 AP 方向，又一部分則透入層內，折射而取

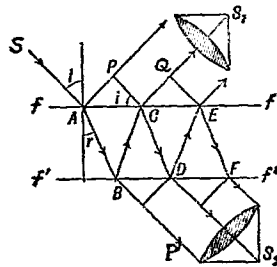


圖 503

AB 方向。此折射光線在層下面 B 點之處，亦分爲兩部分：其一反射如 BG ，其他則透出如 BP' (BP' 係與 SA 平行)。 BG 與 ff 相遇之時，亦分爲 CD 反射線及與 AP 平行而透出層上面之 CQ 光線。如是屢次反射，每次雖均有若干光線透出上面，惟因其強度漸次減弱之故，除 AP 及 CQ 外，其他常可不計較。若就 AP 及 CQ 兩光線而言，二者既係發自同源，故可相干。依前所述之方法(1a)，則當此兩光線所行之路程，適使其達到 P 與 C 時之位相差爲 π 弧度之奇倍數時，二者將互毀，若其位相差適爲 π 弧度之偶倍數時，結果將爲互助。是以如用單色光，則觀者可見明暗相間之條紋，而當射入之光爲白色時，則見七彩俱備之光帶。

自上段所述之情形言之，明暗條紋之位置顯然與入射角 i ，折射係數 n ，及薄層之厚度 t 有關。欲求其準確關係，吾人須注意兩事：(1) 光波在折射係數爲 n 之媒質中，其速度僅爲其在空中之 $\frac{1}{n}$ 倍，故其波長亦減短 $\frac{1}{n}$ 倍；(2) 在薄層上面 ff 與在薄層下面 $f'f'$ 反射時，其位相之改變，各不相同(參較 20.12 節，波浪在固定端及其在自由端之反射)。茲根據此兩事而計自 A 點出發之光波，分取 AP 及 ABC 兩路途而行抵 P 及 C 點時之位相差。令光波在薄層上面媒質中之波長爲 λ_1 ，其在薄層中之波長爲 λ_2 。又令 n_1 及 n_2 分表薄層上面之媒質及薄層本身之折射係數。如是 $\lambda = n_1\lambda_1 = n_2\lambda_2$ 表光波在真空中之波長。若在 A 點及在 B 點反射之情形完全相同，則行走 AP 及 ABC 兩路後之位相差將爲

$$\Delta_1 = \left(\frac{AB+BC}{\lambda_2} - \frac{AP}{\lambda_1} \right) 2\pi \dots\dots\dots (5)$$

惟因在 A 點與在 B 點之反射情形不同之故，此值應為

$$\Delta = \left(\frac{AB+BG}{\lambda_2} - \frac{AP}{\lambda_1} \right) 2\pi + \Delta_2 \dots\dots\dots (6)$$

Δ_2 表兩處反射情形不同所引起之位相差。欲求 Δ_2 之值可假設薄層之厚度 t 無限減少，如是則 Δ_1 等於 0。惟薄層既不存在，將無反射之光，故在 S_1 觀之必為黑暗，而按方程 (1a)， $\Delta_2 = \pm \pi$ 或其奇倍數。在本節之討論中， Δ_2 之值果為 $-\pi$ ，或 $+\pi$ ，或 $3\pi \dots\dots$ ，實無關重要，因將位相增或減 2π ，其對於干涉作用之條件不生影響故也。茲令 $\Delta_2 = \pi$ 。

自圖 (503) 言之，若 i 表入射角， r 表折射角，則 $AB=BC = \frac{t}{\cos r}$

或 $AB + BG = \frac{2t}{\cos r} \dots\dots\dots (7)$

$$AP = AC \sin i = 2t \sin i \tan r = 2t n_{12} \frac{\sin^2 r}{\cos r} \dots\dots\dots (8)$$

故干涉之條件為：

$$\Delta = \left(\frac{2t}{\lambda_2 \cos r} - \frac{2t n_{12} \sin^2 r}{\lambda_1 \cos r} \right) 2\pi + \pi = m\pi \dots\dots\dots (9)$$

因 $n_{12} = \frac{n_2}{n_1}$ 及 $\lambda = n_1 \lambda_1 = n_2 \lambda_2$ ，方程 (9) 可化為

$$2t n_2 \cos r = (m-1) \frac{\lambda}{2} = m' \frac{\lambda}{2} \dots\dots\dots (9a)$$

當 m' 為偶數時 (即 m 為奇數)，結果為互毀，若 m' 為奇數 (即 m 為偶數)，則結果為互助，此與方程 (1) 略有差別之點。此外 (9a) 中之 n_2 係薄層之絕對折射係數，亦當注意。

(66.8) Newton 之同心環 Newton 曾置一曲度甚微之

凸面透鏡於平面玻璃上以考究厚薄不同之氣層所生之色彩。因氣

層之厚薄係以透鏡與平面接觸之點為中心而對稱的分佈，故如用反射白光視察接觸點時，立見其呈各種色彩之同心環。此等環之構成與前節所陳述者，甚為類似，特因氣層之厚薄不同，故呈半徑漸大之環耳。

欲求各環之半徑 R 與所用之波長 λ ，及透鏡之曲度半徑 ρ 之關係，可假設光線正射於其上，於是 $\cos i=1$ 。同時令 $CP=R$ 表第 n 個環之半徑（圖 504），

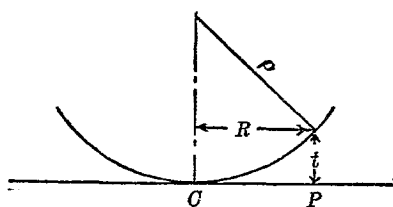


圖 504

自圖即知在 P 點氣層之厚 t 可自下列方程求得之：

$$R^2 = (2\rho - t)t \dots\dots\dots (10)$$

惟在實際情形中， t 之值較諸 ρ 甚為微小，故上式可直寫之為：

$$R^2 = 2\rho t \dots\dots\dots (11)$$

將方程 (9a) 之 t 值代入此中，且注意氣層之 n 為 1，即得

$$R^2 = \rho m' \frac{\lambda}{2} \dots\dots\dots (12)$$

m' 為奇數時，即得明亮之環。換言之，第 n 個明亮之環之半徑為：

$$R = \sqrt{\rho(2n-1) \frac{\lambda}{2}} \dots\dots\dots (13)$$

(66.9) Michelson 之干涉儀 凡用以考究兩光綫發生

干涉作用之設備，均可稱之爲干涉儀 (interferometer)。Michelson 所發明之干涉儀，其佈置之情形如圖 (505)。A 與 A' 爲

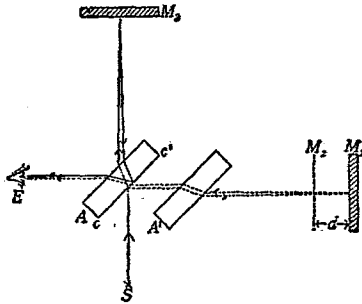


圖 505

厚薄相等且兩面平行之玻璃片。A 之 cc' 面，其上塗有稀薄之銀膜，以使其所反射與其所通過之光之強度相等。 M_1 與 M_2 爲反射鏡， M_1 且可以相當之螺旋移動之使其向 A' 前後進退。自單色光源 S 出發之平行光線，於其行抵 cc' 面時，一半透過 A，一半則爲 A 所反射。透出 A 之光爲 M_2 所反射後，乃沿原途而回；當其行抵 cc' 之時，乃有一半爲之所反射，而向 B 方向進行。至於原爲 A 之 cc' 面所反射之光，通過 A' 爲 M_1 所反射，而回歸於 A 時，亦有一半可透出 A 而向 B 方向進行。透過 A 之光線，共通過 A 之內部三次，而被 A 所反射之光線，則通過 A' 之內部兩次，A 之內部一次（共亦爲三次），且前者曾爲 A 面反射入於玻璃中，而後者則曾爲 A 面所

反射入於空中，故若 A 至 M_2 與其至 M_1 之距離相等，則兩組光綫之位相差將適等於 π 弧度，而在 B 處，二者乃發生互毀的干涉。然因自 A 周圍所透出之光綫與視線不完全平行，故此時視場中所見者為多數之明暗相間之干涉條紋 (interference fringes)。此等條紋之距離與其曲度，隨 M_1 之位置的遷移而改變。今若徐轉節制 M_1 之螺旋，以令 M_1 徐徐後退，則觀者將覺各干涉條紋向一方移動，此蓋因 M_1 每進退等於四分之一波長之距離時，前此兩光綫之位相差將增或減 π 弧度，而明線原佔之位置將為暗線所取而代之。換言之，當 M_1 移動半個波長之距離時，視場中將有一根線紋自一方移出而另一根則自他方移入。如是，若 M_1 共移動 d ，視場中之線移動之數目共為 n 個，則所用之波長 λ 將等於

$$\lambda = \frac{2d}{n} \dots\dots\dots (14)$$

此種干涉儀之準確程度甚大，其用途甚廣。前所述之 Michelson-Morley 實驗即藉此以作之。Michelson 又曾利用之以測定鎘 (cadmium) 光譜中紅線之波長。其結果表示在溫度為 15°C ，大氣壓力為 76 厘米汞高時，1 米內共含 1,553,163.5 個此色光波。吾人所認為標準米之長度，實無永不改變之理由，至於某一定光波之波長，除宇宙完全改變外，吾人深信其性質永不改變，故 Michelson 此項工作，可視為將長度之標準另建於永

久之基礎上。是後倘國際長度單位之原器，受意外天災人禍而致毀失，其複型亦不難重行再製。根據 Michelson 與其後實驗者所得之結果，1907 年國際太陽研究會 (International Solar Union) 曾採定以 $6438.4696 \times 10^{-10}$ 米為鐳光譜中紅線之波長，斯亦足見干涉儀功用之一斑矣。

第六十六章 問題

- (66.1) 試說明波派干涉之意義。
- (66.2) 兩波可以構成互毀的干涉，而仍不肯能量不減原則，其故安在？
- (66.3) 試說明 Young 所作之光之干涉實驗。
- (66.4) 在 Young 所作之實驗中，若 S_1 與 S_2 兩狹縫距光源 S 之速度不相等，問幕上干涉條紋之位置如何改變？
- (66.5) 試用 Huygens 原則作圖以表示兩相干光源在何方向互助或互毀？
- (66.6) 在兩相干光源所生之干涉條紋之中，其明暗各條之距離若何？試推求之。
- (66.7) 試述 Fresnel 所用以表示光之干涉之方法及其優點。
- (66.8) 何謂相干光線？其必須滿足之基本條件為何？試陳述之。
- (66.9) 肥皂泡之顏色由何而生？當其漸次漲大時，問其顏色變更之情形如何？
- (66.10) 自薄板反射之光，何以可以發生干涉作用？試說明之。
- (66.11) 兩透出薄板之光線是否亦可發生干涉作用？試詳述此式干涉條紋與

前題所述者不同之點。

(66.12) 試說明 Newton 同心環如何產生。問各環之半徑與所用之波長之關係如何？

(66.13) 何謂干涉計？Michelson 干涉計之構造若何？試陳述之。

第六十六章 習題

(66.1) 自一狹縫透出之光線，通過兩個與之平行之狹縫，而射於位在 100 厘米處之幕上。若兩狹縫之距離為 0.2 毫米，而幕上中間兩暗條之距離為 2.95 毫米，問所用之光之波長若干？

(66.2) 用 Fresnel 雙平面鏡作干涉實驗時，若兩鏡之角度為 α ，光源 S 至兩鏡之交線 O 之距離為 b ，自 O 至幕之遠度為 d ，問各干涉條紋之距離與 α ， b ， d 及波長 λ 之關係如何？

(66.3) 設有 Fresnel 式之雙稜鏡，其角為 10 分，其折射係數為 1.62，問當狹縫位在距稜鏡 20 厘米處時，其兩像之距離若干？若用紅色蠟光，問在距稜鏡 50 厘米之幕上所呈之干涉條紋，其距離如何？

*(66.4) 設有薄片，其兩面不平行而作一微小之角，今以反射光觀之，問所生之暗條之位置若何？

*(66.5) 一凸面玻璃透鏡，今置之於平面玻璃上，而用反射光以觀察其所生之 Newton 環，設光線在氣層與平面正交，所用之光為黃色鈉光（波長為 5890 Å），而第二十五個之明亮環之半徑為 1 毫米，問其第十個明亮環之半徑若干？

* (66.6) 若在前題中，觀者係以透射光觀測各明亮環之半徑，問答案有無改

變？又若代氣層以水，而仍用反射光觀察之，則第十個與第二十五個明亮之環之半徑各若干？

(66.7) 設用 Michelson 之干涉計時，在一鏡之前插入一薄層之玻璃片，則 100 條干涉條紋向一方移動。若此玻璃片之折射係數為 1.54，試計算其厚薄。

第六十七章 光之繞射

(67.1) 繞射與干涉 試將自甚強之光源 (例如弧光) 出發之光綫，射於刀片，而觀察此刀片在牆上之影，則見明暗區域之分界綫不甚明晰；二者之間常有數個條紋。此種現象表示光綫繞過障碍物之邊沿時，其所取之方向非完全為直綫的。此現象首為 Grimaldi 所發現，在 Newton 之時已為學者所共悉。Grimaldi 名此現象為 *diffraction*，茲則以繞射稱之。當 Fresnel 未作干涉實驗之前，學者多附和 Newton 之說法，而認繞射現象乃光粒經過障碍物之邊沿時為其所反復吸拒而生之結果。惟 Fresnel 則根據光之波動說，示明繞射現象實即同一波前中鄰近各點所發出副波互相干涉而呈之效應。據此則光之直進僅為一近似之說法，而幾何光學之方法實為近似的。凡遇必須計較與光波之波長相埒之長度問題時，近似的方法遂不可復用。茲在本章說明如何利用波浪之干涉原理以解釋繞射現象。

(67.2) 單狹縫 設有一平行光綫，垂直的通過一狹縫 AB 而射於一距 AB 頗遠 (約二三米) 之白幕 M 上。按光之直進原則，幕上被照亮之部分應僅為 AB 在幕上幾何的像。換言之，自 A 與 B 作直綫與 AB 垂直，其與 M 相交之兩點 A' 與 B' (圖 506)，應即表示明暗區域之分界。然實際之結果則不

然。在幕之中央，既有較 $A'B'$ 略寬少許之明亮光帶，而此中央光帶之兩旁更有亮度遞減之若干光帶。如所用者為白光，中央光帶固亦為白色，惟兩旁光帶則呈色彩。此等光帶蓋乃透出狹縫光波之各部分互相干涉而構成者。茲根據 Fresnel 之說法解釋之如下：

按 Huygens 原則，當平行光綫行抵此狹縫時，其中各點可視作發生副波之光源。如是在幕 M 上任意點之擾動情形，係等於此諸副波所生於該點之效果之總和。故如 P_0 表幕上正對狹縫中心之點，則各副波達到 P_0 點之位相，不論其波長如何，均約相同，此蓋因狹縫之寬度 a 較其至幕 M 之速度 D 為甚小故也。至於在 P_0 之左右各點，因各副波達到各該點時之位相，視其距 P_0 之遠近略有差別，故其亮度則視其離 P_0 之速度而漸次減小（圖 506 丁）。惟若所用者為白光，則因各色光波在 P_0 左右所生之效果互相疊加，故中央光帶將呈白色。欲求此中央光帶之寬度為何時，先假設所用者為單色光，其波長為 λ 。若狹縫不太寬，惟較諸波長 λ ，則仍大若干倍，則在狹縫之幾何的像 $A'B'$ 之外（圖 506 甲）可尋出一點 P_1 ，其至 A 與其至 B 之距離之差（即 $AP_1 - BP_1$ 之值）適等於一個波長 λ （即二個“半波長”）。欲求在 P_1 點之亮度，可將 AB 狹縫分為兩個相等之帶（zone），例如 AO 與 OB （圖 506 甲）。 AP_1 與 BP_1 相差既為一個波長，則 AP_1 與 OP_1 ，相差可視作係等於半個波長。因

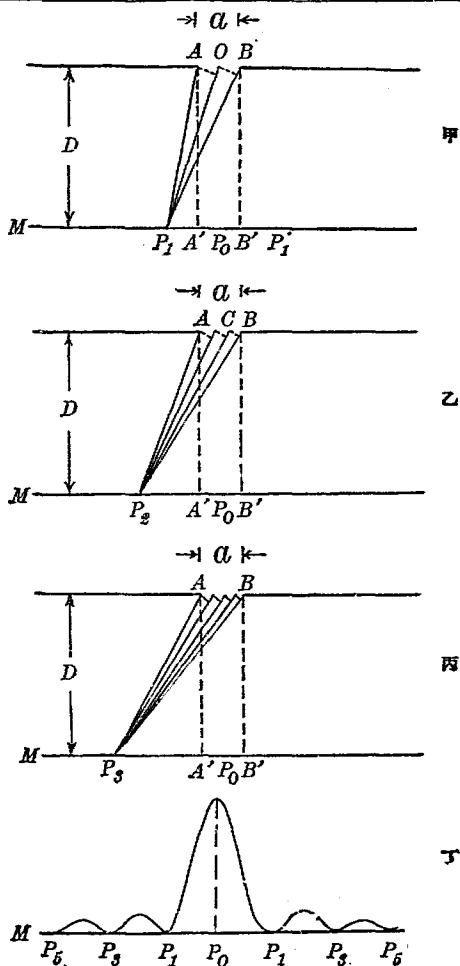


圖 50B

此，自 A 出發之副波與自 O 出發之副波將互毀於 P_1 點。不但如此，發自 AO 帶內任何一點之副波，其所生於 P_1 點之效果，亦適為在 OB 帶內一相當之點所發出之副波所生者所毀滅。換言之， AO 與 OB 兩帶所生於 P_1 點之效果適互相毀滅，而 P_1 點之亮度乃落至最小之值。此即中央光帶之邊界。若以 x_1 表 P_0P_1 之距離，則參照前章方程(1)與(3)之計算法即可推出：

$$a \sin(P_0OP_1) = 2 \frac{\lambda}{2} \dots\dots\dots (1)$$

因 $\sin(P_0OP_1)$ 約等於 $\frac{x_1}{D}$ ，故上述方程亦可寫為

$$x_1 = \frac{D}{a} \lambda \dots\dots\dots (2)$$

今若令所討論之點 P 之位置自 P_1 向外推移，則 AP 與 BP 之差將較一個波長為大，而在 AB 寬度內吾人可尋出一點 C 使 $(AP-CP)$ 之值適等於一個波長。如是 AC 內各點所發之副波將互毀於 P 點，惟 CB 內各點所發之副波則將在 P 點互助，以使 P 點之亮度漸次增加(圖 506 丁)。當 P 之位置為 P_2 ，而適使 (AP_2-BP_2) 之差值為 $\frac{3}{2}\lambda$ (3 個“半波長”)時， AB 寬度即可分為三個相等之帶(圖 506 乙)。此時 P_2 所收及之光係自 AB 狹縫之三分之一內所發，雖遠不及 P_0 之明亮，然其亮度亦較其左右為大(圖 506 丁)。此後當 P 點與 P_3 點符合，而 $(AP_3$

$-BP_3$ 之差值適等於 2λ (四個“半波長”) 時 (圖 506 丙), 則 AB 可分為四個相等之帶。因鄰旁兩帶在 P_3 點之效果互毀之故, P_3 之亮度遂亦為最小。如是類推, 即可證得亮度最大與最小各點 P_m , 可以下述之方程表之:

$$AP_m - BP_m = (m+1) \frac{\lambda}{2} \dots \dots \dots (3)$$

此中之 m 表一整數 (零除外), 當 m 為奇數時, 亮度為最小, 而當 m 為偶數時, 則亮度為最大。若參照前章方程 (1) 至 (3) 之算法, 則自亮度最大 (m 為偶數) 與亮度最小 (m 為奇數) 各點之 P_m , 其至 P_0 之距離, 可以下列之近似關係表之:

$$x_m = \frac{D}{a} (m+1) \frac{\lambda}{2} \dots \dots \dots (4)$$

此與前章方程 (3) 頗相類似, 亦表示所用之波長愈長, 則明暗各條距中央之遠度愈遠。是以如所用者為白光, 則除中央之光帶為白色外, 其旁將呈色彩。實驗結果表示在此等有色彩之光帶中, 紫色居內, 紅色居外, 是亦紫光之波長較短, 紅光之波長較長之又一證據也。(圖 506) 丁之曲線表示通過單個狹縫之亮度之變更情形。

(67.3) 光之直進之解釋 自上節所述之結果觀之, 即知所用之波長愈長, 則中央明亮光帶愈寬; 例如所用之波長 λ 較狹縫之寬度 a 為大時, 即使 P_1 位於無窮遠, 而仍不能滿足方

程 (1) 所指示之條件。此即尋常聲波(波長在數米以上)能透出小穴而達於位在穴他方各點之理由也。若所用之波長 λ ，較諸狹縫之寬度 a 為甚微小，則在狹縫之幾何的像 $A'B'$ 之外各點，其至 A 與 B 之距離之差值將較 λ 多若干倍，而自狹縫中各點所發之副波，將幾完全互毀於此等點。據此以言，因光之波長甚短，故當其通過穴孔或障礙物之邊沿時，簡陋之實驗，將表示其沿直線進行也。

(67.4) 光柵 在一片塗煙之玻璃上，畫多數距離均等之平行狹縫，以代前(67.2)節之單個狹縫而作實驗，則所得之繞射條紋，更為明顯美麗。此等含多數平行狹縫之面，常名為繞射光柵(diffraction grating)或光柵(grating)。

光柵之作用可以圖(507)說明之。令 a 表光柵上兩鄰近狹縫中心之距離。設有平行之單色光線射於光柵，則在與光柵正交之方向 OP_0 觀察之(或以透鏡聚焦

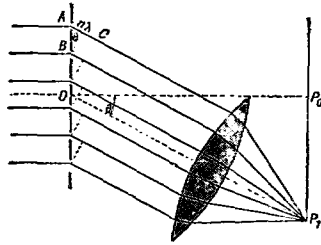


圖 507

之於幕上)立見一明亮之光帶。若視線之方向改作與法線成 θ 角(即 OP_1 方向)，則自兩個相鄰狹縫中(例如 A 與 B)之相當各點所發之副波，其所行路途之差值，將為 $AC = a \sin \theta$ 。按前

章方程(1)，此等路途之差值適等於波長之倍數時，即：

$$a \sin \theta = n\lambda \dots \dots \dots (5)$$

n 爲整數，則各副波互助，而明條乃於 P_n 各點呈現。自方程(5)觀之，光柵所產生之條紋，其距離實與雙狹縫所生者完全相同。惟因前者有較多之狹縫，故其所產生之條紋較爲明顯。

若以白光作上述之實驗，則各條紋之中央亦爲白色，因各色波在 P_0 點均互增助；至於其他之明條則散爲有色彩之光譜。此蓋因 θ 隨波長而改變；波長較短之紫光在內，則波長較長之紅光在外。光柵所生各光譜之級次(order)常以方程(5)中之整數 n 名之。

本節所述之光柵可以鑽石在玻璃片上劃直線以製之。有時用細線張懸於螺旋上亦可製得粗簡之光柵，惟如此製得之光柵，其兩縫之距離(即方程(5)中之 a)較大，故各明條所張之視角(即 θ)較小，不易於測得準確。光柵造法，經多人改良後，不但每厘米內所畫之線之數目可達數千，且其寬度，竟有二十餘厘米者。此等光柵之鑑別率(見後)約爲幾十萬倍。

爲增加每厘米內所畫之線起見，Rowland 首先在金屬片上畫平行之線以作反射光柵(reflection grating)。此等光柵之作凹面形者，無須用透鏡即可直接藉反射光以觀察所生之光譜。至於玻璃光柵所生之光譜，藉透射光或反射光以觀察之均可。惟反射光柵之公式，較方程(5)爲繁，茲不申述。

(67.5) 光學儀器之鑑別率 在(62)章討論各種光學儀器

時，曾注重其放大率。各光器既有放大之本領，則增加其放大率（例如連用數個明顯微鏡，或增長望遠鏡物鏡之焦距），吾人似應能將任何微小之物體（例如原子或電子）放大至可見之程度。惟事實上，此事乃不可能，其理由則因各光學儀器為光之本性所限制，其效用均有相當限度，蓋將物體放大，固屬重要，惟同時須辨別物體上細微距離，否則放大之效果與伸張畫於橡皮上之圖畫無異，徒見其精細部分混亂散失而已，實無濟於明晰觀察。各光器辨別細微距離之本領名為其鑒別率 (resolving power)。通常欲明光器鑒別率何以有一定之限度，可用圖 (506) 丁所示透過單狹縫之亮度曲線說明之。設有兩個狹縫 S_1 及 S_2 為不相干的光源所照亮，則其所生於幕上之繞射條紋之亮度將如圖 (508) 所示。今若將兩縫之距離減短，至第一縫之中央最亮之點（即 P_0 ）適落於第二縫中央光帶邊界最暗點（即 P_1' ），則實驗結果表示二者將合為一，而不能為吾人所鑒別。此時兩狹縫在觀者處所張之角度名為最小鑒別角 (minimum angle of resolution)。鑒別率則以鑒別角之倒數表之。如 Δx 表兩點可以被鑒別之最短距離， x

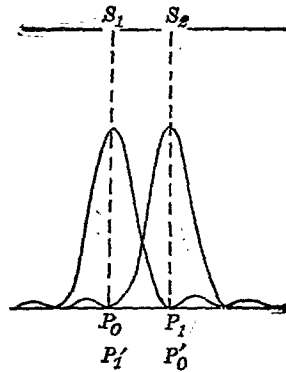


圖 508

表其距觀者之速度，則最小鑑別角爲 $\frac{\Delta x}{x}$ ，而鑑別率則爲 $\frac{x}{\Delta x}$ 。

若光源非狹縫，而爲小點，則因繞射作用，其像將爲同心之圓，其居中者即與圖 (506) 丁之中央光帶相當。用較繁複之計算，即可推出此等圓周之第一個暗環之半徑 r_1 係等於 (67.2) 節所計得之 F_0P_1 之距離 (即 x_1) 乘以 1.22，即 $r_1 = 1.22x_1$ 。實驗結果表示當兩小點所生之像之距離較此值爲大時，吾人方能辨別其爲二像，否則兩像互相疊蓋，而無從辨別其邊界何在。

(67.6) 望遠鏡之鑑別率 望遠鏡之物鏡，其直徑常爲甚大之值，其理由有二：一爲增加其所收集之光量 (參較 62.8 節)，其他則爲增大其鑑別率，此蓋因望遠鏡之最小鑑別角係與其物鏡之直徑作反比故也。茲計算望遠鏡之最小鑑別角於下：

令 D 表物鏡之直徑， f_0 表其焦距， λ 表光源之波長。若以寬度爲 D 之縫代物鏡，則按本章方程 (4) 所示之關係，中央光帶之寬度 $2x_1$ 爲：

$$2x_1 = \frac{2\lambda f_0}{D} \dots\dots\dots (6)$$

一點光源之第一暗環之半徑既爲 $r_1 = 1.22x_1$ ，故：

$$r_1 = \frac{1.22 \lambda f_0}{D} \dots\dots\dots (7)$$

惟 $\frac{r_1}{f_0}$ 表第一暗環在物鏡處所張之角度，故望遠鏡物鏡之最小鑑別角應爲：

$$\theta = \frac{r_1}{f_0} = \frac{1.22\lambda}{D} \dots\dots\dots (8)$$

此即兩星能被鑑別為兩個天體時所張之最小角度也。若以尋常之光色代入(即 $\lambda = 5 \times 10^{-5}$ 厘米)，則直徑為 1 厘米之物鏡其最小鑑別角約為 13 秒。

(67.7) 眼之鑑別率 眼之最小鑑別角亦可以方程(8)計得之，因瞳孔之直徑即可視作望遠鏡物鏡之直徑也。在尋常情形下，瞳孔直徑約為 3 毫米。今以 $\lambda = 0.0005$ 毫米及 $D = 3$ 毫米代入方程(8)，即得眼之最小鑑別角約為：

$$\theta = \frac{1.22 \times 0.0005}{3} = 0.0002 \text{ 弧度}$$

$$\text{或 } \theta = 0.0002 \times \frac{180}{\pi} \times 60 \times 60 = 40 \text{ 秒}$$

Helmholtz 之實驗結果則表示此最小鑑別角之值約自 1 分至 2 分。

(67.8) 顯微鏡之鑑別率 置於顯微鏡物鏡下之物體，係

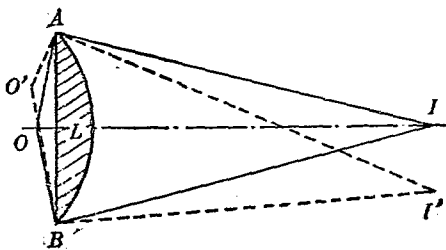


圖 509

由發自同一光源之光所照亮，故其上各點不能全視作不相干之獨立光源。因此，其最小鑑別角之準確值頗難計得。茲以圖(509)所示之簡單情形而討論顯微鏡之鑑別率之大概。令 AB 表物鏡 L 之直徑之兩端， O 表位在物鏡之軸線上之一點， I 表此點之像之中心， T 表此像外之第一暗環。如是按前此所述， AI 與 BI 之差值約等於一個波長 λ 。今如有一點 O' 位在 O 之鄰右，其像之中心適落於 T 點，則 O 與 O' 即可被鑑別。 AI 與 BI 之差既約為一個波長 λ ，則 $O'B$ 與 $O'A$ 之差亦必約為一波長 λ 。換言之， OA 與 $O'A$ 及 $O'B$ 與 OB 亦必各約差半波長即 $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$ 。因此，為 L 所鑑別之兩點， O 與 O' ，其距離必約為半波長。由是觀之，複式顯微鏡之鑑別率幾完全由所用之波長而定，而與鏡其他部分之構造幾完全無關係。波長愈短，則鑑別率愈佳。尋常為減短自物至物鏡間之波長起見，在二者之間常浸以折射係數 n 頗大之油，如是則其鑑別率可增大 n 倍。

Abb6 所得之結果表示顯微鏡所能鑑別兩點之最近距離為：

$$x = \frac{\lambda}{2n \sin \alpha}, \text{ 且 } \alpha = \tan^{-1} \frac{D_0}{2f_0} \dots\dots\dots (9)$$

D_0 表物鏡之直徑， f_0 表其焦距， n 表在物體與物鏡二者間之媒質之折光指數， λ 則表所用光波在真空中之波長。在此方程中 α 幾為 90 度，故此值亦可簡作 $\frac{\lambda}{2n}$ 。此與上段所述者完全符合。

(67.9) 光攝之鑑別率 光攝之重要用途之一，既為量測波長，故其優劣當

視其所能鑑別之波長相差之最小值若何而定。通常之鑑別率即以其最小鑑別角之倒數表之（見前 67.5 節）。惟如有一光柵，其所能鑑別之兩波長為 λ 與 $(\lambda + \Delta\lambda)$ ，則其鑑別率，常以 $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ 表之。

欲求光柵之鑑別率，可先討論光柵所生之像之亮度分佈情形（圖 510）。設圖中 P_{0n} 表第 n 級像所在之中心。按前方程 (5) 兩鄰近之縫至 P_{0n} 相差之距離為 $a \sin \theta = n\lambda$ ，故如光柵上之縫數總共為 N ，則首末兩縫至 P_{0n} 點所差之距離將為：

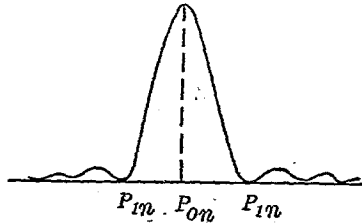


圖 510

$$Na \sin \theta = Nn\lambda \dots\dots\dots (10)$$

今若將 θ 角略改少許，例如改為 $(\theta + \Delta\theta)$ ，以使首末兩縫在此方向所差之路途增多一個波長，即：

$$Na \sin (\theta + \Delta\theta) = Nn\lambda + \lambda \dots\dots\dots (11)$$

則全光柵所生於此方向之效果將等於零，此與單狹縫兩帶之效果互相毀滅之理相同。於是 P_{1n} 點遂為 P_{0n} 點鄰右第一暗點。至於圖 (510) 線所示之亮度分佈情形，均可仿此解釋之。

此係就光源之波長為 λ 時而言。今若令光源之波長略變少許，例如自 λ 改為 $(\lambda + \Delta\lambda)$ ，則其第 n 級之像之中心 P_{0n} ，按前述鑑別率之定義當落於 P_{1n} 點或 P_{1n} 點之外，方能為吾人所鑑別。換言之， $(\lambda + \Delta\lambda)$ 必須滿足下列之方程（參較方

程 10)

$$N\alpha \sin(\theta + \Delta\theta) = Nn(\lambda + \Delta\lambda) \dots\dots\dots (12)$$

吾人方能辨別 λ 與 $(\lambda + \Delta\lambda)$ 之差異。將 (12) 與 (11) 兩方程互相比較，即知

$$Nn\lambda + \lambda = Nn\lambda + Nn \Delta\lambda \dots\dots\dots (13)$$

$$\text{或：} \quad \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = Nn \dots\dots\dots (14)$$

此即表示光柵之鑑別率 $\left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda}\right)$ 係等於光柵上所畫之線之總數 N 與其光譜級次 n 之乘積。 N 愈大則鑑別率愈佳，此為製造光柵者有時竟用寬二十餘厘米之光柵之理由也。

第六十七章 問題

(67.1) 光之繞射情形若何？試申述之。繞射現象與干涉作用之關係若何？

(67.2) 試說明白光透過單狹縫而射於幕上所生繞射條紋之情形。

(67.3) 設將一狹縫之寬度漸次減窄，則幕上所生之繞射條紋將如何變化？

(67.4) 自波動說立論，光之直進應如何解釋之。

(67.5) 前說明針孔照相機時，嘗言所用之孔愈小，則像愈清楚，問此結論

應如何修改方為無誤？

(67.6) 試述光柵之構造及其用途。

(67.7) 問光柵所生之各級光譜，其寬度與級次之關係若何？有時各級光譜互相疊蓋，試言其故。

(67.8) 各種光學儀器之限度由何而定？何謂鑑別率與最小鑑別角？

(67.9) 試說明望遠鏡物鏡之鑑別率與其直徑及焦距之關係。

(67.10) 顯微鏡之鑑別率幾完全由所用之波長而定，試言其故。在複式顯微鏡之物鏡與物體之間，常浸以油，其故安在？

* (67.11) 望遠鏡或複式顯微鏡目鏡之放大率與其物鏡之鑑別率，應有若何關係方為最經濟？

(67.12) 製造光柵時，不但每單位距離內所畫之線須甚多，且柵上線之總數亦須甚多，其理由安在？

第六十七章 習題

(67.1) 今以黃色鈉光照一狹縫，則在距縫 100 厘米之幕上所呈現之條紋，其中央光帶之寬度為 2 毫米，問狹縫之寬度若何？又問此光帶兩旁各明暗條紋之寬度若何？

(67.2) 設將光柵置於眼前而觀察遠方之黃色鈉光，若光柵上每厘米之線數為 5500，問所能見及之像共有幾個？若在距光柵為 2 米之處置一標度與光柵平行，而在標度上誌各像之位置，問其距離若何？

(67.3) Yerkes 天文台之最大折射式望遠鏡，其物鏡之直徑為 40 吋，其焦距為 65 呎。問其最小鑑別角如何？問此鏡之放大率及其目鏡之焦距之值應各為若干？（計算時，假設光之波長為 2×10^{-5} 吋，眼之最小鑑別角為 1 分 30 秒。）

(67.4) 設複式顯微鏡之物鏡與物體之間之媒質，其折射係數為 1.6，所用之光，其在空中之波長為 5.3×10^{-5} 厘米，問其所能鑑別兩點之最近距離應如何？設觀者之最明視距離為 25 厘米，其眼之最小鑑別角為 1.5 分，問此鏡之放大率應為若干倍？

(67.5) 設有光柵其寬為 11 吋，用以觀察波長為 0.000059 厘米之黃色光時，其第一級像之方向與法線方向作 17 度角，問其鑑別率如何？又問其每吋內共有幾線？

*(67.6) 設射入於透射光柵之光線與其法線作 i 角，試證第 n 級光譜之位置應在與法線作 θ_n 之方向求之， θ 值則可自下列方程求之。

$$a(\sin i - \sin \theta_n) = n\lambda$$

又證此公式亦可用之以求反射光柵 n 級光譜之位置，惟 θ_n 之符號須視為負。

第六十八章 雙折射與偏極

(68.1) 雙折射現象 在前此討論光綫自空中射入另一媒質時，吾人均假定媒質爲各向同性(isotropic)之透光體。於是折射光綫依定律在媒質中作單方向之進行。若所用之媒質爲各向異性(anisotropic)者，例如方解石(calcite 卽 CaCO_3 之結晶)，則折射光綫常有兩個，分別向兩個不同之方向進行。在此兩折射光綫之中，其一遵循尋常之折射定律，故名爲尋常光綫(ordinary ray)，其他所遵循之折射定律，大異於尋常，故名爲非常光綫(extraordinary ray)。例如當入射角爲零時，尋常光綫之折射角亦爲零，而非非常光綫則否。此種雙折射現象(double refraction)爲多種晶體〔例如雲母石，熱電石(tourmaline)，石英(quartz)等〕所皆有，惟其效應之大小，則各不相同。雙折射現象，以用方解石表顯之爲最易，蓋是卽 Erasmus Bartholinus 在 1669 年最初發現此現象時所用之晶體也。

Newton 與 Huygens 對於雙折射現象，均曾作相當之研究。前者雖承認此現象表示光之傳播，有時各方不同，宛如磁鐵之有南北兩極然者，然終不能自脫光之微粒說之束縛，而作確當之解釋；後者之考究，雖曾將非常光綫之折射定律判定，然因其誤認光波與聲波同爲稀密相間之縱波，故亦未有若何進境。自

Malus(1808 年)發現用他種方法以使光線偏極(polarize)後，光為橫波一事方漸為 Young 與 Fresnel 等倡光之波動說者所承認。於是雙折射現象與光在其他各向異性晶體中進行之情形乃大明。本章先陳述方解石之雙折射，次詳釋光之“偏極”之意義，再次乃論產生偏極光之方法，與其他有關係之問題。

(68.2) 方解石之形式；光軸與主截面 方解石屬於六面

晶體系，甚易沿三個斜交平面裂破而成斜方六面體(rhomb)。組成各面之平行四邊形。其兩銳角約為 78 度，其兩鈍角則為 102 度。在斜方體之兩對角處，

三面之鈍角相交，其他各六角，則為兩面之銳角與一面之鈍角之交點(圖 511)。

此晶體各邊之長實無一定之值，惟為便於作圖起見，常假設其係等長。若自三面之鈍角相遇之點(圖 511 中

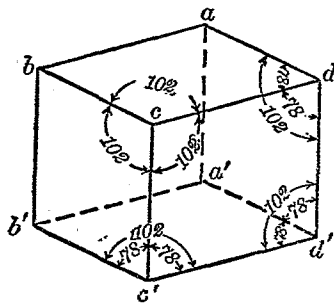


圖 511

之 c)，作一直線與三面各作等角，則與此直線平行之任何直線名為晶體之光軸(optical axis)。此定義僅指某一定之方向為光軸，而並不規定光軸為某直線，故過晶體內之任意點，均可畫一直線以作光軸。通過光軸而與晶體兩對面正交之平面，常名為主截面(principal section)。若晶體為天然斜方六面形，且其兩對

面之各邊相等，則與此兩對面正交之主截面將必與其較短之對角線平行。此節所述之定義與關係，須由讀者作一模型以表之方易明瞭。

(68.3) 方解石之雙折射 當射於方解石或其他單軸晶體之光線係在其主截面上時，則其尋常與非尋常光線亦在此主截面上，且除非光線進行之方向與光軸平行，尋常與非常兩線均係分別透出；故如將方解石之天然結晶，置於紙上黑點而觀察之，則所見之像有二。圖 (512) 甲之斜方形 $abcd$ 表方解石之上面， o 及 e 兩圓則表在下面之點之像。茲為分別此二像起見。暫在 o 圓內作一橫線與斜方形之長對角線 db 平行，而在 e 圓內作一縱線與斜方形之短對角線 ac 平行（此兩線之方向乃以表示光波之振動方向，在後 (68.9) 節將有說明。）設以通過光源而垂直於方解石之面之直線為軸線而旋轉方解石，則 o 像不動， e 像將隨石轉動，而作一圓，惟連 o 與 e 兩像之直線，則永與短對角線 ac 平行，因如是，非常尋常兩光線方能均與入射線同在一主截面也。

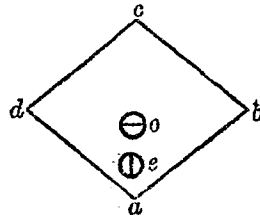


圖 512 甲

前段所述之情形，以光線在主截面上所取之方向說明之或更為明瞭。令 $aa'e'e'$ (圖 512 乙) 表此主截面；令 ss 表自光源出

發而正射於方解石之光線。通過石之後， so 光線之方向不改，是即尋常光線，其所造成之像 o 即為尋常像 (ordinary image)，此蓋因旋轉石於 ss 直線時， o 點不動故也。至於造成 e 像光線所取之途徑，則將如 se ，是即非常光線， e 像則名為非常像 (extraordinary image)。圖中之 oo 及 ee 兩直線顯然必係平行。

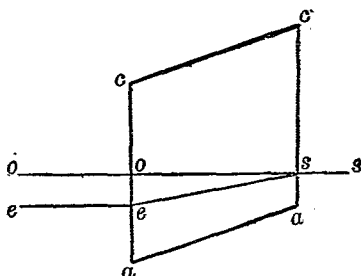


圖 512 乙

如以厚薄相等之方解石兩塊觀察其所造之像，所得結果更富興趣。設圖 (514) 甲中之 $a_2 b_2 c_2 d_2$ 與 $a_1 b_1 c_1 d_1$ 各表兩晶之上面同樣排置，而圖 (513) 之

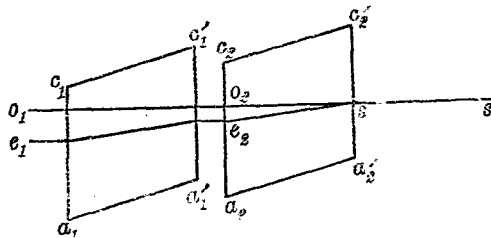


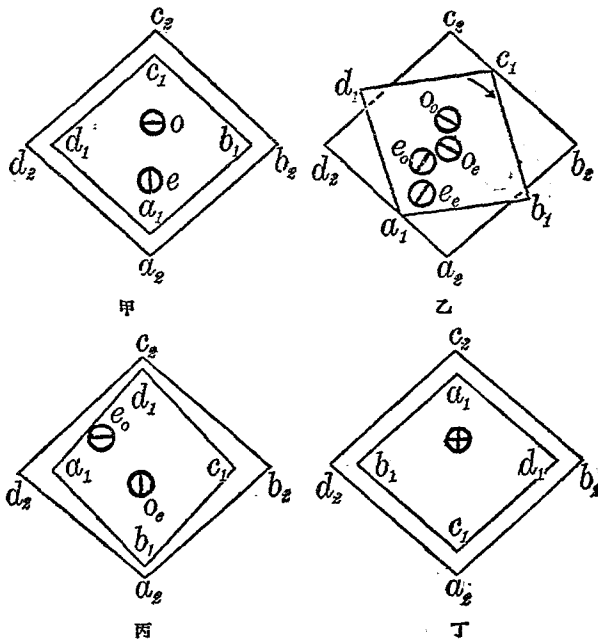
圖 513

$a_1 a_1', c_1' c_1$ 及 $a_2 a_2', c_2 c_2'$ 則分別表其主截面。如是，因兩晶同厚，故 o 與 e 兩像之距離將較僅用一塊時遠一倍，至其亮度則亦為相等，此蓋因尋常光線通過第二晶體時，其方向仍舊不改，而非尋常光線在第二晶體中之方向與其在第一晶體中之

方向平行故也，見圖(513)。

今若維持居下之晶不動，而以 ss_0o_1 直線為軸，略轉居上之晶少許(圖 514 乙)，則所得之像將為四個。細察四個之位置，即知自第一晶體透之尋常與非常光線，通過第二晶體後，均各折射為尋常與非常兩部分。若令自第一晶體透出尋常光線之尋常像為 e_0 則其位置仍與圖(514)甲之 o 點相同，而與是相關之非常像則位於 e_0 點， e_0 距 o_0 之遠度與圖(514)甲所示者亦同，且 e_0o_0 亦與 a_1c_1 平

圖 514

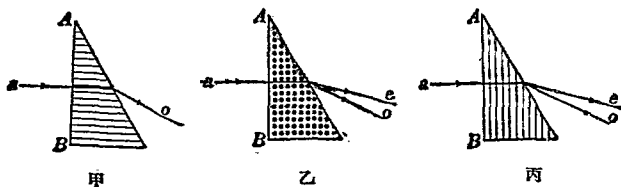


行。因此， e_0 將隨 $a_1b_1c_1d_1$ 之轉動而轉動。同理，自第一晶體透之非常光線，其尋常像 o_e 之位置距 o_0 之遠度僅為圖(514)甲中之 oe 距離之一半；至於其非常像 e_e 之位置，其對於 o_e 之關係亦如 e_0 對於 o_0 之關係；換言之，此四像所組成之平行四邊形，其鄰右兩邊係各與 a_2c_2 及 a_1c_1 平行。此係就四像之位置而言。若考究其強度，則見 o_0 與 e_e 兩像將隨 $a_1b_1c_1d_1$ 晶之轉動而漸次減淡，同時 e_0 與 o_e 則漸次增亮，至兩晶作 45° 度角時，四像則呈同等亮度。此後，若繼續旋轉之，則 e_0 與 o_e 益亮， o_0 與 e_e 益淡，至兩晶作 90° 度角時， o_0 與 e_e 則完全消滅，而僅餘 e_0 與 o_e 兩像(圖 514 丙)。過 90° 度之後， o_0 與 e_e 將復出現，其亮度漸增，同時 e_0 與 o_e 之亮度則漸減。當兩晶作 135° 角時，四像復為同等明亮，而當其作 180° 角時， e_0 與 o_e 則不可見，而 o_0 與 e_e 兩像則符合為一(圖 514 丁)。

此後若繼續旋轉在上之方解石，則前所述之情形將按反序而次第呈現。本節所述之現象可以非常與尋常光線“偏極”之不同而解釋之，惟在未作此等解釋之前，茲先陳述測量方解石折射係數之方法。

(68.4) 方解石之折射係數 自方解石透出之光線，既不只一個，其折射係數自亦不僅一值。欲求單軸晶體之折射係數如方解石者，可先製成光軸方向各異之

圖 515



三稜鏡三個如圖(515)甲,乙,丙。在圖甲中,光軸方向與稜鏡一面 AB 正交。今若令光線 a 正射於此面,則雙折射作用不發生,而所求得者,為尋常光線 o 之折射係數。如用黃色鈉光, n_o 之值為1.6585。

在乙圖中,光軸方向與稜鏡之主截面正交(即與紙面正交),故入射面亦與光軸正交,而射出之光線有二。若用黃色鈉光,其一(即尋常光線)之折射係數,亦為 $n_o=1.6585$;其他(即非常光線)之折射係數則為 $n_e=1.4865$ 。在此情形下,在稜鏡中光線之方向,固視入射角之值而有差異,惟因其方向均與光軸正交,故無論入射角之值為何,所得之 n_o 與 n_e 仍不變。

在圖丙中,光軸亦在主截面上,惟與光線射入之面平行,若入射角為零,則所得結果與圖乙所示者同,惟若入射角變更,則尋常光線之 n_o 仍舊不變,而非常光線之 n_e 則自1.4865之值變至1.6865之值。

自上述結果觀之,僅在圖乙之情形下,吾人方能利用最小偏差角方法以測 n_o 與 n_e 。總之,透出方解石之尋常光線,其折射係數有固定之值(即遵守尋常折射定律),至其非常光線之 n_e 則視此光線所取之方向而定。當非常光線取光軸之方向時, n_e 值為最大,且等於尋常光線之 n_o (圖515甲),因此,若光線沿光軸之方向進行,所得之像僅為一個。當非常光線之方向與光軸正交時,則其 n_e 為最小(圖515乙或丙)。至於沿其他方向進行時,非常光線之折射係數則在其最大與最小兩值之間。

(68.5) 方解石中之波面 在各向同性之物質中,光波傳播之速度,各方皆同,故在此等物質中之任何一點所生之擾動,在一定時間內,必達到以是為中心之球面上。換言之,各向同性晶體中之波面(wave surface),乃一球面。方解

石與其他單軸晶之尋常光線之 n_0 既為固定之值，故其速度亦係各方皆同，而與此尋常光線相當之波面，亦為球面。至於非常光線，因其 n_e 各方不同，故其在各方之速度亦不相等。在光軸之方向，非常光線之速度係與尋常光線相同，惟在其他方向，其速度則均較大。自 n_e 變化之情形，Huygens 乃以為與非常光線相關之波面，係一扁橢圓球，其短軸與光軸符合，其長軸則與之正交。由是言之。在方解石中任何一點，所發出之副波，共為兩個：一為球形，其他則為外切於此球之扁橢圓球。

他種雙折射晶體中之波面，亦係由一個球面與一個橢圓球組成之。惟有時橢圓球內切於球面，而非常光線之速度，除沿軸線方向外，均較尋常光線之速度為小。 n_e 較 n_0 為小之單軸晶體，例如方解石，常名為單軸負晶 (negative uniaxial crystal)，反之 n_e 較大 n_0 者如石英，則名為單軸正晶 (positive uniaxial crystal)。

(68.6) 偏極之意義 在前數章討論光之干涉與繞射時，吾人不必考究光波之振動方向果為如何。惟欲解釋雙折射現象，則對於光之偏極之意義，必加以考究。Huygens 初以為光波與聲波完全相似，其振動方向係與其進行方向一致。此說法初亦為 Young 與其他主光之波動說者所共認，蓋當時除雙折射現象外，尚無他事足以表示光之性質係各方不同故也。自 Malus 於 1808 年發現光之偏極後，光波係橫波而非縱波一事方為實驗所證實。

欲明縱波與橫波之區別，可以前二十章所述之長彈簧之振動

爲例。設有版一塊，中有一長縫適可容彈簧。今將彈簧穿過此縫，而令之沿其長度振動以產生縱波。振動之方向既與彈簧之方向一致，故無論版上長縫之方向如何，彈簧之振動均可自版之一邊達於其他邊。設將彈簧上下搖動以產生一橫波，則當版中長縫之方向爲垂直時(圖 516)，此上下振動之橫波亦可通過無阻。惟

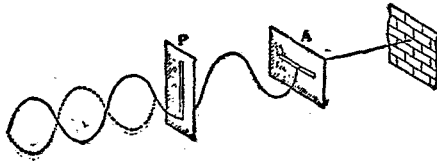


圖 516

如將版旋轉，使長縫與垂直方向作 θ 角，則所能通過之振幅將自 A 減爲 $A \cos \theta$ 。若長縫與橫波之振動方向適成 90 度角，則波浪將爲版所阻止而不能傳至版之他邊矣。

據上所述則知在與傳播方向正交之平面上，縱波之情況各方完全相同；橫波則否，其振動方向似表示其有兩方性，宛如磁鐵之有兩極性然者，此乃偏極 (polarisation) 一詞所自來，其意義即代表波浪之振動之情況。今如能確定光波亦有兩方性，則吾人即可斷定其爲橫波。表示橫波之振動方向時，可用偏極平面 (planes of polarisation) 一詞，此即指與振動方向正交之平面。

(68.7) 熱電石與 Nicol 稜晶之作用 方解石之雙折射作用，固已表示光有兩方性。但如欲考究光之偏極，則以用僅透出

一種光線之晶體為較佳。若有一片之熱電石(tourmaline)，其兩面與晶體之軸線平行，僅其非常光線可以透出，其尋常光線則完全為晶體所吸收。此

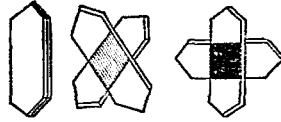


圖 517

種晶片之作用，與前節之長縫甚為相似，因其可以阻止振動為一定方向之光波，而不任之通過也。故如有兩片熱電石，今令光線通過其一，而以其他觀察之，則當兩晶之軸線互相交叉而作直角時，光線將全被斷絕(圖 517)。

除熱電石外，他種雙折射晶體，經過特別製造方法，亦可僅容許其非常光線透出。此等晶體之最常見者，為 Nicol 氏所發明之稜晶。Nicol 將一塊方解石晶，沿其兩對面之短對角線(圖 518 中之 AC 線)分割之為二，而後以加拿大膠(Canadian balsam)粘之。此膠之折射係數在方解石之非常與尋常光線之折射係數之間，故當尋常光線射於此分界面時，若其入射角較其臨界角為大，即可完全被反射於稜晶旁之黑面 BC 而被吸收。於是能透出者僅為非常光線。Nicol 稜晶之功用與熱電石同，惟因其不帶顏色，且吸光本領較微，故應用時較為便利。

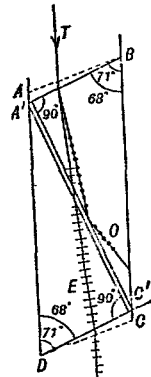


圖 518

(68.8) 自然光之偏極情形 用尋常之光，吾人無從測得其兩方性。惟若用前節之熱電石或 Nicol 稜晶兩枚，以觀察尋常之光，則當兩晶之軸線交叉時，毫無光線透出。且如只有一片熱電石，或一枚 Nicol 稜晶，則無論其方向如何轉動，吾人均可見得自然光。是以在自然的光波中，其振動實各方皆有，惟通過熱電石之非常光線，其振動因受晶體之特別作用，始成爲單向的。此振動方向，通常均假定其係與晶體之長軸平行。總之，尋常之光，可視爲由無數平面偏極光組成，惟其偏極平面在短時內屢作無定則的變化，故各方皆有，而吾人用尋常方法，乃不易辨別其振動方向之爲何耳。

(68.9) 方解石雙折射之分析 今若用熱電石以觀察自方解石所透出之兩光線，即可知其非常光線之振動方向，與其尋常光線之振動方向互作直角，且前者與熱電石之長軸一致。此事既明，則前 (68.3) 節所述各條亮度之變化甚易解釋。今

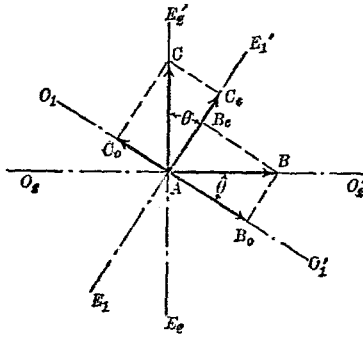


圖 519

O_1O_1' 與 E_1E_1' (圖 519) 分別表在居上方解石中尋常與非常兩光線之振動方向， O_2O_2' 及 E_2E_2' 則分別表通過居下方解石後之振動方向。若原始光波之偏極平面各方皆有，則通過居下晶體後，其尋常與非常兩光線之振幅均係相等。茲以 AB 與 AC 在 O_2O_2' 及 E_2E_2' 兩方向之投影表之。於是：

$$(AB_0)^2 = (AB \cos \theta)^2 = (AC_e)^2 = (AC \cos \theta)^2 \dots \dots (1)$$

表 o_0 與 e_0 兩像之亮度，而：

$$(AB_e)^2 = (AB \sin \theta)^2 = (AC_0)^2 = (AC \sin \theta)^2 \dots \dots (2)$$

則表 o_0 與 e_0 兩像之亮度。自此兩方程，即可推出前此所述各像亮度變化之情形。

(68.10) 反射光與透射光之偏極 除以具有雙折射特性之晶體表示光之偏極外，反射光與折射光在適當情形下，亦為偏極的。此等事實，首為 Malus 於 1808 年及 1809 年發現。Malus 之實驗結果，表示當未偏極之光。射入於鏡上時，若其入射角適等於某一定之值，則反射之光之偏極平面，與入射平面融合。換言之，當入射角等於偏極角(angle of polarisation)時，尋常光之振動方向，除與反射平面平行者得以反射外，在其他方向之振動或被吸收或透射而出，均不能於反射光中窺見之。

入射角等於偏極角時，不但反射光為偏極的，即透出光亦略具兩方性。惟透射光之偏極，遠不及反射光之甚，故欲表示此效應時，必用多數之板或片以增加反射及透射之次數方可。Malus 首先以實驗表顯當入射角為偏極角時，自一堆玻璃片所透出之光線，其偏極方向與反射光之偏極方向互相垂直。其後，

(1811 年) Brewster 發見當入射角為偏極角時，反射光線與折射

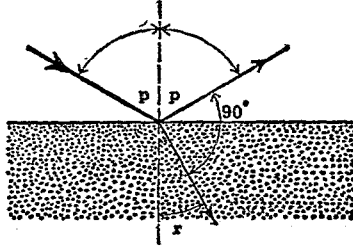


圖 520

線且互作直角(圖 520)。此定律之發現，甚為重要，因由各物質之折射係數，即可計算偏極角之值，茲推演之如下：

令 p 表偏極角， r 表折射角。按 Brewster 實驗結果 $(p+r)$ 應為 90 度，故：

$$\cos p = \cos(90^\circ - r) = \sin r \dots\dots\dots (3)$$

$$\text{惟：} \quad n = \frac{\sin p}{\sin r} \dots\dots\dots (4)$$

$$\text{故} \quad n = \tan p \dots\dots\dots (5)$$

因 n 之值常大於 1，故各物質之偏極角必均較 45° 為大。

(68.11) 反射光與透射光偏極之解釋 多數實驗結果(參較後 70.6 及 70.7 節)均表示光波與物體相遇時，必先略穿入物體之面而後方被反射。換言之，透射作用必發生於反射作用之先。據此則頗易說明何以反射光幾完全偏極，而透射光則僅略呈

偏極。

設有偏極光線 IO (圖521)，其偏極平面與入射平面正交。今令之射入於一反射鏡 (例如一堆玻璃片)。此等光波之振動方向，既在入射平面上，且必與入射線方向正交，茲在圖(521)中作短橫線以表示其振動之方

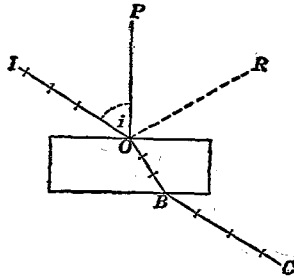


圖 521

向。當入射角 i 為偏極角時，按 Brewster 定律，反射線 OR 與透射線 OB 必作直角。此時，因透射作用在先之故，在玻璃片中之振動方向必與 OB 正交而與 OR 平行。惟光波為橫波，於是在 OR 方向遂不能有光。若入射角不等於偏極角， OB 與 OR 不作 90° 角，透射光波之振動方向將有一部分與 OR 作直角，於是即可有反射光線。

設前述之入射光線，其偏極平面本與入射平面重合，則其振動方向與圖紙正交，茲以小點表示之 (圖 522)。當此等光波與鏡面相遇時，即使入射角 i 為偏極角，仍有約 16% 之光能被反射而沿 OR 方向進行，此蓋因

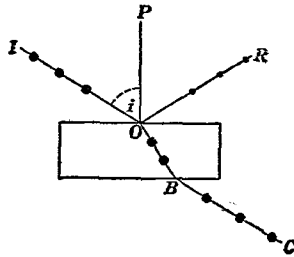


圖 522

透射光波之振動方向與 OR 正交故也。

若射入者為未偏極之光，則吾人可將其振動分為正交於入射平面，及位在入射平面上之 A 與 B 兩相等部分。如是當入射角為偏極角時，則 A 部分有 16% (即入射光能之 8%) 為鏡面所反射而 B 部分則完全透出。於是若假設鏡面毫無吸收作用，則反射者為完全偏極光，其偏極平面與入射平面符合，而透出者則為半偏極光，因其中所含者，為 B 之全部 (即射入光能之 50%) 及 A 之 84% (即射入光能之 42%)。此係就第一個反射面之作

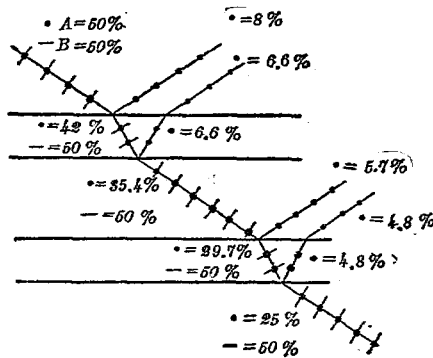


圖 528

用而言。若在第二個反射面處， B 全部仍透射，至於 A 部分，則又僅有其已透出部分之 84% 可以透出 (即射入光能之 35.4%)。如是類推，即知經過多次之反射與透射作用後，透出之光線，亦幾係完全偏極的，其偏極平面則與入射平面正交 (見圖

523)。

(68.12) 偏極儀 凡可用以考究偏極光或物質對於偏極光之作用之儀器，均名為偏極儀(polariscope)。尋常之偏極儀，多以前(68.7)節所述之 Nicol 稜晶兩個組成之。在此種儀器中，產生偏極光之第一稜晶名為偏極鏡(polarizer)。用以觀察由此鏡所透出之偏極光之第二稜晶，則名為顯極鏡(analyser)。若將雙折射之物質置於此兩晶之間，即可考究其對於偏極光之作用。

較簡單之偏極儀，可利用反射光之偏極作用而製之。此式儀之偏極鏡 A 與顯極鏡 B 均為一堆玻璃(圖 524)。當射入於 A 之光線之入射角為偏極角時，則自 A 反射之光線之振動與入射平面正交。如是若顯極鏡面 B 與 A 平行，則自 A 反射之偏極光可以復為 B 所反射(圖 524 甲)。若以 AB

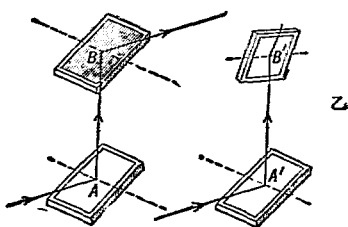


圖 524

直綫為軸，而旋轉 B 90° 如圖(524)乙，則自 A' 射入於 B' 之偏極光綫，將不得為 B' 所反射。由是觀之，用兩堆玻璃 A 與 B 以作偏極儀，且 A 與 B 平行時，其效果與 Nicol 稜晶之軸綫平行相同；若將 B 旋轉 90° ，以使之與 A 交叉，則其效果與交叉之 Nicol 稜晶亦相同。用此式偏極儀時，可將欲考究之

物質置於 A 與 B 之間。

(68.13) 偏極光之干涉 偏極平面互相正交之兩光線，顯然不能發生干涉作用。不但如此，若將一偏極光線之偏極平面轉動 90° ，以與其他光線之偏極平面符合，結果二者始有發生干涉作用之可能。此等事實表示如欲兩偏極光互相干涉，不但兩光線須發自同源（即前此之相干條件），且其偏極平面必互相符合。

設有光線自偏極鏡透出，其偏極方向為垂直的（圖 525 中 AB ），而其進行方向則與紙面正交。今以一雙折射之晶體（例如雲母片），其光軸與紙面平行者，置於其所行之路途中，則可將此光分為兩個互相正交之偏極光。設此兩方向各與垂直方向作 45° 角，如圖（525）甲中之

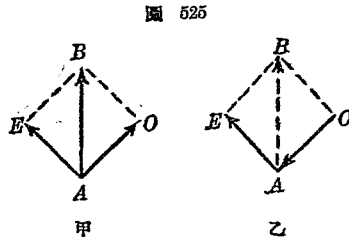
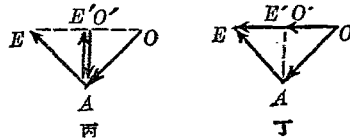


圖 525

AO 與 AE ，自 (68.4) 節所述之折射係數之結果言之，此兩光線（尋常與非常光線）在晶體中之速度不相等。茲假設 AO 之速度較慢，且晶體之厚薄適使其透出時落後半個波長。起初，當 AO 向上振動時， AE 亦向上振動，今因 AO 落後半個波長之故，自晶體透出之兩光線之振動情形可以圖（525）乙所示之 OA 及 AE 兩方向表之。換言之，當其一向上振動時，其他則向下振動。自前段所述之干涉條件言之， AO 與 AE 雖係發自同源，

圖 525

惟因其偏極平面互成直角，故在圖（525）甲及乙兩情形下，干涉作用均無從發生。



今若用一 Nicol 稜晶以觀察自晶體所透出之兩光線（圖 525 乙之情形），且稜晶之位置適使垂直振動可以通過無阻（即與偏極鏡平行，如是則所窺見者將為 OA 與 AE 兩振動在此方向之投影，如圖（525）丙中所示之 $O'A$ 及 AE' 。惟 $O'A$ 與 AE' 之位相適相反，故二者互毀，而視場中將為黑暗無光。若將顯極之 Nicol 稜晶旋轉 90° ，則所能通過之振動，其方向將改作水平，而 OA 與 AE 在此水平方向之投影，即 OO' 及 $E'E$ （圖 525 丙）將互相增助，以使視場中之光為最亮。

若所用之晶片之厚薄適可使其一光線落後一個波長，則用與圖（525）相類似之作法，即可證明當顯極鏡所能通過之振動方向垂直時，視場為最明亮，若將其旋轉 90° 度，視場即為最暗。除晶片甚薄外，前此所述兩光線所行之路途，其差均在數個波長以上。惟仿照本節所已述者，即可說明其視場之明暗情形。

若以白光作上述實驗，因各色光之波長不等，通過晶片後，其位相之差異不相等，故視場中將略呈彩色。

(68.14) 偏極平面之轉動 前節所用之晶片，其光軸係位在晶片面上，故非常與尋常兩光線之速度不相等。今若用光軸與晶面正交之晶片，則兩光線之進行方向，係與光軸平行，故其速度相等（見 68.4 節）。於是視場中之變化，當與未插入晶片時相同。惟如所用者為石英晶，則結果異是，茲陳述之如下。

當顯極鏡與偏極鏡交叉以使視場黑暗時，若插入一片石英晶，其光軸係與晶面正交者，則視場中復可明亮。此時，試將顯極鏡轉動若干度，則光線復被隔斷。由是知自石英片所透出者，仍為平面偏極光，惟其偏極平面則被轉動耳。此轉動之角之多寡，與晶片之厚作正比，而與所用之波長之平方幾作反比。能如此轉動偏極平

面之物質名爲轉光質 (optically active substance)。

除石英晶外，多種液體如糖水，酒石酸溶液 (tartaric acid)，松節油 (turpentine) 等，均能轉動偏極平面，惟其轉光之方向，或右或左，則各不同。即以石英晶而論，亦視其結晶之情形而有右轉石英，與左轉石英之別。石英晶因爲轉光質，惟熔解後而復凝結之石英 (fused quartz)，則不具此特性。晶體之轉光現象，似起因於各分子在晶體中或原子在分子中之排佈情形。

各溶液在某溫度 t 之轉光本領，常以其光轉偏極係數 α_t (specific rotatory power) 示之。 α_t 之定義以下列方程表之：

$$\theta = \alpha_t l \rho \dots\dots\dots (6)$$

此中之 l 表光線在轉光溶液中所行之路途以分米 (decimeter) 計， ρ 表每立方厘米溶液所含之轉光質之克數， θ 表其所轉動之總角度。 α_t 之值視溫度與溫度如何而略有差別。

各種糖溶液之光轉偏極係數不因其中之雜質而改變，故欲知其濃度時，可用偏極儀以測定之。此種手續常名爲量糖術 (saccharimetry)。多數糖係右轉光質，惟亦有左轉者。第三十一表表示各糖在 20°C . 時之光轉偏極係數之值 (正號表右轉，負號表左轉，所用之光爲黃色鈉光。)

第三十一表 糖之光轉偏極係數

名 稱	$\alpha (20^\circ \text{C}.)$
甘蔗糖 (sucrose)	$+66.44^\circ + 0.87 \rho$
麥芽糖 (maltose)	$+135.48^\circ - 1.84 \rho$
乳 糖 (lactose)	$+52.53^\circ$
右轉糖 (dextrose)	$+52.50^\circ + 1.88 \rho$
左轉糖 (levulose)	$-88.13^\circ - 25.83\rho$

(68.15) 圓偏極光與橢圓偏極光 前此所述之偏極光，其振動方向均與一平面垂直，故名爲平面偏極光。設作(88.13)節之實驗時，所用晶片之厚薄適使所通過之尋常與非常兩光線之位相，相差爲 $\frac{\pi}{2}$ （即與四分之一波長相當），則按(12.8)節原理，此兩個垂直的正弦振動相加之後即成一圓周運動。凡在與進行方向垂直之平面上作圓周運動之波浪，號爲圓偏極波（circularly polarized wave）。圓周之直徑各方既爲相同，故在與進行方向正交之平面上，各方之情況亦均相等。是以若用顯極鏡觀察圓偏極光波時，無論如何轉動之，所得之亮度均爲相同。

上述情形係就非常尋常兩光線之振幅相等時而言。若二者不等，則按(12.8)節所述，合併後之運動，係作橢圓形。此種波浪名爲橢圓偏極光（elliptically polarized light）。若以顯極鏡觀察橢圓偏極光，則當其主截面與橢圓長軸平行時，所見之光將爲最亮。若旋轉 90° 使主截面與短軸平行，則所得之亮度將爲最微。

第六十八章 問題

- (68.1) 試說明雙折射現象。
- (68.2) 試說明方解石之光軸與其主截面之意義。
- (68.3) 設有同厚之方解石兩塊，今疊置之以觀察紙上之小點，試說明轉動其一後，各像變化之情形。
- * (68.4) 將方解石製爲稜鏡而用最小偏角方法以測定其折射係數，所得結果乃視光軸之方向如何而定，試申述之。
- * (68.5) 試申述在單軸晶體中波面之情形。
- * (68.6) 問在何種情形下，非常光線亦完全遵循折射定律？

- (68.7) 何謂光之偏極？試定偏極平面之義。
- (68.8) 試舉數事象以表示光波爲橫波。
- (68.9) 熱電石晶與 Nicol 稜鏡之偏極作用有何異同？試說明之。
- (68.10) 自然光之偏極情形如何？試申述之。
- (68.11) 何謂偏極角？
- (68.12) 試說明 Brewster 定律。
- (68.13) 試列舉產生平面偏極光之方法，並比較各法之優劣。
- * (68.14) 試述反射光與透射光可以偏極之理由。
- (68.15) 試說明兩式偏極儀之構造及其作用。
- * (68.16) 試說明偏極光發生干涉之條件並舉例以實之。
- (68.17) 何謂偏極平面之轉動？何謂左轉與右轉？
- * (68.18) 求光轉偏極係數時，何以最少必須用兩個濃度不同之溶液各作實驗一次方能測得其值？
- * (68.19) 試分別說明圓偏極光與橢圓偏極光之意義及其產生法。
- * (68.20) 平面偏極光可分解爲左右旋轉之兩個圓偏極光，試說明之。

第六十八章 習題

- * (68.1) 一 30° 之方解石稜鏡，其光軸與折射稜平行。今有黃色鈉光正射於一面。問其尋常與非常光線之偏向角各若何？
- * (68.2) 設射入於方解石之光線，其入射角爲 60° 度，若光軸在晶面上並在入射平面中，試作圖以示尋常與非常光線之方向，並計算其與法線所作之角。

*(68.3) 設前題之入射平面與光軸正交，則其答案如何？

(68.4) 方解石之尋常光線之折射係數為 1.66，加拿大膠之折射係數為 1.55。問光線自方解石射入於加拿大膠之臨界面為何？

*(68.5) 設有平面偏極光正射於一石英片，片之光軸與入射線正交。若振動方向與其主截面作 30° 角。問尋常與非常光線之強度之比若何？

(68.6) 設石英之尋常折射係數為 1.5442，其非常折射係數為 1.5533，而前題之石英片之厚為 1 毫米，問用波長為 0.000059 厘米之鈉光時，兩光線通過此石英片後，其位相之差值共為若干度？

(68.7) 有一塊厚為 2 毫米之方解石，其軸線與其上下兩面平行，今置之於紙上，以觀察紙上小點，問尋常像與非常像之像似的位置離晶面各若干毫米？

(68.8) 某種玻璃之偏極角為 $58^\circ 18'$ ，問其折射係數如何？

(68.9) 設有一偏極儀，用兩堆玻璃片為偏極鏡 A 與顯極鏡 B 如圖 (524)。今若所用玻璃之折射係數為 1.63，問光線射入於 A 之方向應與水平線作何角度，方可使在 A 反射後之光線取垂直之方向？

*(68.10) 某君將 30.5 克，22.76 克，20.4 克，及 17.31 克之糖分別溶化於 100 立方厘米之水中，然後次第貯之於長為 23.5 厘米之長管中，而藉偏極儀以檢查其轉動偏極平面之角度。其所得結果依次為 49.5° ， 38.1° ， 30.5° ，及 23.5° ，問此糖之光轉偏極係數如何？

*(68.11) 設有自同一晶體切下之石英晶三片，其光軸均與晶面正交，各片之厚為 4.73 毫米，5.96 毫米，與 9.05 毫米，而其轉光角則依次為 77.5° ， 49° 及 -13.8° 。試求此石英片每毫米轉光之角度。

第六十九章 光譜與輻射

(69.1) 光譜學 在前三章中，吾人曾用波動說以解釋光之傳播各情形，惟對於產生此等波浪之光源，及吸收此等波浪而將之變為他種能量之物質，均未討論。在說明稜鏡(前 60.9 節)與光柵(前 67.4 節)之作用時，白光所生光譜(spectrum)之情形已略有敘述。惟各種光源之光譜，其情形各不相同。在理論與應用上，光譜之分析，為近代光學最重要問題之一，其所屬之學科，常名為光譜學(spectroscopy)，茲在本章略論之。

(69.2) Fraunhofer 線 分光學起端於 Newton (1672 年)發現通過三稜鏡之光，分為多數顏色之時。惟其後百三十餘年中，毫無其他新發現以增富其內容。1802 年，Wollaston 以狹縫代小穴，重作三稜鏡實驗，乃發見太陽光譜中有多數暗線。當時 Wollaston 以為此等暗線，乃各顏色之天然分界綫。十二年後(1814 年) Fraunhofer 復考究此現象，並在太陽光譜中共計得七百餘條暗線；在可見之區域內彼且將三百餘條暗線之位置畫出。其結果顯然表示 Wollaston 之解釋不確。其時，光柵之作用已甚顯著，Fraunhofer 乃利用之以測定太陽光譜中各主要暗線之波長。且以 *A, B, C, D, ……* 等字母分別標識之(參較第三十二表)。用此等暗線以表示單色光，較諸用紅，黃，……，

紫等字實為準確，蓋因其波長有一定之值也。

Fraunhofer 之後，以 Kirchhoff 與 Bunsen 對於光譜之研究(1860 年)為最重要。惟在未陳述其貢獻之前，茲特討論產生光譜之方法，分析光譜之儀器，及光譜之概況。

第三十二表 Fraunhofer 線之波長

顏色	線名	產生之物質	波長(A. U. 即 10^{-8} 厘米)
紅			7700-6470
	A		7661
	B	氧(O)	6870
	C	氫(H)	6562.85
橙			6470-5830
	D ₁	鈉(Na)	5895.93
	D ₂	鈉(Na)	5889.97
黃			5880-5500
	D ₃	氦(He)	5875.62
綠			5500-4920
	E	鐵(Fe)	5269.54
藍			4920-4550
	F	氫(H)	4861.33
靛與紫			4550-3900
	G	鐵, 鈣(Fe, Ca)	4307.91* - 4307.74
	H	鈣(Ca)	3968.47
	K	鈣(Ca)	3933.87

*此處有二線，一屬於鐵，其他屬於鈣，可用鑑別率較高之儀器分之。

(69.3) 產生光譜之各法 除太陽光譜外，各種光源亦有其特別之光譜。尋常實驗室中，產生光譜之光源有三種：Bunsen 焰，電花，電弧是也。茲分別陳述其大概如下：

(1) Bunsen 焰 此為產生光譜之最簡單方法，可用以研究 Na, Li, Th, K, Ba, Sr, Ca, Ru, Cs 等質之一部分光譜。尋常用法時，多以鉑絲作小圓，浸入鹽酸 (HCl) 中後，燒之於焰中，以除去絲上雜質，至焰不呈黃色時而後止。燒淨後，乃浸圓於欲考究之元質之鹽中，再伸入焰面上之最熱部分。若所用之鹽不能久留於圓中，則可用石棉少許浸透鹽溶液之後而置之於焰中。

(2) 電花 用感應圈以產電花 (electric spark) 之情形已見前 (54.9) 節。在空氣中電花所生之光譜，實為空氣與電極物質之光譜疊併而成。惟若將電極置於氣壓頗低之管中 (如前 53.1 節所述 Geissler 管)，則電極所生之光譜不復呈現。故考究各種氣體光譜時，常用此式中真空管。尋常稀氣管內所用之電極多為一端溶化於鉑之鉛絲，然後將鉑封閉於玻璃，而令鉛絲伸入管中。不全用鉑絲作電極之理由，乃因若電極全為鉑絲，則用久之後，管內壁上常有源積，以致其效用減少。

若在副電路中，加用串聯之電感，或並聯之電容，以使所生之電花為反復的放電 (oscillatory discharge)，則管中氣體之光譜即被消除，而僅餘電極所產生之光譜矣。

用電花以考究溶液之光譜時，可將溶液注入底面封有鉑絲之玻璃管中，至液面超過鉑絲之上，浸沒之鉑絲須連於感應圈之負電極。在液面外另以一鉑絲連於感應圈之正電極，此鉑絲可先封於玻璃棒內，然後插入於管上之軟木塞中，其距液面之

速度約爲 1 毫米。所生之火花即在此絲與液面間跳躍。

3 (3) 電弧 電弧之情形前亦已述及。若正炭極在下，而在其陷口中置某元質或其鹽，則成弧之後，此元質之光譜即可於弧中察得。惟因在陷口中放置他質常使電弧閃跳不定，故尋常多將中心鑽有小孔之正炭塞以鹽質而後用之。如遇鉛、鐵等可用作電極之物質，則以直接令弧通過之爲較佳，惟不可通過太大之電流，以致正電極被溶解。

(69.4) 分光儀 凡用以檢查或探討各種光線或輻射之儀器，均名爲分光器(spectro-scope)。尋常之分光器(圖 526)之主

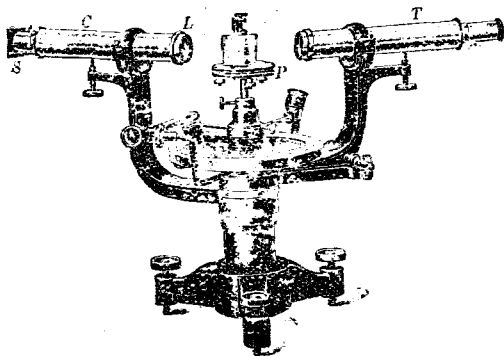


圖 526 甲

要部分有三：一爲平行光管 C (collimeter)，其一端有一寬度

可以變更之狹縫 S ，其他端爲一透鏡 L 。 S 適位在 L 之焦點，

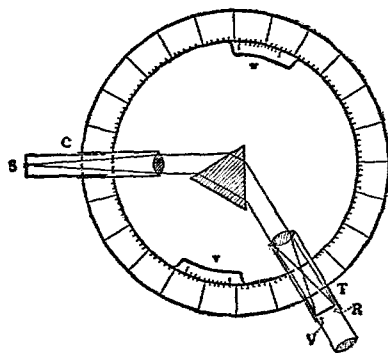


圖 526 乙

故通過 S 之光線自 L 透出後將取平行之方向；二爲小台几 (platform) P ，上可放置三稜鏡或光柵以分散自 G 射入於其上之平行光線而成光譜；三爲望遠鏡 T ，用以觀察由三稜鏡或光柵所生之光譜。此三部分， G ， P ， T ，均可旋轉於一垂直軸線。在 P 上且有相當之螺旋以調節其傾斜。分光器上之備有刻度及相當之游標 v ， v (圖 526 乙) 以表示各部分旋轉之角度者常名爲分光儀 (spectrometer)。除用以分析光譜外，分光儀之用途頗廣，例如量測三稜鏡之角，及其折射係數等(前 60.8 節)皆是。如代分光儀之望遠鏡以一攝影機，以備拍照光譜之用，則得一攝譜儀 (spectrograph)。

(69.5) 光譜之種類 光譜可分爲三種：連續光譜 (continuous spectra)，綫狀光譜 (line spectra)，及帶狀光譜 (band spectra) 是也。

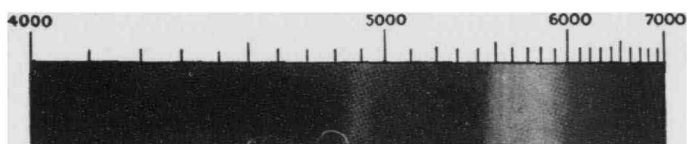
(1) 連續光譜 此爲白熾固體或液體所生之光譜。例如白熾電燈之燈絲，電弧之陷口等，其所發之光，長短波長均有，故其光譜之可見部分自紫色以至於紅色連續不斷，其情形與太陽光譜頗相似，惟缺少其中之暗線而已。圖 (527) 甲示一白熾光之連續光譜，圖 (527) 乙則爲太陽之光譜。

(2) 綫狀光譜 各種元質化爲氣體後，在適宜情形下，所生之光譜則作不連續的明亮線條，其背景或爲完全黑暗，或微呈連續彩色，則視光源所發白光之成分而定。在同一綫狀光譜中，各線條之亮度多不相同。若以鑑別率強大之儀器視察之，各條之狀況亦有差別。各條之界限，有甚尖銳明晰者，有不甚清楚者，又有一邊明晰而他邊則甚模糊者。此外，實驗結果表示各種元質之光譜，均無共同之線條，例如在鈉焰光譜中之黃色線 (圖 527 丙)，實爲鈉之特有線，他元質均無之。故自分析光譜之結果即可斷定某元質之有無。惟在一定元質之光譜中，線條之數目與狀況，常視所用光源之性質爲火焰或電花或電弧而異。尋常在 Bunsen 火焰中，燃燒鹽質以作光源時，因鹽汽化之後，焰中即有金屬元質之游子，故用 Bunsen 焰所生之光譜，均爲各金屬元質之標識綫狀光譜 (characteristic line spectrum)，實與所用

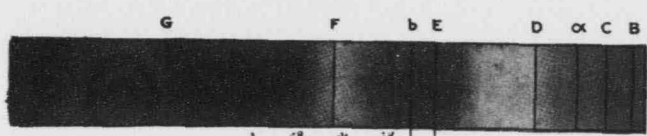
之鹽基無關。若用電花或電弧，所得之線狀光譜亦屬於所用之氣體或蒸汽，惟線條之數目較用火焰時為多耳。

(3) 帶狀光譜 帶狀光譜係由數個光帶與暗區相間組成。各種化合物之光譜均作此狀。惟若以鑑別率強大之分光器觀察帶狀光譜，則亦可將各帶分析為多數條。在帶之一邊，此等細條愈隔愈近，最後乃合成一尖銳明晰之邊界。此明晰邊界常名為光帶之首 (head of the band)。

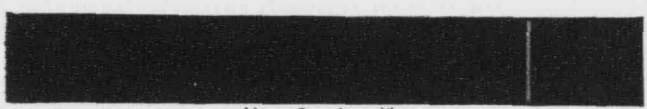
(69.6) 吸收光譜 前節所述者，係指物質發光時之光譜，故常名為發射光譜 (emission spectra)；又因各線均係明亮，故又名為明線光譜 (bright line spectra)。惟如在發生連續光譜之光源，與分光儀之間，放置透光物質（氣體，液體，固體均可），則在連續明亮光譜上，將有若干條暗線或暗帶，宛如 Fraunhofer 所發見之太陽光譜中之各暗線。此等暗線或暗帶之位置，與所夾入物質中相當元質之發射光譜中之明線或光帶之位置完全相同，故常認為係因該元質吸收所致，而名之為吸收光譜 (absorption spectra) (圖 527 戊)，或暗線光譜 (dark line spectra)。此事為 Kirchhoff 與 Bunsen 在 1860 年時所首先證明。是後，太陽光譜中之各 Fraunhofer 暗線，乃有一簡單解釋。蓋太陽之內部甚熱，其外則為一層溫度較低之氣層。內部所發生之白光，通過此氣層時，一部分為氣層所吸收，故其光譜中遂有若干暗線。若將此等暗線位置與地球上各物質所發生之明



甲 連續光譜



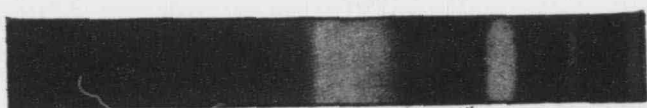
乙 太陽光譜



丙 鈉焰光譜



丁 錄弧光譜



戊 鈷玻璃之吸收光譜

線之位置互相比較，即可證明在太陽之氣層中有何物質。當氦 (He) 尚未在地球上發現之前三十年，其標識暗線已在太陽光譜中發現 (1868 年)，其後產生同一位置之明線之新氣體，乃於空氣中尋得。

(69.7) 光譜之界限 前數節所述之光譜只限於其可見之部分，此部分自紫色至於紅色，其波長約自 4000 A. U. (即 0.00004 厘米) 至 8000 A. U. (即 0.00008 厘米) 止。在此區域外，肉眼雖不能察及光源所輻射之波浪，然在 1800 年時，Herschel 曾以靈敏之溫度計考察太陽光譜，而發現在紅色光之外，尚有波長較長之輻射，其後 Ritter 並發現可以引起化學作用而較紫色光波更短之不可見輻射。茲名波長較紅色光為長者為紅外線 (infra-red rays)；其較紫光為短者，名為紫外線 (ultra-violet rays)。可見之光線，與不可見之紫外線及紅外線常總稱曰輻射 (radiation)。

(69.8) 紅外線 自 Melloni (1830 年) 製熱堆 (見前 57.5 節) 之後，因其靈敏度較溫度計為佳，故研究紅外線者多利用之。此外，Langley 之電阻測溫器 (bolometer) (見前 47.8 節)，Boys 之輻射顯微計 (radiomicrometer) (見前 57.5 節) 與 Crookes 之輻射計 (radiometer) 三者亦均可用以檢查或量測輻射。

Crookes 之輻射計略如圖(528)。管中之輕軸，上裝有多付之翼。各翼之一面塗黑，他面則為光亮。當輻射落於翼上時，其黑面將離射線而動，此乃因黑面所吸收之能量較大故較熱，其上分子之運動較速。於是黑面前氣體對於黑面之反作用乃追之使退。如翼所附着之軸可以自由轉動，則當各翼受輻射之作用時，將見其轉動不息。若軸係懸於細絲，則轉動至相當之角度後，絲之反轉力矩即足以阻止其轉動。於是自轉角之大小，即可計得輻射之強弱。



圖 528

研究紅外線時多用稜鏡，而不用光柵，其理由有二：一因用光柵時，各級光譜時常重疊，二則因光柵所生之光譜不若稜鏡所生者之強亮。稜鏡之材料常為 NaCl 晶，KCl 晶，或螢石 (fluorite)，此蓋因前二者所能通過之輻射，其波長之限度最長，約為 0.0018 厘米) (即 180000 A. U.)，後者之限度約為 0.0111 厘米，而其他透明體，如石英 (限度為 0.0004 厘米)，及玻璃 (限度為 0.00025 厘米)，與是相較，其限度實皆嫌太短也。NaCl 之價雖較螢石低廉，惟因與 KCl 晶均為吸濕的 (hygroscopic)，須時常磨光，故不如螢石之便。作此等研究者多用凹面反射鏡代透鏡，以免除焦聚手續。

利用熱堆，Melloni (1830 年) 已能證明不可見之熱射線，其性質與光線完全相同。惟其時信之者尚少。自 Maxwell 所倡之光之電磁說經 Hertz 之實驗證實後，今日吾人對於光波，熱波與無線電波，已同認其為電磁波之各式。用較靈敏之儀器，已能延長紅外譜之區域至與熱射線相啣接。至於最短無線電波與最長熱射線間之間隙亦於 1924 年為 F. B. Nichols 之工作所補

足。從可用以通信之無線電波始，中經發生熱覺之射線，以至可見之光線已能連成一串，而電磁譜 (electromagnetic spectrum) 之一端乃告成。

(69.9) 紫外線 紫外線雖不能見，然能影響尋常照相底片。故研究紫外線者多用攝譜儀。尋常之玻璃幾能完全吸收較短之紫外線，其所能通過之最短波長約為 3000 A. U.，故如欲考究紫外光線時，須改用以他種透明物質所製之透鏡。方解石所能通過之最短波長約為 2200 A. U.，石英晶之限度約為 1800 A. U.，而螢石之限度則可達至 1000 A. U. 左右。在此三者之中，方解石之雙折射效應過大，而良善之螢石之可磨作三稜鏡或透鏡者極少，故尋常考究紫外線之光譜攝影器多用石英晶以代玻璃。

至於較 1800 A. U. 更短之紫外波，則必用凹形反射光柵，如此則勿須透鏡，即可焦聚光譜於乾片上。惟在尋常之氣壓，(76 厘米) 與溫度下，1 毫米之空氣，即足以吸收較 1700 A. U. 更短之輻射，故此項研究，必須在真空管中作之。利用此原理，Lyman 在 1913 年時已能得到波長僅為 900 A. U. 之輻射；1916 年時彼又攝得波長為 600 A. U. 之輻射。晚近 Milikan 曾用較長之電花，而將此限度推至 136.6 A. U.。此兩值已侵入 X 射線(750 A. U.)之域區，故電磁譜之他端，自 X 射線， γ 射線與“宇宙射線”(見後 71.12 節)發見之後，亦已能連成一串。

第三十三表 各式電磁波之波長與頻率

輻射之性質	波長範圍	頻率(每秒振動數)
“宇宙射線”	0.00082 至 0.00053 A. U.	10^{22} 至 6×10^{21}
尙待考究者	0.00053 A.U. 至 0.01 A.U.	6×10^{21} 至 3×10^{20}
γ 射線	0.01 A.U. 至 1.4 A.U.	3×10^{20} 至 3×10^{19}
X 射線	0.1 至 750 A.U.	3×10^{19} 至 4×10^{15}
紫外線	136 至 4000 A.U.	3×10^{16} 至 $\frac{1}{4} \times 10^{15}$
可見之光線	4000 至 7800 A.U.	$\frac{1}{4} \times 10^{15}$ 至 $\frac{1}{3} \times 10^{15}$
紅外線——熱射線	7800 A.U. 至 0.03 厘米	$\frac{1}{3} \times 10^{15}$ 至 10^{12}
無線電波	0.02 厘米 以上	1.5×10^{11} 以下

(69.10) 光譜分析在天文學上之應用 自各天體之吸收光譜，可查得其中所含之物質，已見前(69.6)節。此外，自其光譜中各線位置上之改變，吾人且能計得各星球之移動速度。蓋按(23.2)節之 Doppler 原理，振動之源向觀者移近時，觀者所收及之頻率較振源所產生者為高；反之則較低。光波之速度既不變，故波長隨頻率之增減而改變。於是自某星球光譜中各線位置改變之情形，吾人即可計得其運動之狀況。例如在頗多恆星之光譜中，各線位置常有週期的變化，有時向藍色遷移，有時則向紅色遷移，此即表此等天體為雙星，一明一暗，兩者互繞而行，故觀者覺其在視線方向的往返移動。又例如在天空一方各恆星之光譜中，各線之平均位置均向藍色遷移，而在天空之相反方向者，其光譜之各線則向紅色遷移，此即表示太陽系全體似向第一

方之各恆星進行。自各線遷移之多寡，吾人且可計算此進行速度每秒約爲 12.5 哩。

(69.11) 光譜之成因 在上列各節中，吾人僅陳述產生及分析光譜之方法，而對於各種光源何以有其特別之光譜，未加解釋。討論聲波之時，吾人曾謂產生之者，爲振動之物體。然則發生光波之振動物體爲何？自前數節所述，吾人已知光譜中每條明線或暗線各代表一定之波長，而此等波長較諸最短聲波且短數千倍，其頻率且較大數萬萬倍，此即足以表示發生光波之振動物體，必係極細微者。自另一方面言之，光與熱同爲電磁波，而按熱之惟動說，熱之成因乃基於組成各物體之分子與原子之運動。是以頻率較熱射線更高之光，必由於分子或原子內部狀態之變更而起，其理不難領悟。此爲光譜之解釋與原子構造兩問題有連帶關係，而必須同時解決之理也。

簡括言之，吾人今日對於連續光譜，認其係因各分子或原子相隔太近，擁擠非常，乃不能按其特具之頻率而振動。於是其所產生之光譜遂含所有之波長。至於線狀光譜中之各線，乃原子自一個定態 (stationary state) 跳入 (jump) 另一個定態時所產生。

若用 Bohr 之原子模型 (後 71.8 節)，則當繞原子核 (nucleus) 而行之電子，自一個容許之軌道 (即原子之一個定態) 跳入另一個容許軌道 (即原子之另一個定態) 時，其所產生之輻射之頻率，即與兩定態之能量之差作正比。例如，令 E_1 表原子在第一定態時所含之能量， E_2 表其在第二定態時所含之能量，則自第一定態

跳入第二定態時，原子所發出之輻射線，其頻率將為：

$$\nu = \frac{E_1 - E_2}{h} \dots\dots\dots (1)$$

此中之 h 表一普運常數，即量子論中之 Planck 常數是也。 h 之值為 6.56×10^{-27} 爾格-秒（見後 69.17 節）。

用同樣方法，亦可表示帶狀光譜乃各分子自一個定態跳入另一個定態時所發生。因各分子係由若干原子組織而成，故其定態較原子之定態更為繁多，而帶狀光譜之解釋遂亦較繁。

原子與分子不但可將其內部之能量輻射於外以成電磁波，且亦能吸收外來之輻射以增其內部之能量。惟其所能吸收之波長，僅限於本身所能發射者。於是嘗含有各波長之輻射落於物體而透出時，其所短少之波長，即係物體所吸收者，此吸收光譜中各暗線之所由來也。

(69.12) 物體之發射係數及其吸收係數 在前三十四章討論熱之傳播時，吾人對於熱輻射一現象已略有陳述，惟對於其性質則未討論。前數節之討論，已表示熱輻射與可見之光及不可見而富有化學作用之紫外射線，其性質完全相同。因此，在 (69.7) 節中，曾以輻射一詞總稱不可見之紫外線與紅外線及可見之光線。茲對輻射問題作進一步的探討。

當輻射落於物質上時，一部分為其反射，一部分得以通過，又一部分則被吸收。此等事實前已屢言之。從研究氣體之吸收本領，Kirchhoff 因而推得一定律以表物體之輻射與其吸收之關係。欲明此律，請先規定發射係數與吸收係數之意義。設射於物體之能量為 U ，被其吸收者為 U' ，則此物體之吸收係數為：

$$A = \frac{U'}{U} \dots\dots\dots (2)$$

各物體之吸收係數視輻射之波長，而有差別。令 U_λ 表波長為 λ 之射入能量， U'_λ 表其被吸收之能量，則物體對於此波長 λ 之吸收係數為

$$A_\lambda = \frac{U'_\lambda}{U_\lambda} \dots\dots\dots (3)$$

各輻射面之發射係數 (emissivity)，常以其每單位面積 (平方厘米) 在每秒內所發射之總能量 (以爾格計) 表之。物體之發射係數不但視其表面之情形而定，且隨其溫度之增高而增大。茲以 E 表物體發射各波長之總係數，而以 E_λ 表其發射波長為 λ 之係數。

(69.13) Kirchhoff 之輻射律 1860 年，Kirchhoff 與 Bunsen 考究氣體之吸收與其發射光譜時，已推得二者之關係。利用 Prevost 之互換律 (見前 34.11 節)，Kirchhoff 且進而證明在一定溫度之下。各面之發射係數與其吸收係數之比均為同一之值 (證頗繁長，茲略。) 換言之，即：

$$\frac{E}{A} = e \dots\dots\dots (4)$$

用同法，並可推得物體發射某波長之係數 E_λ 與其吸收係數 A_λ 之比值亦為常數，即：

$$\frac{E_\lambda}{A_\lambda} = e_\lambda \dots\dots\dots (5)$$

此中之 e 及 e_λ 各為常數，與各面之情形無關，只視其溫度而定。

(69.14) 完全吸收體與完全發射體 尋常經驗表示黑色物體 (例如燈炭，氧化銅等) 幾能將射於其上之輻射完全吸收。Kirchhoff 因稱能完全吸收射於其面上之輻射之物體為完全黑體 (perfectly black body)。完全黑體之吸收係數 A

與 A_λ 均為 1，其發射之總係數 E ，與發射某波長之係數 E_λ 按 (4) 與 (5) 兩公式遂各為：

$$E = e \text{ 及 } E_\lambda = e_\lambda \dots\dots\dots (6)$$

換言之，(4) 與 (5) 兩方程中之常數 e 及 e_λ 即為完全黑體之總發射係數及其發射某波長之係數。因 A 與 A_λ 不能大於 1，故在一定溫度之下，完全黑體之總發射係數與其發射任何波長之係數亦較其他物體為大。易言之，完全黑體不但為完全吸收體，且亦為完全發射體。

完全黑體實為一種理想物體，其在輻射學中之位置，與完全光滑之平面或滑車在力學中之位置頗為相似。在實驗方面，欲得與完全黑體相似之物體時，可用不透光之物質製成一封閉之空箱，而在箱面鑽一小穴。如是，自小穴入箱內之輻射經屢次反射後，將幾悉為箱壁所吸收。今若箱壁之熱度為均勻的，則自此小穴發射出之輻射即可視為係由完全發射體所產生。

(69.15) 發射之總能與溫度之關係 各種物體所發射之能量隨其溫度之增高而增大，前已述及。除完全黑體外，物體所發射之總能量與其溫度之關係均甚繁複。至於完全黑體，在 1883 年時，Boltzman 曾用熱力學原理推出前 (34.12) 節所述之 Stefan 之溫度四方律。若以 T 表完全黑體之絕對溫度， E 表其總發射係數則 Stefan-Boltzman 定律如下：

$$E = \sigma T^4 \dots\dots\dots (7)$$

此中之 σ 為一常數，其值約為 5.7×10^{-5} 爾格/秒-方厘米。

除 Kirchoff 之輻射律與 Stefan-Boltzman 之四方律外，如欲對於輻射現象作更深切之考究，則須討論完全黑體所輻射之能量如何分配於各波長。

(69.16) Wien 之運移律 尋常經驗表示當熱體之溫度增高時，其面上之顏色隨之而變。初為紅，繼而黃，而白，最後溫度甚高時乃作藍白色。反之，當斷絕電流以漸次減少電燈內燈絲之溫度時，則見其顏色自白而黃，而紅，最後乃不可見。不但如是，若用熱堆或他種靈敏設備檢查紅外區域，吾人且知即當熱體之輻射已不可見之時，在一定之溫度下，發射某波長之能量 E ，亦有一最大值，此最大值隨溫度之增加，而向波長較短之區域遷移。

欲表示在輻射譜中能量分配於各波長之情形，可以波長為橫坐標，熱堆在譜中各位置時所示之電位差為縱坐標，作如圖 (529) 之曲線。此等能量分配圖顯然表示

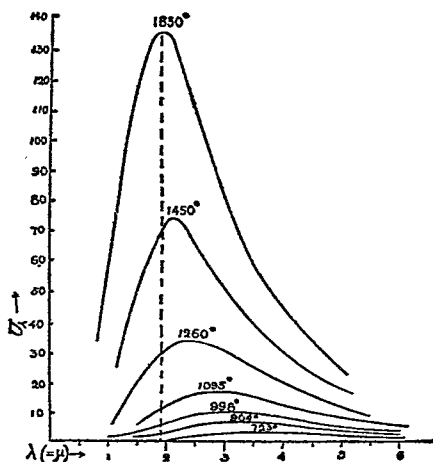


圖 529

溫度愈高，則含能量最多之波長亦愈短。因能量分配於各波長之情形隨溫度而改變，故熱體顏色亦隨溫度而變更。

輻射能量之分配情形，大致與圖 (529) 所示者相似，其正確之值則視各輻射面之情形而稍異。惟若用完全黑體，則此分配情形僅由黑體之絕對溫度而定。1893 年，Wien 首證明在完全黑體之輻射譜中，其含能量最多之波長 λ_m 與黑體之絕對溫度之乘積為一常數，即：

$$\lambda_m T = b \dots\dots\dots (8)$$

如 λ_m 以厘米計，則此中之常數 b 之值，約為 0.2884。

(69.17). 輻射能量之分配公式 (8) 與 (7) 兩方程僅能表示圖 (529) 中各曲線之頂點位置，及曲線下之面積。至於各曲線之形式，則尙未能表出。1896 年，Wien 復用相當近理之假設而求得一公式以表示黑體發射波長 λ 之能率 E_λ ，及其絕對溫度 T 三者之關係。Wien 之公式為：

$$E_\lambda = \frac{C_1}{\lambda^5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} \dots\dots\dots (9)$$

在此中 C_1 與 C_2 均為常數，而 e 則表自然對數之底，即 $e=2.718$ 。自 Wien 之第二公式，用微積分學方法即可推出 (7) 與 (8) 兩方程。惟由 (9) 方程所計得之結果，用之於輻射譜中之可見之區域，與實驗固甚適合，若用之於波長較長之區域內，則相差甚遠。

Wien 之第二公式既不足以表示實驗結果之全部，Rayleigh 與 Jeans 先後曾改用他種假設以求此題之答案。其所得之公式為：

$$E_\lambda = \frac{2\pi C_1 k T}{\lambda^4} \dots\dots\dots (10)$$

此中之 k 表每個氣體分子之常數，即前(33.5)節之氣體常數 R' 與 Avogadro 數目 N 之商，其值約為 1.37×10^{-16} 。此結果在波長較長之區域內，雖較僅於方程

(9)，惟用於短波之範圍內，則與事實相差甚遠。且此公式表示若 λ 無限減小，則 E_λ 無限增加，而不能有一極大之值。此外，此方程所表示之總能量 E 亦為無限大。此二事與 Wien 遷移律及 Stefan 之四方律均不符。在 1899 年時，Lummer 與 Pringsheim 以更精密之實驗方法，證實其實驗上所得之能量分配關係實無可非議之處。於是 1900 年，Planck 乃作一當時所認為不甚合理之量子假設，以推出下述與實驗結果完全適合之輻射公式。令 ν 示輻射之頻率， E_ν 表黑體發射此頻率之能率， T 表示絕對溫度，則 E_ν 與 ν 及 T 二變數之關係為：

$$E_\nu = \frac{2\pi h \nu^3}{C^2} \left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)^{-1} \dots\dots\dots (11)$$

h 為一普適常數，其值約等於 6.56×10^{-27} 爾格-秒， C 為光之速度， k 與 e 之意義與方程 (10) 同。若以波長表示此關係，則 Planck 公式為：

$$E_\lambda = \frac{C_1}{\lambda^5} \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1} \dots\dots\dots (12)$$

此中之 C_1 與 C_2 ，其值與方程 (9) 中之值相等， $C_1 = 3.72 \times 10^{-16}$ ， $C_2 = 4.9656$ 。Planck 之公式可視作包括 Wien 與 Rayleigh-Jeans 兩公式，蓋當波長頗甚短而溫度不過高時， $e^{\frac{C_2}{\lambda T}}$ 與 1 相比，較大遠甚，故方程 (12) 遂與方程 (9) 相同。若波長較長，而溫度 T 較高，則將 $e^{\frac{C_2}{\lambda T}}$ 展成級數，而將 $\left(\frac{1}{\lambda T}\right)$ 之平方及各高次項忽去，即可推得 Rayleigh-Jeans 公式。

(69.18) 量子論 前節已述及因 Wien 與 Rayleigh-Jeans 輻射公式之失敗，Planck 乃不得已創“量子”假設以說明輻射能量之分配情形。依 Planck 之假設，產生輻射之振動物體(原子，分子，及電子，茲暫不窮究其性質)，不能

連續的發射，其所發射之能量均為一定最小值之倍數。此最小能量，名為一個量子 (quantum)，其值係等於一普通常數 (即前此之 Planck 常數 h) 與輻射之頻率 ν 之乘積。換言之，發射物體，並不如傳統的波動說法，將其能量隨連續的波派而連續的射出。反之，其所射出者，實類類已分成小粒然者。此等小粒有時名為光子 (photon)。此種假設與波動說大相逕庭，然發生不久，Einstein (1905年) 即用以解釋光電效應 (photo-electric effect) (見後 70.16 節)。Bohr 之原子模型 (1911 年) 亦用此假設 (見前 69.11 節)。此外，如前述各種物質之比熱與溫度之關係，亦賴量子假設而得準確解釋。總之，量子學說至今已自有堅固之實驗基礎，至於其發展與應用則尙有待於今後之物理學者。

(69.19) 自然界之兩元性 自量子論之不連續性言之，其學說應與波動說不能共立，惟輻射之干涉與繞射各現象則非波動說不得解釋。十餘年前 (1922 左右) 物理學者對於此勢不兩立之兩學說之從違頗陷於難境。自 de Broglie (1923) 與 Schrödinger (1925) 等所倡之波力學 (wave mechanics) 成功之後，更益以 Davidsson 與 Germer 及 G. P. Thomson 等所作之電子波 (electron wave) 及 Dempster 等所作之原子波 (atom wave) 實驗，學者乃以為不但連續的電磁波 (輻射) 有不連續性，即不連續的基本質點，如電子及原子核等，亦能呈現與波派相似之連續性。故量子說與波派說應視作互相輔助的而非互相矛盾的者也。

第六十九章 問題

(69.1) 問在稜鏡光譜與在光柵光譜之中，各色之位置有何異同？試比較稜鏡光譜與光柵光譜之優劣各點。

- (69.2) 何謂 Fraunhofer 線？試解釋其起因。
- (69.3) 試說明三種產生光譜之方法。用此三種方法所產生之光譜，是否完全相同？試言其故。
- (69.4) 何謂分光器，分光儀，與攝譜儀？試列舉其重要部分及其功用。
- (69.5) 明線光譜之種類有三，試說明其情況與如何產生。
- (69.6) 何謂吸收光譜？並解釋其中各暗線之意義。
- (69.7) 試討論光譜分析之應用。
- (69.8) 光譜之限度如何？試申述之，何謂紫外線？何謂紅外線？
- * (69.9) 紅外線與紫外線之考究方法各不相同，試分別討論之。
- * (69.10) 試依波長之長短列舉各種輻射之名稱及其產生法。
- * (69.11) 試陳述光譜各線所示之波長與原子或分子各定態所含能量之關係。
- * (69.12) 試述發射係數與吸收係數之定義。
- * (69.13) Kirchhoff 之輻射律若何？試陳述之。
- (69.14) 何為完全黑體？完全黑體之發射係數與其吸收係數若何？
- (69.15) 完全黑體所發射之總能量，與其絕對溫度有何關係？試陳述之。
- * (69.16) 在輻射譜中能量之分配如何？何謂 Wien 之遷移律？
- * (69.17) Wien, Rayleigh-Jeans 與 Planck 先後各推導一公式以表示輻射能量分配於其各波長之情形。問三者之準確範圍各如何？
- * (69.18) 量子論之基本假設為何？除應用之於輻射現象外，試另舉三種現象之類量子論而解釋者。
- * (69.19) 量子論與波動說之基本假設各不相容，何以近來反有視二者為互

相輔助之兩學說？

* (69.20) 當增加燈絲之溫度時，其可見光之強度之增強，較絕對溫度之四方為大，試言其故。

第六十九章 習題

(69.1) 設太陽系每秒以 12.5 哩之速度向各恆星移動，問恆星光譜中鈉線 (波長 = 5890 A. U.) 之波長改變若干？

* (69.2) 設日光所輻射之最大強度，其波長約為 5500 A. U.，問其溫度大約若干？

* (69.3) 設有物體，其四周之溫度為 20°C ，問當其溫度自 500°C 增至 1000°C 時，其發射能率增加若干倍？

* (69.4) 問與紫光黃線相當之一個量子之能量若干 ($\lambda = 5890 \text{ A. U.}$)？

* (69.5) 試證明 Rayleigh-Jeans 與 Wien 兩公式可視為 Planck 之輻射律之近似式。

* (69.6) 設 $\lambda = 5500 \text{ A. U.}$ ， $T = 2000^{\circ}\text{K}$ ，問 E_{λ} 之值如何？又問在同波長處 E_{ν} 之值如何？試說明此二值何以不同。

* (69.7) 試自 Wien 之輻射公式，推證 E_{λ} 最大值與絕對溫度之 5 方成正比。

* (69.8) 試證明 Wien 與 Planck 兩輻射律均滿足 Stefan 之四方律。

* (69.9) 試證明 Wien 與 Planck 之兩輻射律均滿足 Wien 之遷移律。

* (69.10) 試證明 Rayleigh-Jeans 輻射律不能滿足 Wien 之遷移律及

Stefan-Boltzman 之四方律。

* (69.11) 試自 Planck 之 E_ν 公式(即方程(11))，變換而得其 E_λ 之公式(即方程(12))。

第七十章 光色——吸收與散射

(70.1) 物理的光色與生理的光色 白光係由各色光所組成，自 Newton 之色散實驗(見前 60.9 節)言之，實無疑義。惟按日常經驗，則又似未必盡然，蓋將各色顏料混合，則所得者將與白色懸殊。欲考究此等現象，首須辨別光色之物理的意義，與其生理的意義。物理學中所謂光色，係指頻率(或波長)有定值之電磁波，而在生理學中，光色係指一種感覺。一定頻率之電磁波，其所引起之感覺固為一定之顏色；惟吾人所感覺之某一定顏色，其相當之物理的原因，未必僅限於某一定頻率之電磁波。因有此種區別，吾人此後言某單色時，除有特別聲明外，均指波長(即頻率)為一定之值之光譜中之某色。

為便於了解物體顏色之物理的原因，茲先述 Young-Helmholtz 之色覺學說(theory of color vision)之概要。此學說之缺點頗多，最近已有較新之說代替之。惟因吾人之目的不在研究生理學或心理學，故引用此較易領悟而尚稱圓滿之說，實為較便耳。

(70.2) Young-Helmholtz 之色覺學說 依照 Young 首先倡創，及後為 Helmholtz 所發展之色覺學說，人眼之網膜上有三種神經：此三者各對於紅，綠，與紫三色之感覺特別敏銳。

惟當單色光波落於網膜之上，尋常此三種神經均被激動，惟其被激之程度各不相同。若三者被激之程度相同，則所感覺者為白色。此學說之基本假設係以紅，綠及紫三者為原色 (primary colors)。試以此三原色分塗於一圓盤上，使其各佔一扇形面積，然後旋轉圓盤。如調節此三原色所佔之面積 (即調節其成分)。即可使盤呈任何顏色 (圖 530)。

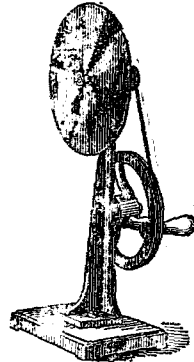


圖 530

(70.3) 互補色 作上述轉動色

盤實驗時，不但紅，綠，紫三原色可以激發白色之感覺，即用成分相當之其他兩單色亦可。此等單色名為互補色 (complementary colors)。按 Helmholtz 之實驗結

第三十四表 互補色

色名	波長 (A.U.)	色名	波長 (A. U.)
紅	6562	藍	4121
橙	6072	藍	4897
黃	5853	藍	4854
黃	5739	藍	4621
黃	5671	深藍	4645
黃	5644	深藍	4618
綠黃	5636	紫	4330

果，在第三十四表中，同行之左右兩色均爲互補的。

綠之補色爲金紫色 (purple)，惟後者非單色，由紅與藍合成。除上述之互補色外，Helmholtz 之實驗且表示，若將光譜中相隔較兩互補色更近之兩單色混合，則所得之色將在二者之間，而此兩單色相隔愈近，則其所生之色覺將與白色相差愈遠。

網膜上之神經，若受某色之過分刺激，則易疲倦。於是當久視某單色後，忽移目於白色面上，則所見者將爲其補色。又如將一白色小物置於有色之背景中，則物將呈與背景互補之色。此外，若將兩互補色相旁而置，則覺其強度均增。此等作用半爲生理的，半爲心理的，茲不深究。

(70.4) 色盲 一定頻率之光波，其在常眼中所引起之感覺雖均相同，惟亦有不能正確辨別顏色之人。此種疾病名爲色盲 (color blindness)。根據 Young-Helmholtz 學說，色盲之故，乃因三種司色覺之神經中，有一種或二種已失效用。最常有之色盲，爲不能辨識紅色。犯此病者，輒認紅色爲綠色。色盲能遺傳，男性犯色盲者，約有百分之四；女性則僅有千分之四。

(70.5) 顏料之色 畫家多認紅，黃，藍爲主要顏色，而用以配成多數色彩。此與 Young-Helmholtz 所認之紅，綠，紫三原色，雖不符合，但不足爲 Young-Helmholtz 學說之病。蓋畫家所用之顏料，其所呈現之色，實乃顏料所不能吸收者，故混合顏料之結果，與混合光譜中各單色之結果不必相同。例如，

尋常藍色顏料，除藍色及一部分綠色外，幾可將射於其上之其他各色完全吸收；尋常黃色顏料，除黃色與一部分綠色外亦能完全吸收其他各色。於是將藍色與黃色顏料混合，所未被吸收者乃綠色，此即混合藍與黃而得綠色之故也。此種作用可視為相減之效應，與(70.2)節所述之相加效應實大不同。因此之故，染色物體所引起之色感，常視用以照之之光色而改變。藍色顏料置於燭光之下，常作綠色，此因燭光中藍色之成分甚少，於是由顏料所散射者，綠色之成分反居多。

(70.6) 物體之色 物體之色，與顏料之色同，均由其所不能吸收者而定。光線射於物體時，均先透入其面下，而後方被反射，已如(68.11)節所述，故多數物體所反射之光，其色與所透出之光色相同（例外見下節）。物體之色乃由相減之效應而起，故欲物體呈現其天然之顏色（即在天然光下之顏色），所用以照之之光須含此色，否則所得者將為他色，或竟完全為黑色。

尋常物體所呈之色與光譜中之單色大不相同，蓋後者為頻率有定值之純色，而前者則多有其他純色混雜其間。此蓋因自物體所散射之色，除完全為其吸收者外，不僅限於吾人所見之色彩也。

(70.7) 表面之色與雙色體 用反射光以觀察各種物體，其所呈現之色，有時與用透過之光觀得者不同。例如在反射光中，薄金葉作黃色，若就通過之光觀之，則其色為綠。此等物體

所反射之色與其所通過之色爲互補的。此乃因物體面上有選擇的反射作用而發生。

物體所通過之色，有時亦視物體之厚薄而定。例如從通過之光觀之，一厚層之葉綠素 (chlorophyll) 作紅色，惟若改用薄層，則作綠色。此種雙色現象可以物質吸收兩色之本領不同解釋之。蓋如射入於葉綠素之光，綠色較紅色爲強，則通過薄層後，此薄層所吸收之綠色尙不多，故仍作綠色。惟如通過厚層，則因綠色之被吸收較甚於紅色，在通過之光中，紅色成分遂較多，物體遂作紅色。市場中之綠色眼罩，用一層以觀電燈固作綠色，若用四五層則有時可呈紅色，其故卽如上述。

(70.8) 天空，山，及海之色 天之藍色，乃因空氣中氣體分子之散射作用而來。繁複之計算表示此等小質點散射光波之本領與波長之四方作反比，此與聲波遇阻礙物時，較長之波常多繞射而出，較短者則被反射之情形頗相似。因此之故，空中散射光中，藍色光之成分較紅色光爲多。離太陽較遠之高天空，其色爲藍，卽因吾人所見者，爲自此等位置所散射之藍光。太陽初升或將落時，其四周之天空作紅霞色，則因陽光由此等位置達到吾人之前，已通過較厚之空氣層，此氣層將藍光及紫光散射，故所餘者爲紅色。同理，自霧或煙中觀察物體，其色亦常爲紅。惟若質點過多，例如濃雲，則各色光均被散射，而觀者所得之感覺乃爲黑色。

遠方之山色，不僅由射於其上之光色與山之選擇的反射而定，且亦視在山與觀者中間之小質點如何散射，而有差別。晴朗之日，陸上之山為天之藍色所照，故亦作藍色。當山為雲影所遮蓋時，此藍色雖不能達到山面，惟因空中各小質點之散射作用，故望山時所收集者，藍光更為顯著。若在山與觀者之間有甚大之湖澤，或沙漠，則自山所散射之光，因空中沙塵或水點之散射作用，常呈紫色，或金紫色。

清水之色略作藍綠，但不論其本色如何，靜水之色均與天色同。惟若破為波浪時，則其本色之影響將立呈現。冰之顏色本與水同，然常可因汽泡之存在而被改變。當光自水或液內射出於空中時，大部分被其全反射，因此，水泡或沫多作白色。

(70.9) 虹 陽光為雨點所折射，常使空中呈弧形之色彩，是為虹 (rainbow)。有時所見之虹，不僅一個，惟居最內之原虹，其亮度最強。各虹均為圓周之一部，其中心均在通過觀者與太陽之直線上。在原虹中，紫色居內，紅色居外；在副虹中，各色之次序則反是。圖 (531) 示虹構成之情形。

在此各圖中，圓周均表雨點。設自太陽出發之光線，係射於兩點之上部，則有一部分之光線將先折射入於雨點之內，次在其內全反射，然後經第二次之折射而透出。若光線係取 M 及 N 之方向 (圖 531 甲)，則透出之光線將散發於四方。惟

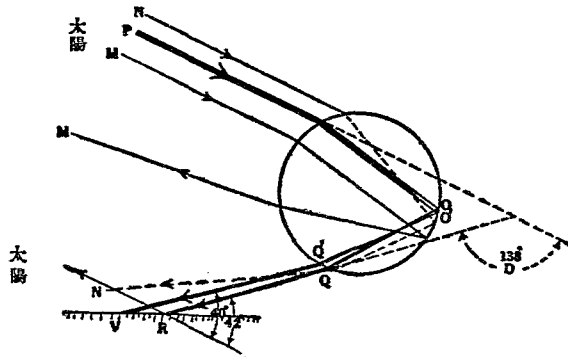


圖 531 甲

若有取如 P 方向之光線，其射入於雨點之角度適可使射出之光線之偏向角約為最小之值，則射出之各光線將幾均取平行之方向，如圖中之 QE 。因此，觀者沿此方向視之，則見其強度為最大。惟因各色之折射係數隨波長而異，故如 $POQE$ 表紅色光線所取之途徑，則因紫色光線被折較甚，其所取之路途將如 $PO'Q'E$ 。紅光與紫光之最小偏向角各約為 133° 與 140° ，故 $POQE$ 與 $PO'Q'E$ 兩線，與自觀者至太陽之直線所作之角度將各為 42° 與 40° 。因此，空中之雨點，凡其方向與 OS

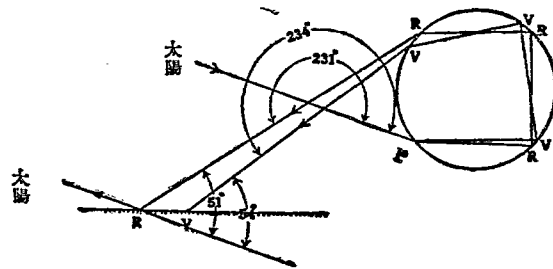


圖 531 乙

軸線作 40° 角，例如 B (圖 531 丙)，均將紫光送達於觀者 O 之眼中，而凡方向與 OS 軸線作 42° 角之兩點，例如 C (圖 531 丙)，均將紅光送達於觀者。自 C 出發之紫光則越過觀者之上，而自 B 出發之紅光則落於觀者之下，故均不可見。同理，在 B 與 C 之間各兩點，亦依次將各色送達於觀者。至於在較 B 更低之各兩點 A ，係將其散射之光送達於 O ，故此區域作白色。此係原虹產生之情形也。

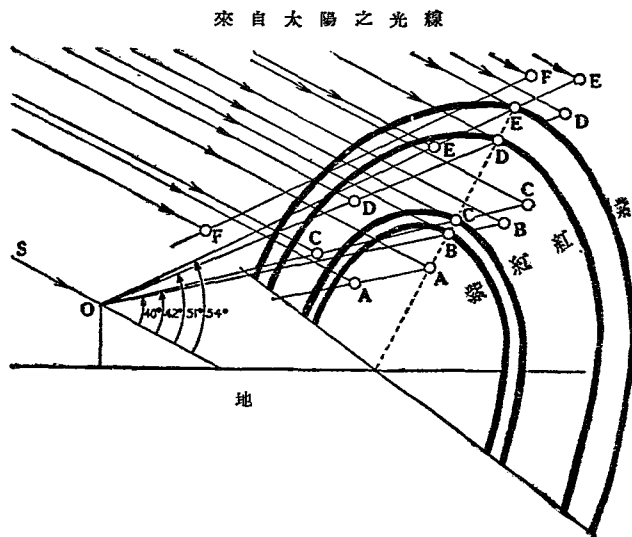


圖 531 丙

產生副虹之光線，在雨點內部作兩次或多次之反射，被雨點所吸收較甚，故其亮度亦較微。茲就全反射兩次之情形加以說明，如圖(531)乙。設 SP 表自太陽出發

之光線，射於雨點之下部，且經折射兩次與全反射後，其射出線與入射線之方向亦約為最小偏向角。如是 $PRRR$ 與 $PVVV$ 各表紅光與紫光所取之路途。其最小偏向角之值各約為 231° 與 234° ，故 RR 與 VV 將各與 OS (圖 531 丙) 作 51° 與 54° 角。如是，在空中之雨點，凡其方向與 OS 軸線作 51° 角者，例如 D (圖 531 丙)，均將紅光送達於觀者。而凡方向與 SO 軸線作 54° 角之雨點，例如 E ，則將紫色送達於觀者。較 E 為高之 F 各雨點，係將散射之光送達於 O ，故在 E 上部之區域亦呈白色。至於在 C 與 D 兩弧間之各雨點，其所送達於 O 之波混，用較完善之分析可證其位相係相反，故互相毀滅，使此區域作黑色。自圖 (531) 丙觀之，如欲見原虹，則太陽之方向與觀者視線所作之角必約為 40° 。

(70.10) 吸收光帶與反常的色散 當白光通過稜鏡而被分散為各色時，其次序為紅，橙，黃，綠，藍，靛，紫 (前 60.9 節)。換言之，尋常之色散現象表示波長愈短之色，其折射係數亦愈大。惟亦有物質，其色散現象與此不同。例如碘之蒸汽與銜青染料 (aniline dye) 之折射係數 n 與波長 λ 之關係，不若如此之

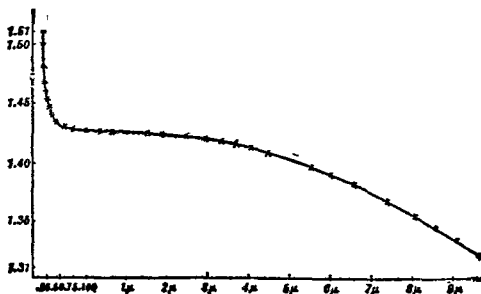


圖 532 甲

有規則。實驗結果表示此等反常色散現象 (anomalous dispersion) 均於光譜中吸收光帶之左右呈現。在此等光帶之一邊， n 之值增大極速，而在其他邊則減小殊甚，因此在稜鏡光譜中，各色之次序遂為反常的。圖 (532) 甲曲線表示尋常之 n 與 λ 之關係，至於反常色散曲線則如圖 (532) 乙所示。

各種物質之 n 與 λ 之關係，在相當波長區域內，均可反常。反常色散與吸收光帶均可用電子說解釋之。簡言之，此等效應可視作一種共振作用。繁複之計算表示當物質中各質點之振動頻率與外來波派之頻率相差不多時，在其中波派之

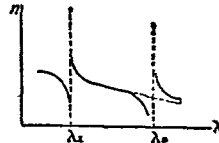


圖 532 乙

進行，或將加速，或被減緩，其值均可由質點之頻率較大或較小於波派之頻率之多寡計得之，因速度變更，故 n 乃有如圖 (532) 乙曲線所示之變化。

(70.11) 選擇的反射與剩餘射線 選擇的反射現象，亦可用以說明剩餘射線 (reststrahlen)。較尋常紅外線波長更長之射線，不能以繞射光柵或稜鏡研究之，已如前 (69.8) 節所述。惟如利用物質之選擇的反射，則經相當物質多次之選擇反射後，所剩餘者將為頗純淨之射線。Rubens 與 Nichols 在 1897 年首用此法以研究波長較尋常熱外線更長之射線。此等射線因係多次選擇反射所剩餘者，故名為剩餘射線。自 NaCl 晶所得之剩餘射線之波長約為 0.0053 厘米；用石英或方解石，Ruben 且曾分出波長約為 0.011 厘米之熱射線。

(70.12) 螢光 尋常物體所反射之光線，其波長均為入射線中所已有者；惟亦有物質，可將所吸收之光波改作較長之輻射而發出。例如將曾浸入於硫酸金雞納 (quinine sulphate) 溶液中

之紙置於紫外線過道中，則見其發生明亮之淡藍色。此種現象，名為螢光 (fluorescence)。凡螢光之波長，均較射入者爲長，且射入之波長愈短，則螢光之發生亦愈易。考究紫外線者，每利用其射於相當物質上時所發生之螢光，以資觀察。除紫外線外，陰極射線（見前章 58 節）與 X 光線亦可使相當物質（例如鈾玻璃），發生明亮螢光。惟激發螢光時，原有短波輻射，一行斷絕，螢光亦隨之而滅。

(70.13) 磷光 磷光 (phosphorescence) 與螢光頗相似，其異點在於激發磷光之光線斷絕之後，物質仍能發光。能發射磷光之物質頗多，例如硫化鋇 (Ba) 或鈣 (Ca)，被強烈之光所照後，雖光源熄滅仍能繼續發光。紅或紅外線，對於發磷光之物質，具有特別作用，當其初爲紅外線所照時，其亮度甚強，惟歷時不久立即熄滅。是以若用可發磷光之物質作幕而將光譜投射於幕上，在紅光與紅外線所佔之區域處，將呈黑色，而與其餘之明亮背景相襯托。若所用者爲太陽光譜，則在此區域內之 Fraunhofer 暗線反呈明亮之色彩，此乃因此等暗線之存在，適足以阻止磷光之熄滅也。考究紅外線者有時利用此現象。

(70.14) 輻射之化學作用 除使物體發熱外，射於物體之光波常可使其發生化學變化。照相所用之乾片即其明例。除發生化學的分解作用外，射入於氮與氫之光線，常可使二者合併而爲氰化氫。光波對於植物之葉綠素 (chlorophyll)，常將其中之二

氧化碳分解，令其放出氧氣，而吸收碳素。此外，光波亦可使物質之分子發生變化，例如將非晶形之硒變作晶形，或將晶形硒之電阻改變，及將白磷變作紅磷等皆是。此等效應與所吸收之熱的作用完全無關，因將物體之溫度增大，並不能產生如此之變化也。概括言之，波長愈短者，其化學作用亦愈強。

(70.15) 光電效應 Hertz 實驗電磁波時(見前 55.5 節)，已發見若用紫外線射於共振器之空隙，則電花較易通過。其後，彼且證得若以紫外線射於置在絕緣體上之金屬物質，則此物質常可獲得少量之正電荷。惟此正電荷所生之電位，在平衡狀態時，為值不甚大耳。此種作用名為光電效應(photo-electric effect)。各種物質之光電效應各不相同，例如鹼性金屬如鈉，鉀等，若射以尋常之光即能獲得頗大之正電荷。

自有電子說後，光電效應之性質方漸明瞭。蓋金屬受光之照射，有時可射出速度不甚大之電子。此種電子，名為光電子(photo-electron)，其性質實與組成陰極射線，或用他法隔離之電子無異。其被擠出之理由，則因光波將金屬之原子游離為電子與正電荷，故距面較近之電子，有時可掙脫正電荷之吸引而越出面外。

(70.16) 光電效應之定律 用精細儀器考究光電效應，所得之結果表示：(1) 用某一定之純淨金屬時，欲令其發射光電子，則所用之光波之頻率，須大於一定最小之值(即波長須較

一最長之值爲短)；(2)增加所用光之強度，固能增加所射出光電子之數目，惟其射發之速度則完全不變。

根據量子說(見前 69.18 節)，Einstein 於 1905 年首先對於此定律創簡單之解釋。Einstein 以爲若單色光乃由含一定能量之光粒所組成，則當增加其強度時，僅能增加此等光粒之數目，而不能改變各個之能量。如是，當此等光粒射於金屬上時，其作用係各個互相獨立的，故其數目愈多，則被擊出之電子亦較多，惟各電子之能量則不能稍變，此光電子射發之速度與光之強度無關之理由也。又按 Planck 之學說，每個量子之能量與頻率成正比，故 Einstein 以爲光之波長愈短，則組成此光之光粒，其每個所含之能量亦較大。倘用可見之光不能將電子擊出，則用紫外光或可達到目的。擴充此說法，Einstein 更假設欲使一個光電子脫離某一定金屬中正電荷之吸引力而逃出面外，其所需之能量有一定之值 w (即光電效應之第一律)。如是，若射於金屬面上之光粒，其每個所含之能量爲一個量子 $h\nu$ ，則離開金屬面後，每個光電子之能量 E 將僅爲：

$$E = h\nu - w \dots\dots\dots (1)$$

換言之，如 $h\nu$ 大於 w ，則電子可被射出，否則不能。Einstein 於 1905 年發表此方程時，實驗結果尙不足以證明其確切。今日吾人已認方程(1)所表之關係甚準確，其中之 w 常名爲工作函數(work function)。各物質工作函數各不相同，其性質與熱學中之汽化熱量頗爲相似，蓋自金屬面射發之光電子，與自液體面射發之分子甚爲相似也。光電效應之說明實爲量子論成功之一。

第七十章 問題

- (70.1) 試辨別物理的光色與生理的光色之異同。
- (70.2) 試述 Young-Helmholtz 之色覺學說之大概。
- (70.3) 何謂互補色？
- (70.4) 吾人所登之色，有相加與相減兩手續之分，試申論之。
- (70.5) 何謂色盲？依 Young-Helmholtz 學說，色盲之理由安在？
- (70.6) 合併藍與黃顏料可以得綠色，而合併光譜中之黃與藍則得白色，試言其故。
- (70.7) 物體之顏色因何而生？購買衣料時，對於所用以照之之光何以必加以選擇？
- (70.8) 物體之色，有時視所用者為反射光抑為透出光而定，試述其理由。厚薄不同之同質物體，其色有時亦不同，其故安在？
- (70.9) 試說明天之藍色與紅霞之色。
- (70.10) 試說明山與海之色。
- * (70.11) 試說明虹之成因。
- * (70.12) 何為反常之色散？其故安在？
- * (70.13) 何謂剩餘射線？其應用何在？
- (70.14) 試陳述螢光與熾光之異同及其應用。
- (70.15) 何謂光電效應？其所遵循之定律有二，試敘述之。

第七十章 習題

* (70.1) 設以冕玻璃 ($n_D=1.51$, $n_F=1.52$) 之雙凸透鏡與燧石玻璃 ($n_D=1.64$, $n_F=1.68$) 之平凹透鏡之凹面膠合以成一組無色差之透鏡，其焦距為 50 厘米，問各面之半徑如何？

* (70.2) 設有射於一圓柱形之玻璃之光線，其射入平面與柱正交，問此光線在柱內經一次之全反射後，其偏向角之值若何？若經兩次之全反射，則結果又若何？試求其最小偏向角之值。

* (70.3) 設有一塊鎂，為波長 = 4500 \AA . U. 之藍光所照時，其所射發之光電子之能量，每個為 1.1×10^{-19} 爾格，問所用之光，其波長須在何值之下方能使鎂射發光電子？又問若用波長 = 3983 \AA . U. 之紫光，則所射出之光電子，其能量若干？

第七十一章 X 射線，放射性， 與原子之構造

(71.1) X 射線 1895 年，Röntgen 於試驗 Crookes 管時，發見置於實驗裱屨內未經露光之照相底片，受未知輻射之影響而被露光。詳細追究其原因，乃發見此等無名射線係發自 Crookes 管之陽極。Röntgen 名此為 X 射線，今日科學界亦以 Röntgen 射線名之。

圖(533)甲示 X 射線管之一種。自凹面陰極 *C* 所射出之質點，可聚焦於對陰極 *P*

(anticathode) 之面上。

P 面與陰極射線之方向約作 45 度角。當其被高速之陰極射線所射擊時，其中之原子，內部發生變

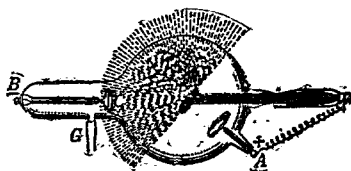


圖 533 甲

化，而當各原子恢復其原始之狀況時，乃將其過剩之能量射出以成 X 射線。此為今日說明 X 射線產生之概要。圖中之 *A* 為陽極，係與 *P* 連接，惟按理，管中雖僅有 *P* 亦可產生 X 射線，但為穩定其作用起見，此式 X 射線管均配以陽極 *A*。經過長時間之使用，管內所剩餘之氣體逐漸減稀，管乃變成較

“硬”。此時管旁 G 中之自節器 (automatic regulator) 即放出少許之氣以補充之。如是管可恢復原始之情況。X 射線之特性約如下：

(1) X 射線能穿過玻璃及平常光線所不能穿過之多種物質。惟物質之密度愈大，則愈難被貫穿。所謂“硬”或“軟”X 射線者，即指其貫穿本領 (penetrating power) 之強弱而言。X 射線管中之氣壓愈低，則產生射線所需之電位差愈大，而所得之 X 射線亦愈硬，即其貫穿本領愈強。

(2) X 射線能影響照像底片一如尋常之光。

(3) X 射線射於可發生螢光或磷光之物質時，此等物質即可發光。

(4) X 射線可使氣體游子化。

(5) X 射線之方向不被電場或磁場所改變，故其性質，根本上與陰極射線或陽極射線完全不同（參較前 53.3 及 58.4 各節）。

在 Röntgen 發見 X 射線後十餘年內，尚無實驗方法，足使 X 射線發生干涉作用，如光譜然者。1912年，Laue 以爲晶體中各原子既排列整齊，當可用以考究 X 射線之干涉作用，一如光譜對於光波然者。利用此法，在照

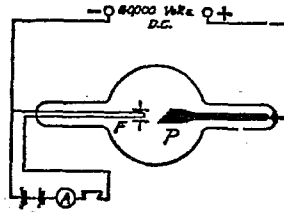


圖 533 乙

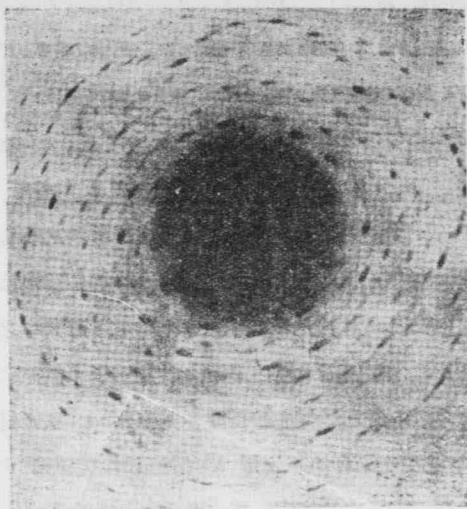


圖 534

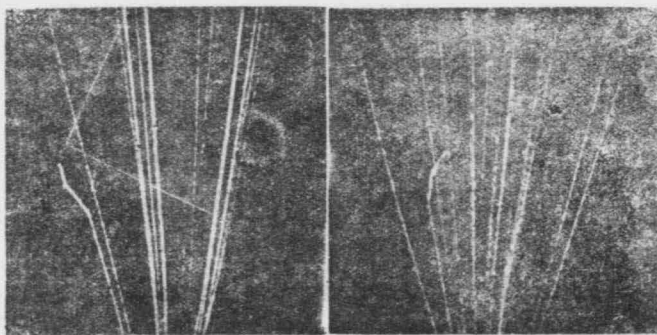


圖 536 甲

圖 536 乙

相底片上即可照得如(圖 534)之 Laue 光點。其後(1913 年), Bragg 父子復用晶體以作反射攝而考究 X 射線。於是 X 射線可以互相干涉之情形乃更明顯, 今日吾人已確認 X 射線之性質, 與光波完全相同, 惟其波長較短而已。X 射線之波長, 約在可見光波波長之千分之一以下。

(71.2) X 射線之應用與 Coolidge 式 X 射線管 X 射線, 在醫學上, 其應用頗廣。因其能通過密度較稀之物質, 而不易通過密度較密者, 故醫士常藉之以拍照內臟與骨骼之影像, 以便診斷病狀。又因其射於人體之有機質上時, 可將其中之電子擊出, 而所發生之化學效應, 在生理學上頗為重要, 故亦有疾病, 可藉 X 射線以治療之。惟如長時受其作用, 則康健之體素(tissue)將至潰爛而不可治。故用 X 射線以作實驗時, 必用甚厚之鉛或相當之障屏以保護實驗者之身體。

近日醫室或實驗室中所備之 X 射線管多為熱陰極式(hot cathode)。此為 Coolidge 氏所發明。此式 X 射線管之陰極, 常用鎢絲或上敷有氧化層者, 與雙極直空管中之燈絲相同(圖 533 乙)。通電流於燈絲 F 而燃亮之後, 絲即射出電子。此等電子被高電位之鎢質或鉬(molybdenum)質之陽極 P 所吸引, 可達甚大之速度, 故當其與陽極碰撞時, 即有 X 射線自極面向一半球之四方射發。用此式 X 射線管, 其強度與貫穿本領可以分別調節。蓋由燈絲之溫度, 可節制所射出電子之數目, 以變更 X 射線之強度; 至於其貫穿本領, 既由電子之速度決定之, 則

可由變更所加於陽極之電位而任意調節之。因此之故，Coolidge管在應用上較圖(533)甲所示者為便。

(71.3) 放射性 Röntgen 發現 X射線之次年(1896年)，Becquerel 考究各種發螢光與磷光之物質，以測驗其能否自然的產生 X射線。彼因而發見鈾(uranium)及其化合物能發出射線，足以影響照像底片。此等射線有時名為 Becquerel 射線。發生 Becquerel 射線之物質名為放射質(radioactive substance)。放射性發見後不久，Curie 夫人(1898年)復自瀝青礫石(pitchblende)中(富有鈾質之鑛)，經極繁複之手續，分出一新元質曰鐳(radium)。鐳之放射性，較鈾約大一百萬倍。是後，各種富有放射性之新元質如釷(thorium)，鉈(polonium)及錒(actinium)均次第隔離。今日吾人所知之放射質，已有四十種左右，中多原子量較大之原質。最近(1934年)且已發見本無放射性之元素，例如鋁，受其他放射質所放射之質點之打擊後，亦可變為有放射性之元質，惟其放射時間不長而已。

(71.4) α , β , 及 γ 各射線 Rutherford 於 1899 年實驗各放射體所發出之 Becquerel 射線，區別之為 α 射線， β 射線及 γ 射線三種。每種射線，不問其係由何物質所放射，其性質悉同。考究此等射線之方法與考究陰極射線(前 53 章)。陽射線及 X射線之方法，大體相同。茲將由此等實驗所察得之特性略述如下：

α 射線可被強烈之電場或磁場所偏轉，自其偏轉之方向即知其係帶正電荷之質點，與陽射線相似，其所帶之電荷等於氫游子所帶者之二倍，而其質量則約為氫原子之四倍。 α 射線實即缺少二個電子之氦原子核（見後 71.5 節）。此事曾經 Rutherford 用如圖 (535) 所示之管作實驗證明之。

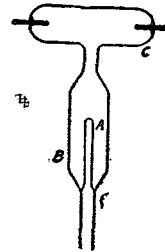


圖 535

A 為一薄玻璃管，封閉於另一較大之玻管 B 中， B 之上部 C 封有二電極。先將 C 中之氣抽出使成一 Crookes 式之稀氣管。次在 A 中充滿以氫。數小時後，令電花通過 C 中電極而以分光儀觀察其光譜。若所得之光譜無氫之標識明線，則 A 管不會漏氣，於是乃將 C 管中之氣悉行抽淨而另置少許放射 α 射線之物質於 A 內。數小時後，再以分光儀觀察 C 中之電花，即見氫之標識光譜。由是乃有上述結論。

α 射線可使相當物質（例如硫化鋅 ZnS ）發生螢光，且亦能影響照相底片；其使氣體游子化之本領甚大，雖其速度僅及光速之 $\frac{1}{30}$ 至 $\frac{1}{15}$ ；其貫穿本領亦不弱；在尋常氣壓下，可在氣體中穿行數厘米之距離，或竟穿透薄金屬如鉛片者。

β 射線亦可為電場或磁場所偏轉，其偏轉之方向表示其係帶負電之質點，與陰極射線同。 β 射線實即高速之電子，其速度常可達光速之 $\frac{9}{10}$ ，其游離本領雖不及 α 射線之強大，其貫穿本

領則甚大，可百倍於 α 射線。 β 射線亦能影響照像底片及使相當物質發螢光。

在各 Becquerel 射線中，以 γ 射線之貫穿本領為最強，其時竟能穿過數厘米之鉛。 γ 射線之游離本領，則較弱於 α 或 β 射線，電場及磁場對之均不能令其偏轉。 γ 射線實即波長較 X 射線更短之一種輻射。

(71.5) 原子核與質子 為表示 α 射線之游離本領及其在氣體中所取之途徑起見，Wilson 曾用其雲凝儀器（見前 58.6 節）獲得如圖（536）所示之直線。按氣體之分子運動說，在尋常氣壓與溫度下，如有質點在氣體中進行，其每厘米行程內所遇之分子，無慮萬千，故從此等直線行程及 α 射線能穿透薄金屬片之事實觀之，質點行程之四周，實與毫無物質之空間相似。換言之，此等事實表示各原子之內部，大部分實係空虛。觀察此等行程之端末，有時常分叉或忽取另一方向，再益以當 α 射線穿透金屬片時，常被散射而與原始方向作 90 度或更大之角度一事，Rutherford 以為此係 α 射線遇及質量與其自身可以比擬之其他質點而與之碰撞之結果。

根據此等事實，Rutherford 乃假設在原子內之正電荷與其質量，均係集中於一微小之核心（nucleus），在此原子核外，則有若干質量較小之電子。在中性之原子中，核外電子所帶負電之總量，適等於核內過剩之正電荷。其他實驗結果（例如陽射線）既表示正電荷必與原子相關，且其值為電子所荷電量之倍數，故核內過剩之正電荷，亦可視作核內一部分質點所荷帶（核內其他質點所荷帶之正電，則與核內電子所帶之負電相中和）。此外，各實驗均表示氫原子核之結構最為簡單，這

以質子 (proton) 名之。

(71.6) 原子序數 各原子核所含之過剩正電量，Rutherford 曾從實驗推得其值約等於原子量之半，乘以一個電子所帶之電量。換言之，核內未經中和而帶正電之質點之數目（即核外電子之數目），約等於原子量之半。Moseley 於 1913 年分析 X 射線譜，獲得更可靠之結果，以表示核內帶過剩正電荷之質點數目。自此等實驗告成後，此數目（即核外電子之數目）常名為原子序數 (atomic number)。

若將各原質按其原子序數排列，同時並將其中具有類似特性之同族原質以線連之如圖 (597)，則原質之週期性，一目了然；此與尋常之原質週期表 (periodic table) 實相同，只形式稍異耳。惟以前按原子量大小而排列之週期表，頗不完善，例如表中之氫 (A) 與鉀 (K)，碲 (Te) 與碘 (I)，及鈷 (Co) 與鎳 (Ni)，按其原子量，其位置均應互相對調，惟按其特性，則應如第三十五表所示。由是觀之，為表示原質之週期性起見，原子序數一觀念，實較原子量更為基本的。

(71.7) 原子核之組成 按 Rutherford 之假設，原子之質量，均集中於其核心，而各元質之質量，除氫外，均約為其原子序數之兩倍；是即表示在原子核內，不但有未經中和之帶電質點，且有已互相中和之電子及質子，或不帶電荷而質量與質子相等之質點。此論斷，證以放射質之能發射高速之電子（即 β 射線），及氫原子核（即 α 射線），與夫近日以能量甚大之質點打擊原子核面可將之破壞而得

*最近 C. D. Anderson 及 P. M. Blackett 等 (1933 年) 之實驗，雖已表示獨立的正電荷，即質量甚小而可視作與電子相對應之“正電子” (positive electron)，亦有存在之可能，惟其存在之時間甚短。

圖 537

錄自 Ruark 與 Urey 所著之 Atoms, Molecules and Quanta, 1930 版, 頁271。

					55 Cs 87 ...	
					56 Ba 88 Ra	
					57 La 89 Ac	
					58 Ce	
					59 Pr	
					60 Nd	
					61 Pm	
					62 Sm	
					63 Eu	
					64 Gd	
					65 Tb	
					66 Dy	
					67 Ho	
					68 Er	
					69 Tm	
					70 Yb	
			19 K 37 Rb			
			20 Ca 38 Sr			
			21 Sc 39 Yt		71 Lu	
			22 Ti 40 Zr		72 Hf 90 Th	
			23 V 41 Nb		73 Ta 91 Pa	
			24 Cr 42 Mo		74 W 92 U	
			25 Mn 43 Mn		75 Re	
			26 Fe 44 Ru		76 Os	
			27 Co 45 Rh		77 Ir	
			28 Ni 46 Pd		78 Pt	
			29 Cu 47 Ag		79 Au	
			30 Zn 48 Cd		80 Hg	
			31 Ga 49 In		81 Tl	
			32 Ge 50 Sn		82 Pb	
			33 As 51 Sb		83 Bi	
			34 Se 52 Te		84 Po	
			35 Br 53 I		85 At	
			36 Kr 54 Xe		86 Rn	
			37 Rb			
			38 Kr			
			39 Yt			
			40 Zr			
			41 Nb			
			42 Mo			
			43 Mn			
			44 Ru			
			45 Rh			
			46 Pd			
			47 Ag			
			48 Cd			
			49 In			
			50 Sn			
			51 Sb			
			52 Te			
			53 I			
			54 Xe			
			55 Cs			
			56 Ba			
			57 La			
			58 Ce			
			59 Pr			
			60 Nd			
			61 Pm			
			62 Sm			
			63 Eu			
			64 Gd			
			65 Tb			
			66 Dy			
			67 Ho			
			68 Er			
			69 Tm			
			70 Yb			
			71 Lu			
			72 Hf			
			73 Ta			
			74 W			
			75 Re			
			76 Os			
			77 Ir			
			78 Pt			
			79 Au			
			80 Hg			
			81 Tl			
			82 Pb			
			83 Bi			
			84 Po			
			85 At			
			86 Rn			
1 H	3 Li	11 Na	19 K	29 Cu	47 Ag	79 Au
2 He	4 Be	12 Mg	20 Ca	30 Zn	48 Cd	80 Hg
	5 B	13 Al		31 Ga	49 In	81 Tl
	6 C	14 Si		32 Ge	50 Sn	82 Pb
	7 N	15 P		33 As	51 Sb	83 Bi
	8 O	16 S		34 Se	52 Te	84 Po
	9 F	17 Cl		35 Br	53 I	85 At
	10 Ne	18 Ar		36 Kr	54 Xe	86 Rn
週期 I	II	III	IV	V	VI	VII

第三十五表 原質週期表

週期	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
1	1 H 氫 1.0078	4 He 氦 4.002	5 B 硼 10.81	6 C 碳 12.000	7 N 氮 14.008	8 O 氧 16.000	9 F 氟 19.000	10 Ne 氖 20.189
2	3 Li 鋰 6.940	4 Be 鈹 9.012	11 Nb 鈮 22.997	12 Mg 鎂 24.32	13 Al 鋁 26.97	14 Si 矽 28.08	15 P 磷 31.02	16 S 硫 32.06
3	19 K 鉀 39.10	20 Ca 鈣 40.07	21 Sc 釷 45.10	22 Ti 鈦 47.90	23 V 釩 50.96	24 Cr 鉻 52.01	25 Mn 錳 54.93	26 Fe 鐵 55.84
4	37 Rb 鉀 85.44	38 Sr 銻 87.63	39 Y 釷 88.92	40 Zr 鈷 91.22	41 Nb 鈷 92.9	42 Mo 鉬 95.9	43 Tc 錳 101.1	44 Ru 鈷 101.1
5	47 Ag 銀 107.880	48 Cd 鎘 112.41	49 In 銻 114.8	50 Sn 錫 118.70	51 Sb 銻 121.77	52 Te 碲 127.5	53 I 碘 126.902	54 Xe 氙 131.3
6	79 Au 金 197.2	80 Hg 汞 200.61	81 Tl 錫 204.39	82 Pb 鉛 208.00	83 Bi 鉍 210.	84 Po 錒 210.	85 At 砒 210.	86 Rn 氡 222
7	87 Fr 銻 225.97	88 Ra 銻 225.97	89 Ac 銻 225.97	90 Th 銻 232.12	91 Pa 銻 232.12	92 U 銻 238.14	93 Np 銻 238.14	94 Gd 銻 157.26

87-71
稀土族

87 La 銻 138.90	85 Tb 銻 158.92
88 Ce 銻 140.13	86 Dy 銻 162.50
89 Pr 銻 140.91	87 Ho 銻 164.93
90 Nd 銻 144.27	88 Er 銻 167.27
91 Pm 銻 144.91	89 Ym 銻 168.93
92 Sm 銻 150.36	90 Yb 銻 173.05
93 Eu 銻 151.96	91 Lu 銻 174.97
94 Gd 銻 157.25	

電子，質子，氦核，中子 (neutron) (即不帶電荷之質點) 或正電子 (positron) 各事實，頗為切當。惟此等質點在核中所處之地位，孰為較基本的，則尙無定論。

(71.8) 同位質 同一原質之核，若均由同數之質子組成，則各原質之原子量均應為整數 (即質子之數目)，蓋核內外電子之總質量甚為微小，其值可以不計 (例如最重之鎊原子中，各電子之總質量僅約及一質子之重之 $\frac{1}{8}$)。事實上，除少數元質外，整數原子量一事，不能成立。對於此事之說明，Soddy 及 Fajans 於 1913 年時，首有所主張。彼等考究放射質之蛻變，指出多種放射原子，雖其原子量及放射特性迥異，然在週期表中則應佔同一位置。彼等以每無放射性之各元質或亦係數種原子量不等之原子混合而成。此等原子之化學特性完全相同，實不能以化學方法分離之，Soddy 名之為同位質 (isotope)。在各同位質之原子中，其核外電子之數目固相等，惟核內質量則互異，故由數種同位質混合而成之元質，其原子量不但非一整數，且視其中各成分之多寡而不等，例如用各種不同礦苗或方法鍊得之鎊，其原子量自 206 至 208 約有十個不等之值。

(71.9) Aston 之質譜 J. J. Thomson 於 1911 年曾以平行之電場及磁場使陽射線偏向。陽射線中各質點之速度雖不相同，但其 $\frac{e}{m}$ 等因者被偏向後，將取同一拋物線之行程。利用此理以觀察氖 (Neon) 之陽射線時，Thomson 所拍之照片，上有兩拋物線之痕跡；自其較強一線所計得之質量，其值為 20，而其較弱一線所指示之質量則為 22。此結果即表示氖原子係由質量為 20 與 22 比之兩同位質混合而成。Aston 後 (1919 年) 將 Thomson 方法大加改良，令自狹縫透出之陽射線，先被一電場分散，再加以磁場使其射於一照像底片 PQ 上 (圖 538)。如是質量不同之質點，其射落於 PQ 上之位置亦互異，其情形與光譜相同，是為質譜。

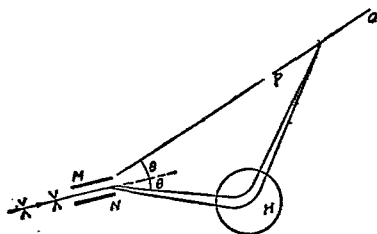


圖 538

(mass spectra)。從質譜中所示各線之位置即可計得各射線中質點之質量。如是 Aston 即可測得各元質之同位質之數目及原子量。

(71.10) 核外電子之分佈與 Bohr 氏之原子模型 核外電子之數目係等於原子序數，已見前 (71.6) 節。至於其分佈情形，則與原子之週期的各特性及光譜與 X 射線譜均有密切關係。無論用何種原子模型，已知之事實，均指示此等電子之分布，有其一定之不輻射狀態 (stationary state)。在某定態時，儲於各電子之能量，有一定值，故亦可說：電子居於某能量階段 (energy level)。當各電子之分布情形忽然自能量 E_1 較大之定態，變作另一能量 E_2 較小之定態時，其所生輻射之頻率即等於 $(E_1 - E_2)$ 除以 Planck 常數 h (見前 69.17 節)。

核外電子之確切位置及其運動情形，實係無從得知且為不必知之事實，然為便於討論起見，常想像相當之模型以形容核外電子之分佈。此等原子模型，以 Bohr 氏 (1913 年) 所創者為較常用。依此模型，核外各電子繞核運動，有一定之軌跡，其情形與各行星繞太陽而行頗相似。此等軌跡可為圓形或橢圓形。若僅以較簡單之圓形軌跡為例，則在離核最近之圓上，最多可有兩個電子。電子在此最內之軌跡上運

動時，其位能最小。最內軌跡有時名爲 K 圈或 K 階段。 K 圈之外爲 L 圈，其上最多可有 8 個電子；外此則爲 M 圈，最多可有 18 個電子；再外爲 N 圈，如是推演至於內外各圈上共有 92 個電子時，即得鉀原子之模型。用此模型，可以說明原質之週期性及化合價。簡單言之，凡最外圈上電子數相同之元質，其化學性質及化合價亦相同。

若以 Bohr 之原子模型爲說，則當一電子自最外圈被擊出原子之時，將有另一自由電子復行跳入以填補其空額，因此所生之輻射，其能量不盡大，其頻率常在紅外可見或紫外區域內；是即光譜中各明線之所由來。若有在內圈上之電子被擊出原子之外，則當其他在較外之圈上之電子或自由電子跳入填補時，其所輻射之能量較大，頻率較高，是即 X 射線。至於因放射作用，原核中之電子，質子，或其他質點被擠出原子之外後，核內重行排列而輻射之能量更大，其頻率更高；是爲 γ 射線。

(71.11) 放射質之自然崩潰與破壞原子核之實驗 不論放射性之原因爲何，此特性決非由任何化學反應或物理作用而來，蓋 Curie 夫人曾證明放射物質之活動性 (activity)，係與放射質量之多寡作正比，而與其化合物之性質或四周之溫度完全無關。此等原子內之自然蛻變，係將較繁複之原子化爲較簡單者。且細究在其變化前後之特性，即知當原子射出一個 α 質點後，其原子序數減 2，若射出一個 β 質點，則其原子序數增 1。此與原子序數之意義與同位質之觀念均符合。

除鉀，鈾與其他放射原質之自然崩潰，以成較穩固之原子（例如鉛或射氣 emanation）外，Rutherford 亦曾以速度較大之 α 質點射擊各種無放射性之原質而獲得電子，質子或氦核。但亦有構造甚穩之原核如氮本身，與其他原子量爲 4

之倍數之原核如碳，氧，磷等不因此等打擊而崩裂。此等結果，似表示氮原核亦為其他較繁複之各原子核之主要分子之一。綜言之，不少之證據似表示原子核係由：

(a) 含四個質子及兩個電子之氮核，(2) 不及四個之質子，及(3) 若干電子組成。*

(71.12) 宇宙射線 除前所述之各種射線外，大氣中尚有一種貫穿本領極大之射線，有時竟可穿過厚 18 呎之鉛或 200 呎之水者。此等射線雖在高空中或高原上之湖底，其強度亦不稍減，故物理學者多認其係發自大氣外之宇宙間，而以“宇宙射線”(cosmic rays)名之。宇宙射線中，據最近 A. H. Compton 等之實驗，亦含帶正質電荷之質點，不能視為純係波長極短之輻射。前此之認此等射線為簡單原子合併以成較繁複原子時所輻射之能量一事，似不可信云。

第七十一章 問題

(71.1) Becquerel 射線有幾種，其特性如何？試陳述之。

(71.2) 何謂原子核？試列舉各種事實，以表示 Rutherford 所主張之原核結構之情形尚為合理。

(71.3) 試述質子，電子及光子之區別，及其與 α ， β ， γ 各射線或陽射線，陰極射線，X 射線之異同。

(71.4) 試陳述原子序數之意義及其與原子量之關係。

(71.5) 何謂同位質？試舉兩個實驗之事實以表示同位質之存在。

*參較(71.7)節下附注。

(71.6) 核外電子之分布情形如何？試略述 Bohr 之原子模型之概要，及其對於各種輻射起因之解釋。

(71.7) 何謂宇宙射線？

第七十一章 習題

(71.1) 鈾之原子量約為 238，其原子序數為 92。當鈾變化為鉛時（鉛之原子量為 206，其原子序數為 82），問每個原子所放出之 α 及 β 質點各為若干？

(71.2) 鈾變化成錒時，每原子共射出三個 α 質點，及二個 β 質點，問錒之原子量與原子序數各如何？

(71.3) 鈾變化為錒時，每原子共射出六個 α 質點，及四個 β 質點，試求錒之原子量 206，及原子序數 82，計出鈾之原子量與其原子序數。

下冊索引

二畫

人造磁鐵 (artificial magnet) 35.1
入射角 (angle of incidence) 59.7
入射光線 (incident ray) 59.6
力 (force) 35.6; 40.3
力偶 (couple) 38.3
力線密度 (density of lines of force)
37.3

三畫

三種真空管 (three electrode vacuum tube) 56.5; 58.7; 58.8; 58.9;
干涉 (interference) 0.12; 65.3; 66
干涉條紋 (interference fringes) 66.4
干涉儀 (interferometer) 66.9

四畫

引盤靜電針 (attracted disc electrometer) 43.12
中立溫度 (neutral temperature) 57.2
中性區 (neutral region) 35.2
共軛點 (conjugate points) 59.12
互感係數 (mutual inductance) 54.7
互補色 (complementary colors) 70.3
分子磁鐵 (molecular magnets) 38.8
分光儀 (spectroscope) 69.4
反射 (reflection) 0.12; 59.6; 59.7
反射角 (angle of reflection) 59.7
反射光線 (reflected ray) 59.6
反射能率 (reflecting power) 64.7
反射望遠鏡 (reflecting telescope)
62.10

反磁性 (diamagnetism) 38.8
反像 (perverted image) 59.15
反常色散 (anomalous dispersion)
70.10
日變 (diurnal variation) 39.8
天然磁鐵 (natural magnet) 35.1
方解石 (calcite) 68.2; 68.3; 68.4; 68.5;
68.9; 69.9
介電常數 (介質常數) (dielectric constant) 45.1; 45.2
介電質 (介質) (dielectric) 45.1; 45.4
介遞作用 (action in the medium)
0.11; 37.4
比影光度計 (shadow photometer)
64.9
比熱 (specific heat) 0.12
水平強度 (horizontal intensity) 59.6
水液 (aqueous humour) 62.2
幻燈 (映畫器) (projecting lantern)
62.20

五畫

以太 (ether) 0.11; 40.7
主截面 (principal section) 60.7; 63.2
凸鏡 (convex mirror) 59.9
凸透鏡 (convex lens) 61.3; 61.4
61.5; 61.6
凹鏡 (concave mirror) 59.9
凹透鏡 (concave lens) 61.3; 61.4;
61.5; 61.7
北極 (north pole) 35.2
本影 (umbra) 59.3
半影 (penumbra) 59.3
半導體 (semi-conductor) 40.4

凸平 (plano-convex) 61.3
 凹平 (plano-concave) 61.3
 平方反比律 (inverse square law) 64.5
 平面鏡 (plane mirror) 59.7; 65.5
 正晶 (positive crystal) 68.5
 正極 (positive pole) 55.2
 正像 (erect image) 59.15
 瓦時計 (watt-hour meter) 53.18
 瓦特計 (wattmeter) 61.14
 目鏡 (eyepiece, ocular) 62.7; 62.8; 62.14; 62.15; 62.16; 62.17
 石英 (quartz) 63.1
 去磁 (demagnetization) 50.6

六 畫

光之吸收 (absorption of light) 59.6
 光之波動說 (wave or undulatory theory of light) 0.12; 65.1; 65.3
 光之直進 (rectilinear propagation of light) 0.12; 59.3; 59.4; 59.5; 67.3
 光之速度 (velocity of light) 65; 65.2
 光之透射 (transmission of light) 59.6
 光之微粒說 (corpuscular theory of light) 0.12; 65.1; 65.2
 光之電磁說 (electromagnetic theory of light) 0.11; 0.12; 65.10
 光之強度 (light intensity) 64.2
 光心 (optical center) 61.4
 光波 (light waves) 65.3; 65.9
 光柵 (grating) 67.4; 67.9
 光度計 (photometer) 64.9
 光度學 (photometry) 64
 光路之可逆性 (reversibility of light path) 60.2
 光線錐 (pencil) 59.2
 光電效應 (photo-electric effect) 0.12; 70.15; 70.16
 光源 (light source) 64.2; 65.9

光譜 (spectrum) 0.12; 67.4; 69
 光譜學 (spectroscopy) 69.1
 光軸 (optical axis) 65.2
 光學儀器 (optical instruments) 62; 67.5
 光轉偏極係數 (specific rotatory power) 68.14
 有毛肌肉 (ciliary muscle) 62.2
 全反射 (total reflection) 60.10
 冰桶實驗 (ice pail experiment) 42.6
 同心球 (concentric spheres) 44.5
 同位面 (equipotential surface) 43.8
 同位質 (isotopes) 71.8
 向日葵鏡 (eye lens) 62.14; 62.15; 62.16
 向場透鏡 (field lens) 62.14; 62.15; 62.16
 多次反射 (multiple reflection) 59.8
 宇宙射線 (cosmic rays) 71.12
 老眼 (presbyopia) 62.3
 自由電荷 (free charge) 41.2
 自感係數 (inductance) 45.2; 54.3; 54.4
 交流 (alternating current) 53.4
 曲度 (curvature) 62.3
 曲度中心 (center of curvature) 59.9
 色 (color) 60.9; 65.2; 65.8; 70
 色差 (chromatic aberration) 61.8
 色盲 (color blind) 70.4
 色覺 (color vision) 70.1; 70.2
 色散 (dispersion) 60.9; 65.2

七 畫

串聯 (series connection) 44.7; 47.12
 位視差 (parallax) 59.5; 61.7
 均勻電場 (uniform electric field) 42.3
 均勻磁場 (uniform magnetic field) 36.1

折射 (refraction) 0.12; 60; 65.6
 折射光學 (dioptries) 0.12
 折射角 (angle of refraction) 60.2
 折射係數 (refractive index) 60.2;
 60.3; 65.10; 68.4
 束縛電荷 (bound charge) 41.2
 吸收光譜 (absorption spectrum) 69.6;
 70.10
 吸收本領 (absorbing power) 69.12

八畫

並底稜鏡 (biprism) 68.5
 並聯 (parallel connection) 44.8;
 47.12
 盲點 (blind spot) 62.2
 兩元學說 (dualistic theory) 69.19
 波力學 (wave mechanics) 69.19
 波長 (wave length) 66.3; 66.4; 66.7;
 66.8
 油點光度計 (grease spot photo-
 meter) 64.9
 放大率 (magnifying power) 59.16;
 61.5; 62.4; 62.6; 62.7; 62.9
 放大鏡 (magnifying glass) 62.6
 放射性 (radioactivity) 71.3; 71.4;
 71.11
 放電 (discharge) 45.8
 明線光譜 (bright line spectrum) 69.6
 近視 (myopia) 62.3
 近點 (near point) 62.2; 62.3
 物理光學 (physical optics) 0.12
 物鏡 (objective) 62.7; 62.8
 金箔驗電器 (gold leaf electroscope)
 41.4
 定態 (stationary state) 69.11
 非常光線 (extraordinary ray) 68.1;
 68.3
 非常光線之折射係數 (extraordi-
 nary refractive index) 68.4

非常像 (extraordinary image) 68.3
 非導體 (non-conductor) 40.4

九畫

柱形透鏡 (cylindrical lens) 62.3
 前房 (anterior chamber) 62.2
 南極 (south pole) 35.2
 後房 (posterior chamber) 62.2
 玻璃液 (vitreous humour) 62.2
 虹 (rainbow) 70.9
 螢光 (fluorescence) 70.12
 版式容電器 (plate condenser) 41.3;
 44.6
 相對論 (theory of relativity) 0.11;
 0.13; 65.14
 弧 (arc) 69.3
 負晶 (negative crystal) 64.5
 負極 (negative pole) 35.2
 閃亮光度計 (flicker photometer)
 64.9
 亮度 (brightness) 64.7; 64.8
 紅外線 (infra-red) 69.8
 持久性 (persistence of vision) 62.21

十畫

能帶電體 (electrics) 40.4
 容電器 (condenser) 44.2
 馬蹄形磁鐵 (horse shoe magnet)
 35.1
 條形磁鐵 (bar magnet) 35.1; 37.1
 流明 (lumen) 64.3
 核 (nucleus) 40.7; 69.11; 70.5; 71.0;
 71.7; 71.8
 狹縫 (slit) 66.5; 67.2
 視場 (field of view) 62.4; 62.8; 62.11;
 62.12
 被感電荷 (感應電荷) (induced charge)
 41.7

誘感磁性(應磁)(induced magnetism) 33.1; 33.2
 誘感電流(感電流)(induced current) 52.1
 蘭伯(Lambert) 64.4
 彩簾(iris) 62.2
 眼(eye) 62.2; 67.7
 真空管(vacuum tube) 56.2; 56.4; 56.5; 56.8; 56.7; 56.8; 56.9; 56.13
 原子(atom) 71
 原子波(atom wave) 69.19
 原子序數(atomic number) 71.6
 原子量(atomic weight) 71.6
 針孔像(pin hole image) 53.4
 高斯(gauss) 37.2; 33.4; 36.5
 連續光譜(continuous spectrum) 69.5
 起電(electrification) 40.1; 41.2
 起電盤(electrophorus) 41.5

十一畫

偏向角(angle of deviation) 60.3
 偏極(polarization) 68
 偏極平面(plane of polarization) 68.14
 偏極角(polarizing angle) 68.10
 偏極儀(polariscope) 68.12
 偏極鏡(polarizer) 68.12
 倒像(inverted image) 59.12
 測遠器(range finder) 62.13
 順磁性(paramagnetism) 33.3
 望遠鏡(telescope) 62.8; 62.9; 62.10
 球(sphere) 44.4
 球面燭光(spherical candle power) 64.10
 球面鏡(spherical mirror) 59.9
 球差(spherical aberration) 59.17; 61.8
 帶(zone) 67.2

帶狀光譜(band spectrum) 69.5
 帶電體(electrified body) 40.1; 41.4
 尋常光線(ordinary ray) 68.1; 68.3
 尋常像(ordinary image) 68.3
 透鏡(lens) 61; 62.6; 62.7

十二畫

量糖學(saccharimetry) 68.14
 焰(flame) 69.3
 黃斑點(yellow spot) 62.2
 超距作用(action at a distance) 0.11; 37.4
 最小偏差角(angle of minimum deviation) 60.8
 最小鑑別角(minimum angle of resolution) 67.5
 最明視距離(distance of most distinct vision) 62.2
 焦面(focal plane) 62.18
 焦距(focal length) 59.2; 61.6; 61.7; 62.6; 62.7; 62.8
 焦散曲線(caustics), 59.17
 焦散曲面(caustic surface) 59.17
 焦度(dioptic power) 61.2
 焦點(focus) 61.2
 發散透鏡(divergent lens) 61.4
 發光效率(luminous efficiency) 64.13
 發射係數(emissivity, emissive power) 69.12
 發射光譜(emission spectrum) 69.6
 等力線(isodynamic line) 39.7
 等位線(equipotential line) 43.8
 等偏線(isogonic line) 39.7
 等傾線(isoclinic line) 39.7
 單向反射(regular reflection) 59.6
 單位磁極(unit pole) 35.7
 單位電荷(unit charge) 40.6
 單軸結晶(uniaxial crystal) 68.5
 無偏線(agonic line) 39.7
 無傾線(aclinic line) 39.7

無感應繞法 (non-inductive winding) 47.10
 虛焦點 (virtual focus) 59.13
 虛像 (virtual image) 59.12
 絕緣強度 (insulating strength) 45.8
 絕對折射係數 (absolute refractive index) 60.6
 象限靜電計 (quadrant electrometer) 43.12
 量子說 (quantum theory) 0.11; 0.12; 69.18; 70.16
 紫外線 (ultra-violet) 69.7; 69.9
 頑磁性 (retentivity) 38.4

十三畫

暗線光譜 (dark line spectrum) 69.8
 照度 (illumination) 64.4; 64.7
 圓密爾 (circular mil) 47.7 習題
 圓偏極 (circular polarization) 68.15
 歲變 (annual variation) 39.8
 畸變 (distortion) 61.8
 黑衣 (choroid) 62.2
 黑體 (black body) 69.14; 69.15
 感應圈 (induction coil) 54.9
 感應電流 (inducing current) 52.2
 感應電荷 (inducing charge) 41.1
 稜鏡 (prism) 60.7; 62.13
 實像 (real image) 59.12
 立體鏡 (stereoscope) 62.23
 會聚透鏡 (convergent lens) 61.3
 電力線 (electric lines of force) 42; 43.9
 電子 (electron) 0.12; 40.7
 電子波 (electron wave) 69.19
 電子說 (electron theory) 0.11
 電位 (electric potential) 42.1; 43
 電位差 (electric potential difference) 43.2; 43.3
 電阻 (electrical resistance) 47

電阻測溫器 (bolometer) 69.8
 電荷 (electric charge) 40.1; 40.2
 電容 (electric capacity) 44.1
 電閃 (electric lightning) 45.6
 電樞 (armature) 53.3
 電磁波 (electromagnetic waves) 65.10; 69.9
 電磁單位 (electromagnetic units) 46.11; 46.13; 46.14; 51.17; 51.18
 電磁學 (electromagnetism) 0.11
 電磁感應 (electromagnetic induction) 0.11;
 電量 (electric quantity) 40.5
 電場 (electric field) 42.1; 42.3; 42.4
 電場強度 (electric field intensity) 42.1; 42.3; 43.1; 43.11
 電能 (electric energy) 45

十四畫

漫射 (diffused reflection) 59.6
 漫射光度計 (diffusion photometer) 64.9
 像 (image) 59.4; 59.12; 61.5
 像似深度 (apparent depth) 60.4
 像差 (aberration) 59.17; 61.8
 像散性 (astigmatism) 61.8
 像散眼 (astigmatic eye) 62.3
 複式顯微鏡 (compound microscope) 62.7
 蝕 (eclipse) 59.3; 63.1
 網膜 (retina) 62.2
 導體 (conductor) 40.4; 42.4; 43.6; 43.10; 45.3
 遠點 (far point) 62.2; 62.3
 遠視 (hypermetropia) 62.3
 磁力線 (magnetic lines of force) 37
 磁化 (magnetization) 35.4; 38;
 磁化強度 (intensity of magnetization) 50.5; 50.6; 50.7; 50.9

磁化線(lines of magnetization)50.8;
 50.9
 磁化係數(magnetic susceptibility)
 50.6; 50.10
 磁阻(magnetic reluctance)50.15
 磁感(magnetic induction)38
 磁感線(lines of magnetic induction)
 50.9
 磁針(magnetic needle)35.1; 35.6;
 37.1; 38.2; 39.4
 磁矩(magnetic moment)38.4
 磁偏角(declination)39.2; 39.3
 磁傾角(dip)39.2; 39.4
 磁傾圈(dip circle)39.4
 磁強計(magnetometer)38.6
 磁軸(magnetic axis)35.2
 磁極(magnetic pole)35.2; 35.3; 35.4;
 35.5
 磁量(magnetic pole strength)35.5
 磁場(magnetic field)36; 39.5
 磁場強度(magnetic field intensity)
 36.1
 磁鐵(magnet)35; 36.2; 36.3; 36.5
 39.5
 磁暴(magnetic storm)39.8

十五畫

橢圓偏極(elliptical polarization)
 63.15
 衝擊電流計(ballistic galvanome-
 ter)51.16
 線狀光譜(line spectrum)69.5
 鞏膜(sclerotic)62.2
 導磁率(magnetic permeability)
 65.11
 熱電石(tourmaline)68.1; 68.7
 熱電現象(thermo-electricity)57
 調節(accommodation)62.2

十六畫

銜鐵(armature of magnet)38.5
 輻射(radiation)69; 70.14
 輻射計(rodimeter)69.8
 輻射顯微計(radiomicrometer)69.8
 選擇反射(selective reflection)
 70.11
 靜電計(electrometer)43.12
 靜電單位(electrostatic units)40.7;
 42.3; 51.18
 靜電感應(electrostatic induction)
 41
 靜電感應機(electrostatic induc-
 tion machine)41.6
 靜電學(electrostatics)0.11; 40
 靜磁學(magnetostatics)0.11
 螢光(fluorescence)70.14

十七畫

應變(strain)0.11; 37.4
 潛望鏡(periscope)62.12
 燭(candle)64.2
 燭光(candle power)64.2
 磷光(phosphorescence)70.13
 瞳孔(pupil)62.2
 縮小假說(contraction hypothesis)
 65.13
 避電針(lightning rod)43.6
 簡單顯微鏡(simple microscope)
 62.6
 矯頑力(coercive force)38.4

十八畫

繞射(diffraction)59.1; 65.4; 67
 繞射光柵(diffraction grating)67.4;
 67.9
 點極(point pole)35.2

轉光質 (optically active substance)
68.14

鏡 (mirror) 59.7; 59.12

雙鏡 (bimirror) 66.5

雙折射 (double refraction) 68

二十一畫

攝譜儀 (spectrograph) 69.4

攝影機 (camera) 62.19

鐵 (iron) 38.4

鐵磁體 (ferromagnetic substance)
38.3

曝光 (exposure) 62.19

二十二畫

顯偏鏡 (檢偏鏡) (analyser) 68.12

顯微鏡 (microscope) 62.6; 62.7; 67.3

驗電版 (proof plane) 41.4

驗電器 (electroscope) 41.3

二十三畫

鑑別率 (resolving power) 67.6; 67.7;
67.8; 67.9

二十四畫

觀劇鏡 (opera glass) 62.8

全書外國人名地名索引

自一至三十四章見上冊;三十五章以後見下冊。

0.1 至 0.10 見上冊; 0.11 及 0.12 見下冊。

- Académie des Science, 22.1
 Ampère, 0.11; 46.11; 50.19
 Anderson, C. D., 71.5
 Angström, 65.8
 Archimedes, 0.8; 0.12; 4.7; 16.7; 16.9
 Aristotle, 5.1
 Armstrong, 56.9
 Aston, 71.9
 Atwood, 6.9
 Avogadro, 33.2; 33.7; 69.17
- Barlow, 53.11
 Bartholinus, Erasmus, 68.1
 Becquerel, 0.12; 71.3; 71.4
 Bell, 54.12
 Bernoulli, 17.5; 17.7
 Bernoulli, John; 0.8; 4.8
 Biot, 50.1
 Black, Joseph, 0.10
 Blackett, 71.5
 Bohr, 0.12; 69.11; 69.18; 71.10
 Boltzmann, 0.10; 34.12; 69.15
 Bourdon, 16.13
 Boyle, 0.10; 18.6; 18.8; 26.11; 33.2;
 33.4
 Boys, 69.8
 Bradley, 63.2; 63.3
 Bragg, 71.1
 Brahe, Tycho, 11.1
 Branley, 55.8
 Braun, 43.12
- Brewster, 68.10
 Brodhud, 64.9
 Brown, 19.7
 Bunsen, 34.7; 64.9; 69.2; 69.3; 69.6
 69.13
- California, 59.17; 62.10; 63.4
 Carnot, 31.1; 31.2; 31.5; 31.7; 31.8;
 32.7
 Cavendish, 11.4
 Celcius, 25.7
 Chadwick, 71.7
 Charles, 25.12; 26.11; 33.2; 33.5
 Chladni, 24.13
 Clark, 49.3; 49.10
 Clausius, 0.10; 31.1; 31.6; 31.10
 Compton, 71.12
 Coolidge, 71.2
 Copernicus, 11.1
 Coulomb, 0.11; 13.2; 13.6; 35.6; 40.6
 Crookes, 53.1; 53.4; 69.8; 71.1; 71.4
 Curie, 71.11
- d'Almbert, 0.8
 Daniell, 49.3; 49.6; 49.11
 d'Arsonval, 51.1; 51.3; 51.5; 51.6;
 51.10
 Davidson, 0.12; 69.19
 Davy, Humphrey, 0.10; 30.3; 30.4;
 31.1; 34.7; 49.13
 De ye, 27.7; 0.12

- de Broglie, 0.12; 69.19
 de Forest, 59.5
 Dempster, 0.12; 69.19
 Derham, 22.1
 Dirac, 0.12
 Doppler 23.2; 63.1
 Dulong, 27.7
- Edison, 47.16; 49.3; 49.8; 56.1
 Einstein, 0.11; 0.12; 11.1; 63.7; 65.14;
 70.16
 Euclid, 0.12
 Ewing, 38.6
- Fahrenheit, 25.6
 Fajans, 71.8
 Faraday, 0.2; 0.11; 0.12; 42.1; 42.4;
 42.6; 45.1; 48.2; 52.1; 52.2; 52.7;
 53.2; 53.3; 53.11; 53.1
 Feddersen, 55.1
 Fitzgerald, 65.13
 Fizeau, 63.3; 63.6
 Fleming, 56.5
 Florence, 25.5
 Foley, 20.10
 Fortin, 18.4
 Foucault, 63.4; 63.5; 63.6; 65.6
 Franklin, Benjamin, 0.11; 40.7; 45.6
 Frounhofer, 69.2; 69.6
 Fresnel, 0.12; 65.3; 66.5; 67.1; 67.2
- Galileo, 0.8; 0.10; 0.12; 4.8; 5.1; 5.9;
 6.1; 11.1; 18.3; 25.3; 25.5; 62.8;
 63.1
 Galvani, 46.2
 Gauss, 36.2; 36.4; 36.5
 Gay-Lussac, 26.10; 26.11
 Geissler, 0.11
- Germer, 0.12; 69.19
 Gilbert, 0.11; 6.2; 39.1; 40.4; 41.3
 Grassi, 22.3
 Gray, Stephen, 40.4
 Greenland, 39.7
 Grimaldi, 65.2; 67.1
 Guericke, Otto von, 18.3; 18.6
- Helmholtz, 0.9; 0.10; 24.9; 70.2;
 70.2; 70.3; 70.4; 70.5
 Henry, 52.1; 54.1; 55.1
 Herschel, 69.7
 Hertz, 0.11; 0.12; 55.5; 55.7; 55.8;
 Heusler, 38.3
 Hiero, 18.7
 Hooke, 0.10; 14.6; 45.4
 Huygens, 0.2; 0.8; 0.9; 0.12; 7.1;
 25.6; 62.14; 62.15; 62.17; 62.18;
 65.3; 67.2; 68.1; 68.6
- Jeans, 69.17; 69.17
 Johnson, 0.12
 Joule, 0.10; 0.11; 30.4; 30.10; 33.8;
 47.14
- Kepler, 0.12; 11.1; 11.2; 62.8
 Kirchhoff, 47.13; 49.11; 51.8; 51.12;
 53.13; 63.2; 69.6; 69.12; 69.13;
 69.15
 Kleist, von, 44.3
 Kundt, 24.11
- Lambert, 64.6
 Langevin, 50.19
 Langley, 69.8
 Langmuir, 18.9
 Laplace, 0.9; 22.2; 46.11; 46.12; 50.1
 Laue, 71.1

- | | |
|---|---|
| Leclanché, 49.9; 49.5 | Perrin 58.2 |
| Lenz, 52.3 | Petit, 27.7 |
| Lissajous, 12.9 | Pisa, 5.1 |
| Lodge, 55.4 | Planck, 0.10; 0.11; 0.12; 69.11; 69.17;
69.18; 70.10 |
| Lorentz, 0.11; 65.10; 65.13 | Planté, 49.7 |
| Lummer, 0.12; 64.9; 69.17 | Prevost, 34.11; 69.13 |
| Lyman, 69.9 | Pringsheim, 0.12; 69.17 |
| | Prony, 15.13 |
| Malus, 68.6; 68.10 | |
| Marconi, 55.8 | Ramsden, 62.14; 62.16; 62.17 |
| Mariotte, 18.6 | Rankine, 0.10; 17.11; 32.7 |
| Maxwell, 0.10; 0.11; 0.12; 45.4; 55.7;
65.10 | Rayleigh, 0.9; 69.17; 69.18 |
| Mayer, 0.10; 30.3 | Reaumur, 25.7 |
| McLeod, 18.8 | Regnault, 25.11 |
| Melde, 20.15 | Richardson, 56.2 |
| Melloni, 69.8 | Ritter, 69.7 |
| Michelson, 63.4; 63.5; 63.6; 63.7;
65.11; 65.12; 65.14; 66.9 | Römer, 63.1; 63.2; 63.6 |
| Miller, 24.9 | Röntgen, 0.12; 71.1; 71.3 |
| Millikan, 58.9; 69.9 | Ross, James, 39.7 |
| Morley, 63.7; 65.11; 65.12; 65.14; 66.9 | Rowland, 30.4; 46.9 |
| Moseley, 71.6 | Rubens, 70.11 |
| | Rumford, 0.10; 30.3; 30.4; 31.2;
64.9 |
| Nernst, 27.7; 49.13; | Rutherford, 71.4; 71.5; 71.6; 71.7;
71.11 |
| Newton, 0.2; 0.6; 0.8; 0.9; 0.10; 0.12;
6.1; 6.2; 6.5; 6.8; 11.1; 11.3; 13.1;
14.14; 22.1; 32.2; 34.13; 34.14;
43.10; 60.9; 63.5; 65.2; 65.14;
66.8; 67.1; 68.1 | Sabine, 0.9; 23.7 |
| Nichols, 69.8; 70.11 | San Antonio, 63.4 |
| Nicol, 68.7; 68.8; 68.13 | Savart, 50.1 |
| Oersted, 0.11; 45.5; 46.8; 50.19 | Savary, Felix, 45.5 |
| Ohm, 0.11; 47.4; 47.5; 47.13; 48.5;
49.11; 51.12 | Schrödinger, 0.12; 69.19 |
| Onnes, 47.8 | Seebeck, 57.1 |
| | Sève, 1.2 |
| Pascal, 16.11; 18.6 | Snell, 60.2 |
| Peltier, 57.6; 57.8 | Soudy, 71.8 |
| | Stefan, 34.12; 69.15; 69.17 |
| | Stevin, 0.8; 4.8 |

- | | |
|--|--|
| Stromer, Marten, 25.7 | Watt, James, 32.2 |
| Symmer, 0.11; 40.7 | Weber, 33.6 |
| Syracuse, 16.7 | Weston, 49.3; 49.10 |
| Thompson, Beneamin, 0.10 | Wheatstone, 47.8; 47.9; 47.10; 47.11;
48.5; 48.6; 54.3 |
| Thomson, G. P., 0.12; 69.19 | Wien, 58.7; 69.16; 69.17; 69.18 |
| Thomson, J. J., 0.11; 58.7; 65.10;
71.9 | Wilson, C. T. R., 58.6; 58.7; 71.5 |
| Thomson, William (Lord Kelvin),
0.10; 30.10; 31.1; 31.6; 31.8; 33.8;
57.7; 58.3 | Wilson (Mount), 59.17; 62.10; 63.4 |
| Thurston, 13.6 | Wimshurst, 41.6 |
| Toricelli, 0.5; 17.7; 18.3; 18.4 | Wollaston, 69.2 |
| Van der Waals, 33.9 | Yerkes, 62.8 |
| Volta, 0.11; 49.12 | Young, 0.10; 0.12; 14.7; 22.3; 65.3;
66.2; 66.5; 68.6; 70.1; 70.2; 70.4;
70.5 |

中華民國二十三年七月初版
中華民國二十六年二月增訂四版

(88324B)

大學叢書
普通物理學 下二冊

平二冊合售實價國幣貳元肆角
外埠酌加運費區費

著者 薩本棟

編輯者 中華教育文化基金會
董事會編譯委員會

發行人 王雲五
上海河南路

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

版 翻
權 印
所 必
有 究

(本書校對者余大猷)

3089

