應用光學

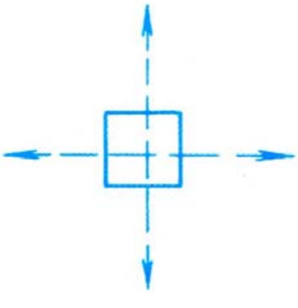
劉承揚

光的繞射

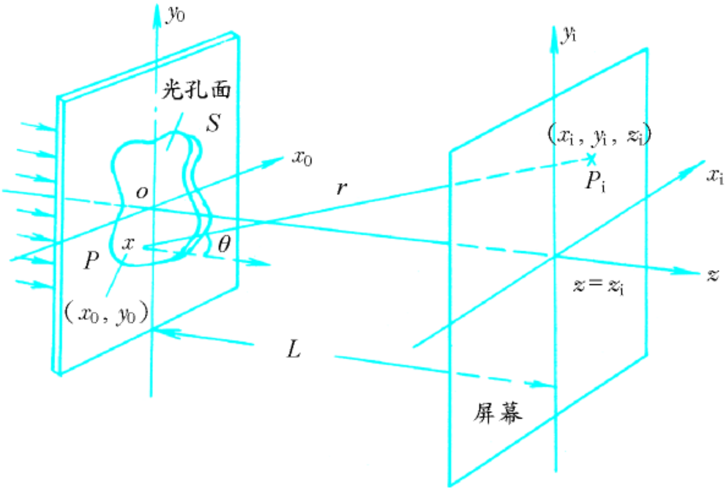
- 光的繞射現象是以「光的偏離直線傳播」模型為依據描述無限個光束疊加時所發生的情況。
- 光的繞射也可以稱為光的衍射，是指光可以繞過障礙物偏離直線傳播而進入障礙物的幾何陰影區，並在觀察屏幕上出現光強不均勻分佈的現象。
- 繞射現象出現與否，主要決定於障礙物的線度和光波長大小的對比。
- 當障礙物線度遠大於波長時，光表現出直線傳播規律，觀察屏上有明顯的障礙物幾何陰影。
- 當障礙物線度與波長大小可以比擬時，出現明顯的繞射現象，直線傳播概念不再成立，幾何陰影區消失，觀察屏上呈現出複雜的光強分佈。

光的繞射

- 繞射光欄與繞射花樣
- 繞射光芒的數目與孔欄邊數相等，光芒方向與孔欄邊垂直，孔欄愈窄，繞射越強。
- 繞射光強分佈蘊含孔欄的幾何訊息。



Kirchhoff繞射積分公式



Kirchhoff繞射積分公式

- 計算光孔面S繞射光場的Kirchhoff繞射積分公式為：

$$E(x_i, y_i, z_i) = \frac{1}{i\lambda}\int_S E(x_0, y_0, z_0)\frac{e^{ikr}}{r}\cdot\frac{(1+\cos\theta)}{2}dS$$

- 觀察屏上P_i點的繞射光場振幅E是由光孔平面S上無窮多個虛設的次波源產生的。
- 次波源是指公式中對光孔面S積分的意思。
- 公式中e^{ikr}/r表示次波源是球面波。
- 次波源的振幅正比於照射光在光孔面S上所產生的振幅$E(x_0,y_0,0)$，反比於波長。
- 公式中1/i表示次波源的相位超前照射波90度。
- 公式中$(1+\cos\theta)/2$表示平面光波照射條件下的傾斜因子。
- 傾斜因子表示次波源的振幅在不同方向是不同的。
- θ＝0度時，振幅最大，$\theta=\pi$時，振幅為0。

Kirchhoff繞射積分公式

- 通常只在z軸附近觀察繞射場，假設θ＝0度，公式可簡化為：

$$E(x_i, y_i, z_i) = \frac{1}{i\lambda}\int_S E(x_0, y_0, 0)\frac{e^{ikr}}{r}dS$$

- 只要已知光孔面S上的場振幅$E(x_0,y_0,0)$，完成上述積分即可求得點的繞射場$E(x_i,y_i,z_i)$。
- 距離因子r

$$r = [(x_0 - x_i)^2 + (y_0 - y_i)^2 + z_i^2]^{1/2}$$

- 通常把分母中的r用孔面和屏面間的距離L代替，於是：

$$E(x_i, y_i, z_i) = \frac{1}{i\lambda l}\int_S E(x_0, y_0, 0)e^{ikr}dS$$

Kirchhoff繞射積分公式

- 處理kr項
- 在光頻段，k很大，r的微小差異將導致明顯的相位差，所以kr中的r不能用L代替。
- 因為繞射總是發生在光孔徑很小，可與光波長比擬的條件下，所以：

$$\left(\frac{x_0-x_i}{L}\right)^2+\left(\frac{y_0-y_i}{L}\right)^2<<1$$

- 若取z_i=L，將距離因子r可作二項展開：

$$r=L\left[1+\left(\frac{x_0-x_i}{L}\right)^2+\left(\frac{y_0-y_i}{L}\right)^2\right]^{1/2}$$

$$\cong L\left\{1+\frac{1}{2}\left[\left(\frac{x_0-x_i}{L}\right)^2+\left(\frac{y_0-y_i}{L}\right)^2\right]-\frac{1}{8}\left[\left(\frac{x_0-x_i}{L}\right)^2+\left(\frac{y_0-y_i}{L}\right)^2\right]+\cdots\right\}$$

$$=\underset{\text{①}}{L}+\underset{\text{②}}{\frac{x_i^2+y_i^2}{2L}}-\underset{\text{③}}{\frac{x_i x_0+y_i y_0}{L}}+\underset{\text{④}}{\frac{x_0^2+y_0^2}{2L}}-\underset{\text{⑤}}{\frac{[(x_0-x_i)^2+(y_0-y_i)^2]^2}{8L^3}}+\cdots$$

Kirchhoff繞射積分公式

- 取到第幾項近似。

- 通常把繞射結果分為近場和遠場。
- 近場：Fresnel繞射
- 遠場：Fraunhofer繞射

Fresnel繞射

- 當觀察屏面距離L的夠小使得可以忽略第5項以後的各項時，觀察屏面的繞射場分佈稱為近場繞射，這時：

$$E(x_i,y_i,z_i)=\frac{1}{i\lambda L}e^{ik\left(L+\frac{x_i^2+y_i^2}{2L}\right)}\int\int_{-\infty}^{\infty}E(x_0,y_0,0)e^{ik\left(\frac{x_i^2+y_i^2}{2L}-\frac{x_i x_0+y_i y_0}{L}\right)}dx_0dy_0$$

- 因為光孔面S之外$E(x_0,y_0,0)$總是為0，所以將各份限擴展到整個平面並不影響積分結果。
- Fresnel繞射積分公式。

Fraunhofer繞射

- 當觀察屏面距離L的足夠遠使得可以忽略第4項以後的各項時，觀察屏面的繞射場分佈稱為遠場繞射，這時：

$$E(x_i,y_i,z_i)=\frac{1}{i\lambda L}e^{ik\left(L+\frac{x_i^2+y_i^2}{2L}\right)}\int\int_{-\infty}^{\infty}E(x_0,y_0,0)e^{-ik\frac{x_i x_0+y_i y_0}{L}}dx_0dy_0$$

- 較簡單
- Fraunhofer繞射積分公式。

傅立葉光學

- 比較上述兩積分公式，主要不同是，一個次波源是球面波，一個次波源是平面波。
- 近場觀察的Fresnel繞射結果是光孔面S上虛設的無限多個球面次波源在觀察屏面上干涉疊加的結果。
- 遠場觀察的Fraunhofer繞射結果是無窮個平面次波源在觀察屏面上干涉疊加的結果。
- 由Fraunhofer繞射積分公式，令：

$$u' = \frac{x_i}{\lambda L}, v' = \frac{y_i}{\lambda L}$$

$$\Rightarrow E(x_i, y_i, z_i) = c' \int \int_{-\infty}^{\infty} E(x_0, y_0, 0) e^{-i2\pi(u'x_0 + v'y_0)} dx_0 dy_0$$

傅立葉光學

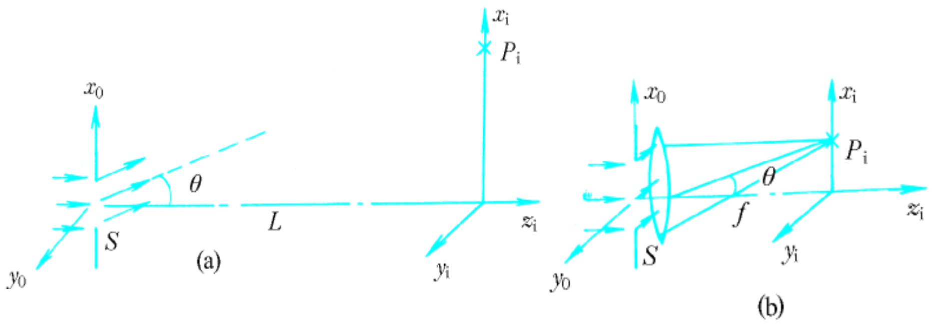
- 傅立葉轉換：

$$E(v) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{-i2\pi v} dt$$

- 比較後，可發現Fraunhofer繞射積分公式是空間軸和空間頻率軸信號之間的二維傅立葉轉換式。
- u'和v'是在觀察屏面上測量xi方向和yi方向的空間頻率。
- $E(x_i,y_i,z_i)$是以u'和v'度量的相應於$E(x_0,y_0,0)$空間光振幅分佈的空間頻率面上的光振幅分佈，所以觀察屏面正是光孔面的空間頻譜面。

傅立葉光學

- 觀察Fraunhofer繞射必須遠離光孔面，能否在近處觀察Fraunhofer繞射？
- 在光孔面處加一透鏡，然後在透鏡後焦面上觀察繞射場。



傅立葉光學

- 透鏡的作用？
- 加了透鏡， 將Fresnel積分簡化為Fraunhofer積分。
- 透鏡對通過的光波起一相位超前的變換作用，即透鏡將一相位因子作用於(相乘)所通過的光場，因此：

$$e^{-ik\frac{x_0^2+y_0^2}{2f}}$$

$$\Rightarrow$$

$$E(x_i, y_i, z_i) = \int\int_{-\infty}^{\infty} E(x_0, y_0, 0) e^{-ik\frac{x_0^2+y_0^2}{2f}} \times e^{ik\left(\frac{x_0^2+y_0^2}{2f} - \frac{x_i x_0 - y_i y_0}{f}\right)} dx_0 dy_0$$

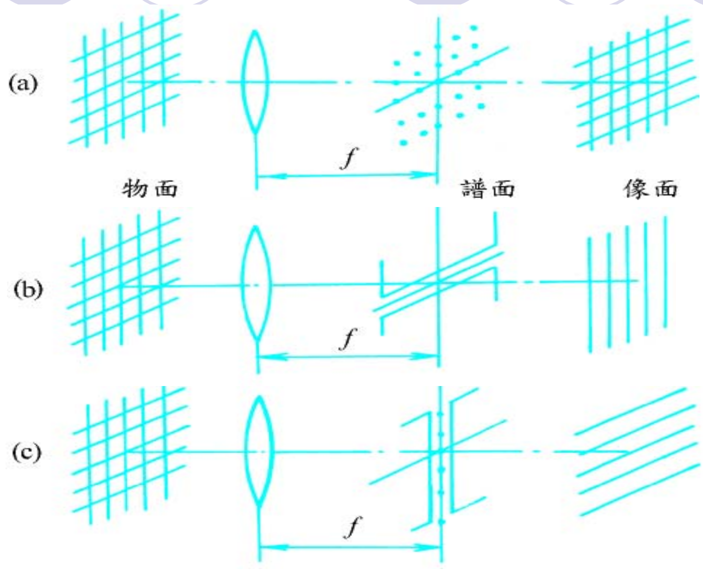
$$= \int\int_{-\infty}^{\infty} E(x_0, y_0, 0) e^{-i2\pi(ux_0+vy_0)} dx_0 dy_0$$

$$u = \frac{x_i}{\lambda f}, v = \frac{y_i}{\lambda f}$$

傅立葉光學

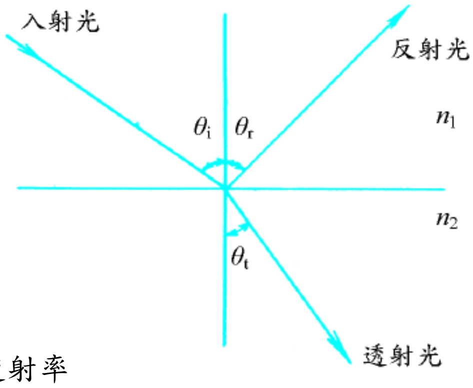
- u和v稱為透鏡後焦面上的x_i和y_i方向的空間頻率。
- 透鏡具有空間軸和空間頻軸信號傅立葉轉換的作用。
- 用透鏡的傅立葉轉換作用，就能十分清楚的說明透鏡的成像過程。
- 阿貝波特實驗。

阿貝波特實驗



光的反射和折射

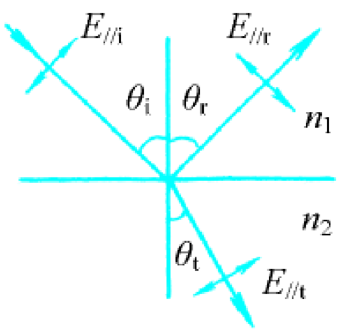
- 反射和折射定律： $\theta_i = \theta_r$
  $n_1 \sin\theta_i = n_2 \sin\theta_2$

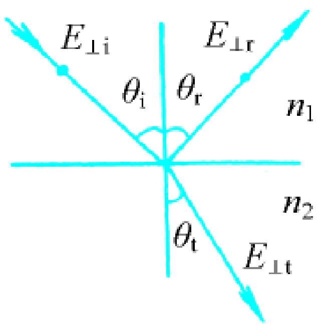


- 反射率和透射率

光的反射和折射

- 要完整的表達反射率和透射率必須考慮光的偏振特性
- 將入射光的偏振特性按照入射面進行正交分解，平行入設面的分相用$E_{//i}$表示，垂直入射面的分量用$E_{\perp i}$表示。





Fresnel方程式

- 描述平行分量的振幅反射係數

$$\frac{E_{//r}}{E_{//i}}=\rho_{//}=\frac{\tan(\theta_i-\theta_t)}{\tan(\theta_i+\theta_t)}$$

- 描述平行分量的振幅透射係數

$$\frac{E_{//t}}{E_{//i}}=\tau_{//}=\frac{2\cos\theta_i\sin\theta_t}{\sin(\theta_i+\theta_t)\cos(\theta_i-\theta_t)}$$

- 描述垂直分量的振幅反射係數

$$\frac{E_{\perp r}}{E_{\perp i}}=\rho_{\perp}=-\frac{\sin(\theta_i-\theta_t)}{\sin(\theta_i+\theta_t)}$$

- 描述垂直分量的振幅透射係數

$$\frac{E_{\perp t}}{E_{\perp i}}=\tau_{\perp}=\frac{2\cos\theta_i\sin\theta_t}{\sin(\theta_i+\theta_t)}$$

垂直入射條件下的介面反射率和透射率

- 垂直入射時，$\theta_i=\theta_t=0$度，這時平行分量與垂直分量的反射係數沒有差別，將兩式結合起來：

$$\rho_{//}=\frac{\tan(\theta_i-\theta_t)}{\tan(\theta_i+\theta_t)}=-\rho_{\perp}=\frac{\sin(\theta_i-\theta_t)}{\sin(\theta_i+\theta_t)}=\frac{\sin\theta_i\cos\theta_t-\cos\theta_i\sin\theta_t}{\sin\theta_i\cos\theta_t+\cos\theta_i\sin\theta_t}$$

- 分子分母同除$\sin\theta_t$，在將$\sin\theta_i/\sin\theta_t$用$n_2/n_1$代替，得到：

$$\rho=\frac{n_2\cos\theta_t-n_1\cos\theta_i}{n_2\cos\theta_t+n_1\cos\theta_i}$$

- 令$\theta_i=\theta_t=0$度，得垂直入射情況下的光功率反射率：

$$R=\rho^2=\left(\frac{n_2-n_1}{n_2+n_1}\right)^2$$

- 對空氣$n_1=1$和玻璃$n_2=1.5$界面，其反射率為4%。

垂直入射條件下的介面反射率和透射率

- 一般非垂直入射條件，總反射率將隨入射角而變化，如下式：

$$R = \frac{R_{//} + R_{\perp}}{2}$$

- 在不計損耗條件下，根據能量守恆原理可由反射率求出透射率：

$$T = 1 - R$$

外反射條件下的反射率

- 外反射條件是指光從光疏介質射向光密介質，即$n_1<n_2$，光從介質1射向介質2。
- 光場平行和垂直分量的反射率隨入射角呈現出不同的規律
- 對垂直分量：

$$R_{\perp} = \frac{\sin^2(\theta_i - \theta_t)}{\sin^2(\theta_i + \theta_t)}$$

- 隨θ_i的增大，$R_{\perp}$將增大，直到擦面入射時，$R_{\perp}$達到100%，即$R_{\perp}=1$。

外反射條件下的反射率

- 對平行分量：

$$R_{//}=\frac{\tan^2(\theta_i-\theta_t)}{\tan^2(\theta_i+\theta_t)}$$

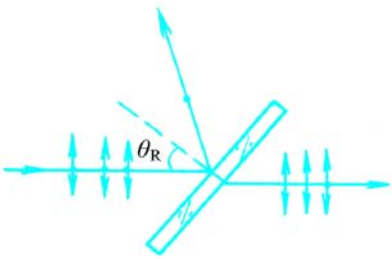
- 由於$\tan\pi/2=\infty$，當入射角$\theta_i=\theta_B$使得$\theta_i+\theta_t=\theta_B+\theta_t=\pi/2$時，$R_{//}=0$。
- 這表示在該入射角θ_B下，平行分量的反射率為0。
- θ_B稱為Brewster角：

$$\frac{\sin\theta_i}{\sin\theta_t}=\frac{\sin\theta_B}{\sin\left(\frac{\pi}{2}-\theta_B\right)}=\frac{\sin\theta_B}{\cos\theta_B}=\tan\theta_B=\frac{n_2}{n_1}$$

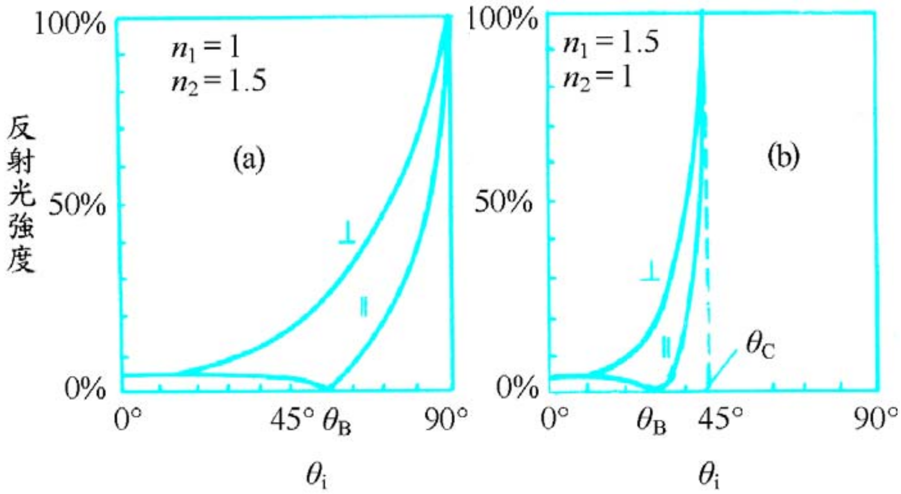
$$\theta_B=\arctan\frac{n_2}{n_1}$$

外反射條件下的反射率

- 當$n_1=1$，$n_2=1.5$時，$\theta_B=56.3$度。
- 當光以56.3度的入射角從空氣射到玻璃上時，反射光中沒有平行分量。
- 此時反射光中只有垂直分量，即反射光變為偏振光。
- Brewster角入射是獲得偏振反射光的重要方法。



外反射條件下的反射率



內反射條件下的反射率

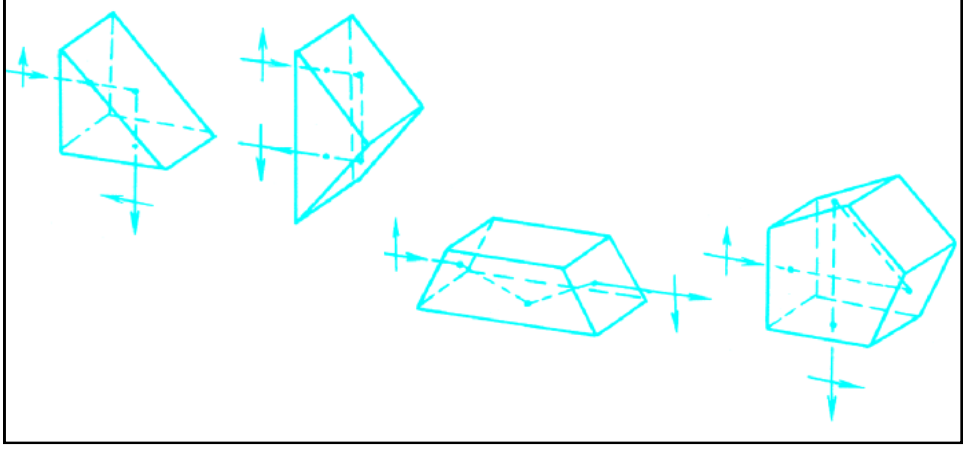
- 內反射條件是指光從光密介質射向光疏介質，即$n_1>n_2$，光從介質1射向介質2。
- 光場垂直分量的反射率仍然雖入射角增大而增大，平行分量的反射率也仍然存在Brewster角效應，但是都明顯的變小。
- 在內反射條件下，入射角θ_i只要滿足$\theta_i \geqq \theta_c$就產生全反射，通常稱θ_c為全反射臨界角。
- 因為$n_1>n_2$ ，所以：

$$\frac{\sin\theta_t}{\sin\theta_i}=\frac{n_1}{n_2}>1$$

$$\sin\theta_i=\frac{n_2}{n_1}=\sin\theta_c \Rightarrow \theta_c=\arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$$

內反射條件下的反射率

- 當n_1=1.5，n_2=1時，θ_c=41.8度。
- 只要保持入射角大學41.8度，就一定會產生全反射。



反射光的相位變化

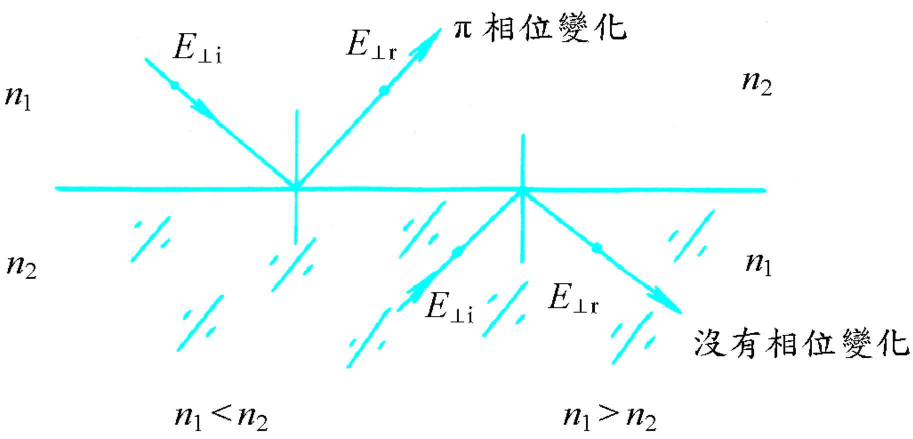
- 在Fresnel方程式中，由於透明介質的折射率n是實數，所以反射振幅可取正值或負值，透射只能取正值。
- 這個正負取值反應入射光、反射光和透射光之間的相位關係。
- 負值表示兩者相位相反，正值表示兩者相位相同。
- 因此，透射光總是和入射光的相位相同。

- 反射光則需要考慮四種情況。
- $\theta_i<\theta_B$或$\theta_i>\theta_B$、 $n_1>n_2$或$n_1<n_2$

反射光的相位變化

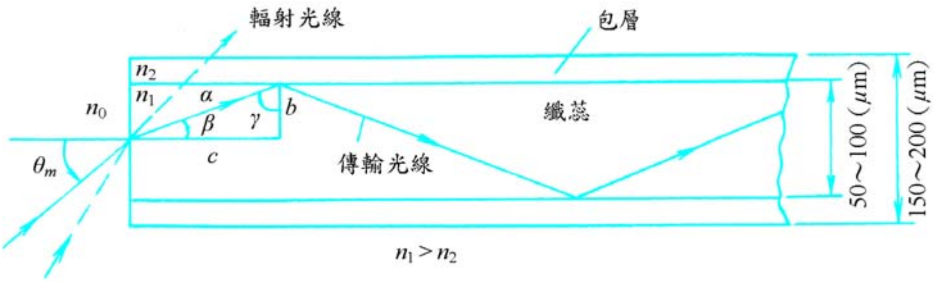
- θ_i任意值，$n_1<n_2$，則$\rho_\perp$取負值。
  - 在外反射條件下，不論入射角為何值，反射光的垂直分量總有π相位變化，稱為半波損失。
- θ_i任意值，$n_1>n_2$，則$\rho_\perp$取正值。
  - 在內反射條件下，不論入射角為何值，反射光的垂直分量都不會有相位變化。
- $\theta_i<\theta_B$， $n_1<n_2$，則$\rho_{//}$取正值，$\theta_i>\theta_B$， $n_1<n_2$，則$\rho_{//}$取負值。
  - 在外反射條件下，入射角小於θ_B時，反射光的平行分量沒有相位變化，但當入射角大於θ_B時，反射光的平行分量就有π相位變化。
- $\theta_i<\theta_B$， $n_1>n_2$，則$\rho_{//}$取負值，$\theta_i>\theta_B$， $n_1>n_2$，則$\rho_{//}$取正值。
  - 在內反射條件下，反射光平行分量在$\theta_i<\theta_B$時有π相位變化， $\theta_i>\theta_B$後，不發生相位變化。

反射光的相位變化



纖維光學

- 光學纖維，光纖，是用石英、玻璃、塑料等光透射率高的電介質材料製作的極細纖維，在近紅外至可見光領域傳輸損耗小，為理想的光波傳輸線路。



纖維光學

- 光纖由纖芯和包層組成，纖芯的折射率n_1大於包層n_2，所以光在光纖中的傳播是內反射條件。
- 光線要能在光纖中傳輸而不溢出纖芯，必須滿足條件：

$$\sin\gamma \ge \sin\theta_c = \frac{n_2}{n_1}$$

- 令

$$\sin\gamma = \frac{n_2}{n_1} = \frac{c}{a}$$

$$\because a^2 = b^2 + c^2, 1 = \frac{b^2}{a^2} + \frac{c^2}{a^2}, \left(\frac{b}{a}\right)^2 = 1 - \left(\frac{c}{a}\right)^2 = 1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2$$

$$\therefore \frac{b}{a} = \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} = \sin\beta$$

纖維光學

- 在光纖端面上：

$$n_0 \sin\theta_m = n_1 \sin\beta = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$
$$\Rightarrow \theta_m = \arcsin\left(\frac{1}{n_0}\right)\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

- θ_m為光纖的收光角。
- 這個角度由纖芯和包層的折射率決定，與光纖的尺寸無關。
- 它表示光纖的收光能力，θ_m越大，光纖收光能力越好。
- 大於θ_m的光線，由於不滿足內全反射的條件，不能在光纖中傳輸，稱為輻射光線。

纖維光學

- 光纖的數值孔徑：

$$n_0 \sin\theta_m = \varphi_n$$
$$\Rightarrow \varphi_n = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \sqrt{(n_1 + n_2)(n_1 - n_2)} = \sqrt{2n_1^2\left(\frac{n_1 - n_2}{n_1}\right)} = n_1\sqrt{2\Delta}$$
$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1}$$

- Δ稱為纖芯與包層的相對折射率差，一般其值在1%~5%。

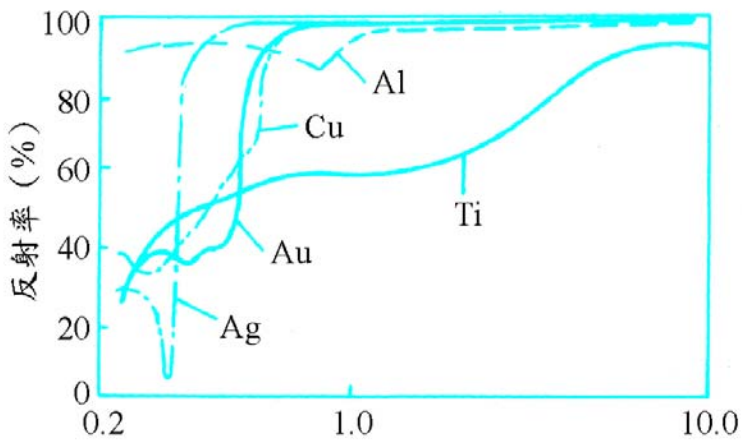
纖維光學

- 數值孔徑和相應的收光角

φ_n	θ_m（°）	φ_n	θ_m（°）
0.1	5.74	0.3	17.46
0.2	11.54	0.32	18.66

纖維光學

- 幾種金屬的光譜反射率

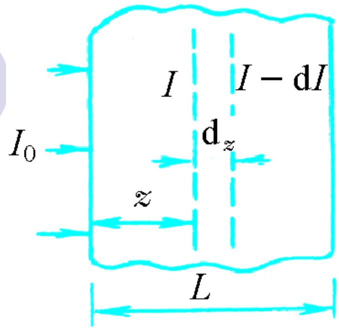


光的吸收和散射

- 光通過物質時，即使不發生反射、折射和繞射現象，其傳播情況也會發生變化。
- 這是因為光頻電磁波與組成物質的分子、原子發生作用，作用的結果使光波的特性發生變化。
- 測量光波特性的變化，就能推知物質的許多性質。

- 光的吸收是指一部分光能被物質中的分子或原子吸收，變為物質的熱能。
- 光的散射使光能重新發生空間分佈。
- 無論是吸收或散射，從能量角度看，將使光強度產生衰減。
- 衰減的規律由Bouguer定律描述。

光的吸收和散射



- 強度為I_0的光通過長度為L的介質，在距離z處由於介質的衰減變為I，在距離z+dz處變為I-dI，也就是說在dz距離內光強減少dI。
- 根據基本物理： $-dI = \alpha I dz$

$$\alpha = -\frac{dI}{Idz}$$

- α定義為介質的衰減係數(1/m)，表示在單位距離上光強度減少的百分比。
- 工程上也常用(dB/m)來度量衰減係數，兩者關係為：

$$\alpha(dB/m) = 4.343\alpha(1/m)$$

光的吸收和散射

- 如果介質均勻衰減，即α與z無關，則：

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z}$$

- 令z=L，那麼通過長度L的介質後強度變為：

$$I(L) = I_0 e^{-\alpha L}$$

- 這就是描述光波衰減的Bouguer指數定律。
- 衰減是由光吸收和光散射兩個獨立的物理過程共同產生的，所以：

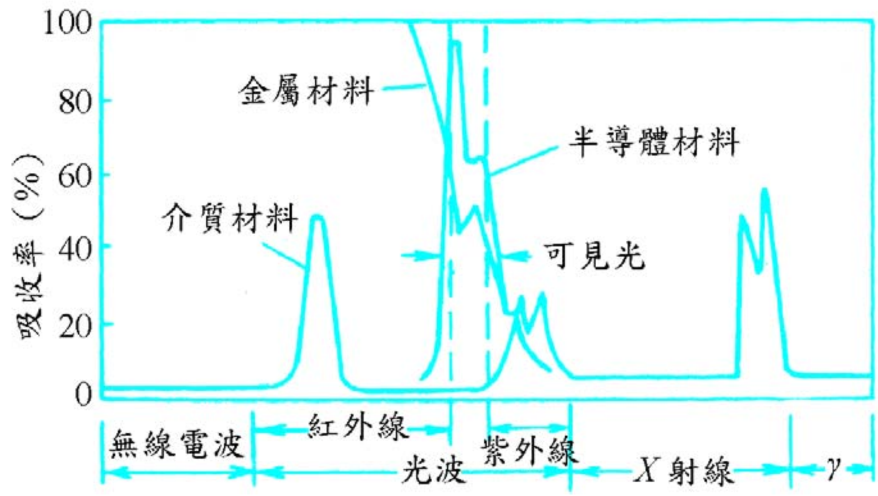
$$\alpha = \alpha_\alpha + \alpha_s$$

- 吸收係數和散射係數

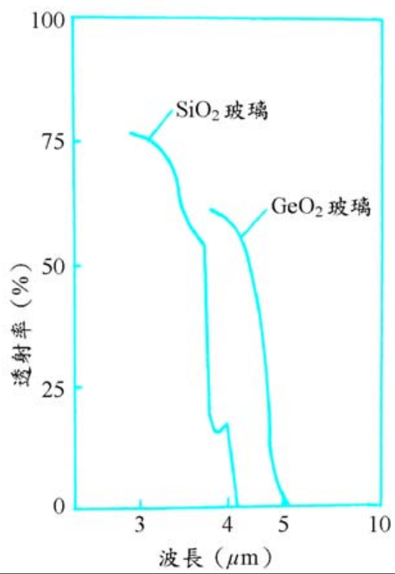
光吸收

- 實驗發現，所有物質對某些頻率範圍內的光是透明的，而對另一些頻率範圍內的光卻是不透明。
  - 石英，對所有可見光幾乎都是透明的，而對波長3.5 μm～5.0 μm紅外光是不透明的。
- 吸收光輻射或光能是物質的一般屬性。
- 把物質對光能的吸收分為一般吸收和選擇性吸收。
  - 石英對可見光的吸收就是一般吸收，特別是吸收甚微，但對3.5 μm～5.0 μm的紅外光卻是強烈的吸收，屬於選擇性吸收，而且是強烈的吸收。
- 任何一種物質對光的吸收都由這兩種吸收組成。

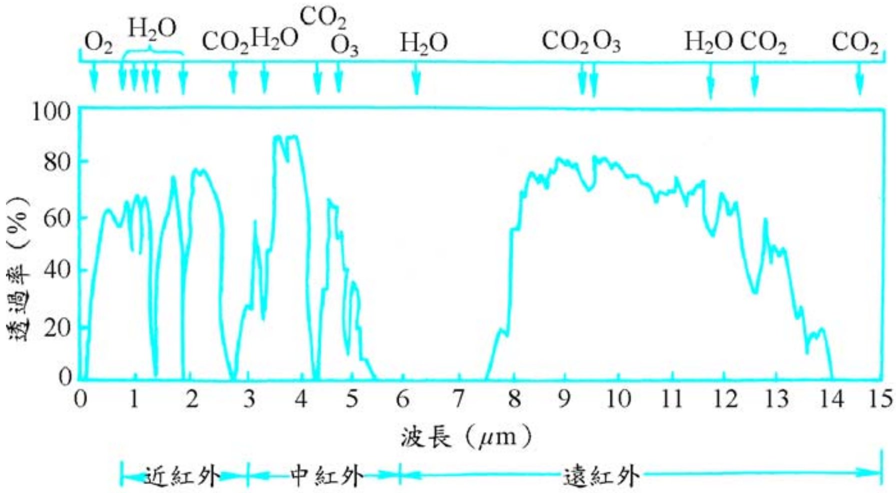
介質、金屬、半導體材料的吸收特性



兩種玻璃的光譜透過率曲線

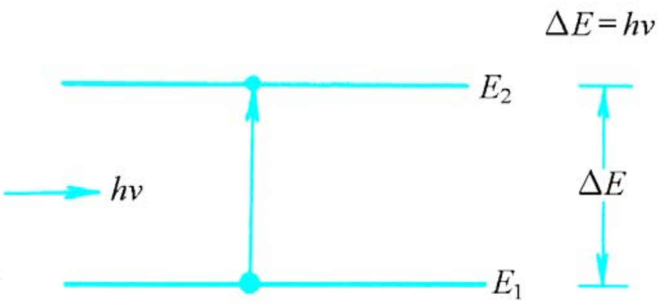


光波的大氣透射率



大氣對光的吸收

- 組成物質的分子、原子的內部運動，使物質具有各自的能階結構。
- 和電子運動相當的能階間隔E_2-E_1=ΔE的大小與可見光、紫外光光子的能量hv相當，所以當ΔE=hv時，入射的部份光子被吸收，分子能量產生上躍遷或吸收躍遷。



大氣對光的吸收

- 分子除了內部電子運動外，還有分子的振動運動和轉動運動，與分子振動、轉動運動相當的ΔE則分別和近紅外區光子及中遠紅外區光子能量相當，相應的吸收躍遷將明顯的吸收紅外光能量。
- 物質內部運動的複雜性決定了相應的能階結構與之對應，所以透過光吸收譜可以測定相應的物質存在。

光散射

- 在光學性質均勻的介質中或兩種折射率不同的均勻介質的界面上，無論光的直射、反射或折射，都僅限於在給定的一些方向上，而在其餘方向上光強度等於0，沿著光束的測量看不到光。
- 當光通過光學性質不均勻的物質時，從側向卻可以看到光，這種使入射光重新產生空間分佈的現象叫散射，光散射也必然使光在原來傳播方向上的光強度減弱。
- 光學性質的不均勻可能是由於均勻物質中散布著折射率不同的其他物質的大量微粒，也可能是由於物質本身的組成部份的不規則聚集所造成的。
- 例如，塵埃、煙、霧、懸浮液、乳狀液以及毛玻璃等。
- 這種混濁物的特徵是：其雜質微粒的大小一般來說比光波長小，它們之間的間去比波長大，而且排列毫無規則。

光散射

- 它們在光作用下的振動彼此間就沒有固定的相位關係，在任何觀察點所看到的總是它們所發出的次級輻射的不同調疊加，到處不會相消，從而形成散射光。
- 散射與直射、反射、折射不同的主要原因：主要是次波發測中心的排列不再規則，而且散射體的大小小於光波長。
- 實際的鏡面都不是理想鏡面，因而產生光的漫反射。
- 散射與漫射不同。

- 漫射是許多小鏡面反射強度的疊加，每一小鏡面上不規則的凹凸部份，其大小較光的波長為小，因而繞射現象可以忽略不計，但每一小鏡面的大小則遠比光的波長大，因此光從這些小鏡面反射時仍然遵守反射定律。

光散射

- 散射現象也不同於繞射現象。

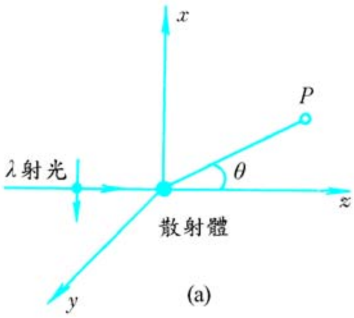
- 繞射是由於個別的不均勻區域所形成的，這些不均勻區域的線度可與光波長相比擬。
- 散射是由大量排列不規則的非均勻的小區域的集合所形成的，這些非均勻小區域的線度比光波長小。
- 每一個這種小區域雖然也有繞射發生，但由於不規則的排列而相互發生不同調的疊加，所以就整體而言，觀察不到繞射現象。

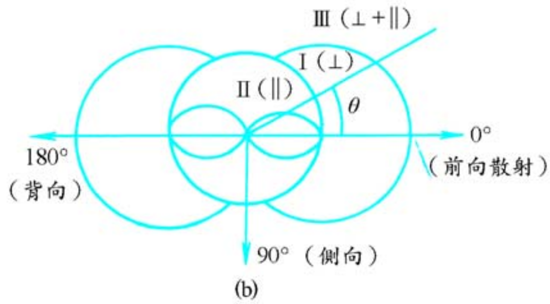
光散射

- 理論和實驗研究表明，光散射分為兩大類：
  - 彈性光散射
  - 非彈性光散射
- 當散射光頻率與入射光頻率相同時，稱為彈性光散射，亦稱雷利散射。
- 當散射光頻率與入射光頻率不相同時，稱為非彈性光散射，亦稱拉曼散射。

雷利散射

- 散射體長度遠小於光波長時，所發生的散射現象稱為雷利散射。
- 雷利散射的基本特徵是，散射光頻率不變，但散射光的強度與波長的四次方成反比，即入射光波長越短，散射越強烈，而且散射光在不同方向發生偏振現象。





雷利散射

- 雷利散射的描述座標和散射光強度及偏振特性的方向分佈
- 垂直分量是各向同性散射
- 平行分量的散射不再各向同性散射
- 總的散射結果由III圖表示，前向散射(0度方向)和背向散射(180度方向)最強，側向散射(90度方向)最小，但側向散射為垂直偏振光，其他方向的兩種偏振分量比例不同。
- 定義退偏係數：

$$\delta_p = \frac{I_s^{\perp}}{I_s^{//}}$$

- 不同物質的退偏係數不同。

雷利散射

- 光被氣體色散的退偏係數

氣　體	分子式	δ_p	氣　體	分子式	δ_p
氬	Ar	0	二氧化碳	CO_2	0.097
甲烷	CH_4	0	二硫化碳	CS_2	0.115
氮	N_2	0.036	水蒸氣	H_2O	0.02
氯	Cl_2	0.035	二氧化硫	SO_2	0.031
空氣	–	0.042	氨	NH_3	0.01
一氧化碳	CO	0.013	氧	O_2	0.065

雷利散射

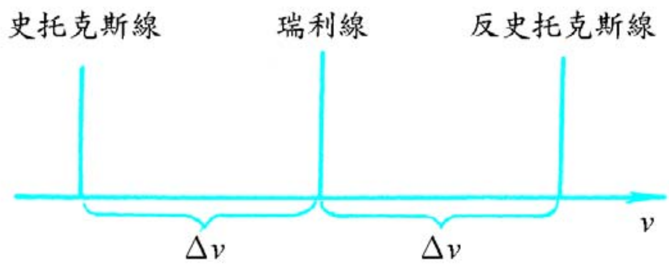
- 雷利散射強度的λ^{-4}定律表示，散射光中短波佔優勢，所以觀察白光散射時帶青藍色，而通過散射物質的光，由於缺少短波的成份，便顯得比較紅。
- 紅光的波長(720 nm)是紫光波長(400 nm)的1.8倍，而由雷利定律，紫光的散射大約是紅光的$(1.8)^4$倍，即10倍，因此紅外光的大氣穿透力比紫光強。
- 如果散射體的長度超過了光波長，散射出現複雜情況，這時的散射稱為米氏散射，強度與λ^{-q}成比例，通常q<4。
- 大氣分子密度的漲落產生的散射屬於雷利散射，亦稱分子散射。

雷利散射

- 晴朗的天空呈淺藍色是由於大氣的分子散射。
- 清晨日出或傍晚日落時，因為太陽光幾乎平行地面，穿過的大氣層最厚，所有波長叫短的藍、黃光幾乎都朝側向散射，僅剩下波長較長的紅光到達觀察者。
- 正午時太陽光穿過的大氣層最薄，散射不多，所以呈白色

拉曼散射

- 拉曼散射是一種非彈性分子散射，也就是說，散射光的頻率會發生改變。
- 它在入射光較強時才會出現，散射光中除了頻率不變的雷利散射外，還有高於和低於雷利頻率(即入射光頻率)的散射光，這就是拉曼散射。



拉曼散射

- 實驗發現，如果改變入射光的頻率，但拉曼線和雷利線之間的相對位移Δν不變，這表示位移Δν只取決於散射物質，即不同的物質有不同的Δν ，因此量測Δν可以測知散射物質的種類。
- 拉曼位移

分　　子	拉曼位移（cm^{-1}）	分　　子	拉曼位移（cm^{-1}）
SF_6	775	CH_4	2914
O_2	1103.3	NH_3	3334
CO_2	1388	H_2O	3651.7
CO	2145		

輻射度量學和光度學

- 研究各種電磁輻射能量計量的科學稱輻射度量學。
- 早先對電磁輻射中的可見光進行了充分的研究稱為光度學。
- 在光度學中，使用光通量、光強、亮度、照度等光度學量，用以描述不同情況下人眼對光的敏感程度。
- 由於這些光度學量是以人眼對可見光刺激所產生的視覺基礎，所以它受到了主觀視覺的限制，不是客觀的物理學描述方法。
- 因此必須採用不受人們主觀視覺限制，建立在物理測量基礎上的輻射度量學量。
- 常用的輻射量很多，其中最基本的有5個。

基本輻射量

- 輻射功率P
  - 輻射功率又稱輻射通量，它是發射、傳輸或接收輻射能量的時間變化率，單位是W，定義為：

$$P = \frac{\partial Q}{\partial t}\,(\mathrm{W})$$

  - 式中Q是輻射能量。
- 由於輻射能量是波長、面積、立體角等許多因素的函數，所以輻射功率用輻射能量對時間的偏微分定義。

基本輻射量

- 輻射出射度M
  - 輻出度又稱輻射通量密度，它是描寫面源輻射特性的量，其數值是源的單位面積向半球空間發射的輻射功率，定義為：

$$M = \frac{\partial P}{\partial A}$$

  - 式中A是輻射源面積。
- 輻出度的單位是$W.m^{-2}$。由於源表面發射不均勻，所以面上各點附近單位面積發射的功率不一樣，故M通常是源上位置的函數。
- 輻出度M對源發射面積的積分即為源的發射功率：

$$P = \int_A MdA$$

基本輻射量

- 輻射強度I
  - 輻射強度是為描述點源輻射功率在空間不同方向上的分佈情況而引入的量。
  - 所謂點射源，是指源尺寸很小的輻射源。實際上，確定點射源首要的不是輻射源真實的物理尺寸大小，而是它相對觀察者(或探測器)所張的角度。
  - 例如，距地球遙遠的星星，其物理尺寸可能很大，但相對地面上的觀察者所張的角度來說，它完全可以看成一個點。
  - 只要觀察點距離比源本身的最大尺寸大10倍以上，並且觀測裝置是不帶光學系統的簡單探測器，就可以將該輻射源視為點射源。
  - 如果觀測裝置採用光學系統，則判別標準由探測器的尺寸和輻射源在探測器表面上的成像尺寸決定，若像比探測器小，則可將輻射源為點射源。

基本輻射量

- 輻射強度I
  - 輻射強度是點射源在單位立體角內發射的輻射功率，因此它是輻射功率在某個方向上角密度的度量，定義為：

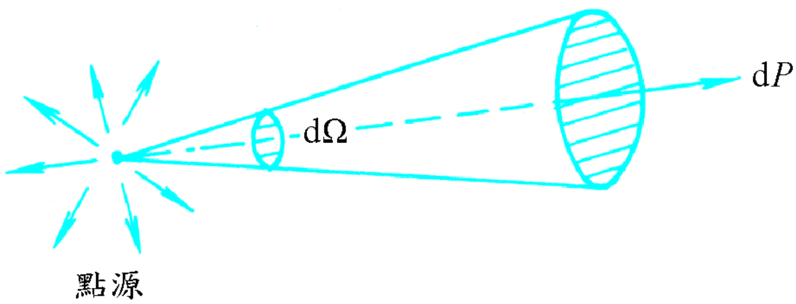
$$I = \frac{\partial P}{\partial \Omega}$$

  - 式中Ω是點源所對的立體角。輻射強度的單位是$W.sr^{-1}$。
- 輻射強度對整個發射立體角的積分，即為總輻射功率：

$$P = \int_{發射立體角} I \, d\Omega$$

基本輻射量

- 輻射強度



基本輻射量

- 輻射亮度L
  - 輻射亮度是描述擴展源輻射功率在空間和源表面上的分佈情況而引入的量，又可稱為輻射率或面輻射度。
  - 所謂擴展源是指尺寸很大的輻射源。
  - 實際上同一個輻射源既可以看作點源也可以看作擴展源。
  - 例如，噴氣式飛機的尾噴口，在1 km以上的距離觀測時，可以看作是一個點射源，而在3 m距離觀測時，表現為一擴展源。
- 擴展源在某個方向上的輻射亮度是它在該方向上的單位表觀面積向單位立體角內發射的輻射功率。

基本輻射量

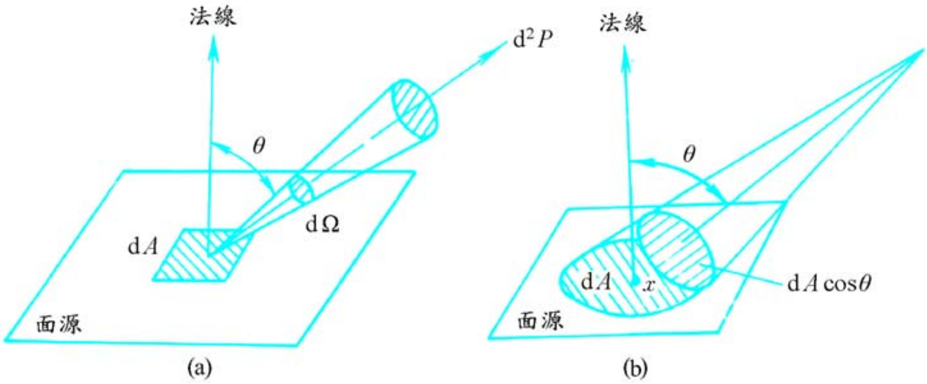
- 輻射亮度L
  - 如果在擴展源表面上某點x附近的一個小面積單元dA向半球空間(2 π sr)發射的輻射功率為dP，當我們考慮該面積單元向面積單元法線夾角為 θ 的方向上發出輻射時，則由於在 θ 方向上看到的面積單元dA的表觀面積為 $dA_0=dA\cos\theta$ ，所以dA向 θ 方向d Ω 立體角內發射的輻射功率($d(dP)=d^2P$)可以看作是由源的表觀面積單元 dA_0 發出的輻射功率，由此可得

$$L=\frac{\partial^2 P}{\partial A_0 \partial\Omega}=\frac{\partial^2 P}{\partial A\partial\Omega\cos\theta}$$

  - 輻射亮度的單位($W.m^{-2}.sr^{-1}$)。
  - 一般來說，輻射亮度與源面上的位置x及觀測的方向 θ 有關。
  - 既然輻出度M和輻射亮度L表示了輻射功率在源表面上的分佈特性，所以兩者之間必有一定的關係。

基本輻射量

- 輻射亮度L



基本輻射量

- 擴展源面上的小面積單元dA在θ方向上的小立體角dΩ內發射的輻射功率為：

$$d^2P = L\cos\theta dA$$

- 所以，dA向半球空間發射的輻射功率可通過對立體角積分求得：

$$dP = \int_{半球空間} d^2P = [\int_{2\pi sr} L\cos\theta d\Omega]dA$$

- 根據M的定義，可得M與L的關係為：

$$M = \frac{dP}{dA} = \int_{2\pi sr} L\cos\theta d\Omega$$

基本輻射量

- 輻照度E
  - 輻照度為描述受照表面接收輻射功率的分佈情況。
  - 假設輻射源投射到被照表面x點附近小面積單位dA上的輻射功率為dP，則被照表面x點的輻照度E為：

$$E=\frac{\partial P}{\partial A}$$

  - 輻照度為投射到被照面單位面積上的輻射功率，單位為w.m-2。
  - 雖然跟輻出度的單位相同，但物理意義不同。
  - 輻出度是離開輻射源表面的輻射功率密度，它包括了源向整個半球空間發射的輻射功率。
  - 輻照度則是入射到被照表面上的輻射功率密度，它可以包括一個或幾個源投射來的輻射功率。
  - E除與被照面上的位置有關外，還與輻射源的特性及被照面與源的相對位置有關。

光譜輻射量

- 上面討論的幾個基本輻射量都只考慮了輻射功率的空間分佈特性。
- 實際上任何一個輻射源發出的輻射或投射到一個表面上的輻射功率，都有一定的頻率分佈特徵(即光譜特性)，故對於所討論的輻射量均可定義相應的光譜輻射量。
- 光譜輻射功率P $_{\lambda}$ ，表示在波長處，單位波長間隔內的輻射功率，定義為：

$$P_{\lambda}=\frac{\partial P}{\partial \lambda}$$

- 光譜輻出度M $_{\lambda}$ ，定義為：

$$M_{\lambda}=\frac{\partial M}{\partial \lambda}$$

光譜輻射量

- 光譜輻射強度I$_\lambda$，定義為：

$$I_\lambda = \frac{\partial I}{\partial \lambda}$$

- 光譜輻射亮度L$_\lambda$，定義為：

$$L_\lambda = \frac{\partial L}{\partial \lambda}$$

- 光譜輻照度E$_\lambda$，定義為：

$$E_\lambda = \frac{\partial E}{\partial \lambda}$$

光譜輻射量

- 在光電技術中，還常遇到單色輻射量、某波長間隔輻射量和全輻射量等。
- 由光譜輻射功率的定義可知，在波長為λ~ λ+dλ的小波長間隔內的輻射功率為：

$$dP = P_\lambda d\lambda$$

- 若dλ足夠小，式中的dP可稱為波長λ的單色輻射功率，用dP$_\lambda$表示。
- 在一個有限波長範圍λ$_1$~λ$_2$=λ$_1$+Δλ內的輻射功率叫該波長間隔Δλ的輻射功率，用P(Δλ)表示，定義為：

$$P(\Delta\lambda) = P(\lambda_1 - \lambda_2) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P_\lambda d\lambda$$

- 如果λ$_1$=0， λ$_2$→∞，則：

$$P = \int_0^\infty P_\lambda d\lambda$$

基本光度量學

- 光度學是電磁輻射中能引起視覺響應的那部份輻射場，所以光度學量是輻射量度學的特例。
- 輻射度量學是電磁輻射場的能量，而光度學量是光場產生的視覺響應。
- 歷史上人們曾將光強度單位(燭光)作為光度學的基本單位，最初以一支特別的蠟燭的光強度當作標準光，後來又定義在規定條件下工作的標準電燈的確定部份光強度為國際燭光，這些標準都取決於標準光源的物理結構，容易造成混亂。
- 1977年，國際計量委員會決定選擇光通量P_v的單位作為光度標準。

基本光度量學

- 光通量相應於輻射度量學中的輻射通量(功率)P，單位是lm (流明)。
- 1 lm是555 nm處單色輻射的光通量。選擇555 nm波長是因為人眼白晝視覺在這個波長上最靈敏。

輻射源	照度（lm/m^2）
太陽（處於天頂位置）	1.2×10^5
晴朗天空	1×10^4
陰　天	1×10^3
距 60W 白熾燈 1m 處	1×10^2
滿月（天頂位置）	0.27
無月的陰暗天空	1×10^{-4}
He-Ne 雷射$\binom{10\text{ mV}}{d=1\text{ mm}}$10m 處	5×10^3

輻射源	光度（$cd\cdot m^2$）
太陽表面	2×10^5
碳弧光燈	1×10^4
60W 除去光澤的白熾燈	9
陰極射線管	5
40W 日光燈	0.5
白色發光漆	3×10^{-5}
He-Ne 雷射$\binom{10\text{ mV}}{d=1\text{ mm}}$	7×10^7

基本輻射量與光度學量對照表

輻射量	符號	定 義	單 位	光度量	符號	定 義	單 位
輻射能（量）	Q		J	光能（量）	Q_v		lm・s
輻射通量（功率）	P	$\partial Q/\partial t$	W	光通量	P_v	$\partial Q_v/\partial t$	lm
輻（射）出（射）度	M	$\partial P/\partial A$	W・m^{-2}	光出射度	M_v	$\partial P_v/\partial A$	lm・m^{-2}
輻射強度	I	$\partial P/\partial \Omega$	W・sr^{-1}	光強度	I_v	$\partial P_v/\partial \Omega$	lm・sr^{-1}
輻射亮度	L	$\partial^2 P/\partial A_0 \partial \Omega$	W・m^{-2}・sr^{-1}	光亮度	L_v	$\partial^2 P_v/\partial A_0 \partial \Omega$	lm・m^{-2}・sr^{-1}
輻射度	E	$\partial P/\partial A$	W・m^{-2}	光照度	E_v	$\partial P_v/\partial A$	lm・m^{-2}

基本光度量學

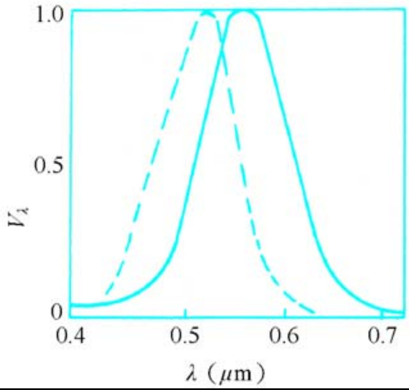
- 實驗證明，輻射功率相同但波長不同的光引起人眼的視覺響應(眼睛感到的明亮程度)相同。
- 在可見光譜中部(黃、綠色)最敏感，越靠近光譜兩端越不敏感。
- 對於可見光區以外的其他波長輻射，人眼不能察覺。
- 在引起相同視覺響應條件下，若在λ附近所需要的光譜輻射功率為dP_λ，而對λ=555 nm所需的光譜輻射功率為dP_{555}，則定義：

$$V_\lambda = \frac{dP_{555}}{dP_\lambda}$$

- 為波長λ的視見函數(相對光譜視見函數)。

基本光度量學

- 人眼對波長為555 nm的光視見函數值為1，其他波長光的視見函數值都小於1，不可劍光區的視見函數值都等於0。
- 視見函數大，則視覺對這種波長輻射的靈敏度高，亦即視覺響應強。
- 由於人眼視覺神經的生理結構，人眼視覺有白晝視覺和黃昏視覺之分，或分別稱為明光視見函數(實線)和弱光視見函數(虛線)。



基本光度量學

- 白晝視覺是指人眼在明亮環境(>3 cd.m^{-2}的亮度)中，對不同波長可見光的視覺。黃昏視覺是指人眼在黑暗環境(<3x10^{-5} cd.m^{-2}的亮度)中，對不同波長可見光的視覺。
- 黃昏視覺的$V_\lambda \sim \lambda$曲線的最大值相對白晝視覺向短波方向移動了50 nm，可稱為普爾欽效應。
- 如果某一波長可見光的輻射功率大，人眼對該波長的視見函數也大，則對這種光的視覺響應就一定強。
- 由於描述可見光產生視覺響應強弱能力的物理量是光通量P_v，所以在波長λ附近，輻射功率為dP_λ的可見光所對應的光通量應為：

$$dP_v = 683 V_\lambda dP_\lambda$$

基本光度量學

- 式中常數683與光度學單位的規定有關。
- 輻射功率為1 W的555 nm可見光，其相應的光通量為683流明。
- 當光源輻射各種波長的光波時，總光通量為：

$$P_v = 683\int_0^{\infty} V_\lambda dP_\lambda = 683\int_0^{\infty} V_\lambda P_\lambda d\lambda$$

相對光譜視見函數V_λ的值

波長（nm）	V_λ	波長（nm）	V_λ
410	0.001	570	0.952
420	0.004	580	0.870
430	0.012	590	0.757
440	0.023	600	0.631
450	0.038	610	0.503
460	0.060	620	0.381
470	0.091	630	0.265
480	0.013	640	0.175
490	0.208	650	0.107
500	0.323	660	0.061
510	0.503	670	0.032
520	0.710	680	0.017
530	0.862	690	0.008
540	0.954	700	0.004
550	0.995	710	0.002
560	0.995	720	0.001