應用光學-物體的熱輻射

劉承揚

物體的熱輻射

- 任何物體總是不斷地自發發射電磁波。
- 這種自發的電磁輻射，對常溫物體來說，主要集中在紅外波段，有強烈的熱作用，因此又稱為熱輻射。
- 物體的熱輻射程度主要由物理的溫度決定，所以也稱溫度輻射。
- 物體的溫度輻射特性是光學溫度感測的基礎，也是紅外探測、紅外遙測、紅外跟蹤等紅外技術的基礎。

物體發光的基本形式

- 物體發光有兩種基本形式：熱輻射和發光輻射。
- 熱輻射亦稱溫度輻射。
- 任何物體只要它的溫度高於熱力學溫度(0 K或攝氏溫度-273℃)，它就一定要不斷地發射電磁輻射，稱之為熱輻射。
- 在這種發射過程中，只要通過加熱維持物體的溫度不變，物體就可以不改變內能持續不斷地發射電磁波，包括固體、液體、相當厚的氣體都有這種輻射發生。
- 溫度低(如室溫下)時，發射不可見的紅外線。
- 加熱到500℃左右，開始發射部份暗紅色的可見光。
- 溫度更高時，發射的波長更短，大約1500℃時，開始發射白光，其中還有相當多的紫外線。
- 熱輻射的另一特點是輻射光譜是連續的，不僅與物體溫度有關，與物體的表面特性有關。

物體發光的基本形式

- 發光輻射主要是借助其他一些外來激發過程而獲得能量產生輻射發射的。
- 這種發光形式包括：
  - 電致發光：物體中的原子在由電場加速的電子作用下，被激發到激發狀態，當它返回到正常狀態時將產生輻射。
  - 光致發光：物體被光照射而引起的自身發射。
  - 化學發光：由於化學反應引起發光。
  - 熱發光：物體被加熱到一定溫度後引起發光，它與熱輻射不同，只有達到一定溫度後才開始發光，而熱輻射在任何溫度下都產生輻射。
- 發光輻射的基本特性是非平衡發射，不能用溫度描述，其光譜不是連續譜，而是帶光譜和線光譜。

克希何夫定律

- 溫度為T的物體一定產生與溫度T相應的電磁輻射，任何有溫度的物體總是在不斷地發射電磁能。
- 物體呈現出不同的顏色是因為物體對太陽光的選擇吸收和反射所致。
- 任何物體都在不斷地吸收輻射和發射輻射。
- 與物體從周圍吸收輻射的能量恰好等於本身因發射輻射而減少的能量時，物體就處於熱平衡狀態，此時物體的狀態就可用一個確定的溫度值來表示。
- 克希何夫定律指出在熱平衡狀態下，物體的吸收特性和發射特性之間的關係。

克希何夫定律

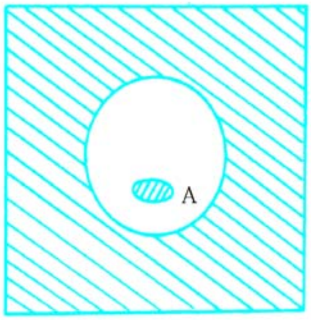
- 在一定溫度下，物體對波長λ的光的吸收率α (λ,T)與該物體發射出該波長λ的光的輻出度M (λ,T)成正比，而且比例係數f (λ,T)對任何物體都一樣。
- 用數學形式表示：

$$\frac{M_1(\lambda,T)}{\alpha_1(\lambda,T)}=\frac{M_2(\lambda,T)}{\alpha_2(\lambda,T)}=\ldots=f(\lambda,T)$$

- 式中下標1,2,…表示不同物體的代號。

克希何夫定律

- 物體A置於一個真空絕熱的密閉容器中，物體與容器之間只能通過輻射交換能量，最終物體與容器之間達到熱平衡，此時，物體與容器壁處於相同溫度。



絕熱真空腔中的物體

克希何夫定律

- 熱平衡下，物體A所發射的功率等於它所吸收的功率，而且對任一波長成份都是這樣，否則空腔中某一波長的能量將減小到0，而另一波長的能量將趨於無限大，但顯然是不可能的，所以可得關係：

$$M_A(\lambda,T)=\alpha_A(\lambda,T)E(\lambda,T)$$

- 式中E(λ,T)為投射到物體A表面上的輻照度，而

$$\frac{M_A(\lambda,T)}{\alpha_A(\lambda,T)}=E(\lambda,T)$$

克希何夫定律

- 對任一物體該式都成立。
- 表明，一個好的吸收體，一定也是一個好的發射體。
- 比例係數：

$$f(\lambda,T)=E(\lambda,T)$$

- 即任何物體的光譜輻出度與光譜吸收率的比例係數與物體性質無關，等於真空容器中的光譜輻照度。
- 提出了絕對黑體的概念。

絕對黑體

- 既然E(λ,T)對任何物體都一樣，那麼可以設想有這樣一個物體，其光譜吸收率α (λ,T)=1，在任何溫度下，它對任何波長的入射輻射都能完全吸收，這樣的物體稱為絕對黑體，則有：

$$E(\lambda,T)=f(\lambda,T)=\frac{M_b(\lambda,T)}{1}$$

- 式中下標b表示黑體，表示黑體的光譜輻出度就是真空容器中的光譜輻照度。
- 顯然，黑體是一種特殊物體，在所有物體中，它的吸收率最大(等於1)，發射本領也一定最大。

絕對黑體

- 如果能設法找到$M_b(\lambda,T)$的規律，那麼對任何物體，只要能測量出其吸收率，就可計算出其光譜輻出度，即：

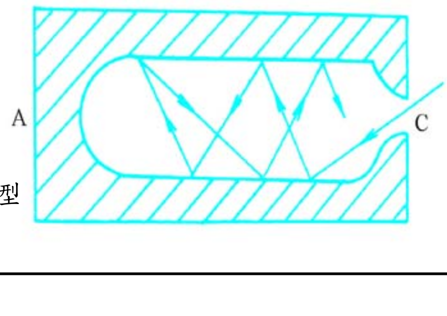
$$M_A(\lambda,T)=\alpha_A(\lambda,T)M_b(\lambda,T)$$

- 在任何溫度下，黑體能夠全部吸收任何波長的入射輻射功率，即$\alpha_b(\lambda,T)=1$，因此在常溫下，黑體一定是黑色。
- 優質煤炭的吸收率大約90%，但還稱不上是黑體。
- 實際上，在自然界中不存在完全理想的黑體，但人工製造一個十分逼近的黑體卻是可能的。

絕對黑體

- 如圖，一個帶有小孔C的幾乎密閉的空腔容器A就是一個近似的黑體。
- 因為從小孔C入射容器內的光線，要在容器內壁上多次反射後才能從小孔C重新射出來。
- 設容器內壁的反射率為R，由於容器壁的吸收作用，R永遠小於1，經過n次反射後的反射光能量變為入射光能量的R^n倍，當n足夠大時，數值R^n就很小了，故只有很微小的一部分光線能從小孔C射出來。
- 小孔C的吸收率對於所有波長幾乎都等於1，因此小孔是一個很黑的洞。

黑體模型

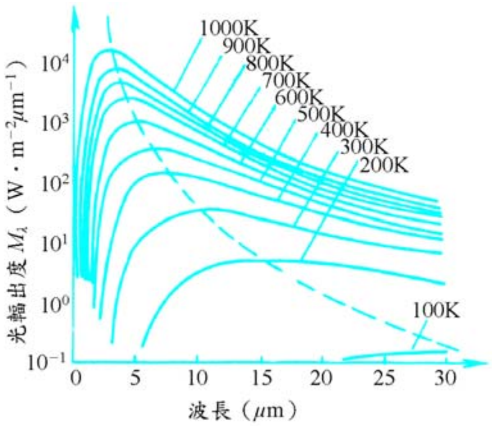


絕對黑體

- 根據克希何夫定律，小孔C的輻出度將很接近面積等於孔面積的黑體的輻射度。
- 在常溫下小孔看上去是黑的，這說明常溫下小孔C並不發射可見光波段的電磁輻射，但是並不能錯誤地認為小孔C沒有發射。
- 實際上，小孔C是一個很好的發射體(因為它是一個好的吸收體)，只是發射出與容器A溫度相應的電磁輻射。
- 如果將容器A加熱到500℃以上，那麼小孔看起來不僅不黑反而變紅了，因為在這個溫度下，小孔C可以發射出暗紅色的可見光波。

黑體輻射的實驗定律

- 維因(Wien)定律
  - 用鎢、鉭、銅三種金屬分別做成三個如圖的空腔黑體輻射源，並且把每個空腔都加熱到相同的溫度，保持其溫度不變，用分光光譜儀測量空腔的熱輻射，可以得到它的光譜輻出度曲線。



黑體輻射的實驗定律

- 維因(Wien)定律，實驗出現：
  - 從小孔自空腔內發射出來的輻射，永遠比外壁的輻射強。因為小孔是黑體，外壁不是黑體，所以這與克希何夫定律一致。
  - 在一定溫度下，三個小孔腔外表面發射的功率密度各不相同，但自三個空腔內發射來的功率密度都相等。這說明，黑體光譜輻出曲線只決定於黑體的熱力學溫度，與構成黑體的材料、黑體的形式及大小都無關。
  - 黑體光譜輻出度$M_b(\lambda,T)$隨波長連續變化，每條曲線只有一個極大值，對應的波長稱為峰值輻射波長λ_m。
  - 黑體光譜輻出度曲線隨溫度升高和下降體升高和下降，跟曲線不相干。
  - 黑體光譜輻出度曲線下的面積代表黑體的總輻出度，用$M_b(T)$表示，關係為：

$$M_b(T)=\int_0^\infty M_b(\lambda,T)d\lambda$$

黑體輻射的實驗定律

- 實驗發現，$M_b(T)$隨溫度發生非常明顯的非線性變化。溫度升高，$M_b(T)$就迅速增大。
- 黑體輻射的峰值波長λ_m與黑體溫度T之間有一個簡單關係：

$$\lambda_m\cdot T=2898\ (\mu m\cdot K)$$

- 如圖虛線，稱為維因位移定律。
- 當黑體溫度T增高時，峰值波長λ_m向短波方向移動。
- 重要意義：
  - 已知熱力學溫度T時，可斷定其峰值輻射波長λ_m。
  - 若測得一個黑體的λ_m，則可推知該黑體的表面熱力學溫度T。
  - 例如：人體的峰值輻射波長大約為9.3 μm，在中紅外波段。

黑體輻射的實驗定律

- 史帝芬-波茲曼定律：
- 1979年，波茲曼從實驗發現，黑體的總輻出度與熱力學溫度T的四次方成正比，即：

$$M_b(T) = \int_0^\infty M_b(\lambda, T)\, d\lambda = \sigma T^4$$

- 式中 σ =5.6687 x 10^{-8} ($W.m^{-2}.K^{-4}$)。
- 該式表明， M_b(T)與T之間是一個非線性的關係。
- 當熱力學溫度變化1%時，輻出度的變化為其4倍(即4%)，因為：

$$\frac{dM_b(T)}{M_b(T)} = 4\left(\frac{dT}{T}\right)$$

- 通過M_b(T)的測量，可以十分靈敏地測量出熱力學溫度T。

黑體輻射的實驗定律

- 蒲朗克公式：
- 1900年，蒲朗克給出了黑體輻出度$M_b(\lambda,T)$的理論公式：

$$M_b(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1}$$

- 習慣上令：

$$C_1 = 2\pi hc^2 = 3.7415 \times 10^8\ (\mathrm{W} \cdot \mu\mathrm{m}^4 \cdot \mathrm{m}^{-2})$$

$$C_2 = \frac{hc}{k_B} = 1.4388 \times 10^4\ (\mu\mathrm{m} \cdot \mathrm{K})$$

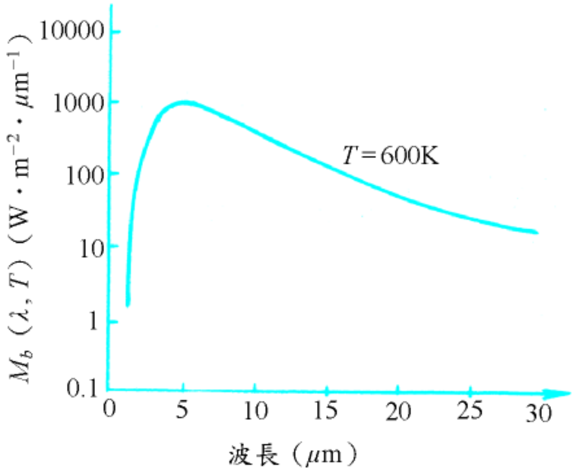
- 則可改寫為：

$$M_b(\lambda, T) = \frac{C_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1}$$

- 將C1、C2分別稱為黑體第一輻射常數和第二輻射常數。

黑體輻射的簡易計算

- 由標準黑體輻射曲線得到待求黑體的輻射曲線



黑體輻射的簡易計算

- 只要按一定比例改寫已知黑體輻射曲線的綜橫座標，就能方便地得到需要的黑體輻射曲線。令：

$$T' = nT$$

$$\lambda' = \frac{\lambda}{n}$$

- 則有：

$$M_b(\lambda', T') = \frac{C_1}{(\lambda')^5} \cdot \frac{1}{\exp(\frac{C_2}{\lambda' T'}) - 1} = \frac{C_1}{(\frac{\lambda}{n})^5} \cdot \frac{1}{\exp(\frac{C_2}{\lambda T'}) - 1}$$

$$= n^5 \frac{C_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp(\frac{C_2}{\lambda T}) - 1} = n^5 \cdot M_b(\lambda, T)$$

黑體輻射的簡易計算

- 由T和T’ 求出n=T’ /T，然後用n去除已知曲線的橫座標值，就得到λ’ =λ /n的新座標，再用n^5乘以已知曲線的縱座標值，得到新的縱座標值M_b(λ’ ,T’)，就可得所需的黑體輻射曲線。
- 例如：
  - T=600 K，T’ =300 K，可知n=1/2
  - 於是
  - 橫座標： $\lambda' = 2\lambda$
  - 縱座標：

$$M_b(\lambda',T') = (\frac{1}{32})\cdot M_b(\lambda,T)\cdot(\text{縱座標值})$$

  - 就得到T’ =300 K的黑體輻射曲線。

黑體輻射函數表

- 兩種最廣泛且最基本的函數表，即f(λT)表和F(λT)表。
- 使用這些函數表，可以計算在任意波長附近的光譜輻出度M_b(λ,T)及在任意波長間隔之內的輻出度M_b(λ$_1$-λ$_2$,T)。
- f(λT)函數表：
  - 此函數表是指用峰值波長處譜輻出度M_b(λ$_m$,T)歸一化任意波長處譜輻出度M_b(λ,T)而構成的函數表，即：

$$f(\lambda T) = \frac{M_b(\lambda,T)}{M_b(\lambda_m,T)}$$

黑體輻射函數表

- 由蒲朗克公式：$M_b(\lambda,T)=\frac{C_1}{\lambda^5}\cdot\frac{1}{\exp(\frac{C_2}{\lambda T})-1}$

$$M_b(\lambda_m,T)=\frac{C_1}{\lambda_m^5}\cdot\frac{1}{\exp(\frac{C_2}{\lambda_m T})-1}$$

- 根據維因定律：$\lambda_m T = 2898\ (\mu m\cdot K)$

- 可改寫為：$M_b(\lambda_m,T)=(\frac{C_2}{\lambda_m T})^5\cdot\frac{C_1C_2^{-5}}{\exp(\frac{C_2}{\lambda_m T})-1}\cdot T^5=b_1T^5$

式中常數 $b_1=(\frac{C_2}{\lambda_m T})^5\cdot\frac{C_1C_2^{-5}}{\exp(\frac{C_2}{\lambda_m T})-1}=1.2862\times10^{-11}(W\cdot\mu m^{-1}\cdot K^{-5})$

黑體輻射函數表

- 峰值波長處的譜輻出度與溫度的五次方成比例。
- 則：

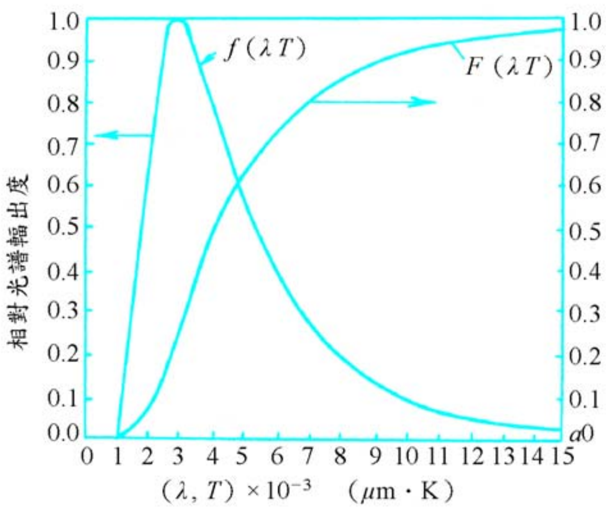
$$f(\lambda T)=(\frac{C_1}{b_1})\cdot(\lambda T)^{-5}\cdot\frac{1}{\exp(\frac{C_2}{\lambda T})-1}$$

- 可見， f(λT)正是以(λT)為宗數的函數。完成上式計算，就建立了f(λT)函數表。
- 如下表，如圖， 如果λT<1000，則f(λT)=0 。

黑體輻射通用函數表

λT (μm·k)	$f(\lambda T) = M_b(\lambda_1 T)/M_b(\lambda, T)$	$F(XT) = M_b(0-\lambda, T)/\sigma T_a$
500	0.29616×10^{-8}	0.12982×10^{-8}
1000	0.016406	0.00032071
1100	0.037679	0.00091108
1200	0.072534	0.0021339
1300	0.1226	0.0043159
1400	0.18608	0.007895
1500	0.26149	0.012849
1600	0.34490	0.019717
1700	0.43233	0.028532
1800	0.51995	0.039339
1900	0.60442	0.052104
2000	0.68312	0.066725
2100	0.75416	0.083048
2200	0.81633	0.10088
2300	0.86903	0.12002
2400	0.91215	0.14025
2500	0.94594	0.16135
2600	0.97089	0.18311
2700	0.98769	0.18311
2800	0.99712	0.22788
2900	1.0000	0.25055
3000	0.99714	0.27322
3100	0.98935	0.29576
3200	0.97370	0.31809
3300	0.96190	0.34009
3400	0.94335	0.36172
3500	0.92290	0.38290
3600	0.90043	0.40359
3700	0.87658	0.43375
3800	0.85174	0.44336
3900	0.82621	0..46240
4000	0.80029	0.48085
4100	0.77420	0.49872
4200	0.74814	0.51599
4300	0.72227	0.53267
4500	0.67160	0.56429
4600	0.64700	0.57925
4700	0.62299	0.59366
4800	0.59961	0.60753
4900	0.57690	0.62088
5000	0.55490	0.63372
5100	0.53361	0.64606
5200	0.51304	0.65794
5300	0.49321	0.66935
5400	0.47409	0.68033
5500	0.45569	0.69087
5600	0.43800	0.70101
5700	0.42110	0.71076
5800	0.40467	0.72012
5900	0.38900	0.72913
6000	0.37396	0.73778
7000	0.25409	0.80807
7500	0.21094	0.83436
8000	0.17608	0.85625
8500	0.14782	0.87456
9000	0.12480	0.88999
9500	0.10596	0.90304
10000	0.090442	0.91415
11000	0.066913	0.93184
12000	0.050448	0.94505
13000	0.038689	0.95509
14000	0.030131	0.96285
15000	0.023794	0.96894
16000	0.019026	0.97377
17000	0.015388	0.97776
18000	0.012574	0.98081
19000	0.010372	0.98341
20000	0.0086293	0.98555

通用黑體函數表曲線



黑體輻射函數表

- 實際應用中，由給定的T和λ值，先求出(λT)值(μm.K)，再由函數表查出或由圖查出f(λT)值，待求的M_b(λ,T)由下式給出：

$$M_b(\lambda,T)=f(\lambda T)\cdot b_1 T^5 (W\cdot m^2\cdot \mu m^{-1})$$

- 如果λT<1000，因為f(λT)=0 ，所以M_b(λ,T) =0。
- 這表示在給定溫度下，黑體基本上不輻射該波長的光輻射。

黑體輻射函數表

- F(λT)函數表：
- 適用於計算給定溫度下某一波長範圍內的黑體輻出度，定義為：

$$F(\lambda T)=\frac{M_b(0-\lambda,T)}{M_b(0-\infty,T)}=\frac{\int_0^{\lambda} M_b(\lambda,T)d\lambda}{\int_0^{\infty} M_b(\lambda,T)d\lambda}=\frac{\int_0^{\lambda} M_b(\lambda,T)d\lambda}{\sigma T^4}$$

- 按上式建立表和圖。
- 同樣，當λT<1000，F(λT)=0。

黑體輻射函數表

- 實際應用中，對給定的0~λ範圍及溫度T，先求出λT值，再查得F(λT)值，待求輻出度為：

$$M_b(0-\lambda,T)=\int_0^{\lambda}M_b(\lambda,T)d\lambda=F(\lambda T)\cdot\sigma T^4(W\cdot m^{-2})$$

- 如果待求的範圍是λ_1~λ_2，則首先求出(λ_1T)及(λ_2T)的值，再查出F(λ_1T)及F(λ_2T)的值，最後按下式計算待求輻出度：

$$M_b(\lambda_1-\lambda_2,T)=\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}M_b(\lambda,T)d\lambda=\int_{\lambda_1}^{0}M_b(\lambda,T)d\lambda+\int_0^{\lambda_2}M_b(\lambda,T)d\lambda$$
$$=\int_0^{\lambda_2}M_b(\lambda,T)d\lambda-\int_0^{\lambda_1}M_b(\lambda_1,T)d\lambda=F(\lambda_2T)\sigma T^4-F(\lambda_1T)\sigma T^4$$
$$=[F(\lambda_2T)-F(\lambda_1T)]\sigma T^4(W\cdot m^{-2})$$

黑體輻射函數表

- 例題，太陽(T=6000K)輻射的計算，把太陽表面仍當作黑體處理，其輻射特性計算如下：
- 太陽輻射的峰值波長λ_m為：

$$\lambda_m=\frac{2898}{6000}=0.483\mu m$$

- 峰值波長處的譜輻出度$M_b(\lambda_m,T)$為：

$$M(0.483,6000)=b_1T^5=1.2862\times10^{-11}\times(6000)^5=1\times10^8(W/m^2\cdot\mu m)$$

- 峰值波長處0.1μm波長間隔內的輻出度$M_b(\lambda_m,T)$. △λ為：

$$M(\lambda_m,T)\cdot\Delta\lambda=1\times10^8\times0.1=1\times10^7(W/m^2)$$

黑體輻射函數表

- 1 μm處光譜輻出度M(1,T)為：

$$M(1,T)=f(\lambda T)b_1T^5=f(1\times 6000)b_1T^5=0.37396\times 1\times 10^8=0.37\times 10^8(W/m\cdot \mu m)$$

- 全輻出度M(0-∞,T)為：

$$M(0-\infty,T)=\sigma T^4=7.3\times 10^7 W/m^2$$

- 紫外光區輻出度M(0-0.4,T)為：

$$M(0-0.4,T)=\int_0^{0.4}M(\lambda,T)d\lambda=F(0.4\times 6000)\sigma T^4=F(2400)\sigma T^4=0.14\times 7.3\times 10^7=1.02\times 10^7(W/m^2)$$

- 這說明，太陽全輻出度的14%分佈在紫外光。

黑體輻射函數表

- 可見光區輻出度M(0.4-0.76,T)為：

$$M(0.76-\infty,T)=[F(\infty)-F(0.76\times 6000)]\sigma T^4=(0.56-0.14)\sigma T^4=0.42\times 7.3\times 10^7=3.06\times 10^7(W/m^2)$$

- 這說明，太陽將42%的能量在可見光區輻射，為地球提供光明。
- 紅外區輻出度M(0.76-∞,T)為：

$$M(0.76-\infty,T)=[F(\infty)-F(0.76\times 6000)]\sigma T^4=(1-0.56)\sigma T^4=0.44\times 7.3\times 10^7=3.2\times 10^7(W/m^2)$$

- 這說明，太陽將44%的能量輻射在紅外區，紅外區電磁輻射熱效應明顯，將溫暖送給地球。

實際物體的熱輻射

- 蒲朗克公式、維因位移定律、史帝芬-波茲曼定律都是描述黑體輻射的基本定律。
- 黑體只是一種理想化的輻射體，所有實際的物體都不是黑體，顯然不能把上述三個熱輻射定律直接用於實際物體。
- 任何實際物體的光譜輻出度與黑體(相同溫度)譜輻出度有如下關係：

$$M(\lambda,T)=\alpha(\lambda,T)\cdot M_b(\lambda,T)$$

- 式中$\alpha(\lambda,T)$是實際物體的譜吸收率。
- 因此只要知道實際物體的譜吸收率$\alpha(\lambda,T)$，就等於知道實際物體的光譜輻出度。

實際物體的熱輻射

- $M_b(\lambda,T)$由蒲朗克公式確定，實際物體輻射特性的差別由吸收率$\alpha(\lambda,T)$的不同來展現，所以研究實際物體的輻射特性，實質上就是研究其吸收率$\alpha(\lambda,T)$的特性。
- $\alpha(\lambda,T)$實際上是描述實際物體的輻射特性與黑體輻射特性的差別。
- 黑體的發射率$\varepsilon_b=1$，實際物體的發射率$\varepsilon<1$。
- 發射率一定等於吸收率。

半球發射率

- 發射率定義為溫度T的實際物體的輻射能量與同溫度黑體的相應輻射量的比值，亦稱為比輻射率或熱輻射效率。
- 半球發射是指物體單位面積向半球空間的輻射功率(即輻出度)與同溫度下黑體的輻出度之比，即：

$$\varepsilon(T)=\frac{M(0-\infty,T)}{M_b(0-\infty,T)}=\frac{\int_0^\infty M(\lambda,T)d\lambda}{\sigma T^4}$$

- 如果必須考慮輻射的光譜特性，則必須引入半球光譜發射率(λ,T) ，定義為：

$$\varepsilon(\lambda,T)=\frac{M(\lambda,T)}{M_b(\lambda,T)}$$

半球發射率

- 由上式，可以導出ε(T)與ε(λ,T)的關係為：

$$\varepsilon(T)=\frac{\int_0^\infty \varepsilon(\lambda,T)M_b(\lambda,T)d\lambda}{\sigma T^4}$$

- 由克希何夫定律及黑體概念可知：

$$\varepsilon(\lambda,T)=\frac{M(\lambda,T)}{M_b(\lambda,T)}=\alpha(\lambda,T)$$

- 任何物體的半球光譜發射率，等於該物體在同溫度下的光譜吸收率。
- 同理，物體的半球發射率與該物體在同溫度下的全吸收率也相等，即：

$$\varepsilon(T)=\frac{M(T)}{\sigma T^4}=\alpha(T)$$

物體吸收輻射的本領越大，其發射輻射的本領也越大。

方向發射率

- 是指在與輻射源表面法線方向成θ角方向的小立體角內測量的發射率。
- 當θ角為0時，稱為法向發射率，定義為：

$$\varepsilon(\theta,T)=\frac{L(\theta,T)}{L_b(T)}$$

- 式中$L(\theta,T)$和$L_b(T)$分別是實際物體和黑體在相同溫度下的輻射亮度。
- 對於黑體，要求$\varepsilon_b(\theta,T)=\varepsilon_b(T)=1$，即黑體在任意角度下發射率為1，與方向無關。

方向發射率

- 如果需要強調譜輻射特性，還需引入物體方向光譜發射率概念，定義為：

$$\varepsilon(\theta,\lambda,T)=\frac{L(\theta,\lambda,T)}{L_b(\lambda,T)}$$

- 表示物體在特指波長λ處向指定θ方向輻射的本領。

朗伯輻射體的發射率

- 根據輻度學的定義，一個面輻射源的輻出度M與方向亮度L(θ)的關係是：

$$M = \int_{2\pi\text{球面}} L(\theta)\cos\theta d\Omega$$

- 如果L(θ)=L，亮度與方向無關，這樣的輻射源稱為朗伯源，意即從任何方向看去，其亮度相等。
- 例如，太陽就近似朗伯源，漫射體也近似稱為朗伯體。
- 因此，上式可改寫為：

$$M = L\int_{2\pi\text{球面}} \cos\theta\sin\theta d\theta d\varphi = L\cdot\pi$$

朗伯輻射體的發射率

- 同理有： $M(\lambda) = L(\lambda)\cdot\pi$
- 按照黑體的定義，黑體一定是朗伯源，即有：

$$M_b = L_b\cdot\pi$$

$$M_b(\lambda) = L_b(\lambda)\cdot\pi$$

- 因此，如果實際物體是朗伯體，那麼其方向發射率一定等於半球發射率，因為：

$$\varepsilon(\theta,T) = \frac{L(T)}{L_b(T)} = \frac{\pi L(T)}{\pi L_b(T)} = \frac{M(T)}{M_b(T)} = \varepsilon(T)$$

$$\varepsilon(\theta,\lambda,T) = \frac{L(\lambda,T)}{L_b(\lambda,T)} = \frac{\pi L(\lambda,T)}{\pi L_b(\lambda,T)} = \frac{M(\lambda,T)}{M_b(\lambda,T)} = \varepsilon(\lambda,T)$$

- 朗伯輻射體的方向發射率和方向光譜發射率均與方向無關，而且其值就等於其半球發射率和半球譜發射率。

一些常見材料的發射率

材料	溫度（℃）	發射率ε
金屬及其氧化物		
鋁：拋光板材	100	0.05
普通板材	100	0.09
用鉻酸處理的	100	0.55
真空沉積的	20	0.04
黃銅：高度拋光的	100	0.03
用 80# 金剛砂磨光的	20	0.20
氧化處理的	100	0.61
金：高度拋光的	100	0.02
鐵：拋光的鑄件	40	0.21
氧化處理的鑄件	100	0.64
蝕嚴重的板材	20	0.69
鎂：拋光的	20	0.07
鎳：電鍍拋光的	20	0.05
電鍍不拋光的	20	0.11
氧化處理的	200	0.37
銀：拋光的	100	0.03
不銹鋼（18-8）型：拋光的	20	0.16
在 800℃ 下氧化處理的	60	0.85
鋼：拋光的	100	0.05
強氧化處理的	20	0.78
鋼：拋光的	100	0.07
氧化處理的	200	0.79

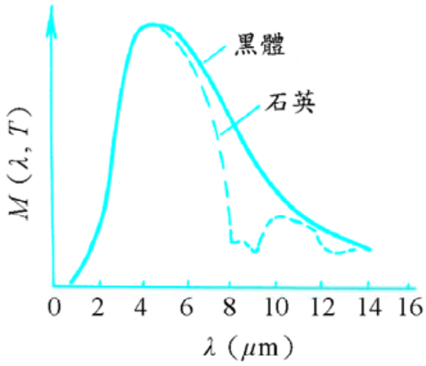
材料	溫度（℃）	發射率ε
錫：商用的馬口鐵板	100	0.07
其他材料		
磚：普通紅磚	20	0.93
碳：燭灰	20	0.95
表面挫平面的石墨	20	0.98
混凝土：	20	0.92
玻璃：拋光玻璃板	20	0.94
漆：白漆	100	0.92
退光黑漆	100	0.97
紙：白膠膜紙	20	0.93
熟石膏：粗塗層	20	0.91
砂：	20	0.90
人類皮膚：	32	0.98
土壤：乾土	20	0.91
含有飽和水的	20	0.95
水：蒸餾水	20	0.96
平坦的水	-10	0.96
霜晶	-10	0.98
雪	-10	0.85
木材：刨平的橡樹	20	0.90

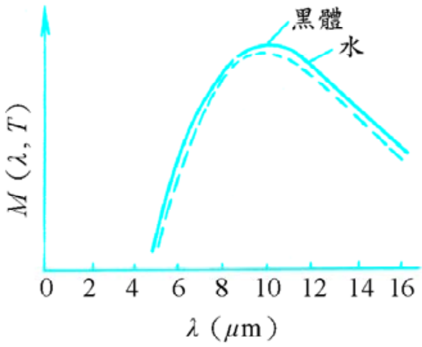
物體發射率變化的一般規律

- 一般物體發射率有以下變化規律：
- 金屬的發射率一般很低，但隨溫度升高而增加，當表面經過氧化處理而形成氧化層時，發射率幾十倍的增加。
- 非金屬的發射率比金屬的高，一般大於0.8，並隨溫度增高而減少。
- 金屬或其他非透明材料的輻射，發生在表面幾微米之內，因此發射率是材料表面狀態的函數，而與尺寸無關。
  - 因此塗覆或刷漆的表面的發射率，是塗層本身特性，而不是基底表面的性質。
  - 所以對於同一種材料，由於樣品表面條件的變化，所測量的發射率可能不同。
  - 當然，由於操作不小心而引起的指紋、灰塵或表面擦傷等，都能引起發射率測量值的變化。
- 如果輻射體是朗伯輻射體，那麼它的(T)、(θ,T)及(0,T)一定相等。

熱輻射體的分類

- 石英、水與黑體譜輻出度比較

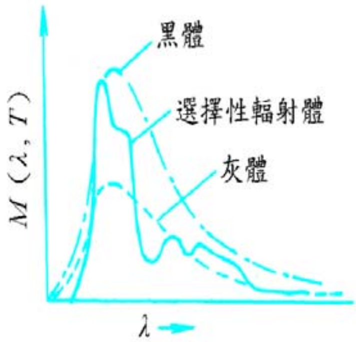


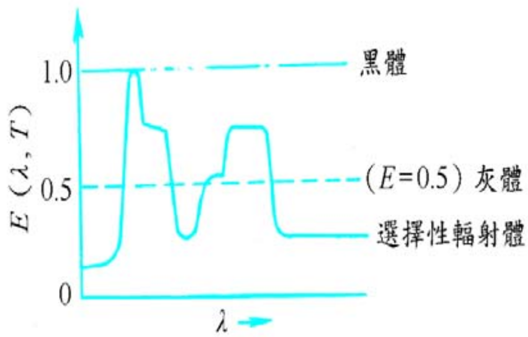


- 它們的熱輻射特性與黑體近似，或在某一波譜範圍內近似。
- 但多數物體的輻射特性與黑體相差很大。

熱輻射體的分類

- 通常根據物體光譜發射率 ε(λ)的變化規律，將輻射體分為三類：
- 黑體、灰體、選擇輻射體。





熱輻射體的分類

- 黑體或蒲朗克輻射體：
- 即對任意波長，發射率都是1，其輻射特性由蒲朗克公式精確的描述，即：

$$M_b(\lambda,T)=\frac{C_1}{\lambda^5}\cdot\frac{1}{\exp(\frac{C_2}{\lambda T})-1}(W\cdot m^{-2}\cdot\mu m^{-1})$$

$$M_b(T)=\int_0^\infty M_b(\lambda,T)d\lambda=\sigma T^4(W\cdot m^{-2})$$

$$M_b(\lambda_m,T)=b_1T^5(W\cdot m^{-2}\cdot\mu m^{-1})$$

$$\lambda_m\cdot T=2898(\mu m\cdot K)$$

熱輻射體的分類

- 灰體：
- 如果ε(λ)<1，則稱為灰體，圍了區別黑體，用註腳g表示灰體的輻射量，即ε_g<1。
- 在熱成像技術最常用的波段範圍(8~14μm)內，多數物體可當作灰體來處理。
- 多數物體的輻射量可以描述為：

$$M_g=\varepsilon_g M_b$$

$$M_g(\lambda,T)=\varepsilon_g M_b(\lambda,T)$$

$$L_g=\varepsilon_g(\theta)L_b$$

$$L_g(\lambda,T)=\varepsilon_g(\lambda,\theta)L_b(\lambda,T)$$

熱輻射體的分類

- 當灰體是朗伯輻射體時， $\varepsilon_g(\lambda, \theta)= \varepsilon_g(\theta)= \varepsilon_g<1$ 。
- 可以直接應用如下公式：

$$M_g(\lambda T) = \varepsilon_g E_b(\lambda, T) = \varepsilon_g \cdot \frac{C_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp(\frac{C_2}{\lambda T}) - 1} (W \cdot m^{-2} \cdot \mu m^{-1})$$

$$M_g(T) = \varepsilon_g M_b(T) = \varepsilon_g \sigma T^4 (W \cdot m^{-2})$$

$$\lambda_m \cdot T = 2898 (\mu m \cdot K)$$

熱輻射體的分類

- 選擇性灰體：
- 因為ε(λ)≠常數，黑體輻射定律不再適用。但在有限的光譜區間內，也可以把選擇性輻射體當黑體處理，從而使計算簡化。