

## Cap. 4 Princípios Físicos da Detecção Remota

- 4.1 Ondas electromagnéticas e Equação de Maxwell
  - 4.1.1 Ondas electromagnéticas planas
- 4.2 Polarização e Interferência das ondas electromagnéticas
- 4.3 O espectro electromagnético
- 4.4 Fontes de radiação electromagnética
- 4.5 Quantidades radiométricas
  - 4.5.1 Microondas
- 4.6 Interação da radiação electromagnética com a matéria
- 4.7 Interação da radiação electromagnética com a atmosfera
  - 4.7.1 Propagação da radiação na atmosfera
  - 4.7.2 Transmissividade da atmosfera
- 4.8 Conversão números digitais para radiância
  - 4.8.1 Conversão dos produtos nível 0
  - 4.8.2 Conversão dos produtos nível 1
  - 4.8.3 Conversão em reflectância TOA

---

## Cap. 4 Princípios Físicos da Detecção Remota

Os sistemas de detecção remota que abordamos neste curso são sistemas baseados na radiação eletromagnética. Um sistema de detecção remota baseado na radiação electromagnética pode ser modulado por quatro componentes: a fonte, a interação com a atmosfera, a interação com a superfície terrestre e o sensor. A fonte de radiação electromagnética pode ser natural, como o Sol, ou artificial como o radar micro-ondas. A radiação electromagnética ao atravessar a atmosfera é alterada e ao interagir com a superfície topográfica é reflectida ou absorvida em função das características dos objetos que ocupam a superfície. Por fim o sensor, que regista a radiação electromagnética reflectida pela atmosfera e pela superfície da Terra.

O elemento ligação entre as componentes do sistema de detecção remota é a radiação electromagnética. Neste capítulo, serão abordados os aspetos relacionados com o percurso da radiação electromagnética, desde a fonte até ao seu registo no sensor.

### 4.1 Ondas eletromagnéticas e Equação de Maxwell

A radiação electromagnética pode ser analisada como um processo ondulatório segundo qual a radiação é composta por um campo elétrico e um campo magnético perpendiculares entre si que se propagam no espaço numa direção perpendicular aos dois campos. Esta teoria adapta-se bem à análise dos processos de interação da radiação electromagnética com o meio (atmosfera ou superfície terrestre). No entanto, existem fenómenos que apenas podem ser descritos à luz da teoria das

partículas na qual a radiação é vista como sendo transportada por fotões, ou *quanta*, que viajam à velocidade da luz e cuja energia é proporcional à sua frequência de oscilação (Schanda, 1986). Esta abordagem é mais apropriada ao estudo da forma de interacção da energia com a matéria. Como propôs Planck em 1901, a energia do fotão é dado pela relação:

$$Q = h\nu \quad (4.1)$$

em que  $Q$  é a energia de um quantum (em Joules),  $h$  a constante de Planck ( $6.626 \times 10^{-34}$  J.s) e  $\nu$  a frequência em Hz (Hertz). Devido à natureza ondulatória dos fotões, a frequência e o comprimento de onda obedecem à relação:

$$c = \lambda\nu \quad (4.2)$$

em que  $c$  é a velocidade da luz e  $\lambda$  o comprimento de onda. De acordo com as duas equações anteriores podemos relacionar a energia de um fotão com o comprimento de onda:

$$Q = \frac{hc}{\lambda} \quad (4.3)$$

Ou seja, a energia de um quantum é inversamente proporcional ao seu comprimento de onda. Quanto maior o comprimento de onda menor a energia dessa onda. Isto tem implicações importantes na detecção remota, uma vez que a radiação emitida de grande comprimento de onda como as emissões de microondas de elementos do terreno, é mais difícil de registar pelo sensor que os pequenos comprimentos de onda como a energia térmica infravermelho. A menor energia dos grandes comprimentos de onda significa que os sistemas a operar em maiores comprimentos de onda deverão abranger áreas maiores da Terra (maior IFOV) de modo a que a radiação electromagnética seja registada nos sensores. Nestes apontamentos iremos abordar apenas a componente ondulatória da radiação electromagnética.

A teoria das ondas postula que a radiação electromagnética é um processo ondulatório composto por um campo eléctrico e um campo electromagnético perpendiculares entre si e à direcção de propagação. Uma onda é uma quantidade oscilatória que se propaga através do espaço. No caso da onda electromagnética é o campo eléctrico e magnético e no caso das ondas acústicas referimo-nos à pressão do gás e à velocidade da partícula.

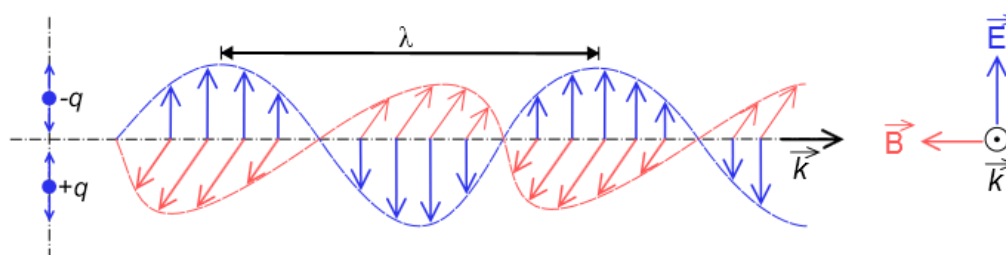


Figura 4.1 – Onda electromagnética: campo eléctrico (E) e magnético (B) e campo de deslocamento (k).

Maxwell desenvolveu uma formulação matemática do processo eléctrico e magnético que aparentemente explica não só os resultados experimentais de investigadores anteriores unificando diversas teorias, mas fornecendo também uma base lógica de predição da possível existência da forma dinâmica do fenómeno eléctrico e magnético, i.e. a radiação electromagnética na forma de movimento de onda (movimento da onda no espaço). Maxwell considerou a radiação electromagnética na escala macro, a interacção da matéria depende das propriedades eléctricas e magnéticas da matéria.

O conceito de radiação electromagnética de Maxwell consistia na existência de movimento da onda (matematicamente suave) nos seus dois campos: eléctrico e magnético. Este conceito foi expresso matematicamente como um conjunto de equações diferenciais que exprimem e quantificam as interações dos campos eléctricos e magnéticos. Os dois campos dinâmicos surgem sempre em conjunto. Os campos electromagnéticos, i.e., o campo eléctrico E, o campo de deslocamento D, o campo magnético H e a indução magnética B, são regidos pelas equações de Maxwell (Matzel, 2008):

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{j} \quad \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_e \quad (4.4)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (4.5)$$

em que  $\nabla = \left( \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$  é o operador Nabla, usado como rotacional  $\nabla \times$  e divergência  $\nabla \cdot$ ,  $\mathbf{j}$  é a densidade da corrente eléctrica e  $\rho_e$  a densidade da carga eléctrica.

Para compreender como se propagam as ondas electromagnéticas, simplificamos a situação para um meio homogéneo e isotrópico distante de qualquer fonte emissora (sem emissão, i.e. sem cargas isoladas  $\rho_e=0$ ). Neste caso, os campos D e H estão relacionados com os campos E e B:

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (4.6)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (4.7)$$

nos quais:  $\epsilon$  é a constante dieléctrica ou permitividade eléctrica e  $\mu$  é a permeabilidade magnética. No caso do vácuo, que é um meio linear, homogéneo e isotrópico, as constantes eléctricas são designadas por  $\epsilon_0$  e  $\mu_0$  e a equação de Maxwell assume a forma:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = \nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (4.8)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = \nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (4.9)$$

Estas equações podem ser manipuladas

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla \times \left( -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) = -\frac{\partial \nabla \times \mathbf{B}}{\partial t}$$

e

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = \nabla \times \left( \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \nabla \times \mathbf{E}}{\partial t}$$

Sabendo que:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A}$$

e de acordo com as equações 4.8 e 4.9, ( $\nabla \cdot \mathbf{E} = \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ ), obtemos:

$$-\nabla^2 \mathbf{E} = -\frac{\partial \nabla \times \mathbf{B}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t} \left( \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right)$$

$$-\nabla^2 \mathbf{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \nabla \times \mathbf{E}}{\partial t} = \mu_0 \epsilon_0 \left( -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right)$$

de onde resulta a equação da onda para o campo eléctrico  $\mathbf{E}$  num meio homogéneo e isotrópico:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (4.10)$$

A mesma equação pode ser obtida para os campos  $\mathbf{D}$ ,  $\mathbf{B}$  e  $\mathbf{H}$ . Ou equivalentemente:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0} \nabla^2 \mathbf{E} = 0$$

Designando por  $c_0^2 = \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0}$ , obtemos a equação final:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \mathbf{E} = 0 \quad (4.11)$$

Esta constante  $c_0$  é a velocidade da luz no vacum e é dada em função da permitividade

do vacuum ( $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$  (Farad =  $\text{s}^4 \text{A}^2 \text{m}^{-2} \text{kg}^{-1}$ )) e da permeabilidade do vacuum ( $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N.A}^{-2}$ ). O valor de  $c_0$  é  $2.99793 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$ . A velocidade da onda no meio em que se propaga é dada por:

$$c^2 = \left(\frac{c_0}{n}\right)^2$$

Em que  $n$  é o índice de refração do meio e é dado por  $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ , ou seja em função da permitividade e da permeabilidade do meio. O índice de refração do vacuum é a unidade e o índice de refração é sempre maior que a unidade. Por exemplo o índice do ar (a  $20^\circ \text{ C}$ ) é 1.0003 e da água (a  $20^\circ \text{ C}$ ) é 1.3321.

#### 4.1.1 Ondas electromagnéticas planas

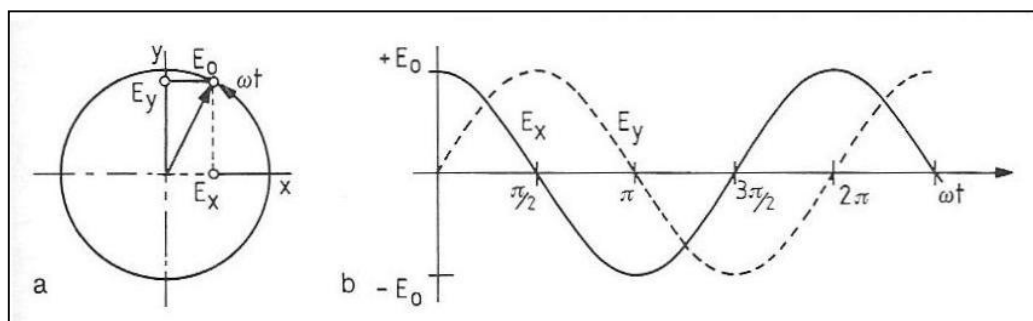
Começemos por considerar uma oscilação estacionária fixa no espaço. Uma oscilação simples de uma quantidade  $E$  (campo eléctrico), sem propagação no espaço, pode ser descrito matematicamente pela equação diferencial (Schanda, 1986):

$$\frac{d^2 E}{dt^2} + \omega^2 E = 0 \quad (4.12)$$

em que o primeiro termo é a segunda derivada do campo  $E$  em ordem ao tempo e  $\omega$  é uma constante. Uma possível solução para esta equação é:

$$E = E_0 \cos \omega t \quad (4.13)$$

Em que  $E_0$  é o valor máximo, isto é a amplitude da oscilação, e a função coseno descreve a sua dependência temporal. Esta solução pode ser geometricamente ilustrada por um ponteiro de comprimento  $E_0$  que roda no sentido dos ponteiros do relógio ou no sentido contrário, com origem no sistema de coordenadas cartesiano com uma velocidade constante (ver figura 4.1).



**Figura 4.1** - a) Ponteiro de comprimento  $E_0$  com velocidade de rotação constante. b) a projecção do ponteiro no eixo dos  $x$  e  $y$  respectivamente em função do ângulo de rotação  $\omega t$ .

A solução da equação 4.12 é representada pela projecção da posição instantânea no eixo dos  $xx$  (fig. 4.1<sup>a</sup>). A projecção no eixo dos  $yy$  é outra possível solução; representada a tracejado na figura 4.1b ( $E = E_0 \sin \omega t$ ). A descrição da rotação do ponteiro pela equação 4.13 é ambígua, uma vez que a direcção de rotação não é determinada (ambiguidade do quadrante). Para resolver esta ambiguidade é usual representar o movimento no plano complexo com um eixo dos  $xx$  real e um eixo dos  $yy$  imaginário. Neste caso uma solução mais completa da equação 4.12 é:

$$E = E_0 (\cos \omega t + i \sin \omega t) = E_0 \exp(i\omega t) \quad (4.14)$$

Em que  $i = \sqrt{-1}$  é a unidade no eixo imaginário. Desta forma a representação do campo elétrico ( $E$ ) é um número complexo. Esta solução é também necessária quando se considera a fase da oscilação. A oscilação indicada a tracejado está desfasada de  $\omega t = \pi/2$  em relação ao cosseno. Para o caso geral em que o ponteiro não começa com  $x = E_0$  para  $t=0$  um termo extra tem de ser adicionado à equação 4.14.

Nota: Representação polar de números complexos

$$x = r \cos \theta; \quad y = r \sin \theta; \quad z = r (\cos \theta + i \sin \theta)$$

$$|z| = r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad \theta = \tan^{-1} \frac{y}{x}$$

Fórmula de Euler:  $e^{iy} = \cos y + i \sin y$

Então se  $z = r (\cos \theta + i \sin \theta) \Rightarrow z = r e^{i\theta}$

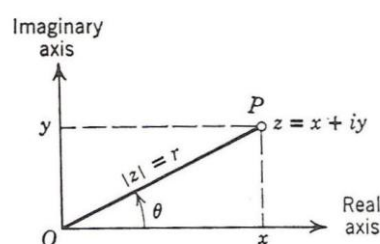


Figura 4.2 – representação polar de números complexos

Se a oscilação se propaga no espaço e assumirmos que a propagação é feita numa única direcção (digamos segundo o eixo dos  $zz$ ) a equação diferencial 4.11 assume a forma:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} = 0 \quad (4.15)$$

Em que  $c$  é a velocidade de propagação da onda (velocidade da luz). Nesta situação, o campo electromagnético depende de duas variáveis: o tempo  $t$  e o deslocamento no eixo dos  $zz$ . Uma das soluções mais simples desta equação é (Schanda, 1986):

$$E(z, t) = E_0 \cos(\omega t - kz) \quad (4.16)$$

ou uma versão mais completa no plano complexo:

$$E(z, t) = E_0 \exp(i(\omega t - kz)) \quad (4.17)$$

em que  $k$  uma constante relacionada com o número de oscilações ao longo da direcção  $z$ , designado por número de onda. Quando inserimos a solução 4.16 ou 4.17 na equação 4.15, obtemos:

$$\omega^2 E = k^2 c^2 E \quad 4.18$$

Da qual resulta a relação:

$$\left| \frac{\omega}{k} \right| = c \quad 4.19$$

Se quisermos saber a velocidade de propagação da onda é suficiente analisar o comportamento de um ponto no topo da onda para  $t=0, z=0$ , movendo-se à mesma velocidade da onda ao longo de  $z$ . Neste caso o argumento do cosseno deverá manter-se constante (igual a zero) todo o tempo ( $\omega t - kz = 0$ ), e neste caso resulta que:

$$\frac{z}{t} = \frac{\omega}{k} \quad 4.20$$

Ou seja, como já tínhamos visto anteriormente, a constante  $c$  da equação 4.15 é a velocidade da onda, i.e. a velocidade da luz, assumindo a propagação do vácuo.

Com base na relação  $\omega t - kz = 0$ , após um período de oscilação  $T$  a onda deve ter percorrido uma distância ao longo de  $z$  que corresponde ao período espacial da onda. Esta distância é chamada comprimento de onda e representa-se por  $\lambda$ . Isto significa que:

$$k\lambda = \omega T = \frac{2\pi}{T} T = 2\pi \quad 4.21$$

De onde resulta a relação entre o número de onda e o comprimento de onda:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad 4.22$$

Substituindo esta expressão na equação 4.19:

$$v = \frac{c}{\lambda} \quad 4.23$$

A relação entre a frequência  $\nu$ , comprimento de onda  $\lambda$  e velocidade da onda.

Se a oscilação se propaga no espaço e considerarmos a particularização para uma onda plana propagando-se numa direcção arbitrária dada pelo vector da onda  $k$ , então uma solução simples pode ser:

$$\mathbf{E}(\vec{r}, t) = \mathbf{E}_0 \exp i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \quad 4.24$$

Em que  $E_0$  é a amplitude e  $\vec{r}$  é a posição no espaço. A equação da divergência em 4.8 conduz a que  $\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{k} = 0$ . Isto significa que o campo eléctrico é orientado perpendicularmente à direcção da onda  $\mathbf{k}$ .

O campo magnético também assume a forma

$$\mathbf{H}(\vec{r}, t) = \mathbf{H}_0 \exp i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \quad 4.25$$

$\mathbf{H}$  é perpendicular a ambos  $\mathbf{k}$  e  $\mathbf{E}$ .

Resulta de  $\nabla \cdot \mathbf{H} = i \mathbf{k} \cdot \mathbf{H} = 0$ , juntamente com  $\nabla \times \mathbf{E} = i \mathbf{k} \times \mathbf{E} = i \omega \mu \mu_0 \mathbf{H}$ .

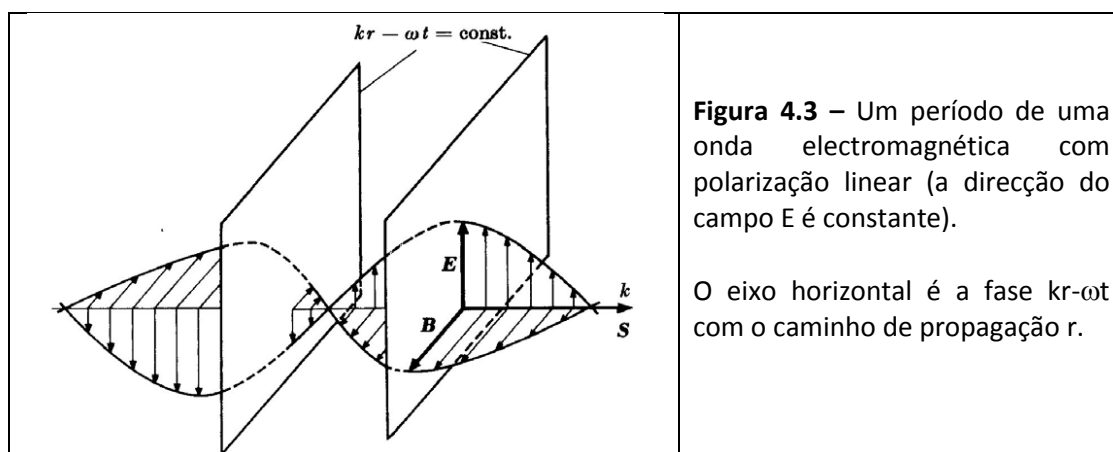
Inserindo 4.24 na equação da onda com  $\Delta \mathbf{E} = (i \mathbf{k} \cdot i \mathbf{k}) \mathbf{E} = -k^2 \mathbf{E}$

$$k = \pm \frac{\omega}{c} = \pm \frac{n\omega}{c_0} = nk_0 \quad \Rightarrow \quad k_0 = \frac{\omega}{c_0} \quad 4.26$$

em que  $k_0$  é o número de onda no vácuo. A equação para  $\mathbf{k}$  é a relação de dispersão das ondas electromagnéticas num espaço não limitado. O sinal  $\pm$  significa que a onda se pode propagar para a frente e para trás na direcção  $\mathbf{k}$ . Uma vez que  $\mathbf{k}$  é arbitrário, a relação de dispersão verifica-se para todas as direcções e é independente da direcção do campo eléctrico (polarização).

## 4.2 Polarização e Interferência das ondas electromagnéticas

A polarização das ondas electromagnéticas refere-se à direcção do campo eléctrico. Se for constante como na figura 4.3 então designamos como polarização linear.



**Figura 4.3** – Um período de uma onda electromagnética com polarização linear (a direcção do campo  $E$  é constante).

O eixo horizontal é a fase  $kr - \omega t$  com o caminho de propagação  $r$ .

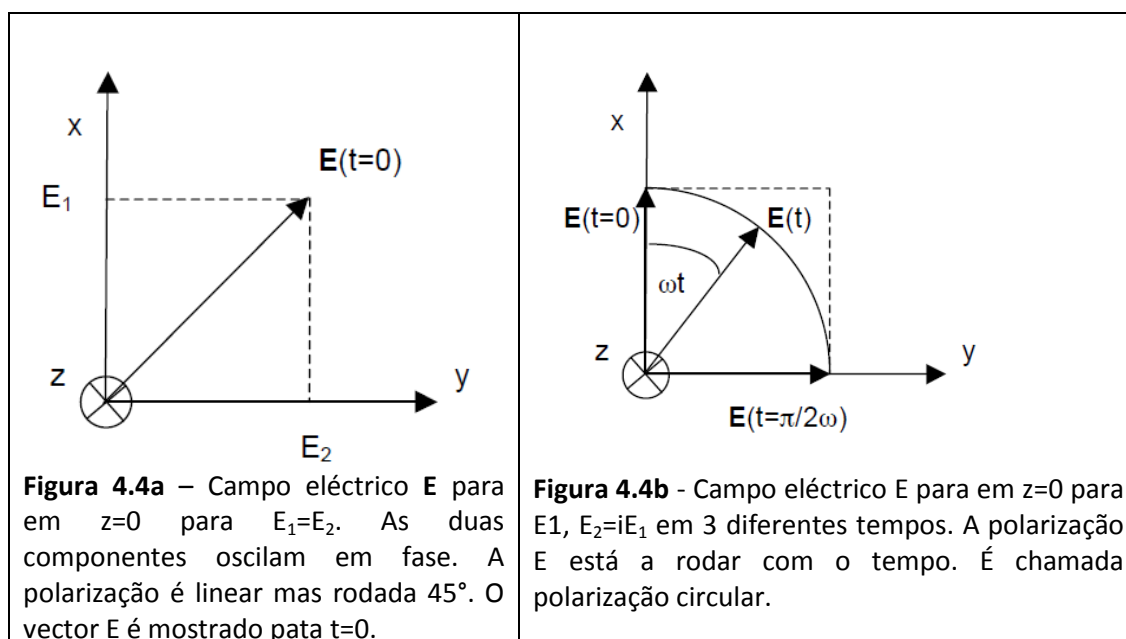


Consideremos uma onda electromagnética (figura 4.3) propagando-se na direcção  $z$  com o campo eléctrico  $E$  no plano  $x$ - $y$  dado por:

$$E_x = E_1 \exp(ikz - i\omega t), \quad E_y = E_2 \exp(ikz - i\omega t) \quad 4.27$$

Cada componente descreve o campo  $E$  de uma onda polarizada linearmente. Mas em conjunto a situação é bastante mais complexa.

Na figura 4.4a as duas componentes oscilam em fase resultando uma polarização linear ( $t=0$ ). Na figura 4.4b para  $t=0$  existe apenas a componente  $x$  porque  $E_y$  tem apenas a componente imaginária. Com o aumento do tempo, a componente  $y$  é primeiro aumentada com  $E_1 \sin(\omega t)$ , enquanto que a componente  $x$  diminui com  $E_1 \cos(\omega t)$ . As duas componentes oscilam com uma diferença de fase de  $90^\circ$ . Este é o movimento de um círculo com raio constante  $E_1$ . No caso mais geral a polarização é elíptica, ou seja a ponta do vector  $E$  descreve uma elipse. O comportamento depende da relação entre as amplitudes complexas  $E_1$  e  $E_2$ . A rotação pode ser nos ponteiros do relógio ou contra-ponteiros do relógio.



(Ver página [www.qsl.net/py4zbx/antenas/polarizacao.htm](http://www.qsl.net/py4zbx/antenas/polarizacao.htm) sobre polarização)

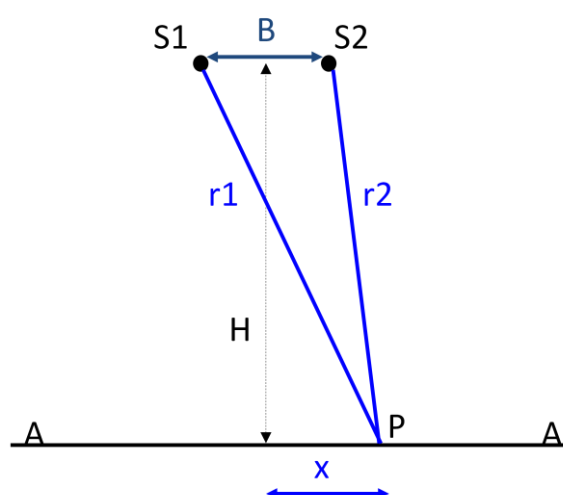
**A Interferência** é um fenómeno caracterizado por uma variação da intensidade (espacial ou temporal) da radiação electromagnética na sequência da sobreposição de duas ondas electromagnéticas com a mesma frequência e que se propagam na mesma direcção. A intensidade não é igual ao somatório das intensidades de cada uma das duas ondas.

Para observarem os fenómenos de interferência é preciso usar fontes coerentes, ou seja fontes que emitem radiação electromagnética com uma diferença de fase constante no tempo (ou no espaço). Exemplos de fontes coerentes são o LASER e o RADAR.

**Coerência Espacial** é diferença de fase observada no instante  $t$  entre os pontos P1 e P2. Se essa diferença de fase se mantiver constante no tempo fala-se em coerência espacial perfeita.

**Coerência temporal** é a diferença de fase observada no ponto P nos instantes  $t$  e  $t+\Delta t$ . Se, por um dado  $\Delta t$ , essa diferença de fase se mantiver constante, por cada  $t$ , fala-se em coerência temporal perfeita.

Consideremos duas fontes pontuais S1 e S2 coerentes e monocromáticas de frequência  $f$ .



O plano AA' é paralelo ao plano que contém as fontes S1 e S2. A distância H é muito maior da separação B entre as fontes. Considerando a equação 4.16 e sabendo que  $\omega=2\pi/T$  e  $k=2\pi/\lambda$ , o campo eléctrico total no ponto P (com posição x) é dado por:

$$E_1(r_1, t) + E_2(r_2, t) = E_{0,1} \cos \left( 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r_1}{\lambda} \right) + \varphi_1 \right) + E_{0,2} \cos \left( 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r_2}{\lambda} \right) + \varphi_2 \right)$$

Se as duas fontes forem igualmente intensas e as suas distancias  $r_1$  e  $r_2$  desde o ponto P forem maiores que separação B entre as duas fontes, a somatória de duas ondas de amplitude  $E_0$  é dada por

$$E_1(r_1, t) + E_2(r_2, t) \sim E_0 \left\{ \cos \left( 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r_1}{\lambda} \right) + \varphi_1 \right) + \cos \left( 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r_2}{\lambda} \right) + \varphi_2 \right) \right\}$$

Nestas condições observam-se sobre o ecrã AA áreas iluminadas e áreas obscuras alternadas (as chamadas franjas de interferência):

$$I_{tot} \approx \frac{E_0^2}{Z_0} + \frac{E_0^2}{Z_0} \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot [r_1 - r_2] - [\varphi_1 - \varphi_2]\right)$$

Em que  $Z_0$  é a impedância dada por:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$$

No caso da interferometria radar a interferência é observada ao nível da fase (e não da intensidade) sendo esta dependente da morfologia do terreno ou das suas variações. Usando a notação complexa para o campo eléctrico:

$$E_1 = E_{0,1} \cdot e^{i\left(2\pi \cdot \left[\frac{t-r_1}{T \lambda}\right] + \varphi_1\right)} \quad E_2 = E_{0,2} \cdot e^{i\left(2\pi \cdot \left[\frac{t-r_2}{T \lambda}\right] + \varphi_2\right)}$$

O termo de interferência é dado por:

$$E_1^* \cdot E_2 = E_0^* \cdot e^{-i\left(2\pi \cdot \left[\frac{t-r_1}{T \lambda}\right] + \varphi_1\right)} \cdot E_0 \cdot e^{i\left(2\pi \cdot \left[\frac{t-r_2}{T \lambda}\right] + \varphi_2\right)} = |E_0|^2 \cdot e^{i\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot [r_1 - r_2] - [\varphi_1 - \varphi_2]\right)}$$

O argumento (ângulo) do numero complexo  $E_1^* \cdot E_2$  fornece a informação contida no interferograma SAR.

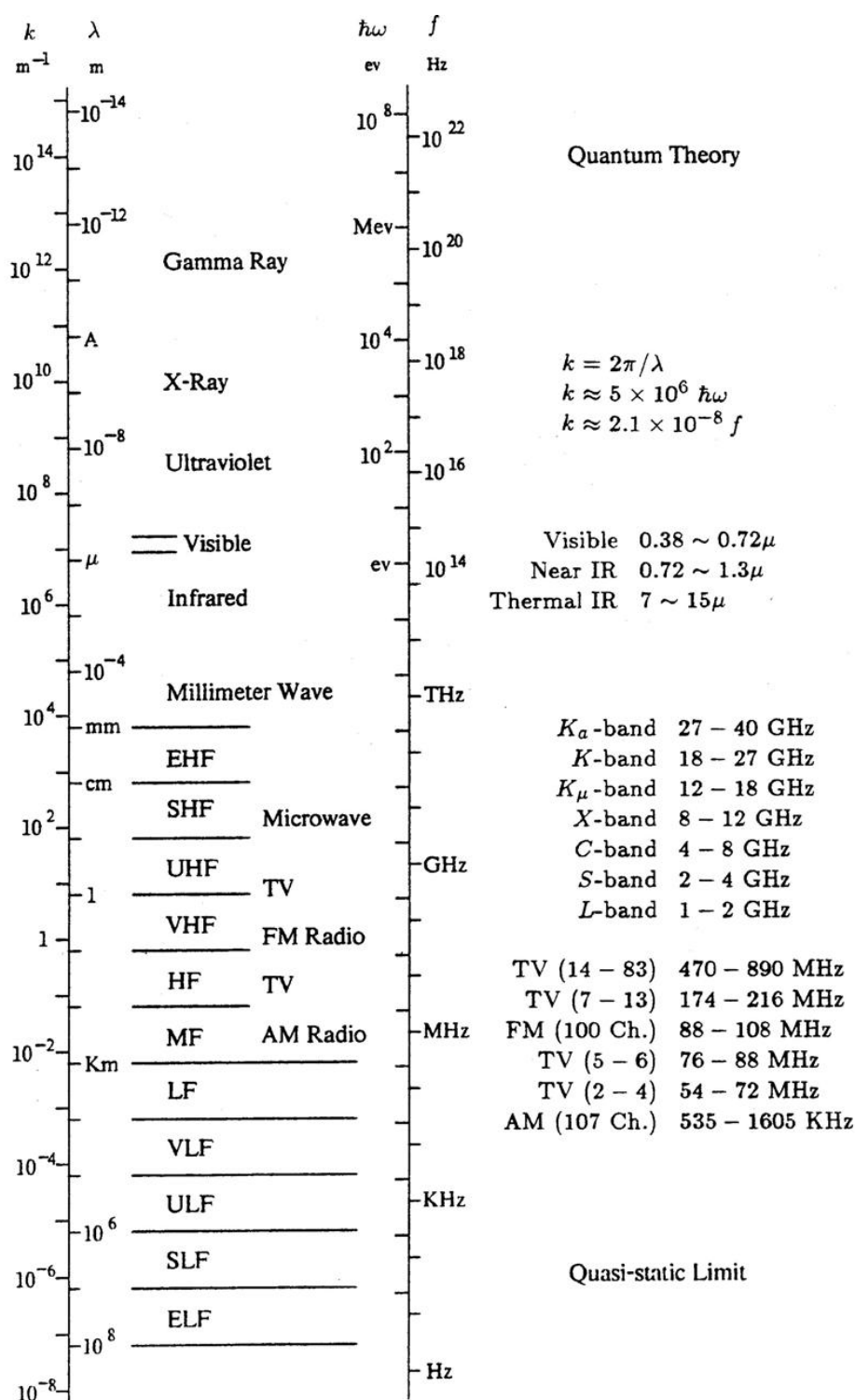
$$\frac{2\pi}{\lambda} \cdot [r_1 - r_2] - [\varphi_1 - \varphi_2] \quad \frac{2\pi}{\lambda} \cdot [r_1 - r_2]$$

Como a diferença de fase é constante devido à coerência das fontes de radiação electromagnética, então

$$E_1^* \cdot E_2 = |E_0|^2 \cdot e^{i\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot [r_1 - r_2]\right)}$$

### 4.3 O Espectro Electromagnético

A frequência é a variável independente das ondas, e a dependência funcional na frequência é chamada **espectro**. O espectro electromagnético é extremamente largo e por isso são usados na sua apresentação diferentes unidades.



**Figura 4.5** – Espectro electromagnético em termos do número de onda, comprimento de onda, energia do fóton e frequência, e designações de algumas bandas usada na engenharia, adaptado Matzler (2008).

No caso da região do visível as cores estão distribuídas segundo o esquema da figura 4.6.



Figura 4.6 – Espectro visível

Violeta 390-460	Azul 460-490	Cyan 490-510	Verde 510-550	Verde-amarelo 550-580	Amarelo 580-590	Laranja 590-620	Vermelho 620-760
--------------------	-----------------	-----------------	------------------	--------------------------	--------------------	--------------------	---------------------

#### 4.4 Fontes de radiação electromagnética

O Sol é a principal fonte de radiação electromagnética para a Detecção Remota. No entanto, toda a matéria a uma temperatura superior a zero graus Kelvin emite continuamente radiação electromagnética. Neste sentido, os objectos terrestres são também fontes de radiação, embora a magnitude e composição espectral completamente diferentes do Sol. A quantidade de energia que um objecto radia é função da temperatura do corpo e é dada pela Lei de Planck do corpo negro (Sinnhuber & Bracher, 2006):

$$L_v = \frac{2hv^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hv}{kT}} - 1} \quad (4.28)$$

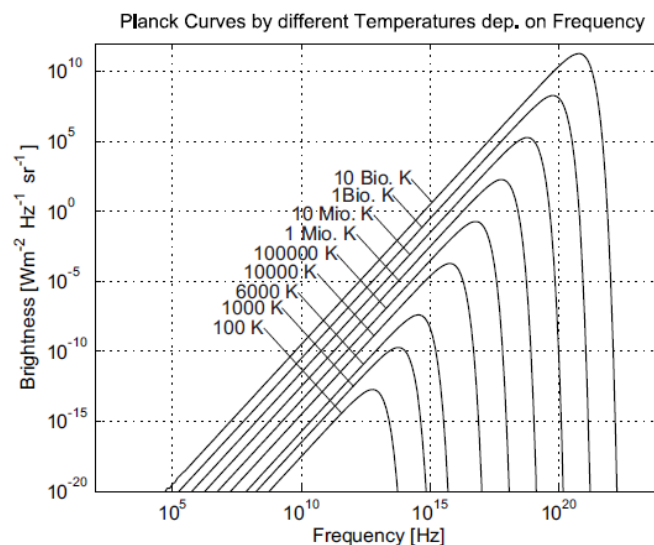
Usualmente com unidades  $Wm^{-2} sr^{-1} Hz^{-1}$ , ou expressa em termos de comprimento de onda em vez de frequência:

$$L_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad Wm^{-2}sr^{-1}\mu m^{-1} \quad (4.29)$$

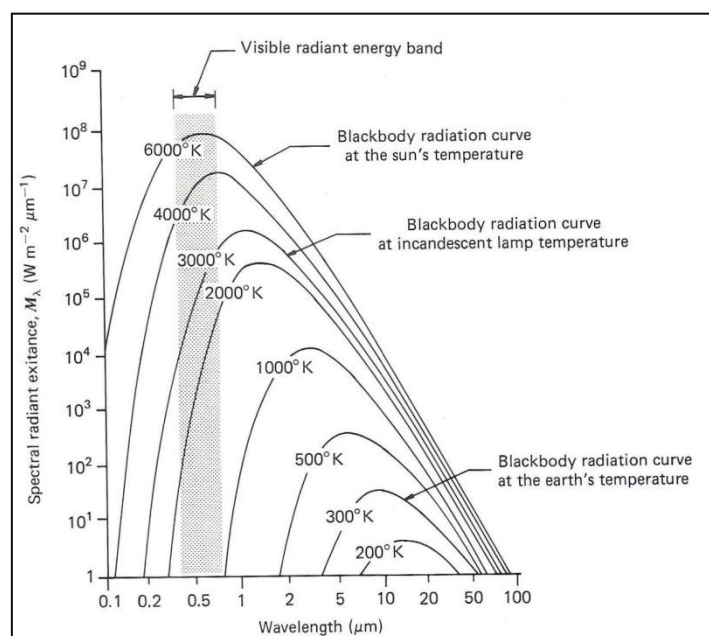
em que  $k$  é a constante de Boltzman,  $k = 1.38 \times 10^{-23} J K^{-1}$ , e  $h$  é a constante de Planck (já anteriormente definida). A Lei de Planck para radiação de corpo negro exprime a radiância espectral em função do comprimento de onda e da temperatura do corpo negro.

Integrando a função de Planck em todos os comprimentos de onda (ou frequências) obtemos a Lei de Stefan-Boltzman:

$$L = \int_0^\infty L_\lambda d\lambda = \frac{2k^4\pi^4}{15 c^2 h^3} T^4 \quad (4.30)$$



**Figura 4.7** – Curvas de Planck para várias temperaturas em função da frequência. Adaptado Sinnhuber & Bracher, 2006.



**Figura 4.8** – Curvas de Planck para várias temperaturas em função do comprimento de onda. Adaptado Lillesand & Kieffer, 1994.

Integrando em todas as direcções, obtemos:

$$\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \theta \cos \theta L d\theta = \sigma T^4 \quad W m^{-2} \quad 4.31$$

Com  $\sigma = 5.670 \text{ (W m}^{-2} \text{ K}^{-4}\text{)}$  e  $T$  a temperatura. É importante reter que o total de energia emitida por um objecto é proporcional à sua temperatura elevado à quarta potência e por isso aumenta rapidamente com a temperatura. É importante referir que esta lei é expressa para uma fonte de energia que se comporta como um corpo negro. Um corpo negro é um hipotético emissor ideal que absorve e reemite totalmente toda a energia que nele incide. Tal como a energia emitida por um corpo varia com a temperatura o mesmo acontece com a distribuição espectral da energia emitida.

Na figura 4.8 são apresentadas as curvas de distribuição de energia para corpos negros a temperaturas entre 200 e 600 K. As unidades nas ordenadas ( $\text{Wm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ ) exprimem a potência radiante vinda do corpo negro para um intervalo espectral de  $1\mu\text{m}$ . Deste modo, a área sob estas curvas equivale à emitância radiante,  $M$ , e as curvas ilustram graficamente o que a lei de Stefan-Boltzamn expressa matematicamente: quanto maior a temperatura do emissor maior é a quantidade de energia emitida.

O comprimento de onda dominante, comprimento de onda para o qual a curva atinge o máximo, está relacionada com a sua temperatura pela lei do deslocamento de Wien's. Esta lei é obtida calculando o máximo da curva de Planck é:

$$\nu_{max} = 0.941 \frac{3kT}{h} \text{ (Hz)} \quad 4.32$$

$$\lambda_{max} = \frac{2.989 \times 10^{-3}}{T} \text{ (m)} \quad 4.33$$

Então para um corpo negro, o comprimento de onda para o qual ocorre a emitância radiante espectral máxima varia inversamente com a temperatura absoluta do corpo negro. Observamos este efeito quando um metal é aquecido. Com o aumento progressivo da temperatura passa do vermelho ao laranja, ao amarelo e eventualmente branco. À temperatura ambiente, cerca de  $27^\circ\text{C} = 300 \text{ K}$ , a emitância espectral máxima da Terra ocorre no comprimento de onda  $9.7 \mu\text{m}$  e para o Sol com  $T=6000 \text{ K}$  obtemos  $480 \text{ nm}$ . Como esta radiação se correlaciona com o calor terrestre é designada energia infravermelho térmico. Esta energia não pode ser nem vista nem fotografada mas pode ser registada por radiómetros e scanners. A linha de divisão entre os comprimentos de onda do infravermelho reflectido e emitido é aproximadamente  $3 \mu\text{m}$ . Abaixo deste valor domina a energia reflectida, acima domina a energia emitida.

Alguns sensores, como os sistemas radar, transportam a sua própria fonte de energia para iluminar os objectos de interesse. Estes sistemas dizem-se activos em contraste com os sistemas passivos que registam a energia natural disponível. Para evitar conflito com as emissões rádio do homem com as aplicações da detecção remota o uso do espectro das frequências rádio é regulado internacionalmente pela ITU (International Telecommunications Union).

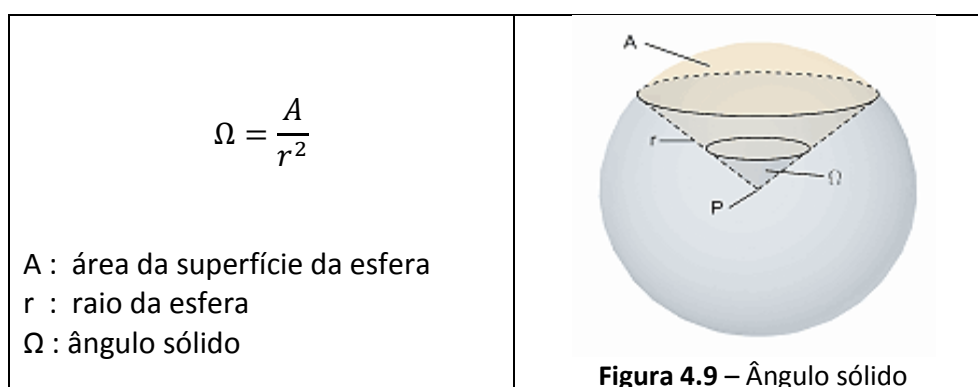
## 4.5 Quantidades radiométricas

Os termos normalizados e unidades do sistema internacional usadas nestes apontamentos sobre detecção remota estão indicados numa sequência de 3 tabelas. Na tabela 4.1 são apresentadas os termos físicos básicos e unidades.

**Tabela 4.1** - Termos físicos básicos e unidades

Quantidade	Unidade SI
Comprimento (l)	metro (m)
Tempo (t)	segundos (s)
Massa (m)	quilograma (kg)
Temperatura (T)	Kelvin (K)
Angulo plano	radiano (rad)
Ângulo sólido ( $\Omega$ )	steradian (sr) esterradiano
Força ( $m l t^{-2}$ )	Newton (N)
Energia ( $m l^2 t^{-2}$ )	Joule (J)
Potencia ( $m l^2 t^{-3}$ )	Watt (W)

O ângulo sólido  $\Omega$  é definido como o ângulo (sólido) subjacente a uma área "A" na superfície de uma esfera dividida pelo quadrado do raio da esfera e é dado em unidades de esterradiano (sr).



O ângulo sólido de uma esfera é  $4 \pi$  sr. Esta definição é uma analogia com o ângulo plano em radianos (rad) em que o ângulo pode ser definido como:

$$\phi = \frac{\text{comprimento}}{r}$$

E o ângulo num círculo inteiro é  $2 \pi$  rad.

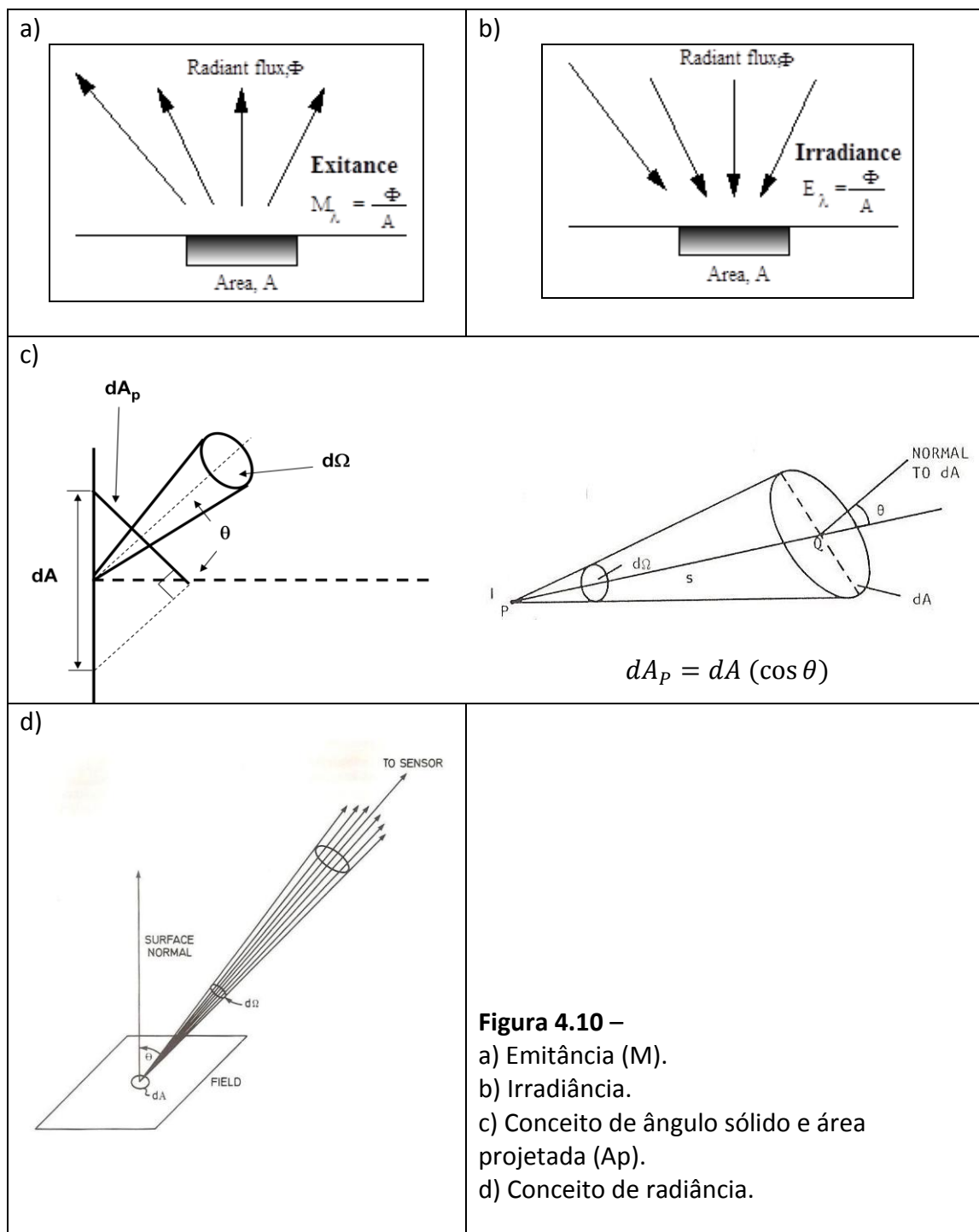


As quantidades radiométricas são (ver sumário na tabela 4.2):

- A energia radiante (Q) é a quantidade de radiação electromagnética recebida ou emitida por um corpo.
- O Fluxo radiante ( $\Phi$ ), ou Potencia radiante, é a energia total radiada em todas as direcções por unidade de tempo.
- A Emitância (M), é o Fluxo radiante emitido por uma fonte extensa, por unidade de área projectada, em todas as direcções (sem especificação da direccionalidade), ver figura 4.10a.
- Irradiância (E) é a energia radiada numa unidade de área incidente numa superfície elementar. Numa imagem, a informação é traduzida pela variação da potência radiante sobre o plano imagem. Não se pode recuperar esta informação com detectores pontuais sem implementar um esquema de amostragem espacial. A potência recebida por unidade de área é fundamental para definir a SNR (relação sinal ruído da imagem) da imagem (muito mais do que saber a potência total recebida).
- Intensidade Radiante (I) é o Fluxo emitido por uma fonte pontual por unidade de ângulo sólido.
- Radiância (L) é o fluxo radiante por unidade de ângulo sólido que é emitido ou transmitido por unidade de área projectada, ver figura 4.10d. A radiância decompõe a propagação da radiação em componente básicos que envolvem a área de emitância e a direccionalidade da propagação. Logo a radiância é o parâmetro radiométrico fundamental para cálculos geométricos e o parâmetro básico em cálculos de transmissão de potência a receptores ou a imagens. A Radiância é um dos termos mais importantes em detecção remota.

Os últimos três termos são termos restringidos a uma banda espectral ( $\lambda$ ) aos quais acrescentamos a palavra “espectral”:

Emitância espectral ( $M\lambda$ ) ; Irradiância Espectral ( $E\lambda$ ) e Radiância Espectral ( $L\lambda$ )



**Tabela 4.2** Quantidades e Unidades radiométricas

Quantidade	Expressão	Unidades
Energia Radiante (Q)		Joule (J)
Densidade Radiante (W)	$\frac{dQ}{dv}$	
Fluxo radiante ( $\Phi$ )	$\frac{dQ}{dt}$	Watt (W)
Emitância (M)	$\frac{d\Phi}{dA}$ ( <i>out</i> )	W m <sup>-2</sup> (Watt por metro quadrado)
Irradiância (E)	$\frac{d\Phi}{dA}$ ( <i>in</i> )	W m <sup>-2</sup> (Watt por metro quadrado)
Intensidade Radiante (I)	$\frac{d\Phi}{d\Omega}$	W sr <sup>-1</sup> (watt por estereorradiano)
Radiância (L)	$L = \frac{d\Phi}{d\Omega(dA \cos \theta)} = \frac{d\Phi}{d\Omega dA_p}$	W m <sup>-2</sup> sr <sup>-1</sup>
Emitância Espectral	$\frac{dM}{d\lambda}$ ( <i>out</i> )	W m <sup>-2</sup> μm <sup>-1</sup>
Irradiância espectral	$\frac{dE}{d\lambda}$ ( <i>in</i> )	W m <sup>-2</sup> μm <sup>-1</sup>
Radiância espectral	$\frac{dL}{d\lambda}$	W m <sup>-2</sup> μm <sup>-1</sup>

O fluxo radiante  $d\Phi$  incidente num elemento de área  $dA$  é por definição:

$$d\Phi = I d\Omega$$

Em que  $d\Omega$  é o ângulo sólido relativo a  $dA$  no ponto P (ver figura 4.10c), dado por:

$$d\Omega = \frac{dA \cos\theta}{r^2}$$

Mas como a irradiância é  $E = d\Phi/dA$ , obtemos:

$$E = \frac{I \cos\theta}{r^2}$$

A irradiância em  $dA$  é proporcional ao cosseno do ângulo entre a normal à superfície e o raio central PQ. Esta relação é conhecida como a lei do cosseno da irradiância. A irradiância é também inversamente proporcional ao quadrado da distância à fonte de energia, designado por lei do inverso do quadrado.

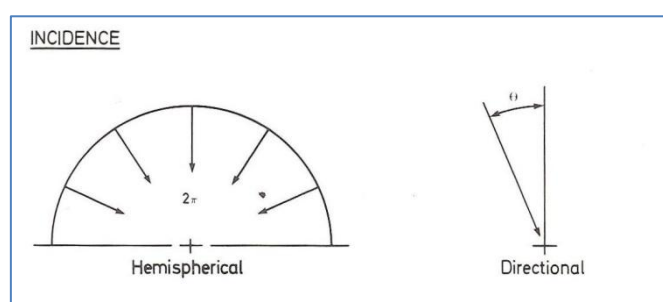
O conhecimento do Fluxo Radiante ( $\Phi$ ) ou da Exitância Radiante ( $M$ ) da superfície da Terra é insuficiente para caracterizar um objecto na detecção remota, uma vez que ambas estão dependentes da irradiância ( $E$ ) e da temperatura ( $T$ ). Por isso, é frequente usar termos sem dimensões determinados como razões usados para descrever a energia radiante ou emitância como uma proporção da irradiância ou a emissividade de uma determinada fonte. Na tabela 4.3 são apresentadas 4 das mais usadas.

**Tabela 4.3-** Emissividade, refletividade, absorvidade e transmissividade.

Quantidade	Expressão
Emissividade ( $\varepsilon$ )	$\frac{M}{M_{\text{corpo negro}}}$
Refletividade ( $\rho$ )	$\frac{\Phi_r}{\Phi_i}$
Absorvidade ( $\alpha$ )	$\frac{\Phi_a}{\Phi_i}$
Transmissividade ( $t$ )	$\frac{\Phi_t}{\Phi_i}$

- A emissividade ( $\varepsilon$ ) é a razão entre a emitância radiante da superfície ( $M$ ) e a emitância radiante de um corpo perfeito chamada o corpo negro.
- A refletividade ( $\rho$ ) é a razão entre o fluxo radiante refletido  $\Phi_r$  e o incidente  $\Phi_i$
- A Absorvidade ( $\alpha$ ) é a razão entre o fluxo radiante absorvido  $\Phi_a$  e o incidente  $\Phi_i$ .
- A Transmissividade ( $\tau$ ) é a razão entre o fluxo radiante transmitido  $\Phi_t$  e o incidente  $\Phi_i$

Os coeficientes não têm dimensões e assumem valores entre 0 e 1. Por exemplo, uma reflectividade de  $\rho=1$  significa que toda a radiação incidente é reflectida.



**Figura 4.11-** Refletividade hemisférica e direcional.

A refletividade é um elemento muito importante na detecção remota. Se a refletividade é registada num determinado comprimento de onda deverá usar-se o termo refletividade espectral ( $\rho\lambda$ ) e se é registado num determinado ângulo também deverá ser mencionado. Para descrever a natureza angular da refletividade são definidos dois termos: **refletividade hemisférica** e **direcional**. A hemisférica refere-se a

um ângulo de incidência ou fluxo radiante sobre um hemisfério e direccional refere-se à incidência ou fluxo radiante para apenas uma direcção, ver figura 4.11.

Uma superfície de refletividade perfeita é aquela em que a radiância  $L$  é constante para qualquer ângulo de reflexão ( $\theta$ ), relativo à normal à superfície. A lei do cosseno de Lambert estabelece que o fluxo por unidade de ângulo sólido em qualquer direcção a partir de uma superfície plana de difusão perfeita varia com o cosseno do ângulo entre essa direcção e a normal à superfície. De acordo com esta lei, a emitância  $M$  está relacionada com a radiância pela expressão (Slater, eq. 5.10):

$$M = \pi L$$

E a refletividade é dada por:

$$\rho(\lambda) = \frac{M_\lambda}{E_\lambda} = \frac{\pi L_\lambda}{E_\lambda}$$

A refletividade é usada extensivamente na detecção remota como elemento caracterizador dos elementos do terreno.

Em detecção remota a maioria das medições da refletividade espectral são ou bi-hemisféricas em que os ângulos de incidência e de aquisição são hemisféricos ou bidireccional em que os ângulos de incidência e aquisição são direccionais, que é o caso das medições efectuadas por um sensor espacial num dia de sol. A medição ideal em detecção remota é a medição da refletividade bidireccional para todos os possíveis ângulos de aquisição, chamada BRDF (Bidireccional Reflectance distribution function). Como esta medição é muito difícil de realizar é usada apenas a BRF (Bidireccional Reflectance Factor). O BRF é a razão entre a radiância espectral ( $L_\lambda$ ) num ângulo  $\theta$  e a reflexão difusa no ângulo  $\theta$ .

#### 4.5.1 Microondas

Um RADAR (Radio Detection And Ranging) transmite pequenos pulsos de energia com comprimentos de onda na banda dos microondas em direcção ao solo e regista duas coisas:

- a) em primeiro lugar, o tempo que demorou o pulso a chegar ao objecto e a regressar (range, distancia)
- b) em segundo lugar, a força e origem do sinal “back scattered” ou eco recebido do objecto no campo de visão do sensor.

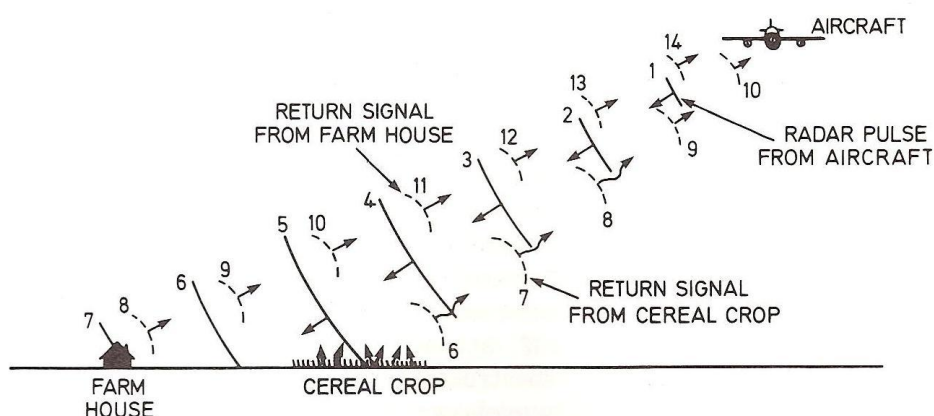


Figura 4.12-Propagação de pulsos RADAR ...

O processo está ilustrado na figura 4.12. Neste exemplo, após  $5 \times 10^{-6}$  segundos o pulso chega ao campo de cereais e é retro disperso (*backscattered*) diretamente para o avião, após  $7 \times 10^{-6}$  segundos o pulso chega à casa agrícola e é também retro disperso para o avião. O sistema RADAR regista duas coisas, primeiro que existem duas áreas afastadas  $2 \times 10^{-6}$  segundos e segundo que as propriedades do sinal retro disperso destas duas áreas são diferentes. É o grau de *backscattering* que contém a informação sobre os objectos e é esta informação que é pertinente na detecção remota. O grau de *backscattering* é calculado usando a equação radar:

$$\Phi_r = \frac{\Phi_t G_t^2 \lambda^2 \sigma}{(4\pi)^3 R^4} \quad 4.34$$

em que

$\Phi_r$  = potencia recebida

$\Phi_t$  = potencia transmitida

$G_t$  = Ganho da antena

R = distancia do transmissor ao alvo

$\sigma$  = *backscattering* efetivo

$\lambda$  = comprimento de onda

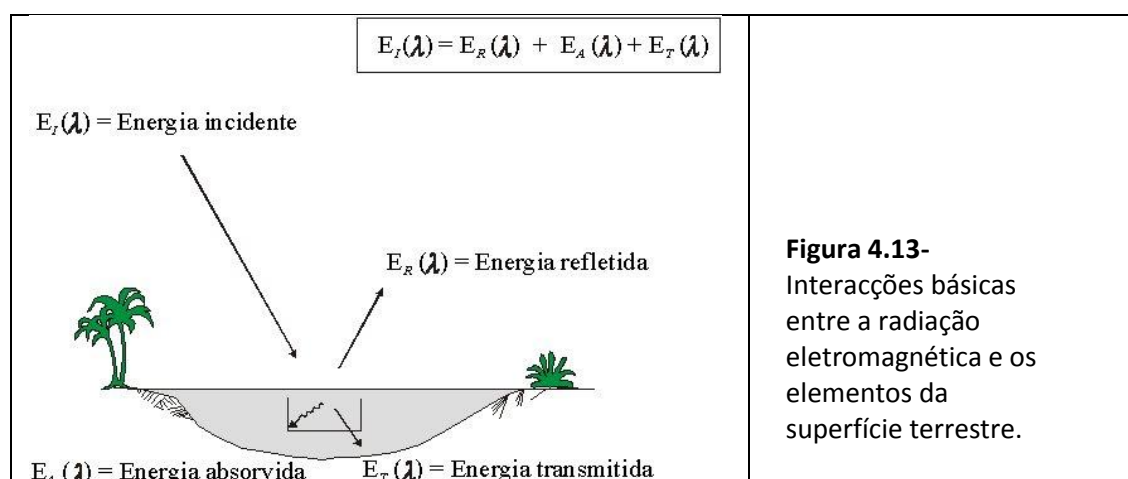
A equação RADAR está simplificada uma vez que assume que o sensor irá registar um tipo de superfície e área, enquanto que na prática são registadas diversas superfícies e diferentes áreas. Para evitar esta simplificação definimos duas unidades normalizadas: o coeficiente de *scattering* ( $\sigma^0$ ) e o parâmetro de retorno ( $\gamma$ ). O coeficiente de *scattering* ( $\sigma^0$ ) é o *scattering* efetivo dividido pela área (A) da superfície iluminada e o parâmetro de retorno ( $\gamma$ ) é o *backscattering* efetivo dividido pela área do feixe radar (A1), ver tabela 2.7. Como ambos os parâmetros são quantidades normalizadas e assumem várias ordens de grandeza são medido em decibéis (dB) em que bel (B) é  $\log_{10}$  da razão da potência de uma corrente elétrica por outra.

**Tabela 4.4** – Coeficiente de *Scattering* e Parâmetro de retorno em que  $A$  é a área da superfície iluminada e  $A_1$  é a área do feixe radar.

Quantidade	Expressão	Unidades
Coeficiente de <i>Scattering</i> ( $\sigma^0$ )	$\frac{\sigma}{A}$	decibel (dB, 10 log)
Parâmetro de retorno ( $\gamma$ )	$\frac{\sigma}{A_1}$	decibel (dB, 10 log)

#### 4.6 Interação da radiação electromagnética com a matéria

Quando a radiação electromagnética, fluxo radiante espectral ( $\Phi\lambda$ ), incide na superfície terrestre três tipos de interacção podem acontecer, ver figura 4.13. Várias fracções da **energia incidente** no elemento são **reflectidas**, **absorvidas** e/ou **transmitidas**.



Aplicando o princípio da conservação da energia, podemos estabelecer a relação entre as três interações como:

$$\Phi\lambda = \rho\lambda + \alpha\lambda + t\lambda \quad (4.35)$$

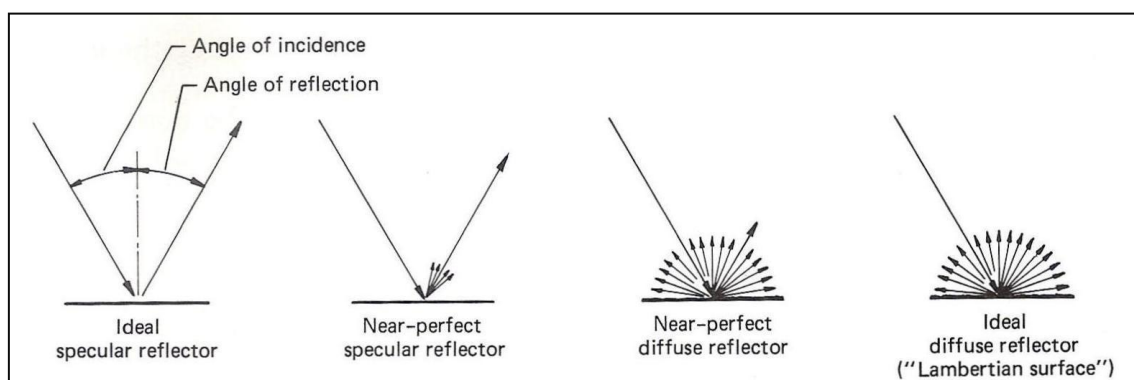
Se a proporção entre o fluxo radiante espectral que é reflectido, absorvido ou transmitido é bastante diferente para diferentes elementos na superfície da Terra, então poderemos identificar elementos com base nas suas propriedades espectrais. Por outro lado a dependência do comprimento de onda significa que mesmo para um mesmo tipo de elemento a proporção de energia reflectida, absorvida e transmitida varia para diferentes comprimentos de onda. Consequentemente, dois elementos podem ser indistinguíveis num intervalo espectral e bastante diferentes noutra banda espectral. Na região do visível estas variações espectrais resultam no efeito visual chamado cor. Dizemos que um objecto é azul quando reflecte fortemente na zona do azul do espectro (460-490 nm) e absorve todos os outros comprimentos de onda.

Como os sistemas de detecção remota operam essencialmente nos comprimentos de onda em que predomina a energia reflectida, as propriedades reflectivas dos materiais são muito importantes. Por isso, é frequente o balanço energético ser re-escrito de outra forma:

$$\rho\lambda = \Phi\lambda - [\alpha\lambda + \tau\lambda]$$

ou seja, a energia reflectida é igual à energia incidente num determinado elemento reduzida da energia que é absorvida ou transmitida por esse elemento.

A forma geométrica como o objecto reflecte a energia é também relevante. Este factor é essencialmente uma função da rugosidade da superfície do objecto. Reflectores especulares são superfícies lisas que têm uma reflexão típica de um espelho em que o ângulo de reflexão igual ao ângulo de incidência. Os refletores difusos (ou Lambertianos) são superfícies rugosas que reflectem uniformemente em todas as direcções. A maioria das superfícies na superfície terrestre não são nem reflectores especulares nem reflectores difusos. A sua característica varia entre estes dois extremos.



**Figura 4.14**-Refletividade especular e difusa. Adaptado Lillesand & Kiefer, 1994

A figura 4.14 ilustra as características geométricas de vários tipos de refletividade. A categoria que caracteriza uma qualquer superfície é ditada pela rugosidade da superfície em comparação com o comprimento de onda da energia incidente na superfície. Por exemplo, na banda das ondas rádio (grande comprimento de onda) um terreno rochoso pode aparecer suave à energia incidente. Em comparação com a porção do visível do espectro, mesmo um material como a areia fina aparece rugosa. Em resumo: quando o comprimento de onda da radiação incidente é muito menor que as variações altimétricas da superfície, ou que o tamanho das partículas que compõem a superfície, a reflexão é difusa (é como um carro com rodas muito grandes a andar em cima de uma superfície com pequenas pedras em comparação com um carro com pequenas rodas a andar na mesma superfície. O primeiro “passa por cima” insensível às pequenas variações).

A reflexão difusa contém informação espectral da superfície de reflexão enquanto que a reflexão especular não tem. Por isso, na detecção remota estamos interessados em



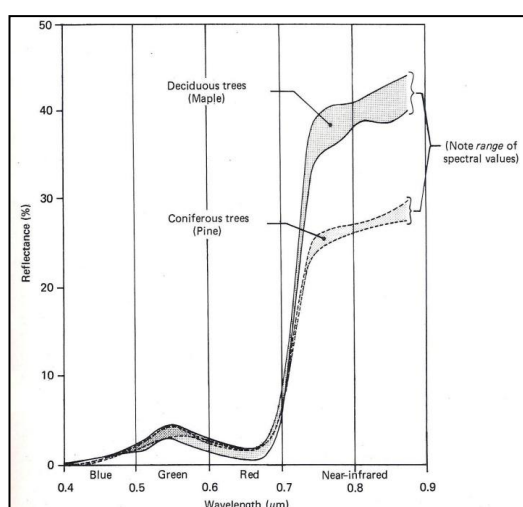
medir as propriedades da refletividade difusa de elementos do terreno. As características de refletividade dos elementos da superfície terrestre podem ser quantificadas medindo a porção da energia incidente que é reflectida. Esta medida é feita em função do comprimento de onda e é chamada refletividade espectral ( $\rho_\lambda$ ) e é matematicamente definida como:

$$\rho_\lambda = \frac{\Phi_r(\lambda)}{\Phi_i(\lambda)} \times 100$$

que é a razão entre a energia do comprimento de onda  $\lambda$  reflectida pelo objecto e a energia do mesmo comprimento de onda incidente,  $\rho_\lambda$  é expresso em percentagem.

A configuração das curvas de refletividade espectral indicam as características espectrais de um objecto e tem uma forte influencia na escolha da banda (ou bandas) do espectro electromagnético nos quais se deverá adquirir remotamente para uma determinada aplicação. Isto é ilustrado na figura 4.15 na qual são apresentadas as curvas de refletividade espectral para arvores de folha caduca e coníferas. A curva é representada por uma faixa porque a refletividade espectral varia em cada elemento, isto é, a refletividade espectral da espécie pinheiro não é sempre igual. Se o objetivo fosse a seleção de um sensor para discriminar estes dois tipos de árvores deveríamos escolher um sensor na banda do infravermelho próximo (0.8  $\mu\text{m}$ ) que permite separar os dois tipos de árvores pela refletividade.

A experiência tem demonstrado que muitos elementos de interesse na superfície terrestre podem ser identificados, mapeados e estudados com base nas suas características espectrais. Contudo, a experiência também tem demonstrado que muitos outros elementos de interesse não podem ser separados espectralmente. Deste modo, para utilizarmos eficientemente a DR deveremos saber compreender as características espectrais dos elementos em investigação e saber os factores que influenciam estas características. Em particular a atmosfera é um dos elementos que mais influencia a refletividade espectral recebida pelo sensor espacial.



**Figura 4.15** – Refletividade espectral para árvores de folha caduca e folha perene.

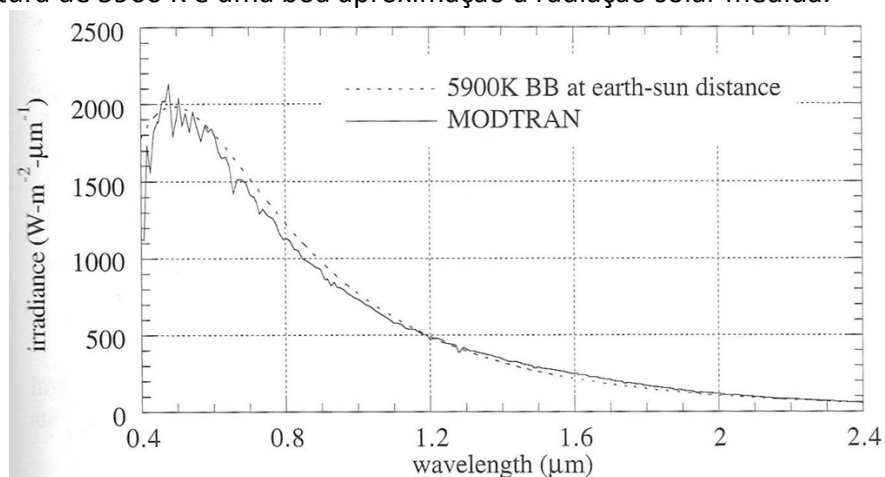
## 4.7 Interação com a atmosfera

O Sol é um corpo-negro quase perfeito, ou seja, emite radiação na quase máxima eficiência possível para um corpo na sua temperatura (eficaz). A radiância espectral,  $L_\lambda$ , do Sol pode então ser modelada pela equação do corpo negro de Planck (equação 4.29). O nosso interesse é a radiação que chega à Terra. Para isso, a radiância espectral deverá ser propagada ao topo da atmosfera e depois convertida em irradiância espectral  $E_\lambda^0$ . No topo da atmosfera (referencia)

$$E_\lambda^0 = L_\lambda \times \frac{\text{área do disco solar}}{(\text{distância à Terra})^2} \quad (4.37)$$

As unidades da irradiância espectral são os mesmos da emitância espectral ( $\text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ ). O conteúdo espectral da radiação não se altera no percurso através do espaço. A magnitude da irradiância solar na Terra altera-se uma pequena percentagem com o movimento anual de translação da Terra.

A irradiância na exosfera (topo da atmosfera, camada mais externa da atmosfera entre 600 e 1600 km) é representado a tracejado na figura 4.16 usando um modelo de corpo negro e a cheio a função empírica usada no programa de modelação atmosférica (MODTRAN). Podemos confirmar na figura que o modelo de corpo negro com uma temperatura de 5900 K é uma boa aproximação à radiação solar medida.



**Figura 4.16-** Irradiância de um corpo negro com temperatura de 5900 K ao nível da exosfera e comparação com o modelo MODTRAN. (Schowengerdt, 1997).

À medida que o comprimento de onda aumenta para o infravermelho próximo, menor é a radiação disponível pelo Sol para uso na detecção remota. Se ignorarmos os efeitos atmosféricos, a radiação solar que chega à superfície da Terra é complementado pela energia térmica emitida pela Terra nos  $4.5\mu\text{m}$  (Figura 4.16). O comprimento de onda para o qual são iguais as contribuições do Sol e da Terra ao nível do sensor, depende

da refletividade e da emissividade da superfície da Terra e da atmosfera e pode variar entre os 2.5 e 6 $\mu\text{m}$  (Slater, 1980), ver figura 4.17.

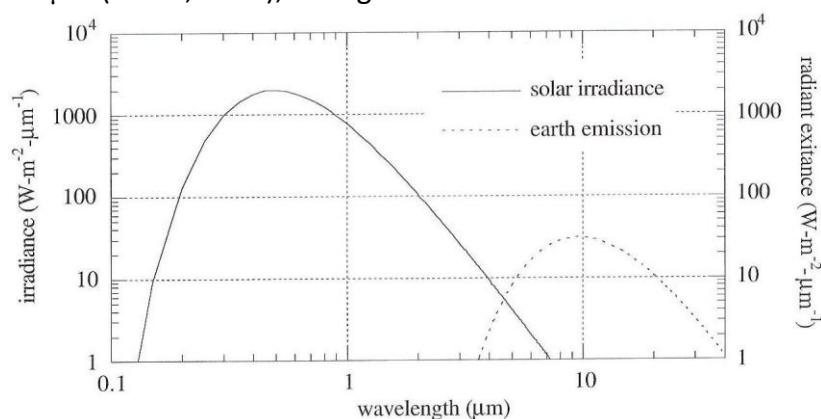


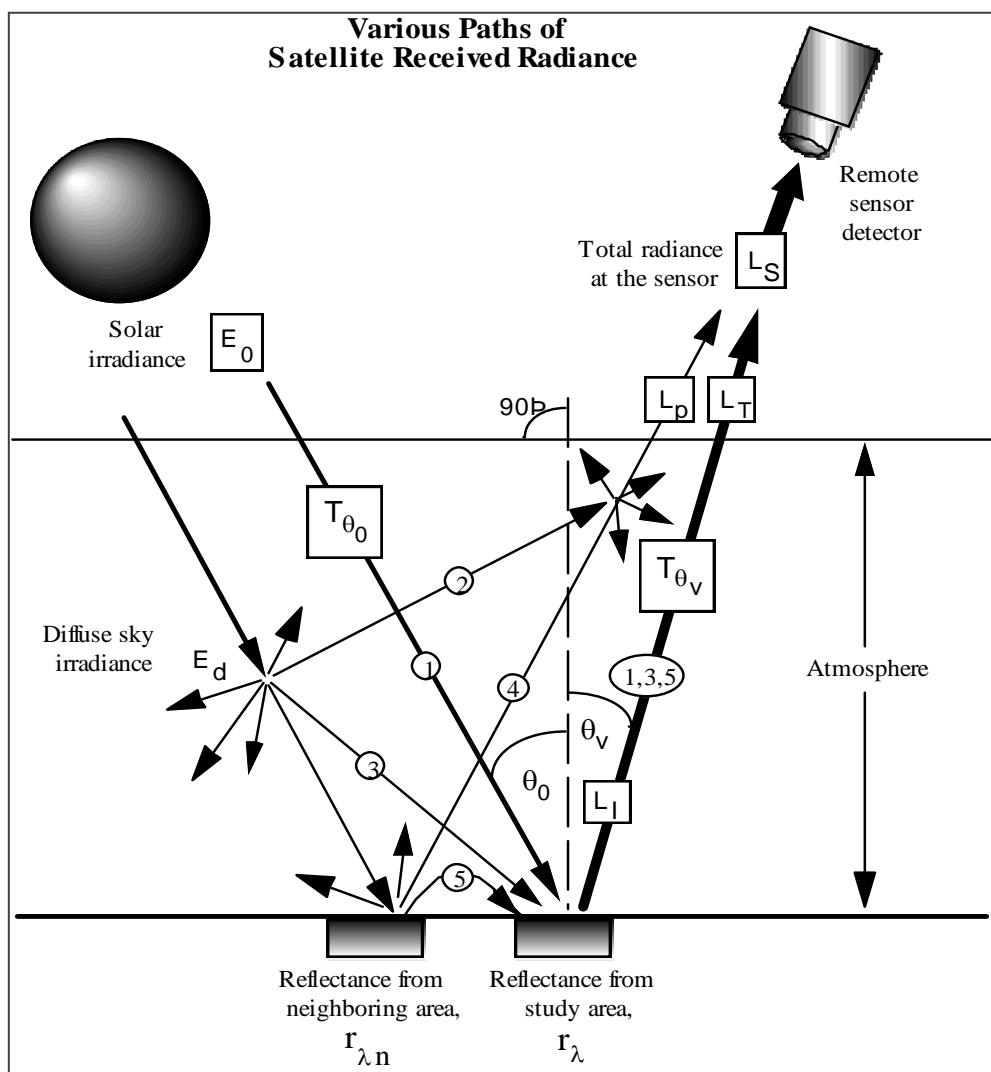
Figura 4.17 – Distribuição espectral na exoesfera para duas fontes de radiação desde o visível ao infravermelho. A Terra é assumida como um corpo negro a  $T=300\text{K}$  e o Sol um corpo negro com  $T=5900\text{K}$ . (Schowengerdt, 1997).

#### 4.7.1 Propagação da radiação na atmosfera

As principais transferências de radiação no visível até ao infravermelho próximo são apresentados na figura 4.18.

O percurso 1 contém a irradiância espectral solar  $E_0$  que foi pouco atenuada antes de iluminar o terreno correspondente ao IFOV. O percurso 2 contém a irradiância espectral difusa do céu que nunca atingirá a superfície da Terra devido à dispersão na atmosfera (Rayleigh e Mie). Infelizmente, esta radiação é muitas vezes dispersa diretamente para o IFOV do satélite. A dispersão de Rayleigh da luz azul contribui grandemente para este efeito. É por isso que a banda do azul é normalmente mais brilhante que as outras bandas, porque recebe esta radiação dispersa diretamente pelo céu. Green (2003) refere esta quantidade como refletividade “upward” da atmosfera. O percurso 3 contém a radiação do Sol que sofreu dispersão de Rayleigh, Mie, e/ou não selectiva e provavelmente alguma absorção e reemissão antes de iluminar o solo. Por isso, a sua composição espectral e polarização pode ser diferente da energia que chega diretamente à superfície. Esta quantidade é referida por refletividade “downward” da atmosfera. O percurso 4 contém radiação que foi reflectida do terreno vizinho e o percurso 5 é a radiação que também foi reflectida do terreno vizinho para a atmosfera e dispersa ou reflectida para o IFOV do sensor. As três componentes mais significativas da radiação que chega ao sensor, são:

1. A não dispersa, radiação reflectida pela superfície  $L_\lambda^{su}$ .
2. A *down-scattered*, luz do céu, reflectida pela superfície  $L_\lambda^{sd}$
3. A radiancia *up-scattered* no percurso  $L_\lambda^{sp}$



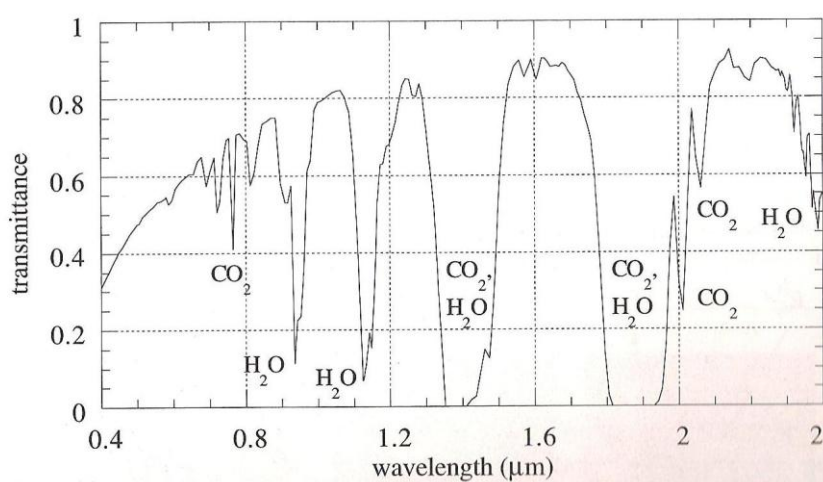
**Figura 4.18** – Componentes da radiação na deteção remota passiva. A componente mais significativa vista pelo sensor é geralmente a reflectida pela superfície (percurso 1). Percurso 1: Irradiância solar ( $E_0$ ) e transmissividade atmosférica ( $T$ ), percurso 2 : irradiância difusa do céu; percurso 3: após alguma dispersão, absorção e reemissão a radiação atinge o solo e é reflectida; percurso 4: radiação do terreno vizinho; percurso 5: reflectido ou disperso do terreno vizinho. (curso Remote Sensing Image Processing and Analysis, UTSA)

Podemos escrever a radiância total que chega ao sensor a bordo do satélite, como:

$$L_{\lambda}^s = L_{\lambda}^{su} + L_{\lambda}^{sd} + L_{\lambda}^{sp} \quad (4.38)$$

### a) A componente não dispersa (unscattered) ( $L_{\lambda}^{su}$ )

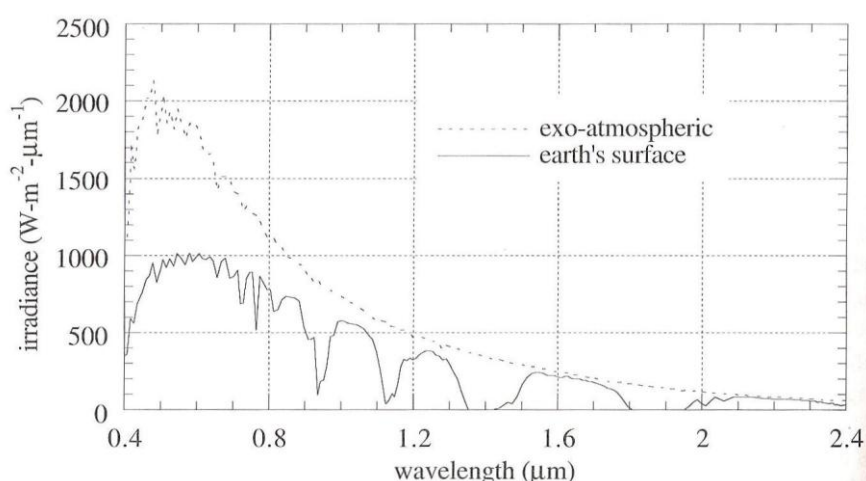
A atmosfera tem uma influência não negligenciável na detecção remota espacial nos comprimentos de onda desde o visível ao infravermelho próximo. A atmosfera dispersa e absorve radiação entre o Sol e a Terra ao longo do percurso solar e também entre a Terra e o sensor ao longo da linha de vista (LOS, Line-Of-Sight). A fracção de radiação que chega à superfície da Terra é função da transmissividade da atmosfera  $\tau_s(\lambda)$  designada por transmissividade do percurso solar e é por definição não dimensional com valores entre zero e a unidade.



**Figura 4.19** – Transmissividade ao longo do percurso solar, i.e, entre o Sol e a superfície da Terra, para um ângulo de elevação solar de 45°. As bandas de absorção estão essencialmente associadas ao vapor de água e ao dióxido de carbono.

As bandas de absorção molecular da água e do dióxido de carbono causam uma enorme absorção em duas bandas perto dos 1,4 μm e 1,9 μm de tal modo que praticamente bloqueiam a transmissão da radiação. Consequentemente, estas regiões espectrais são evitadas na detecção remota da Terra. A transmissividade geralmente diminui no sentido da região do azul. Este é o resultado da dispersão da luz solar por moléculas do ar cujo diâmetro é menor que  $\lambda/\pi$ . A magnitude da luz dispersada é aproximada por uma dispersão pura de Rayleigh com uma dependência de  $\lambda^{-4}$  no comprimento de onda. A consequência é o pôr-do-sol em tons vermelhos: os pequenos comprimentos de onda do azul são dispersos do feixe luminoso (neste contexto: retardados) mais que os comprimentos de onda mais longos (vermelho). Quando a atmosfera contém aerossóis e partículas de fumo e pó também ocorre a dispersão de Mie. Para partículas cujo tamanho é superior a  $2\lambda/\pi$  a magnitude de dispersão de Mie não depende do comprimento de onda.

O efeito espectral da transmissão atmosférica na radiação solar é representado na figura 4.20.



**Figura 4.20** - Irradiância solar no visível e infravermelho próximo acima da atmosfera e na superfície da Terra. A razão destas duas curvas é a figura 4.19. (Schowengerdt, 1997).

A atmosfera altera significativamente a irradiância espectral antes de chegar à superfície da Terra. Matematicamente, a irradiância  $E_\lambda$  num plano perpendicular ao raio luminoso solar na superfície da Terra é dada por:

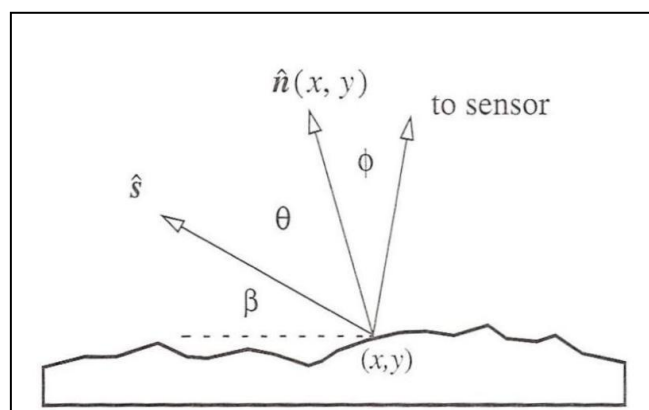
$$E_\lambda = t_s(\lambda) \cdot E_\lambda^0 \quad (4.39)$$

Em que  $t_s$  é a transmissividade da atmosfera. De notar que por definição a irradiância  $E_\lambda$  deverá ser menor que  $E_\lambda^0$ . A transmissividade depende das condições atmosféricas, da posição do sensor e do comprimento de onda.

A irradiância na superfície depende do ângulo de incidência, sendo máxima se a superfície é perpendicular ao ângulo de incidência e menor se o ângulo diminui. A diminuição varia com o cosseno do ângulo, que pode ser calculado como o produto interno de dois vectores. O vector unitário  $\mathbf{s}$  está dirigido para o Sol e o vector unitário  $\mathbf{n}(x,y)$  é normal à superfície. O ângulo de elevação solar é  $\beta$  e o ângulo zenital solar é  $90-\beta$  (Figura 4.21). O ângulo de incidência na superfície é  $\theta$  e o ângulo de emitância da superfície na direcção do sensor é  $\phi$ . A irradiância incidente  $E_\lambda$  deverá ser modificada para incluir a forma do terreno:

$$E_\lambda(x,y) = t_s(\lambda) \cdot E_\lambda^0 \cdot \vec{n}(x,y) \cdot \vec{s} \quad (4.40)$$

$$E_\lambda(x,y) = t_s(\lambda) \cdot E_\lambda^0 \cdot \cos(\theta(x,y)) \quad (4.41)$$



**Figura 4.21-** A geometria da irradiância directa do sol na superfície terrestre. O vector  $\mathbf{s}$  aponta para o Sol e o vetor unitário  $\mathbf{n}(x,y)$  é normal à superfície.

A próxima transferência de energia ocorre sobre a refletividade na superfície da terra. A irradiância que incide numa superfície Lambertiana é convertida na radiância que sai da superfície com a ajuda do factor  $\pi$  e da refletividade espectral difusa  $\rho$ :

$$L_{\lambda}(x, y) = \rho(x, y, \lambda) \frac{E_{\lambda}(x, y)}{\pi} \quad (4.42)$$

$$L_{\lambda}(x, y) = \rho(x, y, \lambda) \frac{t_s(\lambda) \cdot E_{\lambda}^0}{\pi} \cos(\theta(x, y)) \quad (4.43)$$

A refletividade é por definição sem dimensões variando entre zero e um. A refletividade varia com o comprimento de onda e com a posição espacial, mas não depende da posição do satélite para uma superfície Lambertiana. Visualmente dizemos que tem igual brilho em qualquer ângulo de vista. Uma superfície deste tipo é dita perfeitamente difusa, sem reflexão especular idêntica a um espelho. Muitas superfícies naturais são aproximadamente Lambertianas para uma gama de ângulos de vista, tipicamente entre  $20^{\circ}$  e  $40^{\circ}$ . Com diminuição do ângulo de vista (a baixo deste valor) a maioria das superfícies tornam-se não-Lambertianas e apresentam diferente refletividade em diferentes direções. O desvio de um modelo simples é expresso numa Função distribuição da refletividade bidirecional (Bidirectional Reflectance Distribution Function) que pode ser medida para um material através da razão entre a radiância de saída e a irradiância de entrada em função dos ângulos de incidência e de vista. A quantidade  $\rho(x, y, \lambda)/\pi$  é substituída pela função BRDF.

A radiância é uma grandeza fundamental em deteção remota está relacionada de forma aproximadamente linear com a medição realizada no sensor (veja-se secção 4.8). A radiância de saída da superfície da Terra atravessa a atmosfera em direção ao sensor.

).

Comentário: os sensores como o Landsat-TM, com pequeno FOV, apresentam uma pequena variação atmosférica numa imagem, uma vez que o percurso através da atmosfera é praticamente constante para todos os pixels. Em regiões com variações altimétricas os pixels têm variações atmosféricas devidas à altitude.

Devemos agora modificar a equação 4.43 de acordo com a transmitância na vista do satélite  $t_v(\lambda)$  para obter a radiância no sensor:

$$L_{\lambda}^{su}(x, y) = \tau_v(\lambda) \cdot L_{\lambda} = \rho(x, y, \lambda) \frac{t_s(\lambda) \cdot t_v(\lambda) \cdot E_{\lambda}^0}{\pi} \cos(\theta(x, y)) \quad (4.44)$$

Esta componente transporta o sinal que nos interessa, isto é, a distribuição espacial-espectral da radiância ( $\rho(x, y, \lambda)$ )

### **b) A componente dispersa na atmosfera ( $L_{\lambda}^{sd}$ )**

O sensor também recebe a radiação proveniente da radiação que é dispersa pela atmosfera no sentido da Terra (luz do céu) e que é posteriormente reflectida na Terra na direcção e sentido do satélite. Este termo  $L_{\lambda}^{sd}$  é responsável pelo efeito frequentemente observado de que a sombra não é totalmente preta.

Esta componente é proporcional à refletividade,  $\rho(x, y, \lambda)$ , e à irradiância na superfície devida à luz do céu  $E_{\lambda}^d$ . Esta quantidade é usável porque é directamente mensurável com equipamentos em Terra. Previmos a possibilidade de que o céu não seja totalmente visível a partir do solo devido à topografia e por isso incluímos um termo adicional para contemplar a topografia:

$$L_{\lambda}^{sd}(x, y) = F(x, y) \cdot \rho(x, y, \lambda) \frac{t_v(\lambda) \cdot E_{\lambda}^d}{\pi} \quad (4.45)$$

### **c) A componente dispersa no percurso ( $L_{\lambda}^{sp}$ )**

O termo da radiância do percurso (path) é a combinação da dispersão de Rayleigh, que varia com o comprimento de onda como  $\lambda^{-4}$ , e a dispersão de Mie, que depende fracamente, ou mesmo não depende, do comprimento de onda. O efeito combinado da dispersão de Rayleigh e Mie numa atmosfera limpa resulta numa dependência do comprimento de onda na ordem de  $\lambda^{-2}$  e  $\lambda^{-0.7}$ .

A radiância do percurso pode variar numa imagem, por exemplo, entre uma área rural e urbana, ou na presença de colunas de fumo de incêndios. Para sensores com IFOV pequeno, como os satélites Landsat-TM, SPOT e IKONOS a radiância do percurso é assumida como constante em toda a imagem e escrevemos o termo como  $L_{\lambda}^{sp}(x, y)$ .



#### d) A radiância Solar total no sensor ( $L_{\lambda}^s$ )

A soma das três componentes resulta na equação:

$$L_{\lambda}^s(x, y) = \rho(x, y, \lambda) \frac{t_v(\lambda)}{\pi} \{t_s(\lambda) E_{\lambda}^0 \cos(\theta(x, y)) + F(x, y) \cdot E_{\lambda}^d\} + L_{\lambda}^{sp}(x, y) \quad (4.46)$$

O essencial desta fórmula é:

A radiância espectral total recebida pelo sensor é linearmente proporcional à refletividade difusa da superfície, modificada por:

- um termo multiplicativo, factor variável espectralmente e espacialmente que depende da forma do terreno
- um termo aditivo, espacialmente invariante e espectralmente dependente devido à dispersão do percurso da vista do sensor (view path scattering)

Como podemos usar a Detecção Remota para reconhecer diferentes ocupações do solo?

É claro que os dados de Detecção Remota devem ser corrigidos dos efeitos atmosféricos e solares se o objectivo for a comparação com curvas de refletividade espectral medidas no terreno.

Mais: São necessárias correcções atmosféricas relativas se as assinaturas espectrais de uma imagem numa data são para comparar com imagens adquiridas numa outra data, i.e se o objetivo é um estudo multitemporal.

#### 4.7.2 Transmissividade da atmosfera

A radiação electromagnética que atravessa a atmosfera é parcialmente absorvida pelos elementos constituintes da atmosfera. A taxa de atenuação do sinal é dada pela lei de Beer's que nos indica que o coeficiente de absorção é função directa do índice de refração ( $n_i$ ) e inversamente proporcional ao comprimento de onda.

$$\beta_a = \frac{4\pi n_i}{\lambda}$$

A transmissividade ( $t$ ) é definida como :

$$t = \exp(-\beta_a x)$$

Em que  $x$  é a distância percorrida pela radiação na atmosfera que não é absorvida. Estamos a simplificar o modelo considerando que a radiação não é dispersada.

A espessura ótica expressa a capacidade do meio de bloquear a radiação, independentemente da atual espessura do meio. A transmissividade é então calculada pela expressão:

$$t = \exp(-\tau)$$

Em que  $\tau$  é a espessura ótica do meio. É equivalente à absorção no meio puramente absorptivo, é útil quando não é conhecida distância percorrida pela radiação. A profundidade ótica expressa a quantidade de luz que é removida do raio por absorção ou dispersão no percurso através de um determinado meio. Como exemplo, se a ótica for  $\tau=0.5$ , então a transmissividade é 0.6, se  $\tau=1$ , então a transmissividade é 0.37 e para se  $\tau=2.5$ , a transmissividade é 0.08.

Se  $\tau \ll 1$  então ao meio é dito opticamente fino (pouco espesso, pouco profundo). Em termos gerais a atmosfera é limpa, podemos ver bem através da atmosfera. Neste regime a absorção e dispersão é linearmente dependente da quantidade de material na atmosfera. Deste modo podemos medir a quantidade de radiação absorvida pelo gás e por isso podemos medir a quantidade de gás.

Se  $\tau \gg 1$  então ao meio é dito opticamente espesso. Não podemos ver através de um meio opticamente espesso, podemos ver apenas a luz emitida pelas camadas superiores. Estes meios têm uma característica interessante: a radiação emitida corresponde ao espectro de um corpo negro.

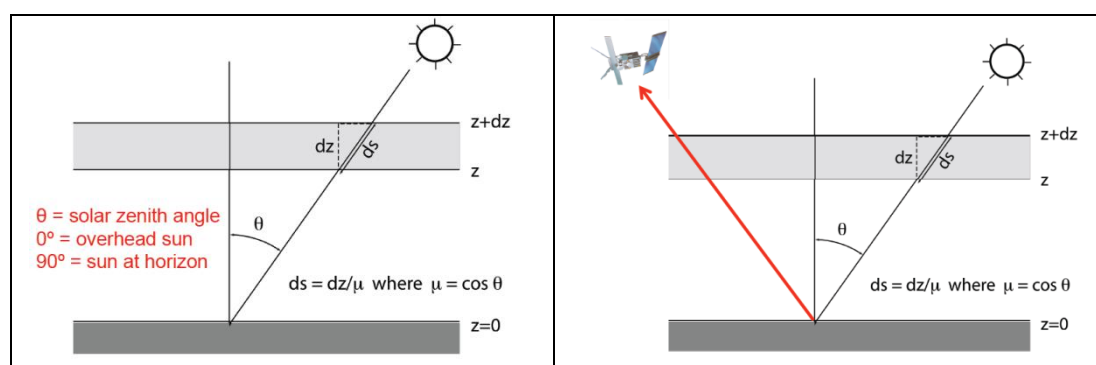
A espessura ótica é dada pela expressão:

$$\tau(z_1, z_2) = \int_{z_1}^{z_2} \beta dz$$

Como o Sol não se encontra na vertical do local, a radiação faz um percurso inclinado de ângulo zenital  $\theta$ , ver figura 4.22a. Neste caso a transmissividade é dada por:

$$t = \exp\left(-\frac{\tau}{\cos \theta}\right)$$

Os satélites que medem a radiação reflectida e dispersa (UV, visível ou SWIR) detectam a radiação que foi transmitida duas vezes na atmosfera, figura 4.22b. A espessura ótica total é a soma das contribuições das partículas dos aerossóis, ozono, vapor de água e moléculas da atmosfera.



**Figura 4.22** – Transmissividade e espessura ótica: a) geometria da radiação incidente na superfície, b) geometria de aquisição.

#### 4.8 Conversão de números digitais (DNs) para radiância

O cálculo do valor da radiância espectral no sensor é essencial para a conversão de dados imagem de múltiplos sensores e plataformas numa quantidade com significado físico numa escala radiométrica comum.

A calibração radiométrica dos sensores óticos envolve o re-escalar dos números digitais brutos,  $Q$ , referidos por “raw data” transmitidos do satélite para números digitais calibrados ( $Q_{cal} = DN_s$ ) que têm a mesma escala radiométrica para todas as imagens processadas para um período específico. Os parâmetros são melhorados / alterados ao longo do tempo.

##### 4.8.1 Conversão para radiância dos produtos nível 0

Os valores dos pixels nos produtos nível 0 (raw data) são representados por  $Q$ . Os detetores têm uma resposta linear à radiância da terra. A resposta é quantificada em números reais (float) de 32 bits que representam os valores de brilho. A relação entre estas imagens e o valor de radiância no sensor e  $L_\lambda$  é dada por:

$$Q = G \times L_\lambda + B \quad (4.47)$$

$$L_\lambda = \frac{Q - B}{G} \quad (4.48)$$

A letra  $G$  é o coeficiente de ganho em cada banda. É calculado como o valor médio no tempo dos coeficientes de ganho resultantes dos modelos de ganho ao longo do ciclo de vida do sensor. O valor de  $B$  é o viés que é baseado na resposta de cada linha do sensor ao obturador no escuro. De notar que o valor de  $G$  e  $B$  é usado apenas nos produtos de nível 0.

#### 4.8.1 Conversão para radiância dos produtos nível 1

Os valores dos pixels no nível 1 são representados como  $Q_{cal}$ . Durante o processo de calibração radiométrica, os valores dos pixels dos dados brutos ( $Q$ ), não processados, são convertidos em unidades de radiância espectral usando transformações a 32 bits. Os valores da radiância absoluta são depois re-escalado para números de n-bits (tipicamente  $n=8$ ) que representam  $Q_{cal}$ . Os valores dos pixels distribuídos em produtos nível 1. Para  $n=8$  o valor máximo de  $Q_{cal}$  é 255 e para  $n=16$  o valor máximo de  $Q_{cal}$  é 32767.

A conversão dos produtos de nível 1 ( $Q_{cal}$ ) em radiâncias espectrais ao nível do sensor ( $L_{\lambda}$ ) requer o conhecimento dos valores mínimos e máximos dos factores de escala originais. As fórmulas para cálculo da reflectância ao nível do sensor a partir dos valores  $Q_{cal}$  são (Chander et al., 2009):

$$L_{\lambda} = \left( \frac{L_{max,\lambda} - L_{min,\lambda}}{Q_{cal,max} - Q_{cal,min}} \right) \cdot (Q_{cal} - Q_{cal,min}) + L_{min,\lambda} \quad (4.49)$$

ou

$$L_{\lambda} = G_{rescale} \times Q_{cal} + B_{rescale} \quad (4.50)$$

em que:

$$G_{rescale} = \frac{L_{max,\lambda} - L_{min,\lambda}}{Q_{cal,max} - Q_{cal,min}} \quad (4.51)$$

$$B_{rescale} = L_{min,\lambda} - \left( \frac{L_{max,\lambda} - L_{min,\lambda}}{Q_{cal,max} - Q_{cal,min}} \right) Q_{cal,min} \quad (4.52)$$

Na tabela 4.5 e 4.6 são apresentados os valores para estes parâmetros de calibração para as bandas dos sensores TM e ETM+ dos satélites Landsat 5 e 7 (L5 e L7, respectivamente). Estas tabelas indicam os valores medidos da amplitude espectral, antes do lançamento. O valor central do comprimento de onda é a média dos dois valores extremos.

**Tabela 4.5** – Parâmetros calibrados para o sensor TM do Landat 5 e irradiância solar exoatmosférica ( $E_{SUN}$ ). Os valores a sublinhado correspondem a valores revistos em 1991.

TM Sensors ( $Q_{calmin} = 1$ and $Q_{calmax} = 255$ )							
Band	Spectral range	Center wavelength	$L_{MIN,\lambda}$	$L_{MAX,\lambda}$	$G_{rescale}$	$B_{rescale}$	$E_{SUN,\lambda}$
Units	$\mu m$		$W/(m^2 sr m)$		$(W/m^2 sr m)/DN$	$W/(m^2 sr m)$	$W/(m^2 m)$
L5 TM (LPGS)							
1	0.452 – 0.518	0.485	<u>-1.52</u>	<u>169</u>	<u>0.671339</u>	<u>-2.19</u>	1983
			-1.52	193	0.765827	-2.29	
2	0.528 – 0.609	0.569	<u>-2.84</u>	<u>333</u>	<u>1.322205</u>	<u>-4.16</u>	1796
			-2.84	365	1.448189	-4.29	
3	0.626 – 0.693	0.660	-1.17	264	1.043976	-2.21	1536
4	0.776 – 0.904	0.840	-1.51	221	0.876024	-2.39	1031
5	1.567 – 1.784	1.676	-0.37	30.2	0.120354	-0.49	220.0
6	10.45 – 12.42	11.435	1.2378	15.3032	0.055376	1.18	N/A
7	2.097 – 2.349	2.223	-0.15	16.5	0.065551	-0.22	83.44

As imagens ETM+ são adquiridas em dois modos: baixo ganho e elevado ganho. O objetivo é maximizar a resolução radiométrica de 8 bits sem saturar os detetores. Para todas as bandas a dinâmica de baixo ganho é aproximadamente 1.5 vezes a dinâmica de elevado ganho. Consequentemente, o modo baixo-ganho é usado em superfícies com elevada brilho e o modo elevado-ganho é usado em superfícies com pouco brilho.

**Tabela 4.6** – Parâmetros calibrados para o sensor ETM+ do Landsat 7 e irradiância solar exo-atmosférica ( $E_{SUN}$ ).

L7 ETM+ Sensor ( $Q_{calmin} = 1$ and $Q_{calmax} = 255$ )							
Band	Spectral range	Center wavelength	LMIN <sub>λ</sub>	LMAX <sub>λ</sub>	$G_{rescale}$	$B_{rescale}$	ESUN <sub>λ</sub>
Units	μm		W/(m <sup>2</sup> sr μm)		(W/m <sup>2</sup> sr μm)/DN	W/(m <sup>2</sup> sr μm)	W/(m <sup>2</sup> μm)
<i>Low gain (LPGS)</i>							
1	0.452–0.514	0.483	–6.2	293.7	1.180709	–7.38	1997
2	0.519–0.601	0.560	–6.4	300.9	1.209843	–7.61	1812
3	0.631–0.692	0.662	–5.0	234.4	0.942520	–5.94	1533
4	0.772–0.898	0.835	–5.1	241.1	0.969291	–6.07	1039
5	1.547–1.748	1.648	–1.0	47.57	0.191220	–1.19	230.8
6	10.31–12.36	11.335	0.0	17.04	0.067087	–0.07	N/A
7	2.065–2.346	2.206	–0.35	16.54	0.066496	–0.42	84.90
PAN	0.515–0.896	0.706	–4.7	243.1	0.975591	–5.68	1362
<i>High Gain (LPGS)</i>							
1	0.452–0.514	0.483	–6.2	191.6	0.778740	–6.98	1997
2	0.519–0.601	0.560	–6.4	196.5	0.798819	–7.20	1812
3	0.631–0.692	0.662	–5.0	152.9	0.621654	–5.62	1533
4	0.772–0.898	0.835	–5.1	157.4	0.639764	–5.74	1039
5	1.547–1.748	1.648	–1.0	31.06	0.126220	–1.13	230.8
6	10.31–12.36	11.335	3.2	12.65	0.037205	3.16	N/A
7	2.065–2.346	2.206	–0.35	10.80	0.043898	–0.39	84.90
PAN	0.515–0.896	0.706	–4.7	158.3	0.641732	–5.34	1362

### 4.8.3 Conversão em reflectância TOA (Top of Atmosphere)

Poderemos obter uma menor variabilidade entre imagens adquiridas em diferentes datas convertendo a reflectância ao nível do sensor na reflectância exo-atmosfera (no topo da atmosfera, TOA), também conhecido como albedo planetário (planetary albedo). Ignorando os efeitos atmosféricos, a influência combinada do ângulo zenital solar e a distância Terra-Sol na irradiância incidente na superfície da Terra pode ser expressa como:

$$E = \frac{E_{SUN\lambda} \cos \theta_S}{d^2} \quad (4.52)$$

Em que:

$E$  : radiância solar normalizada

$E_{SUN\lambda}$  : é a irradiância solar a meia distância do Sol à Terra

$\theta_S$  é o ângulo zenital solar

$d$  é a distância da Terra ao Sol em unidades astronómicas (1UA= 149,597,870,691km)

Quando comparamos imagens de diferentes sensores, existem três vantagens em usar a reflectância TOA em vez da radiância espectral ao nível do sensor. Primeiro é removido o efeito cosseno dos diferentes ângulos zenitais solares devida às diferentes horas de aquisição das imagens. Segundo, a refletividade TOA compensa os diferentes valores da irradiância solar, proveniente de diferença de bandas espectrais, que chega

à exoesfera. Terceiro, a refletividade TOA corrige também da variação da distância Terra-Sol entre as diferentes datas de aquisição. Estas variações podem ser significativas geográfica e temporalmente.

A reflectância TOA da Terra é calculada de acordo com a equação:

$$\rho_{\lambda} = \frac{\pi \cdot L_{\lambda} \cdot d^2}{E_{SUN_{\lambda}} \cos \theta_S} \quad (4.53)$$

em que:

$\rho_{\lambda}$  é a refletividade planetária TOA

$L_{\lambda}$  é a refletividade ao nível do sensor ( $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \mu\text{m}^{-1}$ ), calculada pela expressão 4.50.

De notar que o cosseno do ângulo zenital solar é igual ao seno do ângulo da elevação solar. O ângulo de elevação solar no centro da imagem Landsat é guardado nos metadados dos produtos nível 1 (\*.MTL ou \*.WO). A reflectância TOA requer o conhecimento da distância Terra-Sol. A tabela 4.7 fornece esse valor para todos os dias do ano. As últimas colunas das tabelas 4.5 e 4.6 indicam a irradiância espectral exo-atmosférica ( $E_{SUN_{\lambda}}$ ) para os sensores TM e ETM+ usando o espectro solar de Thuillier (Thuillier, 2003). O CEOS (Comittee on Earth Observation Satellites) recomenda o uso deste espectro para aplicações de base ótica da observação da Terra que usam a irradiância espectral exo-atmosférica. O espectro de Thuillier é visto como o mais preciso modelo de espectro solar. De notar que o modelo MODTRAN 4.0 era o modelo anteriormente usado. As principais diferenças ocorrem nas bandas 5 e 7.

## Bibliografia

- Lillesand, Thomas & Kiefer, Ralph. Remote Sensing and Image Interpretation, Third Edition, Ed John Wiley & Sons, Inc. 1994. (IDL, ULFC063907).
- Mätzler, C., 2008. Physical Principles of Remote Sensing. Manuscript of the Lecture Course, W7147, University of Bern, Autumn Semester 2008. Institut für Angewandte Physik (IAP), Switzerland.
- Schanda, E., 1986. Physical Fundamentals of Remote Sensing, Springer Verlag, 187 pag. (IDL, ULIG003646).
- Schowengerdt, R.A., 1997. Remote Sensing, models and methods for image processing. 2<sup>nd</sup> edition, Academic Press. (IDL, Cota DM-EG, ???).
- Sinnhuber & Bracher, Remote Sensing, University of Bremen, Summer 2009. Acedido em 2012: [www.iup.uni-bremen.de/~bms/remote\\_sensing](http://www.iup.uni-bremen.de/~bms/remote_sensing)
- Slater, P., 1980. Remote Sensing, Optics and Optical Systems. Addison-Wesley Publishing Company Editosystems.
- Thuillier G; Herse M; Labs D; et al., 2003. The solar spectral irradiance from 200 to 2400 nm as measured by the SOLSPEC spectrometer from the ATLAS and EURECA missions. SOLAR PHYSICS, Vol. 214, Issue: 1, Pages: 1-22, DOI: 10.1023/A:1024048429145.