

CAPÍTULO 3: RADIAÇÃO TÉRMICA

Todos os corpos (geleiras, nuvens, pessoas, objetos, planetas, fornos, estrelas) emitem radiação. Quanto maior a sua temperatura, mais emitem, daí que essa radiação é chamada *radiação térmica*. A radiação térmica tem um papel importante no balanço de energia dos corpos na natureza. Se o planeta Terra estivesse isolado no espaço, emitiria radiação, perdendo energia térmica e resfriando-se. Como estamos perto do Sol, o que a Terra perde para o espaço é compensado pela radiação solar que é absorvida de nossa estrela, e a Terra possui uma temperatura mais ou menos constante. Se não existisse emissão de radiação térmica, a Terra acumularia uma quantidade cada vez maior de radiação solar, aquecendo-se até temperaturas altíssimas.

3.1 EXCITAÇÃO ELETRÔNICA E EMISSÃO DE FÓTONS

Em 1913, Niels Bohr estendeu o modelo atômico de Rutherford elaborando o seu modelo atômico “planetário” para hidrogênio com seu elétron girando ao redor do seu próton. Ele se baseou nas hipóteses de que (i) a força que mantém o elétron em órbita é de natureza elétrica, (ii) o elétron pode encontrar-se apenas em órbitas definidas (e cuja distância até o núcleo é descrita pelo modelo de Bohr) e (iii) que o elétron pode transferir-se (saltar) de uma órbita para outra, onde um fóton é emitido toda vez que seu elétron salta de uma órbita de energia maior (mais afastada do núcleo) para uma órbita de energia menor. O fóton, um “pacote” de energia que se desloca a uma velocidade sempre igual à da luz, contém exatamente a quantidade de energia perdida pelo elétron no salto. Sendo assim, quanto mais elétrons encontram-se em órbitas superiores, mais fótons serão emitidos quando esses elétrons voltarem.

Como é que um elétron atinge uma órbita superior (*excitação*), para depois voltar emitindo um fóton (*fundamentalização*)? É fácil entender que, para realizar o salto para uma posição de maior energia (órbita superior), o elétron terá que adquirir a energia necessária de alguma fonte. Existem três mecanismos principais de fornecimento dessa energia que possam causar tal *excitação*:

1. Incidência de um fóton

Um fóton de energia E , proveniente de fonte externa de radiação, incide no átomo (figura 3.1). Um salto eletrônico pode ocorrer caso a energia do fóton corresponde exatamente à energia necessária para realização desse salto. Nesse caso, o átomo ficará em estado excitado, e o fóton deixa de existir (é absorvido).

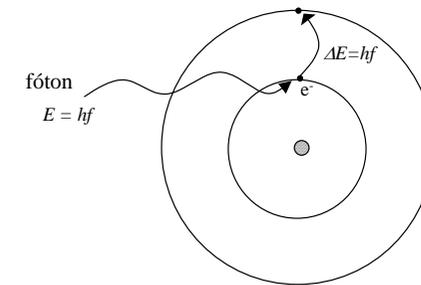


Figura 3.1- A incidência de um fóton num elétron pode causar a sua excitação com a conseqüente absorção do fóton.

2. Incidência de um elétron

Um elétron livre com determinada energia cinética (velocidade) incide num átomo (figura 3.2). Pode ocorrer excitação eletrônica do átomo e, nesse caso, a energia cinética do elétron livre será reduzida pela quantidade de energia necessária para realização do salto. Esse fenômeno ocorre, por exemplo, em lâmpadas do tipo “luz fria” ou em raios atmosféricos de tempestade. Em ambos os casos, há uma corrente elétrica (fluxo de elétrons) passando por um gás.

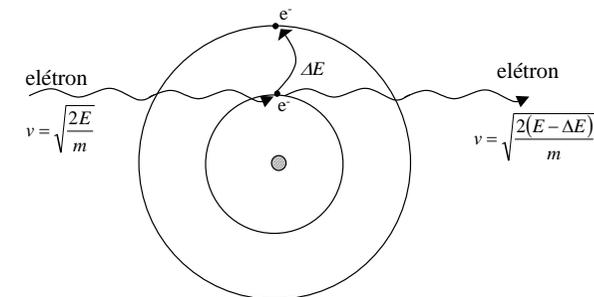


Figura 3.2 - A incidência de um elétron livre num elétron da estrutura atômica pode causar a sua excitação.

3. Absorção de energia térmica do átomo

A energia térmica de um átomo é resultado de sua energia de *translação* (“velocidade”), sua energia de *rotação* e sua energia de *vibração*. A energia de vibração, principalmente, pode ser absorvida, com determinada probabilidade, por um elétron e utilizada para a realização de um salto (figura 3.33).

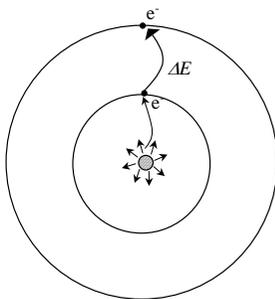


Figura 3.3 - A energia térmica de um átomo pode ser parcialmente absorvida por um elétron, causando sua excitação.

Em qualquer um dos três casos acima, o resultado é um átomo em estado excitado, ou seja, com um de seus elétrons em órbita superior. Essa situação costuma ser instável e o elétron tende a voltar rapidamente (em questão de nano- a pico-segundos) à órbita mais próxima ao núcleo possível. Ao voltar da órbita superior a uma inferior, a energia liberada pode ser emitida na forma de um fóton, ou ser transferida como energia térmica ao núcleo.

3.2 ESPECTROS CONTÍNUOS

Ao estudar o modelo atômico de Bohr, vimos porque gases rarefeitos, quando excitados num tubo de descarga, emitem um espectro de radiação em linhas (raias), que é característico de cada tipo de átomo. Sendo assim, os espectros em linhas podem servir para identificar os elementos.

Quando se tem uma substância sólida ou líquida ou um gás condensado (não-rarefeito), a distância entre átomos/moléculas é muito menor do que no gás rarefeito e a energia potencial elétrica dos elétrons não é mais somente determinada pela sua distância até o núcleo, porque nessa situação existe a influência de átomos vizinhos próximos, cada um com seus núcleos e elétrons carregados eletricamente. Dessa forma, ocorrendo um salto eletrônico nessas substâncias, haverá uma diferença de energia com conseqüente emissão de um fóton, porém, essa diferença de energia dependerá não somente da estrutura do átomo em questão, mas também da sua posição em relação aos seus vizinhos. Assim, a energia dos fótons emitidos pode assumir praticamente qualquer valor, e o espectro de radiação emitido é contínuo.

3.3 TEMPERATURA E RADIAÇÃO TÉRMICA

Mesmo pequenas quantidades de matéria são compostas por um número muito grande de átomos ou moléculas. Em um copo pequeno de água encontram-se, por exemplo, aproximadamente 10 mol de água ou 6.10^{24} moléculas. Se pudéssemos formar uma cadeia dessas moléculas, teríamos suficiente comprimento para atravessar a distância Terra-Sol, de 150 milhões de quilômetros, por mais de 13 mil vezes.

A temperatura T de um corpo é uma medida da *energia térmica média* das moléculas do corpo. Cada molécula, no entanto, tem, num dado instante, a sua própria energia térmica, que pode ser maior ou menor que a média. A probabilidade P_{E_0} de uma molécula, num dado instante, possuir uma energia menor ou igual a E_0 segue a *distribuição de Boltzmann*:

$$P_{E_0} = \int_0^{E_0} \frac{e^{-E/kT}}{kT} dE \quad (3.1)$$

onde k é a constante de Boltzmann que equivale a $1,38.10^{-23} \text{ J K}^{-1}$. Resolvendo a integral 3.1 obtemos:

$$P_{E_0} = \left[-e^{-E/kT} \right]_0^{E_0} = 1 - e^{-E_0/kT} \quad (3.2)$$

A figura 3.4 mostra o gráfico da equação da distribuição de Boltzmann para duas temperaturas, a T_1 , mais baixa, e a T_2 , mais alta.

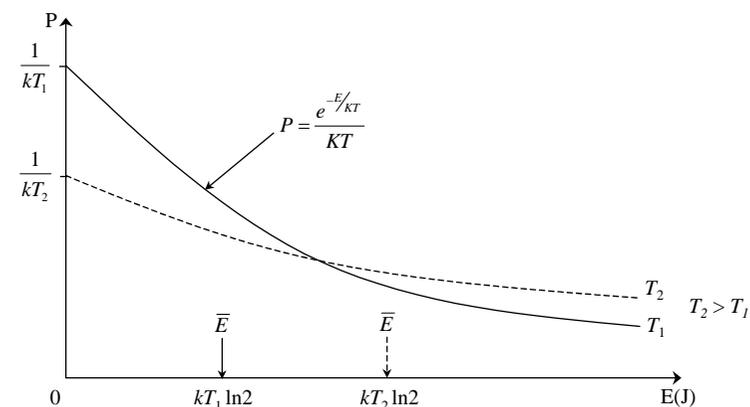


Figura 3.4 - A distribuição de Boltzmann para duas temperaturas.

Observe que, para qualquer temperatura, a maior probabilidade é de encontrar uma molécula com energia zero, sendo $P_{max} = 1/kT$. Porém, quanto maior a temperatura, maior a probabilidade de se achar moléculas com energia maior. Da equação 3.2 podemos deduzir ainda a energia média \bar{E} das moléculas à temperatura T , pois essa é a energia tal que metade das moléculas tem menos e metade tem mais energia:

$$P_{\bar{E}} = \frac{1}{2} = 1 - e^{-\bar{E}/kT} \Rightarrow \bar{E} = kT \ln 2 \quad (3.3)$$

Dois conseqüências da distribuição de Boltzmann são:

- 1) numa substância, a qualquer temperatura maior do que 0 K, podem existir moléculas com qualquer energia.
- 2) quanto maior a temperatura, mais moléculas com altas energias existem.

Quanto maior a energia de uma molécula/átomo, maior a probabilidade de ocorrer excitação eletrônica por efeito térmico. Além disso, torna-se mais provável a ocorrência de saltos grandes, com emissão de fótons de alta energia (alta frequência). A figura 3.5 mostra, esquematicamente, o processo de emissão de fótons por efeito térmico.

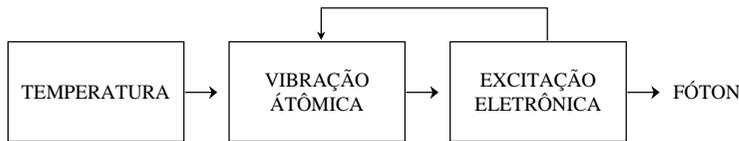


Figura 3.5 - Mecanismo do processo de emissão de fótons por efeito térmico.

Concluindo podemos afirmar que:

- 1) Qualquer corpo a qualquer temperatura acima de 0 K poderá emitir radiação em qualquer comprimento de onda;
- 2) Quanto maior a temperatura, maior a intensidade de emissão de radiação
- 3) Quanto maior a temperatura, maior a probabilidade de se encontrar átomos com alta energia e, conseqüentemente, maior a probabilidade de emissão de fótons de alta energia/frequência

3.4 FÓRMULAS DA EMISSÃO ESPECTRAL

A figura 3.6 ilustra alguns conceitos que passamos a definir: o total de energia emitido por unidade de tempo por um corpo é chamado de *fluxo radiante*, e tem as unidades $J s^{-1}$, ou W. Cada metro quadrado daquele corpo emite uma quantidade de energia por segundo que é chamada de *densidade de fluxo radiante*,

tendo como unidade $J s^{-1} m^{-2}$ ou $W m^{-2}$. Separando a radiação em todos seus diferentes comprimentos de onda, podemos verificar qual é a quantidade de energia, por segundo e por metro quadrado, que um corpo emite por unidade de comprimento de onda (nm, mm, m). Essa grandeza chama-se *densidade de fluxo espectral* ou *emitância espectral* e tem como unidade $J s^{-1} m^{-2} m^{-1}$ ou $W m^{-2} m^{-1}$ ou, simplificando, $J s^{-1} m^{-3}$ ou $W m^{-3}$.

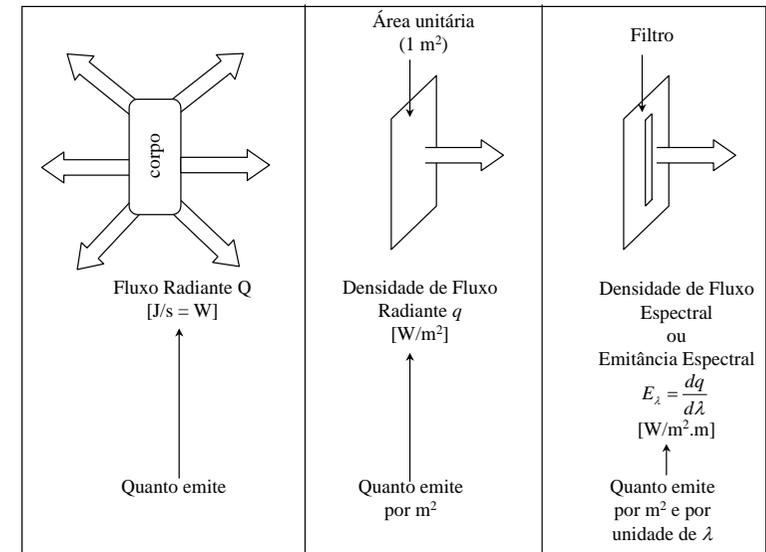


Figura 3.6 - Fluxo radiante, densidade de fluxo radiante e emitância espectral.

Max Planck propôs, em 1900, uma fórmula para a emissão espectral:

$$E_{\lambda} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (3.4)$$

Esta equação permite calcular, para qualquer λ e T , a *emitância espectral* em $J s^{-1} m^{-2} m^{-1}$ ou $W m^{-3}$ e é conhecida como a *equação de Planck da emitância espectral*.

A figura 3.7 mostra os valores obtidos com a equação 3.4 de Planck, para o espectro de 0 a 2000 nm de um corpo a 5800 K (a temperatura do Sol) e outro a 4500 K.

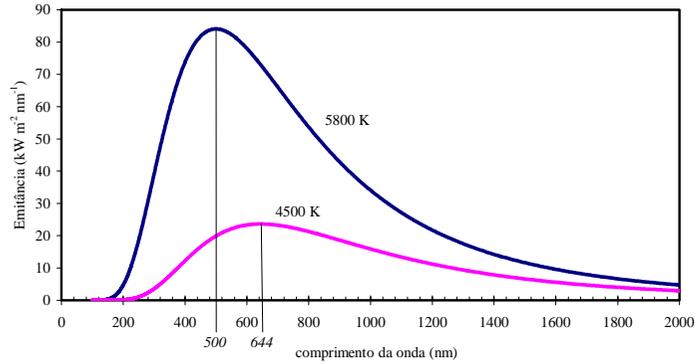


Figura 3.7 - Emitância de um corpo a 5800 K (temperatura da superfície do Sol) e outro a 4500 K

Observa-se, nessa figura, que a emitância espectral é maior para o corpo mais quente, para qualquer comprimento de onda. Além disso, verifica-se que a emissão máxima ocorre para um comprimento de onda menor quando a temperatura for maior. O valor de máxima emissão ocorre quando a derivada da equação 3.4 em relação a λ for igual a 0. A solução para esse problema é conhecida como a *lei de Wien*:

$$\frac{dE_\lambda}{d\lambda} = 0 \Rightarrow \lambda_{\max} = \frac{\omega}{T} \quad (3.5)$$

onde $\omega = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ m K}$ é a chamada *constante de Wien*. Pela equação 3.5 verificamos, portanto, que para os corpos de 5800 K e 4500 K:

$$\lambda_{\max, 5800} = \frac{2,9 \cdot 10^{-3}}{5800} = 5,00 \cdot 10^{-7} \text{ m ou } 500 \text{ nm}$$

$$\lambda_{\max, 4500} = \frac{2,9 \cdot 10^{-3}}{4500} = 6,44 \cdot 10^{-7} \text{ m ou } 644 \text{ nm}$$

Esses valores podem ser verificados na figura 3.7. Note que o $\lambda_{\max, 5800}$ é o $\lambda_{\max, \text{Sol}}$, e que o seu valor, 500 nm, está no meio da faixa de luz visível, correspondendo à cor verde. O planeta Terra, com uma temperatura média de sua superfície em torno de 288 K, tem a sua emissão máxima para o comprimento de onda de

$$\lambda_{\max, 288} = \frac{2,9 \cdot 10^{-3}}{288} = 1,01 \cdot 10^{-5} \text{ m, } 10000 \text{ nm ou } 10 \mu\text{m}$$

Esse comprimento de onda encontra-se fora da faixa visível, na faixa do infravermelho, longe do vermelho (780 nm) e que por isso é denominado de infravermelho distante.

Se quisermos representar os espectros de emissão do Sol, a 5800 K, e da Terra, a 288 K, num só gráfico, temos que adotar escalas logarítmicas para compensar pela enorme diferença de energia emitida pelos dois corpos (figura 3.8). No seu comprimento de onda de máxima emissão (500 nm = 0,5 μm), o Sol emite em torno de 100 MW m⁻² mm⁻¹. A Terra, no seu máximo (10 000 nm = 10 μm) emite algo como 0,00001 MW m⁻² mm⁻¹.

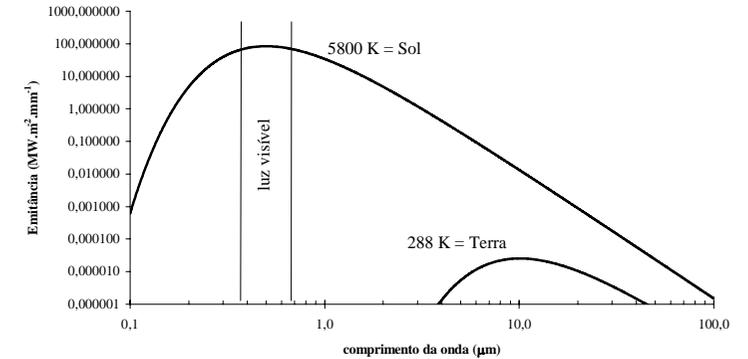


Figura 3.8 - Emitância de um corpo a 5800 K (temperatura da superfície do Sol) e outro a 288 K (temperatura média da superfície da Terra)

É comum querermos saber qual é a emissão total de um corpo q (W m⁻²), ou seja, quanta energia um corpo emite somando-se as emitâncias em todos os comprimentos de onda. É fácil entender que esse valor corresponde à área abaixo da curva de emitância espectral, calculada pela equação 3.4 (equação de Planck) e que é, portanto, um problema de integração:

$$q = \int_0^{\infty} E_\lambda d\lambda$$

A solução desse problema é conhecida como a *lei de Stefan-Boltzmann*:

$$q = \sigma T^4 \quad (3.6)$$

onde σ é a *constante de Stefan-Boltzmann*, cujo valor é 5,67.10⁻⁸ W m⁻² K⁻⁴.

A partir da lei de Stefan-Boltzmann podemos, por exemplo, calcular a emissão total da Terra, a 288 K, e do Sol, a 5800 K:

$$q_{Terra} = 5,67 \cdot 10^{-8} \cdot 288^4 = 390 \text{ W m}^{-2}$$

$$q_{Sol} = 5,67 \cdot 10^{-8} \cdot 5800^4 = 6,4 \cdot 10^7 \text{ W m}^{-2} \text{ ou } 64 \text{ MW m}^{-2}$$

3.5 EMISSIVIDADE

Como visto aqui, a equação de Planck descreve a emitância espectral em função da temperatura e do comprimento de onda. Essa *emitância* é a radiação emitida, ou seja *produzida* pelo corpo por *efeito térmico* (transferência de energia térmica de vibração ao elétron com sucessiva emissão de um fóton).

Imaginemos, agora, um corpo, à *mesma temperatura, mas que tem, devido à sua estrutura atômica, um número menor de elétrons que possam realizar saltos equivalentes à emissão de determinada faixa de comprimento de onda*. Neste caso, a emitância para aquela faixa de comprimento de onda se reduz. A figura 3.9 a seguir mostra um exemplo para um corpo à temperatura de 5800 K. A linha grossa representa a emissão real, que está reduzida na faixa de 400 a 630 nm. A linha fina representa a emissão pela equação de Planck.

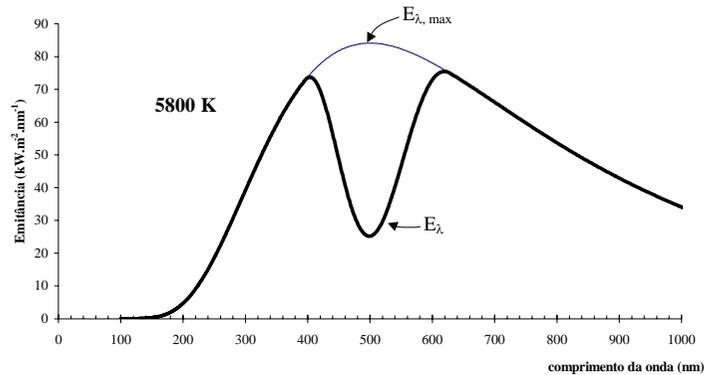


Figura 3.9 - Espectro de emissão para um corpo à temperatura de 5800 K. A linha grossa representa a emissão real, que está reduzida na faixa de 400 a 630 nm. A linha fina representa a emissão pela equação de Planck

A emitância calculada pela equação de Planck (5.4) dá o valor máximo da emitância espectral, que é apenas atingido, realmente, quando existe, na superfície de emissão, abundância de elétrons com saltos correspondentes a todos os comprimentos de onda.

A razão entre a emitância de um dado corpo, para um dado comprimento de onda e a emitância prevista pela Lei de Planck é chamada de *emissividade* (ϵ_λ):

$$\epsilon_\lambda = \frac{E_\lambda}{E_{\lambda \max}} \Rightarrow E_\lambda = \epsilon_\lambda E_{\lambda \max} \quad (3.7)$$

O valor de ϵ_λ varia entre 0 e 1, ou entre 0 e 100%. Como a emissividade reflete a facilidade que determinada superfície tem em emitir fótons de determinado comprimento de onda, ela independe da temperatura do corpo, sendo apenas função da natureza da superfície. Portanto, a *emissividade ϵ_λ independe da temperatura do corpo*. A figura 3.10 mostra o gráfico de ϵ_λ em função do comprimento de onda para o corpo hipotético da figura 3.9, mostrando que seus valores são inferiores a 1 na faixa de 400 a 630 nm, com um mínimo para 500 nm.

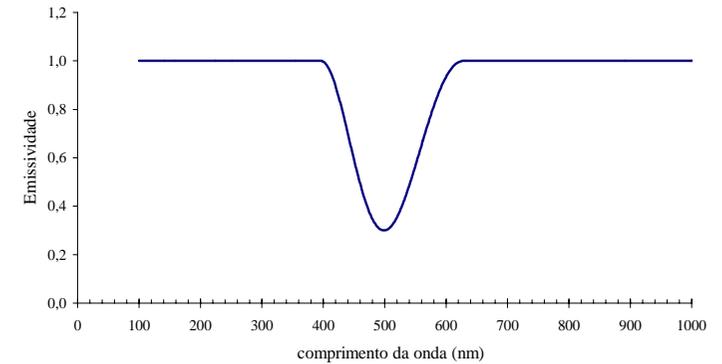


Figura 3.10 - Emissividade em função do comprimento de onda para o corpo hipotético da figura 3.9

Dessa forma, calculando o espectro de emissão do mesmo corpo, porém a uma temperatura inferior, por exemplo, à temperatura de 4000 K (figura 3.11), verificamos que:

1. A emitância se reduz para todos os comprimentos de onda, de acordo com o esperado pela equação 5.4;
2. A redução da emitância devida à emissividade reduzida da superfície na faixa de 400 a 630 nm se mantém inalterada

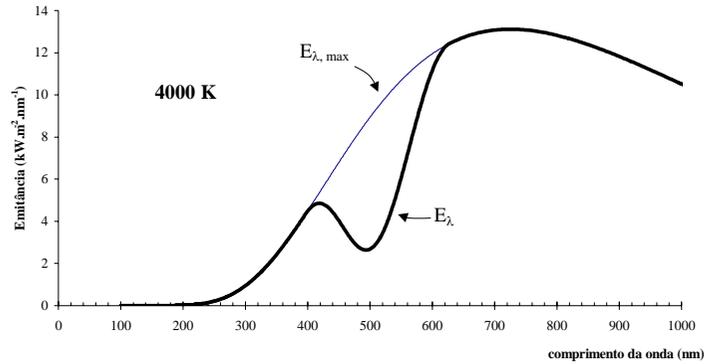


Figura 3.11 - Espectro de emissão para o corpo da figura 3.9 à temperatura de 4000 K. A linha grossa representa a emissão real, que está reduzida na faixa de 400 a 630 nm. A linha fina representa a emissão pela equação de Planck

Para todo o espectro de emissão, a equação de Stefan-Boltzmann (equação 5.6) prevê, para um corpo que emite tudo, que:

$$q_{\max} = \sigma T^4 = \int_0^{\infty} E_{\lambda, \max} d\lambda$$

Para um corpo que não emite todos os comprimentos de onda e no valor máximo de emitância, evidentemente,

$$q = \int_0^{\infty} E_{\lambda} d\lambda = \int_0^{\infty} \epsilon_{\lambda} E_{\lambda, \max} d\lambda$$

À razão

$$\bar{\epsilon} = \frac{q}{q_{\max}} = \frac{\int_0^{\infty} E_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} E_{\lambda, \max} d\lambda} = \frac{\int_0^{\infty} \epsilon_{\lambda} E_{\lambda, \max} d\lambda}{\sigma T^4} \quad (3.8)$$

dá-se o nome de *emissividade média* para todo o espectro, pelo que

$$q = \int_0^{\infty} E_{\lambda} d\lambda = \bar{\epsilon} \sigma T^4 \quad (3.9)$$

Essa é a *lei de Stefan-Boltzmann completa*. Note que a *emissividade média* $\bar{\epsilon}$ é função da temperatura do corpo, ao contrário da emissividade ϵ_{λ} , pois, se o seu comprimento de onda de máxima emissão, que é função da temperatura pela lei de Wien (equação 5.5), coincidir com máxima redução, a redução na emitância será grande e $\bar{\epsilon}$ será pequeno. Esse é o caso para a situação ilustrada na figura 3.9. Para uma temperatura menor (figura 3.11), apesar de os valores de ϵ_{λ} permanecerem iguais, a máxima redução se dá num comprimento de onda que não coincide com a faixa de máxima emissão e a redução da emitância total é inferior. Conseqüentemente, $\bar{\epsilon}$ será maior.

3.6 TRANSMISSIVIDADE, REFLEXIVIDADE E ABSORTIVIDADE

Além de emitir, ou *produzir* radiação, os corpos têm propriedades em relação à radiação proveniente de outros corpos que incide neles. No caso de uma radiação externa, que, como vimos, podemos imaginar como um feixe de fótons, incidir num corpo, cada fóton pode seguir um dos seguintes três caminhos (Figura 3.12):

1. O fóton incide e atravessa o corpo, podendo ser desviado, num processo chamado *transmissão*.
2. O fóton incide e é refletido pelo corpo, isto é, devolvido para o meio de onde veio. Chamamos esse fenômeno de *reflexão*.
3. O fóton incide e é absorvido pelo corpo. Esse fenômeno é chamado de *absorção*.

É importante que fique bem claro que que esses processos referem-se ao comportamento em relação à radiação externa, e não à emissão de radiação do próprio corpo, discutida anteriormente.

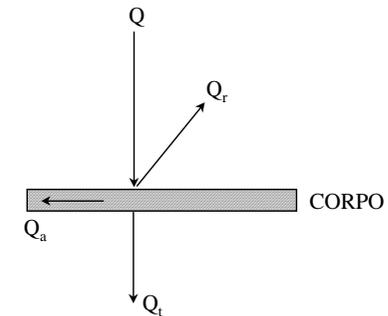


Figura 3.12 – Um fluxo de fótons incidente (Q) do qual parte é refletida (Q_r), parte é transmitida (Q_t) e parte é absorvida (Q_a).

Consideramos agora um feixe de Q fótons, incidindo na superfície de um corpo. Uma parte destes, Q_r , será refletida. Outra parte, Q_a , será absorvida. A fração que sobra, Q_t , será transmitida. Obviamente,

$$Q_r + Q_a + Q_t = Q \quad (3.10)$$

Chamamos a fração Q_r/Q de reflexividade (r); Q_a/Q é a absortividade (a); Q_t/Q é a transmissibilidade (t), também chamada de transparência. Pelas nossas experiências é fácil verificar que r , a e t dependem da energia (ou: frequência, comprimento de onda) dos fótons incidindo. Uma parede de um prédio tem uma transmissibilidade de 0 para a luz visível, mas as ondas de rádio passam facilmente do lado de fora para dentro ou vice versa. A nossa pele tem uma transmissibilidade baixa para a luz visível, porém, os raios-X atravessam-na com facilidade. Concluímos que a reflexividade, a absortividade e a transmissibilidade dependem do comprimento de onda dos fótons em questão:

$$r_\lambda = \frac{Q_{r,\lambda}}{Q_\lambda}$$

$$a_\lambda = \frac{Q_{a,\lambda}}{Q_\lambda}$$

$$t_\lambda = \frac{Q_{t,\lambda}}{Q_\lambda}$$

Combinando essas equações com a 3.10, verificamos que

$$r_\lambda + a_\lambda + t_\lambda = 1$$

Para uma faixa de comprimentos de onda podemos definir um valor médio para a reflexividade (\bar{r}), absortividade (\bar{a}) e transmissividade (\bar{t}), a exemplo de que foi feito com a emissividade. A seguir alguns exemplos de valores de \bar{r} , \bar{a} e \bar{t} para a luz visível:

	vidro	espelho ou parede branca	parede escura
\bar{r}	0,08	0,9	0,4
\bar{a}	0,02	0,1	0,6
\bar{t}	0,9	0	0

3.7 O MECANISMO DA ABSORÇÃO E A LEI DE KIRCHHOFF

A absorção de radiação funciona pelo mecanismo inverso da sua emissão, vista anteriormente. Nesse caso, quando o fóton que incide num átomo que tem uma energia que corresponde a um possível salto de um elétron naquela matéria, ocorre a excitação eletrônica. Ao voltar da órbita superior a uma inferior, a energia liberada pode ser emitida na forma de um fóton, ou ser transferida como energia

térmica ao núcleo, como já vimos na aula passada. No caso da transferência dessa energia ao núcleo, realiza-se a absorção do fóton, como mostra a figura 3.13.

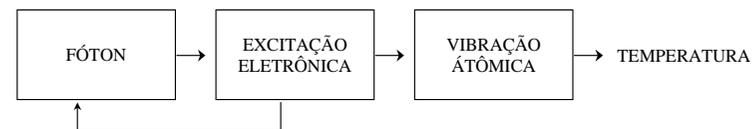


Figura 3.13 - O mecanismo da absorção de fótons

Lembremos agora daquele corpo visto no início dessa aula, que tinha, devido à estrutura atômica na sua superfície, um número menor de elétrons que podiam realizar saltos equivalentes à emissão de determinada faixa de comprimento de onda. A sua emissividade para essa faixa era menor. Pela analogia entre os mecanismos de emissão e de absorção, podemos agora entender que sua superfície terá a mesma dificuldade em absorver fótons nessa faixa de comprimentos de onda. Se tinha dificuldade em emitir esses fótons por escassez de elétrons com possíveis saltos nessa faixa de energia, a mesma escassez causará a dificuldade em absorver o fóton.

Por estas considerações, isto é, sendo a absorção e a emissão de radiação processos inversos, então, aquela superfície que tem dificuldade em absorver fótons de determinada frequência, terá também dificuldade de emití-los e fica fácil entender que

$$\varepsilon_\lambda = a_\lambda \quad (3.11)$$

Essa é a chamada *Lei de Kirchhoff*: a absortividade e a emissividade de um corpo são iguais, para um dado comprimento de onda.

Um corpo que tem $a_\lambda = 1$ para todos os λ absorverá toda a radiação incidente. Pela lei de Kirchhoff, o mesmo corpo terá $\varepsilon_\lambda = 1$ e, portanto, emite radiação às taxas máximas previstas pela lei de Planck. A temperaturas ao redor de 300 K, vigentes na face da Terra, a emissão de luz visível é praticamente nula, como vimos na aula passada. Portanto, um corpo com $\varepsilon_\lambda = a_\lambda = 1$, à temperatura da Terra, aparece como negro: absorve toda radiação incidente, e emite (=produz) nenhuma visível. Esse corpo é chamado de *corpo negro*. Porém, quando aquecido, emitirá em todos os comprimentos de onda (pois $\varepsilon_\lambda = a_\lambda = 1$) e aparecerá como branco. O corpo é “negro” quanto à sua absorção. *O Sol é um exemplo de um corpo praticamente negro.*

Análogo ao conceito de emissividade média $\bar{\varepsilon}$, temos a absortividade média \bar{a} , que equiivale à fração de radiação absorvida, considerando todos os comprimentos de onda incidindo:

$$\bar{a} = \frac{Q_a}{Q} \quad (3.12)$$

Como:

$$Q = \int_0^{\infty} Q_{\lambda} d\lambda$$

e

$$a_{\lambda} = \frac{Q_{a,\lambda}}{Q_{\lambda}} \Rightarrow Q_{a,\lambda} = a_{\lambda} Q_{\lambda}$$

temos

$$\bar{a} = \frac{Q_a}{Q} = \frac{\int_0^{\infty} a_{\lambda} Q_{\lambda} d\lambda}{Q} \quad (3.13)$$

ou seja, a absorvidade média depende da absorvidade para cada comprimento de onda (a_{λ}) e da quantidade de radiação incidente naquele comprimento de onda (Q_{λ}). Em outras palavras, a absorvidade média depende da qualidade de radiação que atinge o corpo.

Expressando a equação 3.13 em termos de densidade de fluxo de radiação recebido (q) e absorvido (q_a), dividindo Q_a e Q pela área, temos

$$\bar{a} = \frac{q_a}{q} \Rightarrow q_a = \bar{a} q \quad (3.14)$$

3.8 EMISSIVIDADE DE CORPOS REAIS

Pela Lei de Kirchhoff entendemos que qualquer superfície possui a mesma facilidade em absorver fótons de determinada energia (~frequência) que tem para emití-los. Sendo assim, uma superfície branca, que tem baixa absorvidade, possui também uma baixa emissividade. Observemos agora a figura 3.14, que representa a emissividade em função do comprimento de onda de uma superfície de neve, superfície que conhecemos como branco e para qual, portanto, esperamos valores de ε_{λ} baixos. O gráfico, obtido experimentalmente por um laboratório norte-americano, mostra valores todos acima de 0,95, muito próximos de 1 ou de 100%, correspondendo praticamente a um corpo negro. Como explicar essa aparente contradição: a neve se comporta quase como corpo negro? Verificamos que o gráfico representa os valores de ε_{λ} na faixa de 3 a 15 μm ou de 3 000 a 15 000 nm, que é a faixa de interesse quando se estuda a emissão térmica a temperaturas terrestres (compare com a figura 3.8). O “branco” da neve, que vemos, se refere, obviamente, à

faixa visível, de 400 a 700 nm. Emissividade e absorvidade dependem do comprimento da onda e, no presente exemplo, verificamos que aquilo que vemos (visível) não necessariamente se aplica aos demais comprimentos de onda invisíveis. No nosso exemplo, ao mesmo tempo que temos uma quase perfeita refletividade da neve para radiação visível, que implica numa absorvidade muito baixa para a mesma radiação, verificamos uma emissividade (e portanto absorvidade) muito alta para comprimentos de onda na faixa da radiação infravermelha.

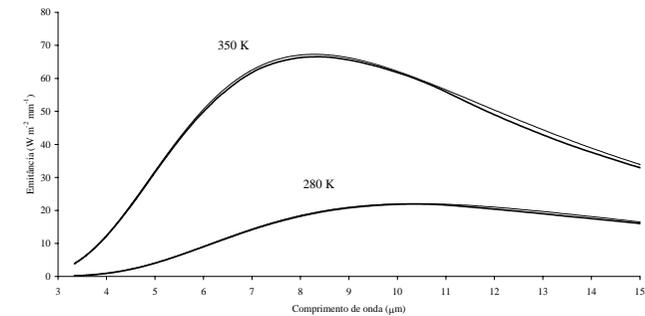
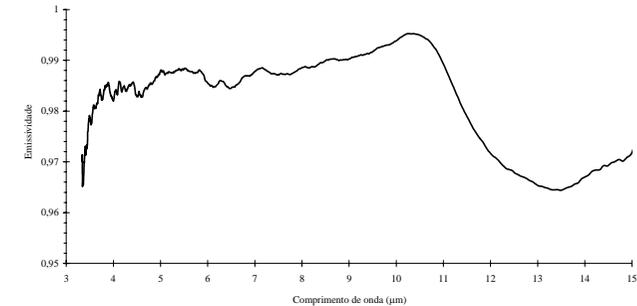


Figura 3.14 - Emissividade e Emitância de uma superfície de neve a 280 K e 350 K (dados da Modis Emissivity Library, University of Santa Barbara, Califórnia)

De fato, quase todos os corpos naturais, sejam eles brancos, pretos, verdes, azuis ou qualquer outra cor, possuem uma emissividade muito alta (próxima de 1) na faixa de radiação infravermelha, que é a que interessa quando estudamos a emissão por corpos terrestres. As figuras 3.15 e 3.16 mostram os gráficos da emissividade para mais dois materiais, uma superfície de areia e uma folha de eucalipto, onde verificamos essa tendência. Por causa dessa constatação utilizamos, para emissão a temperatura terrestre, geralmente o valor de emissividade de 0,95.

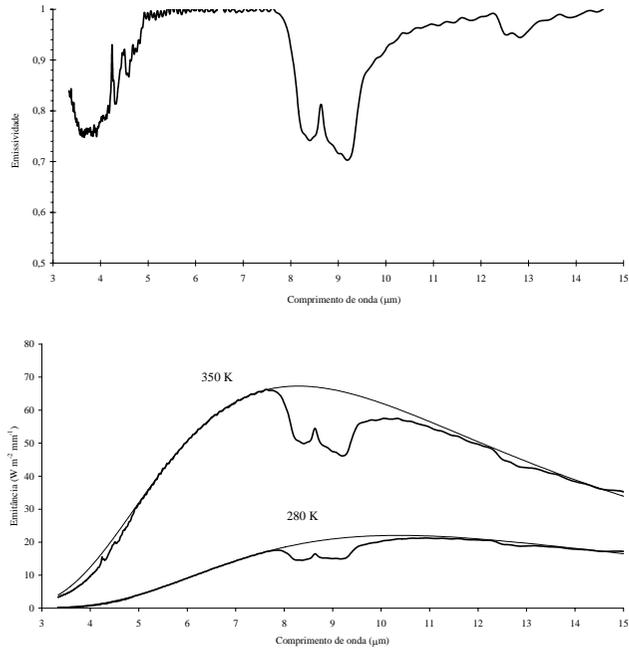


Figura 3.15 - Emissividade e Emitância de uma superfície de areia a 280 K e 350 K (dados da Modis Emissivity Library, University of Santa Barbara, Califórnia)

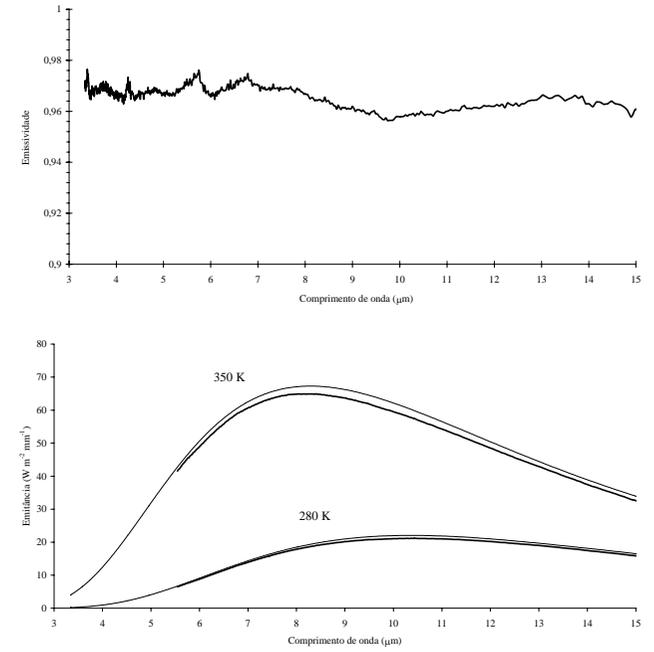


Figura 3.16 - Emissividade e Emitância de uma folha de Eucalipto a 280 K e 350 K (dados da Modis Emissivity Library, University of Santa Barbara, Califórnia)

EXERCÍCIOS

- 3.1 Em relação à radiação térmica emitida pelo Sol, calcular
- Qual é a emissão total (todo o espectro) de radiação de um metro quadrado da superfície do Sol?
 - Qual é o comprimento de onda de máxima emitância espectral? Qual é a frequência correspondente? Qual é a energia de um fóton com essa frequência, em Joule e em eV?
- 3.2 O clorofila a, principal pigmento fotossinteticamente ativo das plantas verdes, aproveita a luz azul da faixa de comprimento de onda de 420 a 450 nm e a luz vermelha da faixa de 660 a 680 nm.
- Calcular a emissão de radiação pelo Sol, em W/m^2 , na faixa de 420 a 450 nm (azul). Para isso, calcule a emissão espectral para o valor médio da faixa (435 nm) em $W/m^2.m$ e multiplique esse valor pela largura da faixa (30 nm).
 - Repetir o cálculo do item a) para a faixa na luz vermelha.
 - Calcular a fração da radiação solar que pode ser aproveitada pelas plantas verdes.
- 3.3 Determinar, para as temperaturas de 300 K e 5800 K:
- a densidade de fluxo de radiação emitida para toda a faixa de comprimentos de onda por um corpo negro.
 - a densidade de fluxo de radiação emitida pelo corpo negro apenas na faixa de 510 a 550 nm (luz verde), sabendo que nessa faixa, a emissão espectral média do corpo negro, calculada pela equação de Planck para o comprimento de onda de 530 nm, é de $3,84 \cdot 10^{-33} W.m^{-2}.nm^{-1}$ a 300 K e de $83,4 \cdot 10^3 W.m^{-2}.nm^{-1}$ a 5800 K
- 3.4 Determinado corpo é um emissor/absorvedor perfeito para todos os comprimentos de onda, com exceção da faixa entre 510 e 550 nm (luz verde), onde a sua emissividade/absortividade é nula.
- Determinar a densidade de fluxo de radiação emitida para toda a faixa de comprimentos de onda por esse corpo às temperaturas de 300 K e 5800 K.
 - Calcular a emissividade média desse corpo às duas temperaturas.

Respostas: 1.a) $6,42 \cdot 10^7 W.m^{-2}$ b) 500 nm; $6 \cdot 10^{14}$ Hz; $3,98 \cdot 10^{-19}$ J; 2,48 eV
2.a) $2,4 \cdot 10^6 W.m^{-2}$ b) $1,4 \cdot 10^6 W.m^{-2}$ c) $\approx 6\%$ 3.a) $459,3 W.m^{-2}$;
 $6,42 \cdot 10^7 W.m^{-2}$ b) $1,54 \cdot 10^{-31} W.m^{-2}$; $3,34 \cdot 10^6 W.m^{-2}$
4.a) $459,3 W.m^{-2}$; $6,07 \cdot 10^7 W.m^{-2}$ b) 1; 0,95