

7. Balanços Radiativos

Conforme discutido em capítulos anteriores, há equilíbrio ou balanço radiativo quando o saldo de radiação de um sistema é nulo, isto é, quando:

$$Q^* = K \downarrow - K \uparrow + L \downarrow - L \uparrow = K^* + L^* = 0 \quad (7.1)$$

onde Q^* é o saldo total de radiação e K^* e L^* são os saldos parciais de onda curta (radiação solar) e onda longa (radiação terrestre), respectivamente. No caso da Terra, embora local e instantaneamente o sistema não se encontre em equilíbrio radiativo, considerando-se o planeta como um todo e em períodos de alguns anos, é possível estabelecer um modelo simplificado que auxilie na compreensão do conceito de equilíbrio radiativo, dos parâmetros envolvidos e das conseqüências das alterações em tais parâmetros. Vale lembrar que na realidade, o balanço ou equilíbrio energético do planeta requer troca de energia em suas várias formas, e não apenas na forma de radiação eletromagnética. Por exemplo, uma parcela significativa da energia radiativa acumulada nas regiões tropicais é transferida para as regiões polares com o movimento das massas de ar, isto é, na forma de energia cinética, resultante dos gradientes de temperatura entre o equador e os pólos. Essa é a origem da circulação ou da célula de Hadley [Liou, 1980]. Em escala reduzida ou micro-escala, pode-se também verificar a não ocorrência do balanço radiativo. É nessa situação que a energia radiativa absorvida pela superfície, por exemplo, pode ser convertida em calor latente e calor sensível, isto é, fornecendo a energia para a ocorrência da evapotranspiração, da fotossíntese e para gerar os movimentos convectivos.

7.1 Equilíbrio radiativo do planeta

Considerando-se apenas a energia na forma de radiação eletromagnética e relembando também a definição de equilíbrio termodinâmico no qual:

- os valores de T (temperatura) e p (pressão) devem ser constantes (uniformes);
- o sistema deve estar em equilíbrio químico;
- e equilíbrio radiativo,

$$\Rightarrow U_{abs} = U_{emit} \quad \text{ou} \quad \int_0^{\infty} U_{abs}(\lambda) d\lambda = \int_0^{\infty} U_{emit}(\lambda) d\lambda$$

isto é, toda radiação absorvida em um determinado comprimento de onda é re-emitada pelo sistema à sua temperatura. No caso do sistema Terra-atmosfera:

- absorve radiação solar (cuja temperatura é da ordem de 5800K)
- emite radiação terrestre (270 – 300K).

7.1.1 Temperatura de equilíbrio radiativo de um planeta sem atmosfera

Um planeta de raio R intercepta radiação solar que incide sobre a área equivalente de um círculo de raio R , ao passo que emite radiação à sua temperatura isotropicamente de acordo com a área de uma esfera, também de raio R , conforme ilustrado na Figura 7.1.

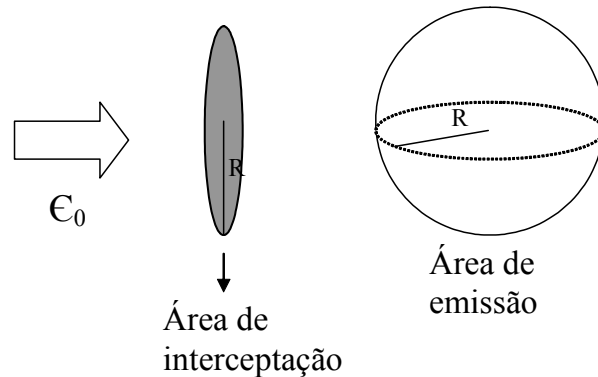


Figura 7.1 – Ilustração da área efetiva de interceptação de radiação solar e de emissão de radiação térmica por um planeta de raio R .

Supondo que não haja atmosfera e que a superfície do planeta apresente um albedo médio global igual a r_s , ao incidir sobre ele irradiância solar média anual igual a E_0 , o equilíbrio radiativo do planeta será alcançado se a potência absorvida for igual à potência emitida na forma de radiação:

$$\epsilon_0 (1 - r_s) \pi R^2 = \sigma T_s^4 4\pi R^2 \quad (7.1)$$

e portanto, a temperatura do planeta no equilíbrio radiativo será obtida por:

$$T_s \cong \left[\frac{(1 - r_s) \epsilon_0}{4\sigma} \right]^{1/4} \quad (7.2)$$

Nesta configuração, se o planeta estiver a uma distância astronômica do Sol, isto é, se $d = \bar{d}$, a irradiância solar total incidente no planeta é igual à constante solar: $E_0 = 1367 \text{ Wm}^{-2}$. O albedo médio da superfície terrestre é da ordem de 0,3. Substituindo esses

valores na equação 7.2, a superfície da Terra apresentaria uma temperatura média no equilíbrio radiativo da ordem de 255K ou -18°C caso não houvesse uma atmosfera. Se o albedo da superfície do planeta fosse unitário, T_s seria igual a 0K e se fosse nulo, a temperatura de equilíbrio radiativo do planeta seria da ordem de 279K. Ou seja, sem uma atmosfera, mesmo que toda a radiação incidente fosse absorvida pela superfície do planeta, a sua temperatura de equilíbrio radiativo seria menor do que a observada na realidade para o planeta Terra.

7.1.2 Temperatura de equilíbrio radiativo num planeta com atmosfera

Como foi visto no tópico anterior, sem uma atmosfera, a superfície da Terra seria muito mais fria, mesmo que pudesse absorver toda a radiação solar que incidisse sobre ela. O próximo modelo a ser analisado considera a existência de uma atmosfera constituída de uma única camada homogênea e isotérmica que seja capaz de interagir com a radiação eletromagnética. A interação é significativa com a radiação do espectro terrestre. No espectro solar essa atmosfera absorve uma fração da radiação incidente S , mas não promove espalhamento. A Figura 7.2 ilustra as características desse sistema.

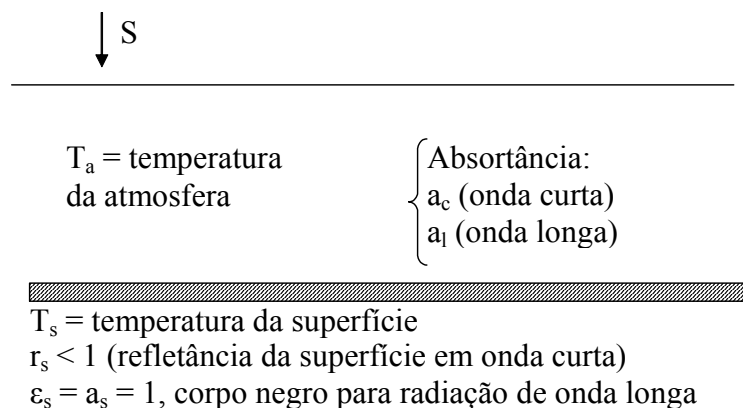


Figura 7.2 – Modelo simplificado de um planeta constituído por uma atmosfera homogênea e isotérmica capaz de absorver radiação eletromagnética sem promover espalhamento. A superfície do planeta atua como um corpo negro na região espectral de onda longa. No topo da atmosfera incide irradiância solar igual a S .

Com as propriedades apresentadas na Figura 7.2, obtêm-se as seguintes grandezas, no espectro solar:

- irradiância absorvida pela atmosfera: $[a_c + r_s(1 - a_c)]S$
- irradiância transmitida pela atmosfera até a superfície: $(1 - a_c)S$
- irradiância refletida pela superfície: $r_s(1 - a_c)S$
- irradiância emergente no topo da atmosfera: $r_s(1 - a_c)^2S$

e no espectro de onda longa:

- irradiância emitida pela superfície: σT_s^4
- irradiância emitida pela atmosfera em direção à superfície: $a_l \sigma T_a^4$
- irradiância emergente no topo da atmosfera: $a_l \sigma T_a^4 + (1 - a_l) \sigma T_s^4$
- irradiância absorvida pela superfície: $a_l \sigma T_a^4$

Dessa forma, para que o sistema se encontre em equilíbrio radiativo, é necessário satisfazer o seguinte sistema de equações:

$$\text{a) superfície: } S(1 - r_s)(1 - a_c) + a_l \sigma T_a^4 = \sigma T_s^4 \quad (7.3)$$

$$\text{b) atmosfera: } a_c S + r_s(1 - a_c)a_c S + a_l \sigma T_s^4 = 2a_l \sigma T_a^4 \quad (7.4)$$

$$\text{c) planeta (topo): } (1 - a_c)^2 r_s S + (1 - a_l) \sigma T_s^4 + a_l \sigma T_a^4 = S \quad (7.5)$$

Fazendo algumas mudanças de variáveis: $x = \sigma T_s^4$

$$y = \sigma T_a^4$$

e substituindo em (7.3) e (7.4):

$$S(1 - r_s)(1 - a_c) + a_l y = x \quad (7.3')$$

$$a_c S[1 + r_s(1 - a_c)] + a_l x = 2a_l y \quad (7.4')$$

Re-arranjando (7.3'):

$$S(1 - r_s)(1 - a_c) - x = -a_l y$$

multiplicando por 2 e somando a (7.4'):

$$\begin{aligned} a_c S[1 + r_s(1 - a_c)] + 2(1 - a_c)(1 - r_s)S + (a_l - 2)x &= 0 \\ x = \frac{\{a_c[1 + (1 - a_c)r_s] + 2(1 - a_c)(1 - r_s)\}S}{2 - a_l} &= \sigma T_s^4 \end{aligned} \quad (7.6)$$

Substituindo x de (7.6) em (7.3'):

$$(1 - a_c)(1 - r_s)S + a_l y = \frac{\{a_c[1 + (1 - a_c)r_s] + 2(1 - a_c)(1 - r_s)\}S}{2 - a_l}$$

$$y = \frac{\{a_c [1 + (1 - a_c)r_s] + (1 - a_c)(1 - r_s)a_l\}S}{a_l(2 - a_l)} = \sigma T_a^4 \quad (7.7)$$

onde,

$$S = \left(\frac{\bar{d}}{d}\right)^2 S_0 \frac{\pi R^2}{4\pi R^2} = \frac{S_0}{4} \left(\frac{\bar{d}}{d}\right)^2$$

Portanto,

$$T_s = \left\{ \frac{\{a_c [1 + (1 - a_c)r_s] + 2(1 - a_c)(1 - r_s)\}}{2 - a_l} \left(\frac{\bar{d}}{d}\right)^2 \frac{S_0}{4\sigma} \right\}^{1/4} \quad (7.8)$$

$$T_a = \left\{ \frac{\{a_c [1 + (1 - a_c)r_s] + a_l(1 - a_c)(1 - r_s)\}}{a_l(2 - a_l)} \left(\frac{\bar{d}}{d}\right)^2 \frac{S_0}{4\sigma} \right\}^{1/4} \quad (7.9)$$

De posse dos resultados, o próximo passo consiste em avaliar situações particulares:

1) Planeta sem atmosfera, $T_a = 0$:

$$T_s = \left\{ (1 - r_s) \left(\frac{\bar{d}}{d}\right)^2 \frac{S_0}{4\sigma} \right\}^{1/4} \quad (7.10)$$

2) Planeta com atmosfera ($a_c \neq 0$; $a_l \neq 0$), mas com superfície negra ($r_s = 0$)

$$T_a = \left\{ \frac{[a_c + a_l(1 - a_c)]}{a_l(2 - a_l)} \left(\frac{\bar{d}}{d}\right)^2 \frac{S_0}{4\sigma} \right\}^{1/4} \quad (7.11)$$

$$T_s = \left\{ \frac{[a_c + 2(1 - a_c)]}{2 - a_l} \left(\frac{\bar{d}}{d}\right)^2 \frac{S_0}{4\sigma} \right\}^{1/4} \quad (7.12)$$

Os resultados para a temperatura da superfície dependem das possíveis relações entre a_c e a_l :

$$\text{Para } a_c = a_l \Rightarrow T_s = \left\{ \left(\frac{\bar{d}}{d}\right)^2 \frac{S_0}{4\sigma} \right\}^{1/4} \quad (7.13)$$

Para $a_c > a_l \Rightarrow \frac{2 - a_c}{2 - a_l} < 1 \Rightarrow$ Temperaturas inferiores à do planeta “negro” com

atmosfera “cinza” (resultado da equação 7.13).

Para $a_c < a_l \Rightarrow \frac{2-a_c}{2-a_l} > 1 \Rightarrow$ Temperaturas superiores à do planeta “negro” com

atmosfera “cinza” (resultado da equação 7.13).

3) Terra atual ($r_s \sim 0,3$), mas sem nuvens ($a_c \sim 0,2$; $a_l \sim 0,8$):

$$T_a \cong \left\{ \frac{\{a_c [1 + (1 - a_c)r_s] + a_l(1 - a_c)(1 - r_s)\} \left(\frac{\bar{d}}{d}\right)^2 \frac{S_0}{4\sigma}}{a_l(2 - a_l)} \right\}^{1/4}$$

$$\Rightarrow T_a \cong 257K$$

$$T_s \cong \left\{ \frac{\{a_c [1 + (1 - a_c)r_s] + 2(1 - a_c)(1 - r_s)\} \left(\frac{\bar{d}}{d}\right)^2 \frac{S_0}{4\sigma}}{2 - a_l} \right\}^{1/4}$$

$$\Rightarrow T_s \cong 288K$$

4) Terra atual, com nuvem ($a_c \sim 0,7$; $a_l \sim 1$):

$$T_a \cong 277K \text{ e } T_s \cong 291K \Rightarrow \text{Efeito estufa}$$

Exercício 7.1: Varie o valor da refletância de superfície em $\pm 10\%$ do valor atualmente aceito para a Terra e avalie o efeito de tal alteração sobre as temperaturas da atmosfera e da superfície.

Como é possível verificar, a presença de nuvens altera a absorvância da atmosfera, aumentando o seu valor médio tanto no espectro de onda curta quanto em onda longa. Dessa forma, uma quantidade maior de radiação é transformada em energia interna, resultando num maior aquecimento radiativo da atmosfera e da superfície na presença de nuvens. As distintas propriedades radiativas de um planeta e principalmente de sua atmosfera, analisadas nos modelos simplificados, mostram que a temperatura da superfície de tal planeta e, conseqüentemente, seu clima é fortemente influenciada pelos denominados gases do efeito estufa. No modelo 3, que se aplica às condições atuais da Terra, a absorvância da atmosfera é baixa na região espectral de onda curta, indicando uma atmosfera praticamente transparente para a radiação solar. Por outro lado, a absorvância em onda longa é alta, o que torna a atmosfera praticamente opaca para a radiação terrestre, com exceção da região espectral da janela atmosférica (situada entre 8 e 12 μm). Como conseqüência, a superfície terrestre é aquecida pela radiação solar e a perda radiativa é

minimizada pela atuação dos gases “estufa” presentes na atmosfera. Como discutido em capítulos anteriores, no caso da Terra, os principais gases do efeito estufa são o vapor d’água, o dióxido de carbono e o metano. Daí a importância em se monitorar alterações nas concentrações de tais gases na atmosfera, visto que o clima atual da Terra pode ser modificado de acordo com tais variações, como ficou exemplificado com o modelo 4, onde o aumento da absorvância da atmosfera foi simulado com a presença de nebulosidade. Analisando as características físicas de alguns dos planetas do sistema solar, a importância da composição química da atmosfera fica ainda mais evidente. A Tabela 7.1, adaptada de Graedel e Crutzen [1993] apresenta algumas características físicas e químicas da Terra e seus planetas vizinhos Vênus e Marte.

Tabela 7.1 – Características físicas de Vênus, Terra e Marte

Característica	Vênus	Terra	Marte
Massa da atmosfera (razão com relação à atmosfera terrestre)	100	1	0,06
Distância ao Sol (10^6 km)	108	150	228
Constante Solar (Wm^{-2})	2610	1367	590
Albedo planetário (%)	75	30	15
Cobertura de nuvens (%)	100	50	Variável
Temperatura da superfície (K) (sem atmosfera)	234	255	217
Temperatura da superfície (K)	700	288	220
Aquecimento devido ao efeito estufa (K)	466	33	3
N ₂ (%)	< 2	78	< 2,5
O ₂ (%)	< 1 ppmv ¹³	21	< 0,25
CO ₂ (%)	> 98	0,035	> 96
H ₂ O (intervalo %)	10^{-4} a 0,3	3×10^{-4} a 4	< 0,001
SO ₂	150 ppmv	< 1 ppbv ¹³	Nulo
Composição química das nuvens	H ₂ SO ₄	H ₂ O	Poeira, H ₂ O, CO ₂

¹³ 1ppmv = uma parte por milhão por volume, o que significa que a concentração volumétrica do gás considerado é um milhão de vezes menor que o volume total da atmosfera; 1 ppbv = uma parte por bilhão por volume.

De acordo com a Tabela 7.1, a distância de cada planeta ao sol varia por um fator aproximado de 1,5, isto é, Vênus está a aproximadamente 100 milhões de quilômetros do Sol, seguido da Terra, cuja distância é da ordem de 1,5 vezes maior e Marte, também a aproximadamente 1,5 vezes mais distante do Sol que a Terra. Como consequência, a constante solar varia por um fator 2 para cada planeta. Com base nessa análise simplificada, seria esperado que a superfície em Vênus apresentasse a maior temperatura, seguida da Terra, e Marte seria o planeta a apresentar a menor temperatura de superfície, caso os demais parâmetros fossem iguais nos três planetas. Como o albedo planetário é significativamente diferente em cada planeta, as temperaturas de equilíbrio radiativo (sem atmosfera) seriam iguais a 234 K para Vênus, 255 K para a Terra e 217 K para Marte, isto é, a Terra seria o planeta mais quente. Entretanto, devido às suas atmosferas, as temperaturas médias reais das superfícies desses planetas são iguais a 700 K em Vênus, 288 K na Terra e 220 K em Marte. Tais resultados ilustram que Vênus possui um significativo efeito estufa, Marte praticamente não é influenciado e a Terra é moderadamente afetada. Analisando-se suas atmosferas, observa-se que em Vênus a atmosfera possui massa cem vezes maior que a da Terra e que sua constituição química é basicamente de gases do efeito estufa, CO_2 , H_2O e SO_2 . Embora em Marte a concentração de CO_2 seja muito maior que na Terra, sua atmosfera apresenta muito menos vapor d'água. Essa composição, aliada ao fato da menor irradiância solar recebida, explica a baixa temperatura de sua superfície. Essa análise comparativa mostra a importância da composição química da atmosfera no balanço de radiação dos planetas e que alterações nessa composição podem produzir efeitos climáticos significativos.

7.1.3 Atmosfera com absorção e espalhamento

Finalmente, para aproximar os modelos discutidos anteriormente das condições reais observadas na Terra, será considerado que a atmosfera pode também promover espalhamento de radiação solar, de forma que parte da radiação incidente pode ser refletida de volta ao espaço. Por simplicidade, a atmosfera continua isotérmica e homogênea com as seguintes características:

T_A = temperatura constante;

a_c = absortância para OC (onda curta, isto é, para radiação solar);

a_l = absorptância para radiação de onda longa (OL);

r_c = refletância para OC

A superfície é considerada um corpo negro com temperatura T_s e refletância r_s para radiação solar. As Figuras 7.3 e 7.4 apresentam ilustrações esquemáticas dos componentes do balanço de radiação de onda curta e onda longa, respectivamente.

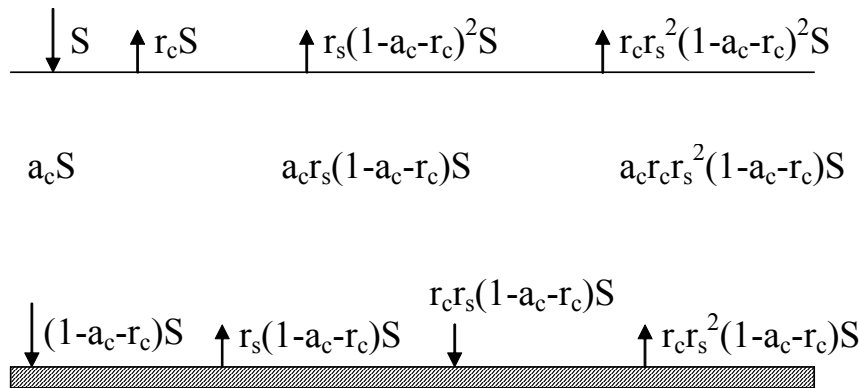


Figura 7.3 – Ilustração esquemática dos fluxos de radiação de onda curta no sistema Terra-atmosfera, considerando um modelo simplificado no qual a atmosfera é constituída de uma única camada com temperatura constante T_A , capaz de absorver e refletir parte da radiação solar incidente. A superfície também reflete parte da radiação incidente sobre ela, apresentando albedo igual a r_s .

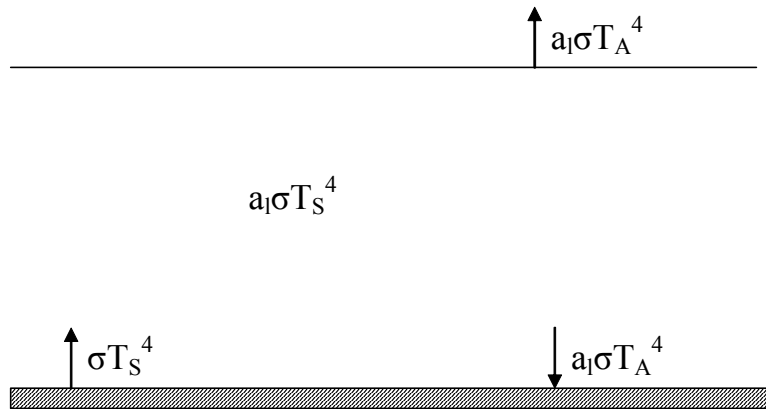


Figura 7.4 – Ilustração esquemática dos fluxos de radiação de onda longa no sistema Terra-atmosfera, considerando um modelo simplificado no qual a atmosfera é constituída de uma única camada com temperatura constante T_A , capaz de absorver parte da radiação terrestre incidente. A superfície é considerada um corpo negro com temperatura T_s .

Com base nesse modelo, o balanço de radiação, no equilíbrio radiativo, é obtido:

a) Para a superfície:

$$(1 - r_s)(1 - a_c - r_c)S(1 + r_c r_s) + \dots + a_l \sigma T_A^4 = \sigma T_S^4 \quad (7.14)$$

Observar que, na realidade, termos de ordens superiores em r_c e r_s também contribuem para o saldo de radiação à superfície, devido aos efeitos de espalhamento múltiplo entre a atmosfera e a superfície (representados pelas reticências na equação 7.14). Entretanto, como tanto r_c e r_s são menores que a unidade, tais termos tendem a zero rapidamente, podendo ser desprezados neste modelo simplificado.

b) Atmosfera:

$$a_c S + a_c r_s S(1 - a_c - r_c) + a_c r_c r_s^2 (1 - a_c - r_c)S + \dots + a_l \sigma T_S^4 = 2a_l \sigma T_A^4 \quad (7.15)$$

De forma análoga ao realizado no modelo precedente, efetuando as mudanças de variáveis e desenvolvendo:

$$x = \sigma T_S^4; \quad y = \sigma T_A^4$$

obtêm-se:

$$x = \left\{ \frac{a_c + [a_c r_s + 2(1 - r_s)](1 - a_c - r_c)(1 + r_c r_s)}{2 - a_l} \right\} S \quad (7.16)$$

$$y = \left\{ \frac{a_c + [a_l(1 - r_s) + a_c r_s](1 - a_c - r_c)(1 + r_c r_s)}{a_l(2 - a_l)} \right\} S \quad (7.17)$$

Para $r_c = 0$,

$$x = \left\{ \frac{a_c + [a_c r_s + 2(1 - r_s)](1 - a_c)}{2 - a_l} \right\} S$$

$$y = \left\{ \frac{a_c + [a_l(1 - r_s) + a_c r_s](1 - a_c)}{a_l(2 - a_l)} \right\} S$$

Recuperando-se as temperaturas de equilíbrio radiativo para a superfície e atmosfera representadas pelas equações (7.8) e (7.9).

7.2 Taxa de aquecimento/resfriamento radiativo

Do ponto de vista da meteorologia, a atmosfera é completamente especificada pela velocidade, temperatura e pressão das massas ou camadas de ar. A temperatura e a pressão automaticamente definem a densidade via equação de estado. Estes cinco parâmetros básicos (os três componentes da velocidade, a temperatura e a pressão) são governados pelas denominadas equações primitivas, isto é, equações diferenciais cinemáticas de movimento, para cada componente da velocidade, a equação de continuidade e a equação termodinâmica de estado. Os estudos que envolvem a dinâmica da atmosfera consistem na integração destas equações no espaço e no tempo. A radiação é incorporada às equações matemáticas via equação da termodinâmica:

$$dQ = dU + dW$$

onde dQ é o calor trocado com o universo, dU é a variação de energia interna e dW é o trabalho realizado. No caso da atmosfera, variações de energia interna implicam em variações de temperatura, basicamente, e o trabalho realizado é praticamente nulo. Portanto:

- Se absorção de radiação $>$ emissão $\Rightarrow dQ > 0 \Rightarrow dU > 0$ (aquecimento)
- Se absorção $<$ emissão $\Rightarrow dQ < 0 \Rightarrow dU < 0$ (resfriamento)

Significa que se houver convergência de radiação haverá um aquecimento do sistema, caso contrário, havendo divergência de radiação, o resultado final será de resfriamento. Considerando uma camada da atmosfera com espessura geométrica dz , sobre a qual incidem as irradiâncias espectrais $\epsilon_{\lambda}^{\downarrow}(\lambda, z)$ (descendente no topo da camada) e $\epsilon_{\lambda}^{\uparrow}(\lambda, z - dz)$ (ascendente na base), de acordo com a Figura 7.5. Além disso, essa camada emite irradiância $\epsilon_{\lambda}^{\uparrow}(\lambda, z)$ no topo e $\epsilon_{\lambda}^{\downarrow}(\lambda, z - dz)$ na base, e lembrando que:

$$\epsilon_{\lambda} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} L_{\lambda} \mu \, d\mu \, d\varphi \quad \text{onde } \mu = \cos \theta$$

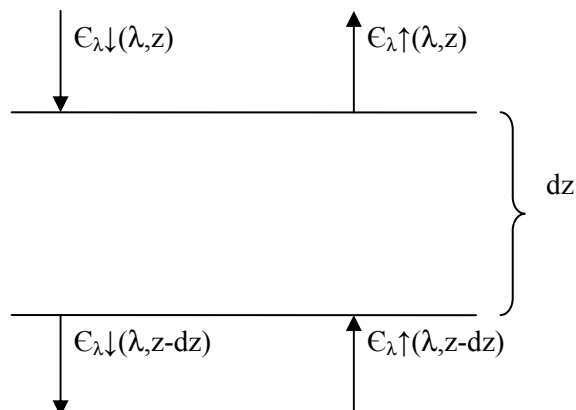


Figura 7.5 – Ilustração esquemática de irradiâncias espectrais incidentes e emergentes de uma camada da atmosfera de espessura dz .

Havendo interação entre a radiação descendente de comprimento de onda λ e a composição da camada, podem ocorrer:

a) $\epsilon_{\lambda\downarrow}(\lambda, z) = \epsilon_{\lambda\downarrow}(\lambda, z - dz)$, isto é, absorção = emissão

b) $\epsilon_{\lambda\downarrow}(\lambda, z) \neq \epsilon_{\lambda\downarrow}(\lambda, z - dz)$

Obviamente, as duas condições a) e b) são possíveis também para $\epsilon_{\lambda\uparrow}$.

O saldo de radiação descendente é obtido como: $d\epsilon_{\lambda\downarrow} = \epsilon_{\lambda\downarrow}(\lambda, z) - \epsilon_{\lambda\downarrow}(\lambda, z - dz)$

e o saldo de radiação ascendente: $d\epsilon_{\lambda\uparrow} = \epsilon_{\lambda\uparrow}(\lambda, z - dz) - \epsilon_{\lambda\uparrow}(\lambda, z)$.

- Para $d\epsilon_{\lambda\uparrow\downarrow}(\lambda) > 0 \Rightarrow$ absorção > emissão \Rightarrow aquecimento da camada.

- Para $d\epsilon_{\lambda\uparrow\downarrow}(\lambda) < 0 \Rightarrow$ absorção < emissão \Rightarrow resfriamento da camada.

Sinais opostos implicam em configurações mais complexas.

No caso da radiação solar, a absorção pela atmosfera é muito maior que a emissão. Então, a variação $d\epsilon_{\lambda\uparrow\downarrow}(\lambda)$ é positiva, o que implica em aquecimento da camada. No caso da radiação terrestre pode ocorrer tanto absorção quanto emissão de radiação, portanto $d\epsilon_{\lambda} > 0$ e/ou $d\epsilon_{\lambda} < 0$, dependendo da distribuição de temperaturas e das propriedades ópticas da camada atmosférica. Seja uma camada da atmosfera com temperatura T

delimitada superiormente por uma camada com temperatura T_{sup} e inferiormente por uma camada com temperatura T_{inf} , de acordo com a ilustração apresentada na Figura 7.6.

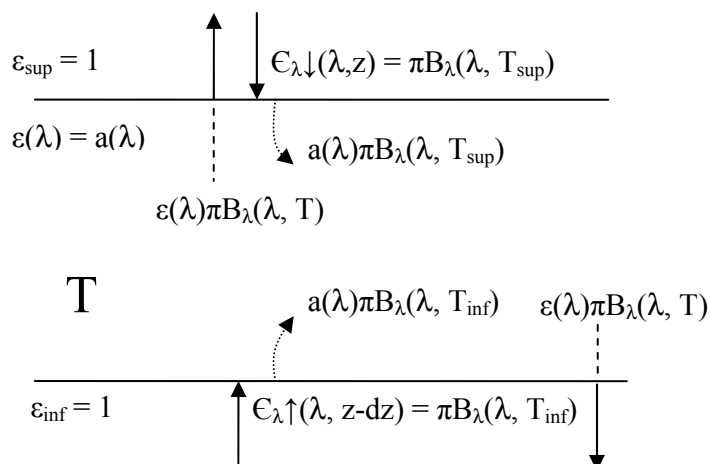


Figura 7.6 – Irradiâncias incidentes e emergentes em uma camada atmosférica de espessura dz e temperatura T .

Da Figura 7.6, tem-se que as camadas superior e inferior atuam como corpos negros e por isso emitem irradiância espectral isotropicamente, dependente apenas de suas respectivas temperaturas. A camada de interesse apresenta absorvância espectral $a(\lambda)$ e temperatura T . Para essa camada, os saldos de radiação valem:

$$\begin{aligned}
 d\epsilon_{\lambda}\downarrow &= \epsilon_{\lambda}\downarrow(\lambda, z) - \epsilon_{\lambda}\downarrow(\lambda, z - dz) \\
 &= \pi B_{\lambda}(\lambda, T_{\text{sup}}) - \epsilon(\lambda)\pi B_{\lambda}(\lambda, T) - [1 - a(\lambda)]\pi B_{\lambda}(\lambda, T_{\text{sup}}) = \epsilon(\lambda)\pi[B_{\lambda}(\lambda, T_{\text{sup}}) - B_{\lambda}(\lambda, T)]
 \end{aligned}
 \tag{7.18}$$

$$\begin{aligned}
 d\epsilon_{\lambda}\uparrow &= \epsilon_{\lambda}\uparrow(\lambda, z) - \epsilon_{\lambda}\uparrow(\lambda, z - dz) \\
 &= \pi B_{\lambda}(\lambda, T_{\text{inf}}) - \epsilon(\lambda)\pi B_{\lambda}(\lambda, T) - [1 - a(\lambda)]\pi B_{\lambda}(\lambda, T_{\text{inf}}) = \epsilon(\lambda)\pi[B_{\lambda}(\lambda, T_{\text{inf}}) - B_{\lambda}(\lambda, T)]
 \end{aligned}
 \tag{7.19}$$

Exercício 7.2: Volte aos capítulos anteriores da apostila e justifique as equações (7.18) e (7.19) com base nas leis e conceitos abordados.

Portanto, as variações $d\epsilon_{\lambda}\uparrow(\lambda)$ e $d\epsilon_{\lambda}\downarrow(\lambda)$ indicam irradiâncias espectrais (ou quantidades de energia por unidade de área, por unidade de tempo, por unidade de

comprimento de onda) que são adicionadas ou subtraídas da quantidade de energia interna armazenada na camada. Tais variações:

- a) são diretamente proporcionais a $\epsilon(\lambda)$;
- b) são diretamente proporcionais às diferenças entre as funções de Planck associadas às temperaturas da camada (T) e externas ($T_{\text{sup}}, T_{\text{inf}}$).

O saldo total do balanço de energia para uma camada qualquer com espessura dz considerando-se apenas radiação de comprimento de onda λ , pode ser escrito:

$$d\epsilon_{\lambda}(\lambda) = d\epsilon_{\lambda}\uparrow(\lambda) + d\epsilon_{\lambda}\downarrow(\lambda)$$

$$d\epsilon_{\lambda}(\lambda) = [\epsilon_{\lambda}\uparrow(\lambda, z - dz) - \epsilon_{\lambda}\uparrow(\lambda, z)] + [\epsilon_{\lambda}\downarrow(\lambda, z) - \epsilon_{\lambda}\downarrow(\lambda, z - dz)]$$

Caso $\epsilon_{\text{emergente}} > \epsilon_{\text{incidente}}$ há resfriamento da camada, do contrário, se $\epsilon_{\text{emergente}} < \epsilon_{\text{incidente}}$, a camada da atmosfera sofre aquecimento devido ao acúmulo de energia.

Denomina-se divergência de irradiância espectral a quantidade:

$$\frac{d\epsilon_{\lambda}}{dz}, \text{ onde } d\epsilon_{\lambda}(\lambda) = d\epsilon_{\lambda}\downarrow(\lambda) + d\epsilon_{\lambda}\uparrow(\lambda) \quad (7.20)$$

A definição formal do divergente de uma função F qualquer diz que: $\vec{\nabla} \cdot \vec{F} = \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z}$. Como a hipótese inicial é de que não há variações horizontais significativas de irradiância, isto é, elas são desprezíveis quando comparadas às variações verticais, então a equação (7.20) torna-se uma boa aproximação para o divergente da irradiância.

Como deduzido no Capítulo 1 desta apostila, a irradiância é obtida a partir da energia radiativa (equação 1.7):

$$\begin{aligned} \frac{d\epsilon_{\lambda}(\lambda)}{dz} &= \frac{dU}{dt dA d\lambda dz} \times \left(\frac{dT}{dT} \frac{dm}{dm} \right) \\ &= \frac{dm}{dA dz} \frac{dU}{dT dm} \frac{dT}{dt} \frac{1}{d\lambda} \end{aligned}$$

Portanto, desenvolvendo a igualdade, é possível obter a taxa de aquecimento/resfriamento radiativo:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{\rho C_p} \frac{d\epsilon_{\lambda}(z)}{dz} d\lambda \quad (7.21)$$

onde, $\rho = \frac{dm}{dAdz}$ é a densidade do ar na camada e $C_p = \frac{dU}{dTdm}$ é o calor específico à pressão constante.

$$\text{- Se } d\epsilon_\lambda(\lambda) < 0 \rightarrow \text{resfriamento} \rightarrow \frac{dT}{dt} < 0$$

$$\text{- Se } d\epsilon_\lambda(\lambda) > 0 \rightarrow \text{aquecimento} \rightarrow \frac{dT}{dt} > 0$$

A taxa de aquecimento/resfriamento radiativo associada a uma região espectral $\Delta\lambda$ é obtida somando-se as contribuições $\left(\frac{dT}{dt}\right)\Delta\lambda_i$ correspondentes a cada sub-região $\Delta\lambda_i$:

$$\frac{dT}{dt}(\Delta\lambda) = \sum_i \frac{dT}{dt}(\Delta\lambda_i)$$

Ou de maneira mais rigorosa,

$$\frac{dT}{dt}(\Delta\lambda) = \int_{\Delta\lambda} \frac{1}{\rho C_p} \frac{d\epsilon_\lambda(\lambda)}{dz} d\lambda \quad (7.22)$$

E a taxa de aquecimento/resfriamento radiativo total é determinada integrando-se sobre todo o espectro eletromagnético:

$$\left(\frac{dT}{dt}\right)_{rad. total} = \int_0^\infty \frac{1}{\rho C_p} \frac{d\epsilon_\lambda(\lambda)}{dz} d\lambda = \frac{1}{\rho C_p} \frac{d\epsilon}{dz} \quad (7.23)$$

Para uma atmosfera em equilíbrio hidrostático:

$$\left(\frac{dT}{dt}\right)_{rad. total} = -\frac{g}{C_p} \frac{d\epsilon}{dp} \quad (7.24)$$

Ou seja, as equações 7.23 e 7.24 definem o potencial da radiação eletromagnética em aquecer ou resfriar a atmosfera. Dessa forma, conhecendo o perfil atmosférico inicial, com a concentração de gases ativos radiativamente (vapor d'água e dióxido de carbono, por exemplo), das partículas de aerossol e da temperatura em cada camada atmosférica, é possível determinar o quanto cada camada irá resfriar ou aquecer devido aos diversos processos radiativos que ocorrem na camada em si e nas camadas vizinhas. Vale lembrar que durante o dia, com a incidência da radiação solar, as camadas podem apenas sofrer aquecimento, caso haja absorção de radiação nessa região espectral. Para o caso de radiação no infravermelho térmico (ou terrestre), a análise do resultado final (se há aquecimento ou

resfriamento) é mais complexa, visto que depende tanto do perfil de temperatura e das absorptâncias espectrais de cada camada.

7.3 Balanço de energia à superfície

Novamente, com o intuito de simplificar a compreensão dos processos de troca de energia, é considerado que o transporte de calor pelo vento ou por correntes marítimas seja desprezível, assim como o aproveitamento de energia para a produção de biomassa (fotossíntese). Gradientes horizontais de temperatura também não serão considerados. Nesse modelo simplificado, o saldo total de energia à superfície é obtido como:

$$Q^* = H + LE + G \quad (7.25)$$

onde, Q^* é o saldo ou balanço total de radiação, H é o termo que representa a troca turbulenta de calor sensível, LE representa a transferência de calor latente e G é o termo de condução de calor no solo. Relembrando de capítulos anteriores, o saldo total de radiação à superfície é obtido como:

$$\begin{aligned} Q^* &= \int_0^{\infty} \epsilon_{\lambda} \downarrow(\lambda) d\lambda - \int_0^{\infty} \epsilon_{\lambda} \uparrow(\lambda) d\lambda \\ &= \int_0^{4\mu m} \epsilon_{\lambda} \downarrow(\lambda) d\lambda - \int_0^{4\mu m} \epsilon_{\lambda} \uparrow(\lambda) d\lambda + \int_{4\mu m}^{\infty} \epsilon_{\lambda} \downarrow(\lambda) d\lambda - \int_{4\mu m}^{\infty} \epsilon_{\lambda} \uparrow(\lambda) d\lambda \\ &= K \downarrow - K \uparrow + L \downarrow - L \uparrow \end{aligned}$$

A irradiância solar incidente à superfície ($K \downarrow$) varia de acordo com o ciclo diurno da distância zenital solar (μ_0), assim como segundo a variabilidade dos constituintes da atmosfera, em particular, da cobertura de nuvens, vapor d'água e partículas de aerossol. A irradiância solar refletida pela superfície ($K \uparrow$) depende da variabilidade da refletância ou albedo da superfície. No caso da radiação térmica, a variabilidade da radiação emitida pela atmosfera em direção à superfície (componente $L \downarrow$ do balanço de radiação) depende dos constituintes da atmosfera atuantes no efeito estufa (emissividade) e da temperatura da atmosfera. Finalmente, a variabilidade da irradiância emitida pela superfície ($L \uparrow$) depende da temperatura da superfície e da variabilidade da sua emissividade. Solo nu ou com

vegetação, apresenta variabilidade em $L \uparrow$ devido à variabilidade diurna da sua temperatura. Por outro lado, superfícies aquáticas (lago, oceano) apresentam emissão de $L \uparrow$ praticamente constante ao longo do dia, pois apresentam baixa resposta térmica. A falta de resposta pode ser atribuída a quatro características:

- a) Penetração - como a água permite transmissão de radiação de onda curta a profundidades consideráveis, a energia absorvida é difundida através de um grande volume;
- b) Mistura – a existência de convecção e transporte de massa devido aos movimentos de um fluido também permite que a perda e o ganho de calor sejam afetados por um grande volume;
- c) Evaporação – disponibilidade “infinita” de água gera uma fonte eficiente de calor latente e o resfriamento por evaporação tende a desestabilizar a camada superficial e aumentar ainda mais a mistura;
- d) Capacidade térmica – a água apresenta uma alta capacidade térmica de tal forma que exige aproximadamente três vezes mais energia para aumentar uma unidade de volume de água por um mesmo intervalo de temperatura que a maioria dos tipos de solo. Para fins de comparação, a Tabela 7.2 apresenta valores da capacidade térmica para dois tipos de solo e a da água.

Tabela 7.2 – Capacidade térmica para solo arenoso, solo argiloso e água.

Tipo de superfície	c (capacidade térmica) [$\text{Jm}^{-3}\text{K}^{-1} \times 10^6$]
Solo arenoso	1,28
Solo argiloso	1,42
água	4,18

Bibliografia

Chylek, P., Damiano, P. e Shettle, E. P. Infrared emittance of water clouds, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 49(16), 1459-1472.

Coulson, K. L., 1975, “Solar and Terrestrial Radiation Methods and Measurements”, Academic Press, New York.

Feynman, R. P., Leighton, R. B. & Sands, M., 1977, “The Feynman Lectures on Physics”, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, 6ª edição.

Fröhlich C. & Shaw, G. E., 1980, New determination of Rayleigh-Scattering in the terrestrial atmosphere. *Appl. Optics* **19(11)**, 1773-1775.

Goody, R. M. e Yung, Y. L., 1989, “Atmospheric Radiation – Theoretical Basis”, segunda edição, Oxford University Press, New York.

Graedel, T. E. & Crutzen, P. J., 1993, “Atmospheric Change – An Earth System Perspective”, W. H. Freeman and Company, New York.

Liou, K-N., 1980 ou 2002, “An Introduction to Atmospheric Radiation”, Academic Press, Inc.

Nussenzveig, H.M., 1996, “Curso de Física Básica 2 – Fluidos, Oscilações e Ondas, Calor”, Edgard Blücher Ltda, 3ª edição.

Paltridge, G. W. & Platt, C. M. R., 1976, “Radiative Processes in Meteorology and Climatology”, Elsevier.

Ricchiazzi, P., S. Yang, C. Gautier & D. Sowle: SBDART: A research and teaching software tool for plane-parallel radiative transfer in the Earth’s Atmosphere. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **79 (10)**, 2101-2114, 1998.

Seinfeld, J. H. & Pandis, S. N., 1998, “Atmospheric Chemistry and Physics : From Air Pollution to Climate Change”, Wiley, New York.

Thomas, G. E. & Stamnes, K., 1999, “Radiative Transfer in the Atmosphere and Ocean”, Cambridge University Press.

Van de Hulst, H. C., 1981, “Light Scattering by Small Particles”, Dover Publications, Inc., New York.

World Meteorological Organization, 1983, “Guide to Meteorological Instruments and Methods of Observation”.

Apêndice 1 – Dedução da relação entre o sistema horário e o equatorial

Redesenhando a Figura 3.7, incluindo as retas tangentes aos arcos NP e ND (Figura A.1), tem-se, para o complemento de φ :

$$\tan(\pi/2 - \varphi) = \frac{\overline{NX}}{\overline{ON}} \Rightarrow \overline{NX} = \overline{ON} \tan(\pi/2 - \varphi) \quad (\text{A.1})$$

$$\overline{ON} = \overline{OX} \cos(\pi/2 - \varphi) \Rightarrow \overline{OX} = \overline{ON} \sec(\pi/2 - \varphi) \quad (\text{A.2})$$

Analogamente, para o complemento de δ_o :

$$\tan(\pi/2 - \delta_o) = \frac{\overline{NY}}{\overline{ON}} \Rightarrow \overline{NY} = \overline{ON} \tan(\pi/2 - \delta_o) \quad (\text{A.3})$$

$$\overline{ON} = \overline{OY} \cos(\pi/2 - \delta_o) \Rightarrow \overline{OY} = \overline{ON} \sec(\pi/2 - \delta_o) \quad (\text{A.4})$$

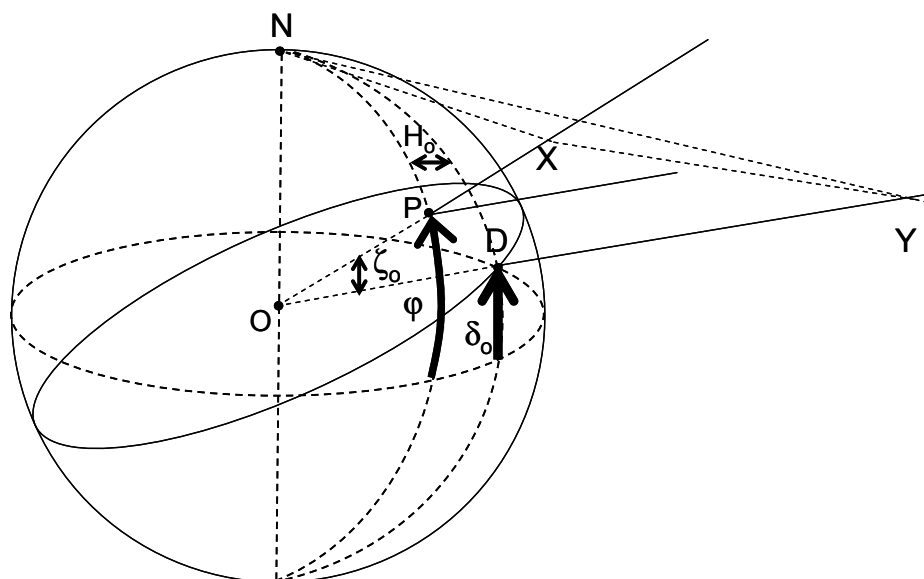


Figura A.1 - Relação entre o ângulo zenital solar ζ_o e a latitude φ , a declinação δ_o e o ângulo horário H_o , com a inclusão das retas tangentes aos arcos NP (reta NX) e ND (reta NY).

Do triângulo NXY:

$$\overline{XY}^2 = \overline{NX}^2 + \overline{NY}^2 - 2\overline{NX}\overline{NY} \cos(XNY)$$

mas o ângulo referente ao arco XNY é H_o , portanto:

$$\overline{XY}^2 = \overline{NX}^2 + \overline{NY}^2 - 2\overline{NX}\overline{NY} \cos H_o \quad (A.5)$$

Analogamente, do triângulo OXY:

$$\overline{XY}^2 = \overline{OX}^2 + \overline{OY}^2 - 2\overline{OX}\overline{OY} \cos \zeta_o \quad (A.6)$$

sendo que, neste caso, o ângulo referente ao arco XOY é ζ_o . Substituindo em (A.5) e (A.6) as variáveis obtidas em (A.1) a (A.4) e igualando, tem-se:

$$\begin{aligned} \overline{ON}^2 \tan^2(\pi/2 - \varphi) + \overline{ON}^2 \tan^2(\pi/2 - \delta_o) - 2\overline{ON}^2 \tan(\pi/2 - \varphi) \tan(\pi/2 - \delta_o) \cos H_o = \\ = \overline{ON}^2 \sec^2(\pi/2 - \varphi) + \overline{ON}^2 \sec^2(\pi/2 - \delta_o) - 2\overline{ON}^2 \sec(\pi/2 - \varphi) \sec(\pi/2 - \delta_o) \cos \zeta_o \end{aligned} \quad (A.7)$$

eliminando-se \overline{ON}^2 e utilizando-se a igualdade trigonométrica: $\sec^2 \theta - \tan^2 \theta = 1$:

$$-2 \tan(\pi/2 - \varphi) \tan(\pi/2 - \delta_o) \cos H_o = 2 - 2 \sec(\pi/2 - \varphi) \sec(\pi/2 - \delta_o) \cos \zeta_o$$

que, isolando $\cos \zeta_o$, resulta em:

$$\cos \zeta_o = \cos(\pi/2 - \varphi) \cos(\pi/2 - \delta_o) + \text{sen}(\pi/2 - \varphi) \text{sen}(\pi/2 - \delta_o) \cos H_o$$

ou

$$\cos \zeta_o = \text{sen} \varphi \text{sen} \delta_o + \cos \varphi \cos \delta_o \cos H_o \quad (A.8)$$