



A “física” da Transferência Radiativa do MCGA:

$$\frac{dI(\Omega)}{ds} = -k_e I(\Omega) + k_e \frac{\omega_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{-1}^1 I(\Omega') p(\Omega, \Omega') d\mu' + k_e \frac{\omega_0}{\pi} B_\lambda(T)$$

PBL: Equações Governantes pra o estado medio da Atmosfera



Media de Reynolds $A = \bar{A} + A'$

Lei dos gases

$$\bar{p} = \bar{\rho} R_d \bar{T}_v$$

Temperatura virtual

$$\bar{T}_v = T(1 + 0.61q_v - q_l)$$

Necessita ser parameterizado !

2nd ordem

Conservação de momentum

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\delta_{i3}g + f_c \varepsilon_{ij3} \bar{u}_j - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\nu \partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial (\overline{u'_i u'_j})_{sfc}}{\partial x_j} - \frac{\partial (\overline{u'_i u'_j})_{pbl}}{\partial x_j}$$

Advecção media gravidade Coriolis Grad. Pressão Viscous stress Processos Turbulento de superfície Transporte Turbulento pbl

Eq. continuidade $\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0$

Conservação de calor

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} = - \frac{1}{\bar{\rho} c_p} \frac{\partial \bar{F}_j}{\partial x_j} - \frac{L_v E}{\bar{\rho} c_p} - \frac{\partial (\overline{u'_i \theta'})_{sfc}}{\partial x_j} - \frac{\partial (\overline{u'_i \theta'})_{pbl}}{\partial x_j}$$

Advecção media Radiação Liberação Calor Latente Processos Turbulento de Superfície Transporte Turbulento pbl

Conservação de agua total

$$\frac{\partial \bar{q}_t}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{q}_t}{\partial x_j} = \frac{S_{q_t}}{\bar{\rho}} - \frac{\partial (\overline{u'_j q'_t})_{sfc}}{\partial x_j} - \frac{\partial (\overline{u'_j q'_t})_{pbl}}{\partial x_j}$$

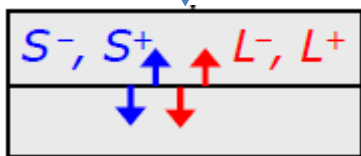
Advecção media Precipitação Processos Turbulento de Superfície Transporte Turbulento pbl

Transferência Radiativa do MCGA

O que faz um esquema de radiação?

- **Variáveis prognósticas:** temperatura, umidade, fração de nuvens, líquido e razões de mistura de gelo, temperatura da superfície
- **Variáveis de diagnóstico:** ângulo do sol, albedo da superfície, pressão, O3, aerossol; mistura de gases : CO2, O2, CH4, N2O, CFC 11 e CFC 12

Esquema de Radiação



Fluxo/Irradiâncias entre os níveis do modelo ($\frac{W}{m^2}$)

Fluxo líquido: $R_n = S^- - S^+ + L^- - L^+$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} = - \frac{1}{\bar{\rho} c_p} \frac{\partial \bar{F}_j}{\partial x_j} - \frac{L_v E}{\bar{\rho} c_p} - \frac{\partial (\overline{u'_i \theta'})_{sfc}}{\partial x_j} - \frac{\partial (\overline{u'_i \theta'})_{pbl}}{\partial x_j}$$

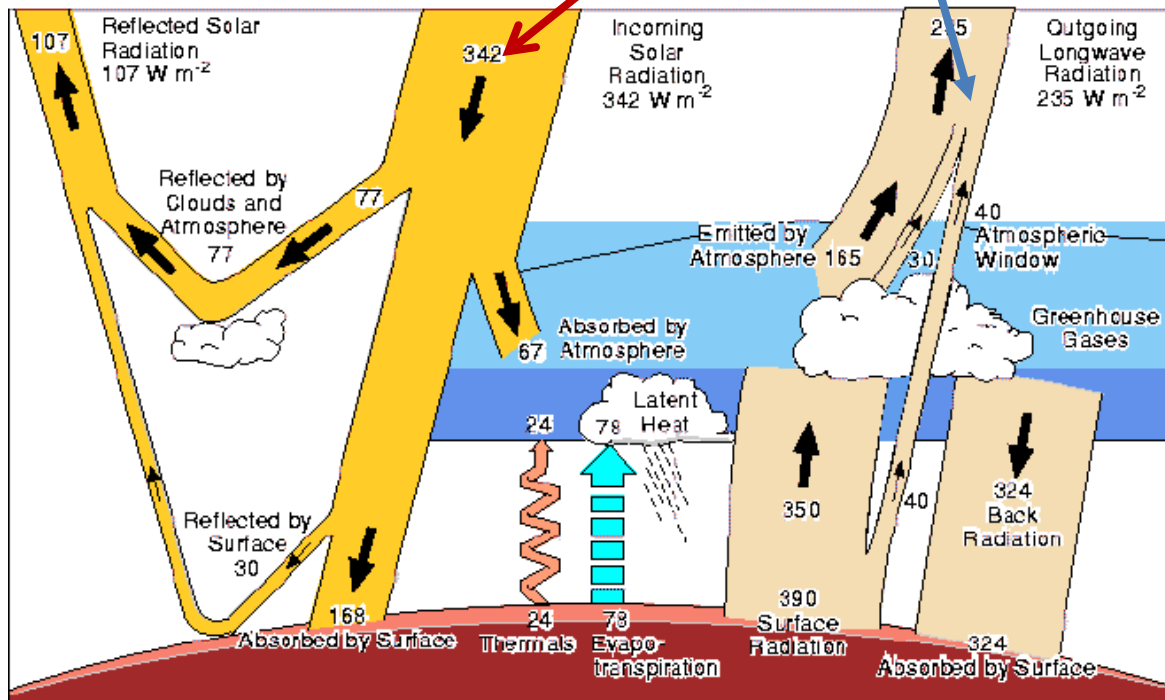
Equação Termodinâmica: $\frac{d\bar{\theta}}{dt} = \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial R_n}{\partial z} + \dots$

Termos de radiação do balanço de energia na superfície: temperatura soil & sea

Transferência Radiativa do MCGA

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_j} = - \frac{1}{\overline{\rho} c_p} \frac{\partial \overline{F_j}}{\partial x_j} - \frac{L_v E}{\overline{\rho} c_p} - \frac{\partial (\overline{u_i' \theta'})_{sfc}}{\partial x_j} - \frac{\partial (\overline{u_i' \theta'})_{pbl}}{\partial x_j}$$

Global Heat Flows



Kiehl and Trenberth 1997

Tratamento separado da radiação Solar e térmica

Espectro dividido em bandas espectrais

; Espalhamento e absorção parametrizado para cada banda

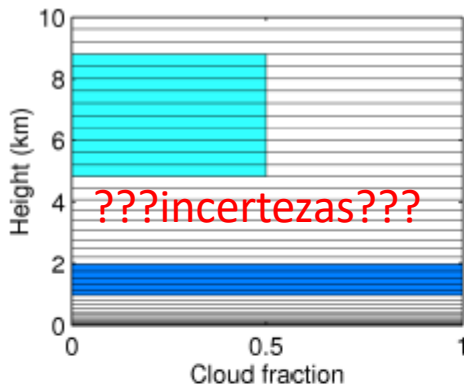
Contribuição dos Gases (H₂O, CO₂, O₃) nuvens

Transferência Radiativa do MCGA

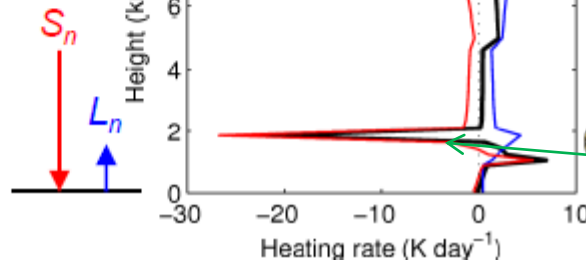
Perfis de taxa de aquecimento

Tratamento separado da radiação Solar e térmica

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_j} = - \frac{1}{\overline{\rho} c_p} \frac{\partial \overline{F_j}}{\partial x_j} - \frac{L_v E}{\overline{\rho} c_p} - \frac{\partial (\overline{u'_i \theta'})_{sfc}}{\partial x_j} - \frac{\partial (\overline{u'_i \theta'})_{pbl}}{\partial x_j}$$



Radiation scheme



esfria

aquece

Espectro dividido em bandas espectrais
; Espalhamento e absorção parametrizado para cada banda

A radiação na presença de nuvens tende a desestabilizar a atmosfera

Esfria

Aquece

Mudança da radiação com a altura

$$\frac{d\bar{\theta}}{dt} = \frac{1}{\rho C_p} \frac{\partial R_n}{\partial z}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} = - \frac{1}{\bar{\rho} c_p} \frac{\partial \bar{F}_j}{\partial x_j} - \frac{L_v E}{\bar{\rho} c_p} - \frac{\partial (\overline{u'_i \theta'})_{sfc}}{\partial x_j} - \frac{\partial (\overline{u'_i \theta'})_{pbl}}{\partial x_j}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho C_p} \frac{\partial L^*}{\partial z} = \frac{1}{\rho C_p} \frac{\partial (F_D - F_U)}{\partial z}$$

R_n

net

$T_a, q, \text{CO}_2, \text{O}_3, \text{aerosols}, \text{(clouds)}$

Como encontrar F_u e F_d a baixo custo computacional e bem acurado (preciso)

Entretanto há complexidade????????????????

Radiação do corpo negro

Lei de Planck

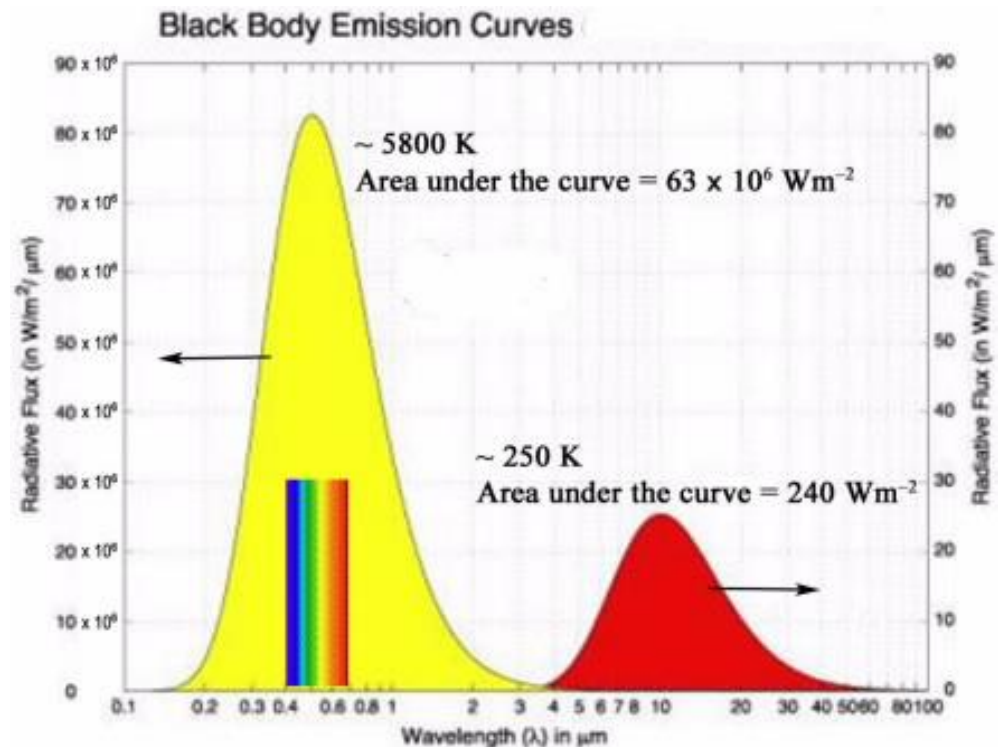
Radiação em uma temperatura T , e comprimento de onda λ por intervalo de comprimento de onda

$$B_{\lambda}(T) = \frac{c_1}{\lambda^5 (e^{c_2/k_B \lambda T} - 1)}$$

Lei de Stefan Boltzmann

Radiação integrada sobre todos os intervalos de comprimento de onda

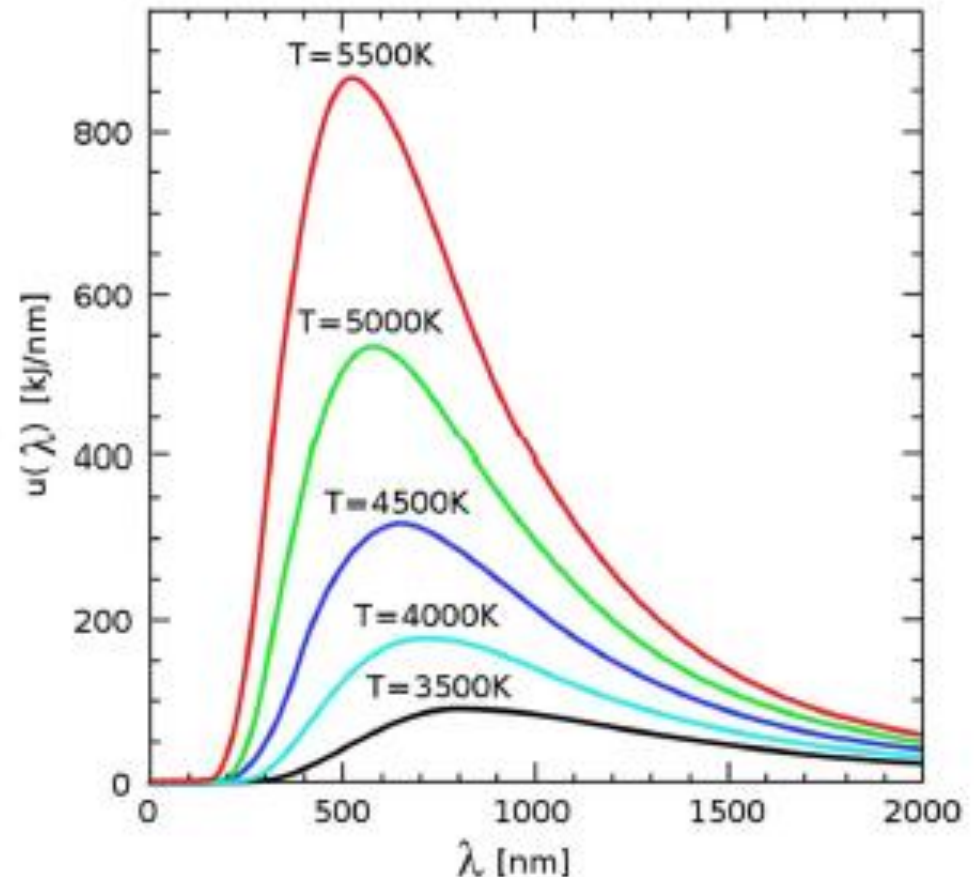
$$F = \sigma T^4$$



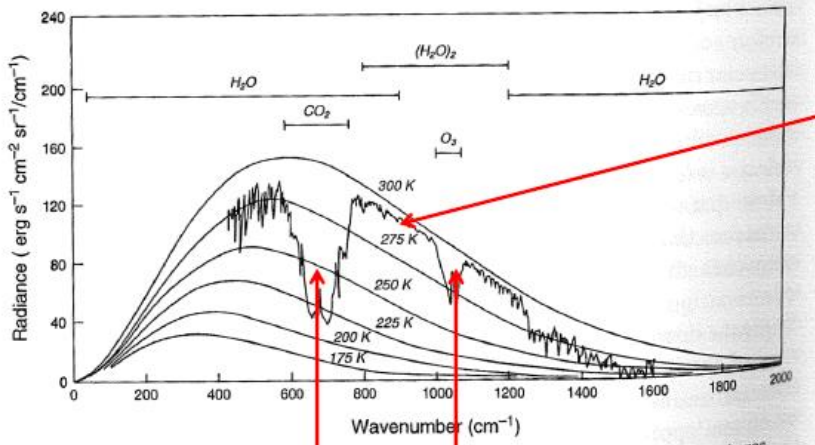
$$\lambda_{max}T = c$$

Lei de Wien

Radiação integrada sobre todos os intervalos de comprimento de onda



Espectro Terrestre de Onda Longa



observed

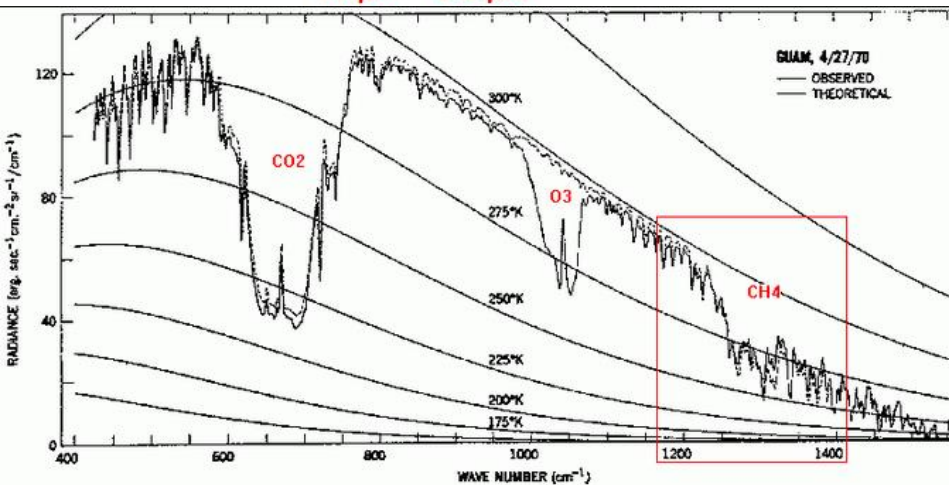
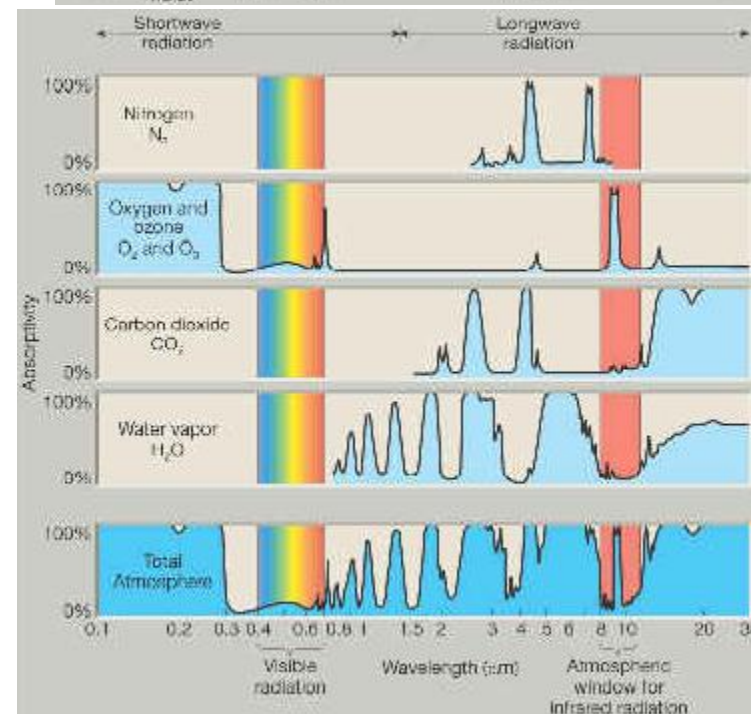
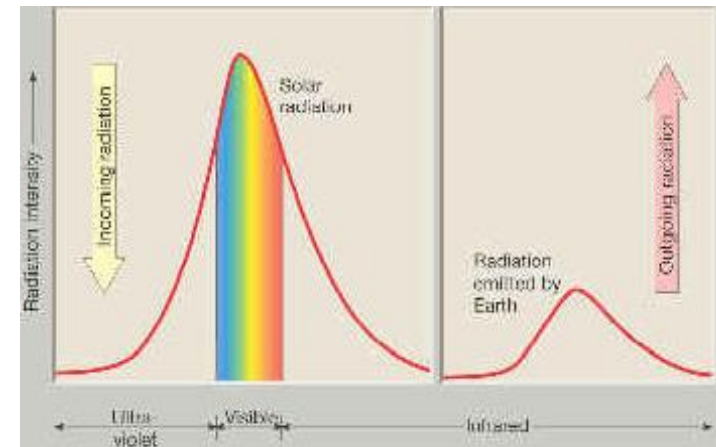
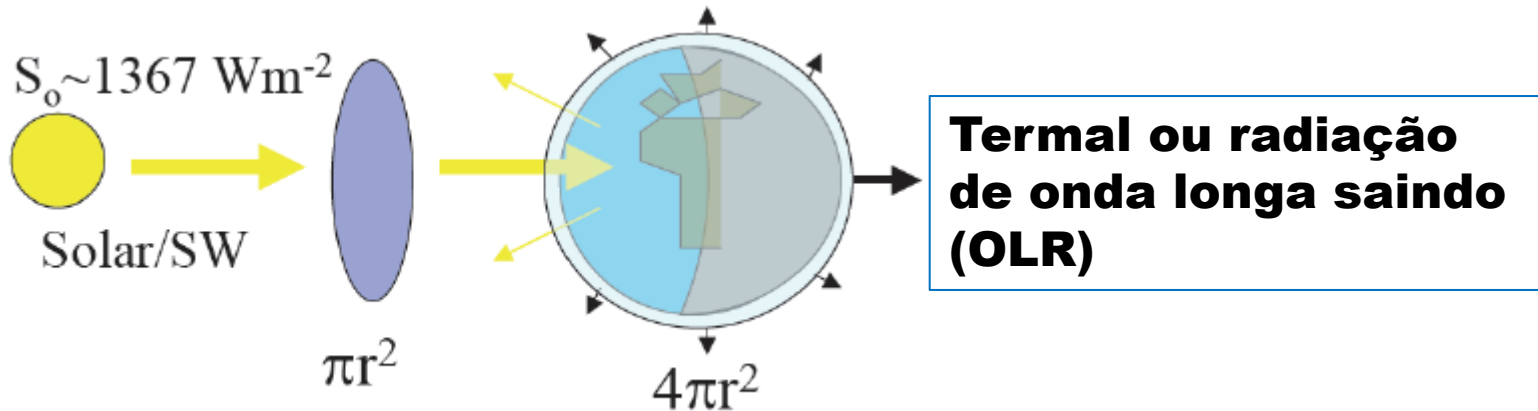


Fig. 3. Comparison of observed and theoretical radiances for a clear atmosphere near Guam at 15.1°N and 215.3°W, on April 27, 1970.

Balanço de Radiação



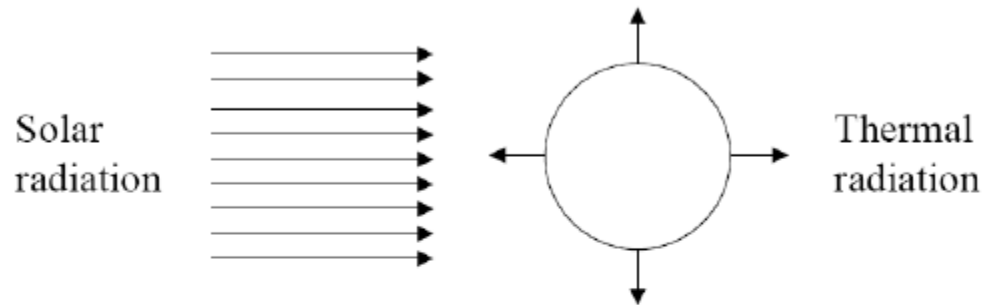
Em equilíbrio, a **absorção líquida da radiação solar** é **balanceada** pela **emissão de radiação térmica** para o espaço.

A emissão térmica é controlada pelo efeito estufa.

Se **aumenta** a concentração de **gases de efeito estufa** o sistema aquece atingindo **outro estado de equilíbrio**;

Balanço de Radiação

Overall energy balance of the Earth



$$(1 - \alpha) S_o \pi r^2 = 4 \pi r^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$$

Simplifying, we find that;

$$\sigma T_{\text{eff}}^4 = (1 - \alpha) S_o / 4$$

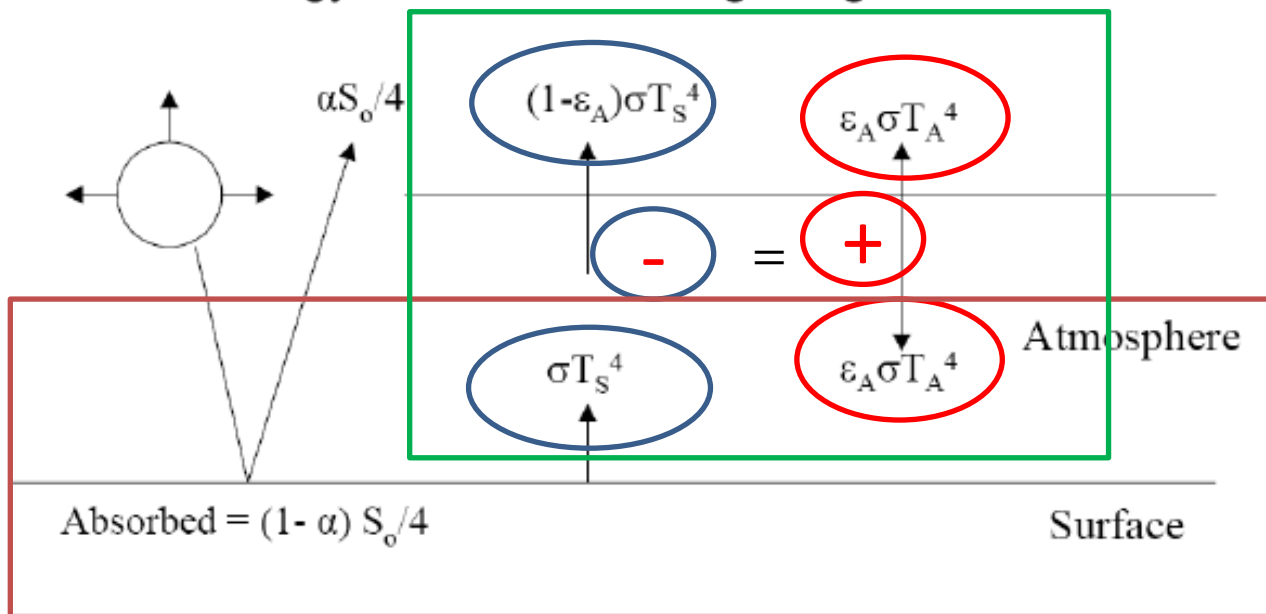
and hence

$$T_{\text{eff}} \approx 255 \text{ K}$$

If the Earth was black ($\alpha=0$), $T_{\text{eff}} = 278 \text{ K}$, still lower than observed 288 K

Balanço de Radiação

Overall energy balance including the greenhouse effect



Consider the equilibrium of the atmosphere and then of the surface;

$$\epsilon_A \sigma T_s^4 = 2 \epsilon_A \sigma T_A^4 \quad (4)$$

$$(1-\alpha)S_o/4 + \epsilon_A \sigma T_A^4 = \sigma T_s^4 \quad (5)$$



Balanço de Radiação

Hence

$$\sigma T_S^4 = \{(1 - \alpha)S_o/4\} / (1 - \varepsilon_A/2) \quad (6)$$

and

$$T_A = T_S/2^{1/4} \quad (7)$$

Note that T_S is larger than T_{eff} given by (2), because of the additional downward thermal emission from the atmosphere. So, the greenhouse effect ensures that the surface is warmer with an atmosphere than without. Secondly, the atmosphere is colder than the surface and slightly colder than T_{eff} .

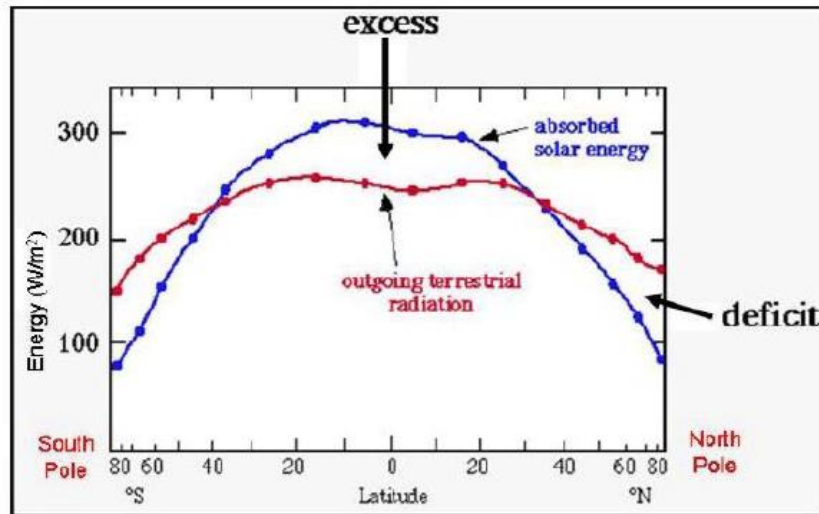
If we assume that $\alpha = 0.3$ and $\varepsilon_A = 0.8$ then we find that;

$$T_S = 289 \text{ K}$$

$$T_A = 243 \text{ K}$$

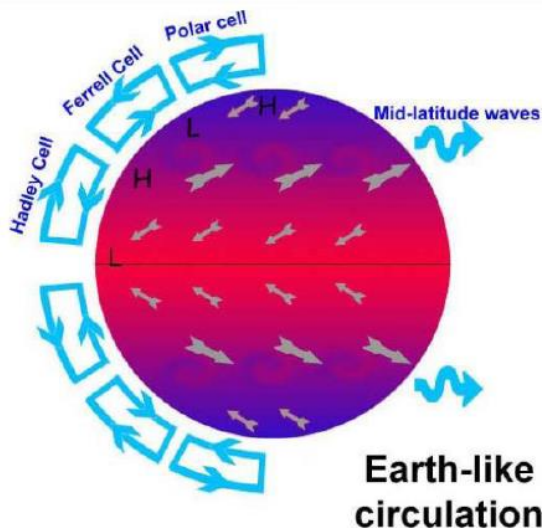
Which are reasonable values for the global mean surface and atmospheric temperatures.

Balanço de Radiação



Circulação global

- **Trópicos mais quentes** significam que as camadas de pressão são mais espessas no equador
- **Pelo balanço térmico dos ventos,** deve haver oeste
- **Excesso de calor transportado na direção contrária**
- transporte oceânico

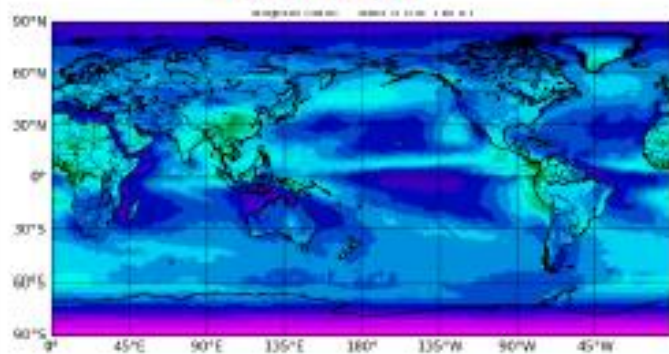


Radiômetro do CERES (SETEMBRO)

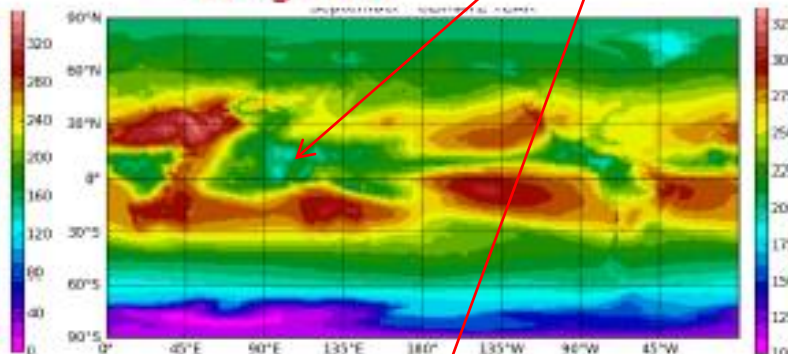
Reflete SW
- efeito radiativo
de nuvem

- TOA total upwelling irradiance

– Shortwave



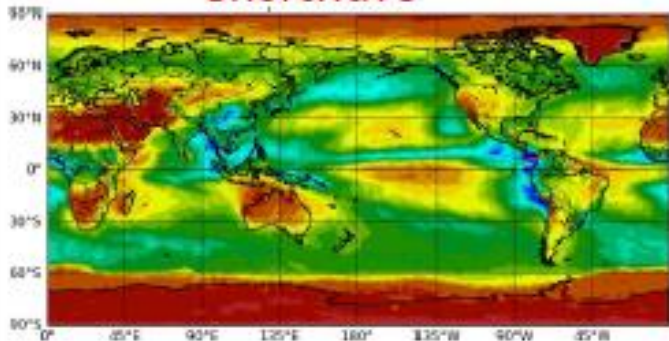
– Longwave



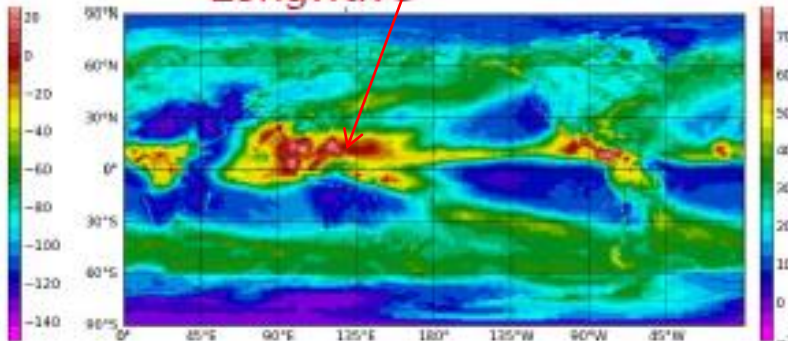
Aprisiona OLR
+ efeito
radiativo de
nuvem

- TOA cloud radiative effect (or "forcing"): $F_n^{\text{cloud}} - F_n^{\text{clear}}$

– Shortwave



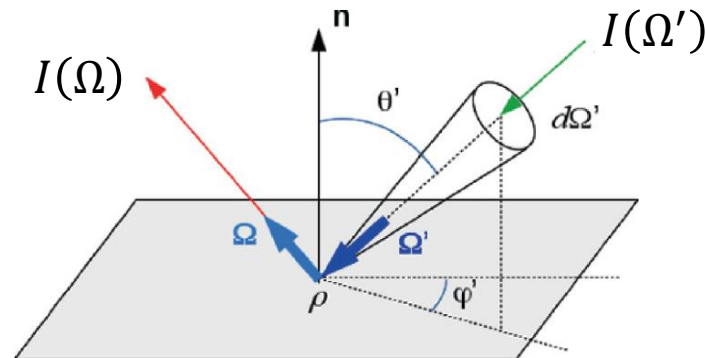
– Longwave



Considerações

$$\frac{dI(\Omega)}{ds} = -k_e I(\Omega) + k_e \frac{\omega_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{-1}^1 I(\Omega') p(\Omega \cdot \Omega') d\mu' + k_e \frac{\omega_0}{\pi} B_\lambda(T)$$

Considerando planos paralelos, a distribuição angular da radiação não muda radicalmente de camada para camada na atmosfera.



$\Omega \cdot \Omega'$ is just the cosine of the scattering angle, $\cos(\Theta)$.

$$\mu = -\cos(\theta),$$

Por exemplo, dentro de uma nuvem espessa, o campo de luz é quase isotrópico, o que significa que as variações de $I(\Omega)$ com Ω são muito pequenas.



Transferência Radiativa do MCGA

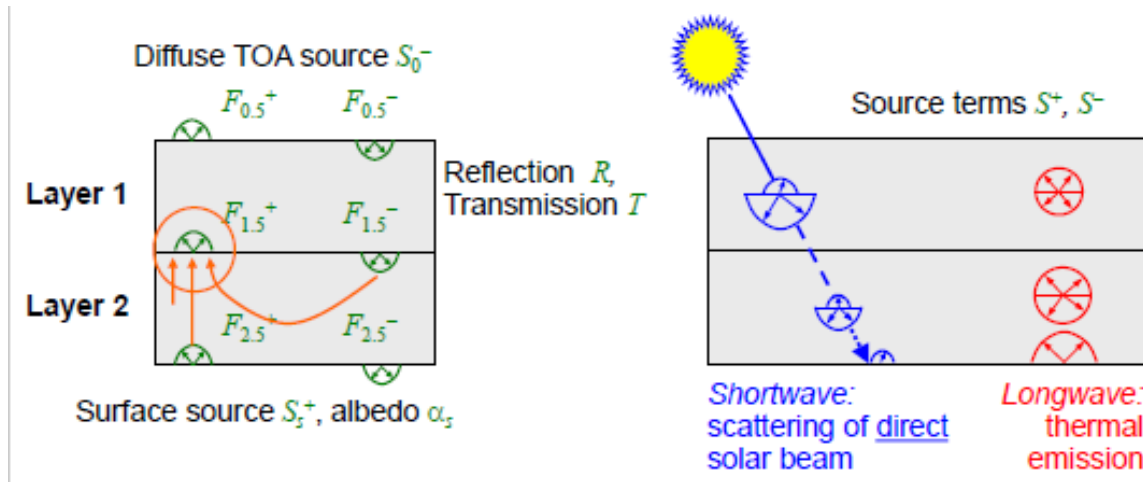
Considerações

$$\frac{dI(\Omega)}{ds} = -k_e I(\Omega) + k_e \frac{\omega_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{-1}^1 I(\Omega') p(\Omega, \Omega') d\mu' + k_e \frac{\omega_0}{\pi} B_\lambda(T)$$

A **aproximação de dois fluxos** tira vantagem disso: ela trata o campo de luz completo como consistindo de apenas dois fluxos – um fluxo ascendente e um fluxo descendente.

Considerações

Normalmente, pensamos no feixe descendente como a irradiância descendente, F_D (W m⁻²), e no feixe ascendente como a irradiância ascendente, F_U (W m⁻²).
Irradiância é simplesmente a integral ponderada em cosseno sobre um hemisfério,



$$F_U = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 I(\Omega) \mu d\mu$$

$$F_D = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{-1} I(\Omega) \mu d\mu$$

Transferência Radiativa do MCGA

Ondas Curtas

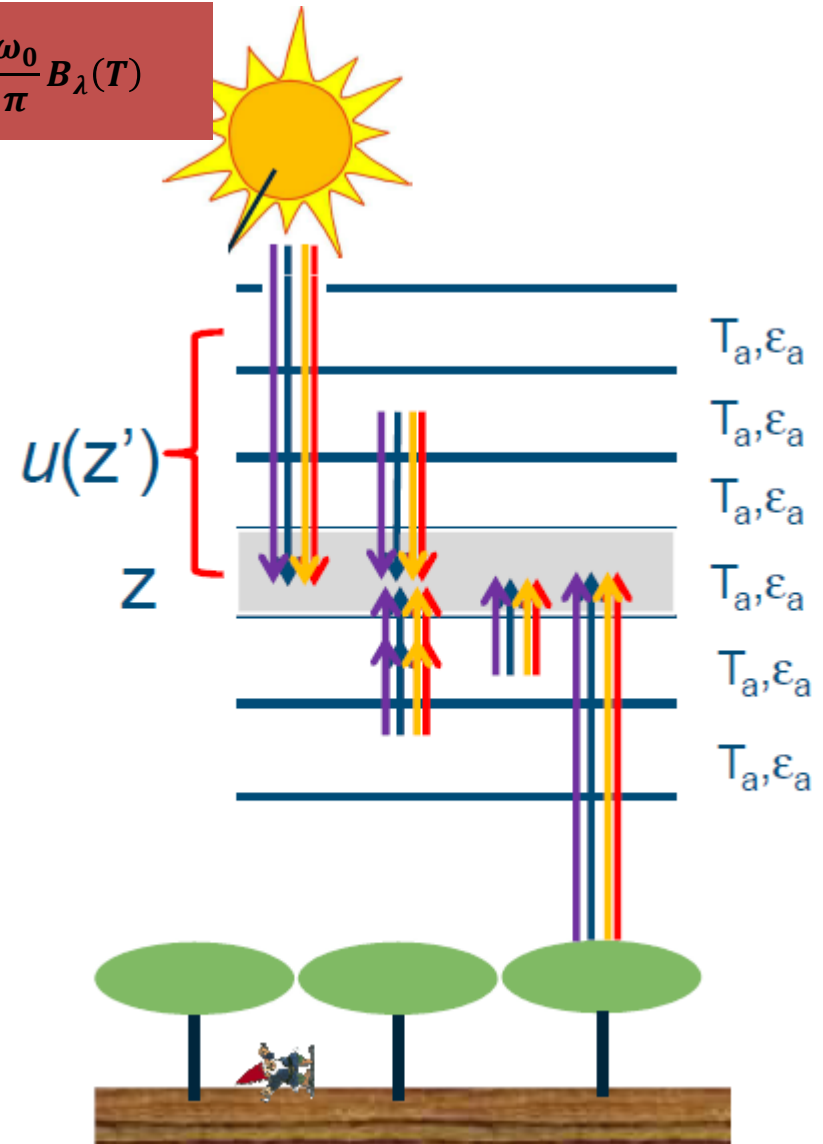
$$\frac{dI(\Omega)}{ds} = -k_e I(\Omega) + k_e \frac{\omega_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{-1}^1 I(\Omega') p(\Omega, \Omega') d\mu' + k_e \frac{\omega_0}{\pi} B_\lambda(T)$$

Aproximação two stream (2 fluxos)

$$F_U = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 I(\Omega) \mu d\mu$$

$$F_D = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{-1} I(\Omega) \mu d\mu$$

Abordagem analógica para onda longa
Direto e difusa



Ondas Curtas

$$dI_\lambda = -k_\lambda \rho I_\lambda dS$$

$$I_\lambda(S) = I_\lambda(0) e^{-\int_0^S k_\lambda \rho dS}$$

Lei de Beer
Espalhamento e absorção de
Radiação

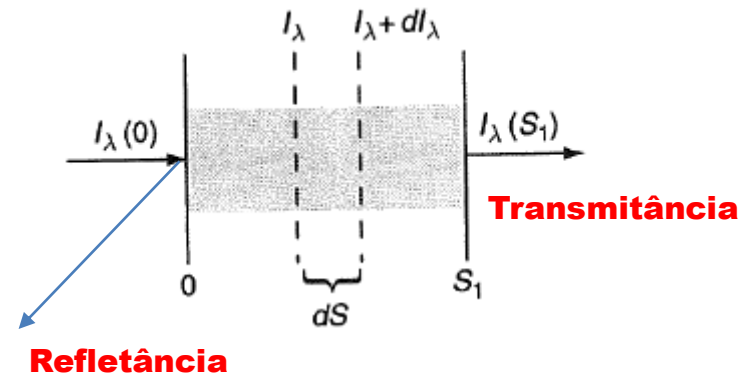
k_λ é o coeficiente de absorção, depende dos gases disponíveis para a absorção em um dado comprimento de onda λ

$$I_\lambda(S) = I_\lambda(0) e^{-\tau_\lambda}$$

$$d\tau = -k_e dz$$

$$dS = \frac{dz}{\Omega \cdot \mathbf{z}} = \frac{dz}{\cos(\theta)}$$

τ_λ é a profundidade ótica ou espessura ótica



$\Omega \cdot \mathbf{z}$ is simply $\cos(\theta)$, the cosine of the polar angle of propagation.



Transferência Radiativa do MCGA

$$\frac{dI(\Omega)}{ds} = -k_e I(\Omega) + k_e \frac{\omega_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{-1}^1 I(\Omega') p(\Omega \Omega') d\mu' + k_e \frac{\omega_0}{\pi} B_\lambda(T)$$

Lei de Beer = Espalhamento, absorção e emissão de Radiação

$$\frac{I_\lambda(\text{abs})}{I_\lambda} + \frac{I_\lambda(\text{reflexão})}{I_\lambda} + \frac{I_\lambda(\text{transmissão})}{I_\lambda} = a_\lambda + r_\lambda + t_\lambda = 1$$

$$\frac{I_\lambda(S)}{k_\lambda \rho ds} = I_\lambda + B_\lambda(T) + J_\lambda$$

$$I_\lambda(S) = I_\lambda(0) e^{-\tau_\lambda}$$



Transferência Radiativa do MCGA

Lei de Beer = Espalhamento, absorção e emissão de Radiação

$$\frac{I_{\lambda}(abs)}{I_{\lambda}} + \frac{I_{\lambda}(reflexão)}{I_{\lambda}} + \frac{I_{\lambda}(transmissão)}{I_{\lambda}} = a_{\lambda} + r_{\lambda} + t_{\lambda} = 1$$

$$\frac{I_{\lambda}(S)}{k_{\lambda}\rho d_s} = I_{\lambda} + B_{\lambda}(T) + J_{\lambda}$$

$$dI_{\lambda} = -k_{\lambda}\rho I_{\lambda} d_s$$

$$\frac{dI_{\lambda}}{k_{\lambda}\rho d_s} = I_{\lambda}$$

$$I_{\lambda}(S) = I_{\lambda}(0)e^{-\tau_{\lambda}}$$

Espalhamento + absorção

Espalhamento na area d_s

Emissão

Na emissão e absorção dos gases do ambiente são quantificados

Os modelos necessitam resolver estas equações para cada dz , λ e dt

Isso não será barato computacionalmente para cada λ !



Transferência Radiativa do MCGA

Lei de Beer

$$\frac{I_{\lambda}(S)}{k_{\lambda}\rho d_S} = I_{\lambda} + B_{\lambda}(T) + J_{\lambda}$$

Somente para absorção e emissão de onda longa

$$dI_{\lambda} = -k_{\lambda}\rho I_{\lambda}d_S$$

$$\frac{dI_{\lambda}}{k_{\lambda}\rho d_S} = -I_{\lambda}$$

$$\frac{I_{\lambda}(S)}{k_{\lambda}\rho d_S} = I_{\lambda} + B_{\lambda}(T)$$

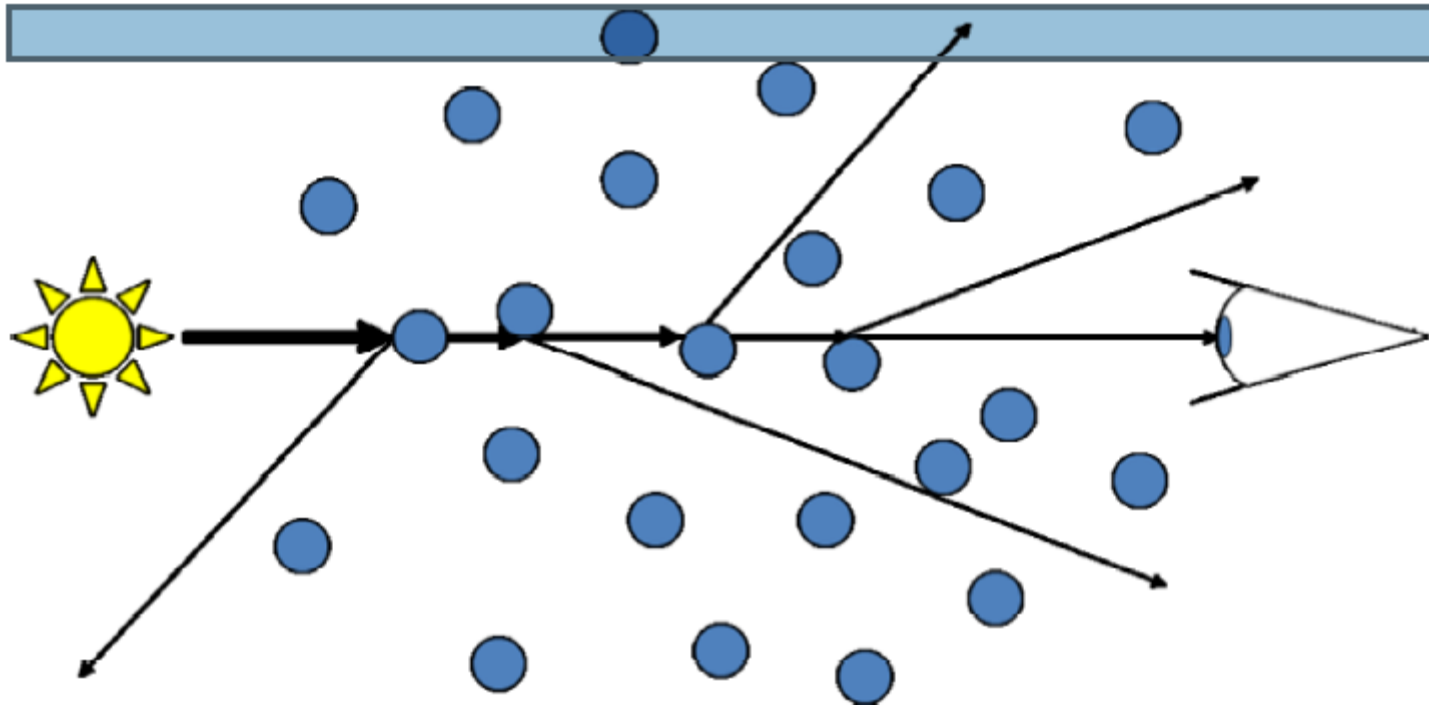
absorção

Emissão

Transferência Radiativa do MCGA

Propriedades Óticas

Extinção da gota na nuvem



Para uma partícula com diâmetro D e índice de refração m , podemos calcular a eficiência de espalhamento Q_{sc} , a eficiência de absorção Q_{abs} e a eficiência de extinção Q_{ext} em um determinado comprimento de onda usando a teoria de Mie.

Transferência Radiativa do MCGA

Propriedades Óticas

Extinção da gota na nuvem

Note: $Q_{\text{ext}} = Q_{\text{sc}} + Q_{\text{abs}}$, e eles estão dimensionalizados.

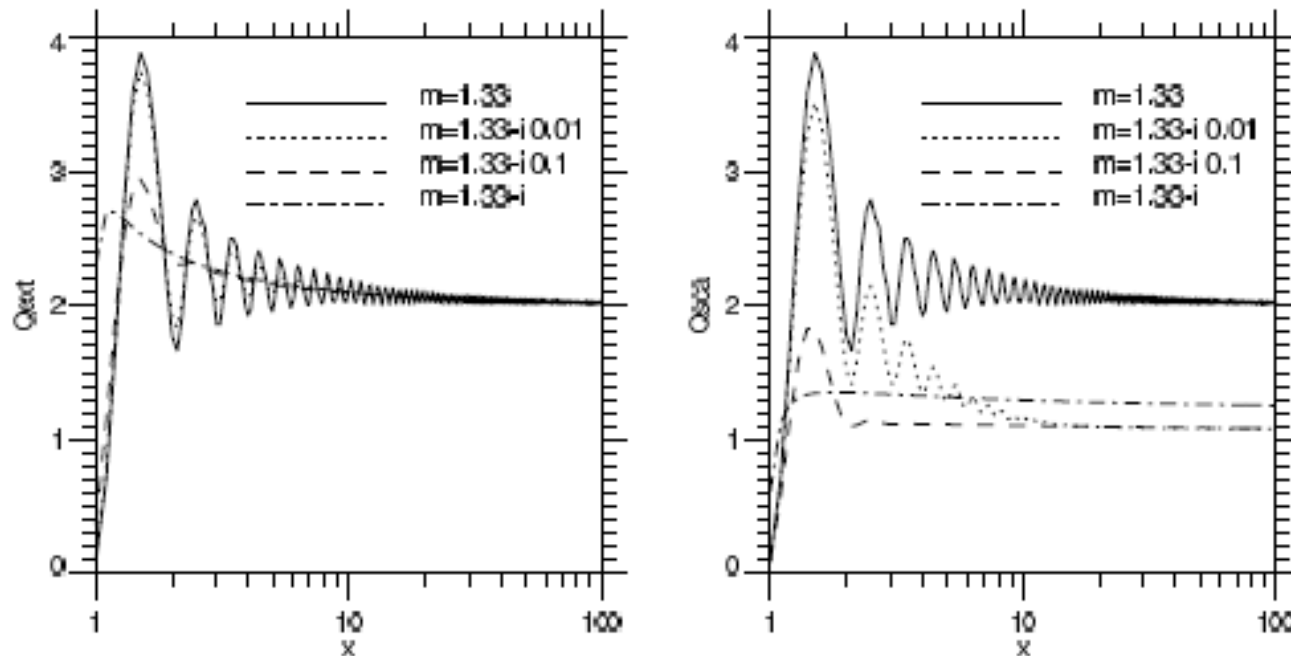


Figure 21. Extinction (upper panel) and Scattering (lower panel) efficiencies from a dielectric sphere having real component of refractive index $n=1.33$ for several imaginary components k , as a function of the dimensionless size parameter $x = \frac{2\pi r}{\lambda}$.



Transferência Radiativa do MCGA

Propriedades Óticas

Secções Transversais

Então calculamos as seções transversais como

$$\sigma_{sc} = (\pi D^2/4) Q_{sc}$$

$$\sigma_{abs} = (\pi D^2/4) Q_{abs}$$

$$\sigma_{ext} = (\pi D^2/4) Q_{ext}$$

NOTE: $\sigma_{ext} = \sigma_{sc} + \sigma_{abs}$, tem a mesma unidade de area.



Transferência Radiativa do MCGA

Propriedades Óticas

Secções Transversais

Então calculamos as seções transversais como

$$\sigma_{sc} = (\pi D^2/4) Q_{sc}$$

$$\sigma_{abs} = (\pi D^2/4) Q_{abs}$$

$$\sigma_{ext} = (\pi D^2/4) Q_{ext}$$

NOTE: $\sigma_{ext} = \sigma_{sc} + \sigma_{abs}$, tem a mesma unidade de area.



Transferência Radiativa do MCGA

Propriedades Óticas

Secções Transversais

E então calculamos os coeficientes de espalhamento, absorção e extinção como

$$\epsilon_{sc} = N \sigma_{sc} = N (\pi D^2/4) Q_{sc}$$

$$\epsilon_{abs} = N \sigma_{abs} = N (\pi D^2/4) Q_{abs}$$

$$\epsilon_{ext} = N \sigma_{ext} = N (\pi D^2/4) Q_{ext}$$

onde N é a concentração numérica das partículas com diâmetro D .

Propriedades ópticas para distribuição de tamanho

NOTE: $\epsilon_{ext} = \epsilon_{sc} + \epsilon_{abs}$, tem a mesma unidade do inverso do comprimento de onda.



Transferência Radiativa do MCGA

Propriedades Óticas

Secções Transversais

Conhecendo a densidade das partículas podemos calcular o coeficiente de extinção em massa

$$\alpha_{ext} = \frac{\varepsilon_{ext}}{\rho_p}$$

Onde ρ_p é a densidade de massa [kg/m³]



Transferência Radiativa do MCGA

Propriedades Óticas

Importante Lembrar

A **teoria de Mie** é usada quando o parâmetro de tamanho **x é cerca de 1** (partícula aproximadamente do mesmo tamanho que o comprimento de onda).

Se **x << 1** (partículas pequenas comparadas com o comprimento de onda) usamos o regime de Rayleigh, no qual espalhamento e coeficiente de extinção são dados por expressões aproximadas.

Regime de Rayleigh: $Q_{scat} = \frac{1}{\lambda^4}$ e $Q_{abs} = \frac{1}{\lambda}$

Se **x >> 1** (partículas grandes em comparação com o comprimento de onda), usamos o regime geométrico. Se o parâmetro de tamanho aumenta, a eficiência de extinção se aproxima de 2.



Transferência Radiativa do MCGA

Propriedades Óticas

Importante Lembrar

Se quisermos saber como a radiação será atenuada na atmosfera por aerossóis, gases e/ou nuvens.

Precisamos resolver uma **equação de transferência de radiação**, que requer informações sobre propriedades ópticas dos gases e particulados (como :

coeficientes de extinção,
albedo de espalhamento único,
função de fase de espalhamento, etc.).



Transferência Radiativa do MCGA

Propriedades Óticas

Função de Fase de Espalhamento

A função de fase de espalhamento descreve o espalhamento dependente do ângulo da luz incidente sobre uma partícula.

Para uma partícula de aerossol sem direção de emergência preferencial, a função de fase depende apenas do ângulo relativo θ entre os feixes incidente e emergente, e é dada por

$$P(\theta) = \frac{4\pi}{\sigma_{scat}} \frac{d\sigma_{scat}}{d\theta}$$



Transferência Radiativa do MCGA

Propriedades Óticas

Parâmetro de Assimetria

O parâmetro de assimetria g é definido como a média ponderada pela intensidade do cosseno do ângulo de espalhamento:

$$g = \langle \cos \theta \rangle = \frac{1}{2} \int_0^\pi \sin(\theta) \cos(\theta) P(\theta) d\theta$$



Transferência Radiativa do MCGA

Propriedades Óticas

Albedo de Espalhamento

O albedo de espalhamento única, ω_0 , é definido como

$$\omega = \frac{\mathcal{E}_{scat}}{\mathcal{E}_{scat} + \mathcal{E}_{abs}}$$

NOTA: o albedo de espalhamento único é uma característica óptica de aerossol que é a chave na avaliação dos efeitos radiativos devido a aerossóis.



Transferência Radiativa do MCGA

Propriedades Óticas

Extinção da gota na nuvem

A **extinção da gota na nuvem** é proporcional à área total da superfície da gota:

$$\sigma_{ext} = \int_0^{\infty} Q_{ext}(r) \pi r^2 n(r) dr$$

$$\sigma_{sc} = (\pi D^2/4) Q_{sc}$$

$$\sigma_{abs} = (\pi D^2/4) Q_{abs}$$

$$\sigma_{ext} = (\pi D^2/4) Q_{ext}$$

onde r é o raio da gota, $n(r)$ é o número de gotas da nuvem com raio r e $Q_{ext}(r)$ é o fator de eficiência Mie.

$Q_{ext}(r)$ se aproxima assintoticamente de 2 para gotículas de água de tamanho grande ($r > 2 \mu m$; Seinfeld e Pandis (2006)).

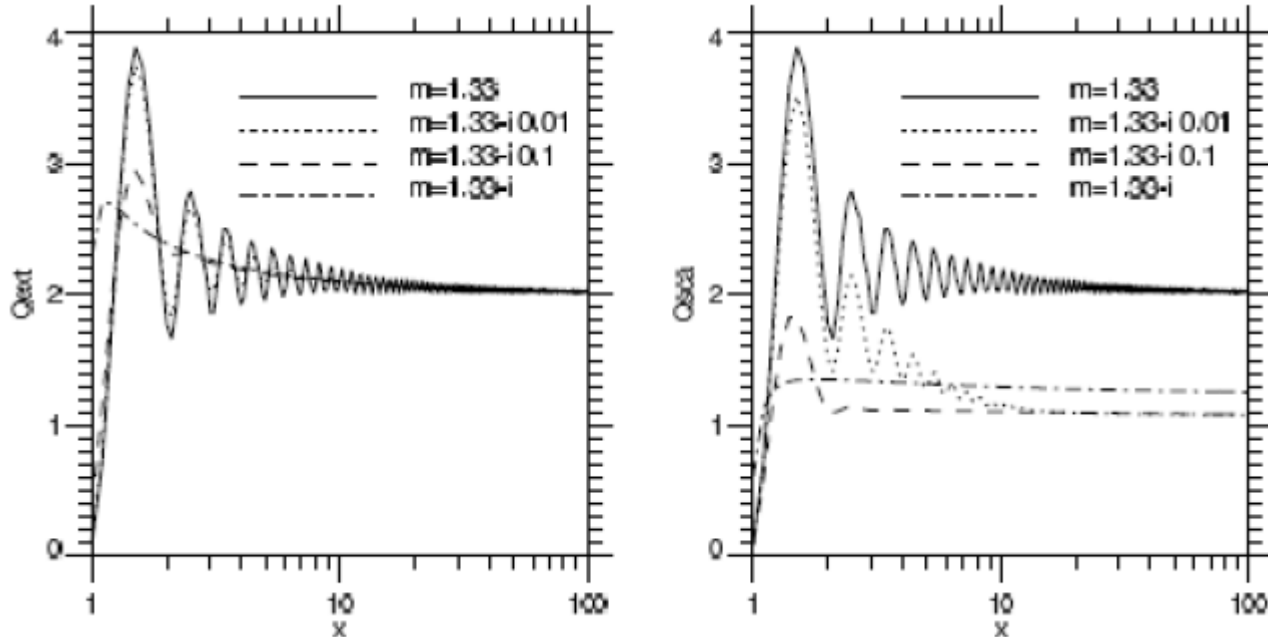


Transferência Radiativa do MCGA

Propriedades Óticas

Propriedades Óticas

$Q_{ext}(r)$ se aproxima assintoticamente de 2 para gotículas de água de tamanho grande ($r > 2 \mu m$; Seinfeld e Pandis (2006)).



A eficiência extinção (Q_{ext} painel esquerdo) e Scattering (Q_{sca} painel direito) de uma esfera dielétrica tendo a componente real do índice de refração $n=1.33$ para várias componente imaginárias k , em função do parâmetro de tamanho dimensional $x = \frac{2\pi r}{\lambda}$



Transferência Radiativa do MCGA

Propriedades Ópticas

profundidade óptica da nuvem

$$\tau = \int_0^H \sigma_{ext}(h) dh$$

onde H é a espessura da nuvem e σ_{ext} é a extinção da gota da nuvem calculada a partir da distribuição simulada do tamanho da gota da nuvem

Extinção por um conjunto de partículas

$$\frac{I}{I_0} = \exp(-\varepsilon_{ext} z) = \exp(-\tau)$$

onde $\tau = \varepsilon_{ext} z$ é a profundidade óptica do aerossol e I_0 é a intensidade incidente.



Transferência Radiativa do MCGA

Propriedades Ópticas

profundidade óptica da nuvem

O **coeficiente de extinção** de N partículas de diâmetro D (distribuição monodispersa), índice de refração m e no comprimento de onda λ é

$$\varepsilon_{ext}(\lambda) = \frac{\pi D^2}{4} N Q_{ext}(m, x)$$

com população de partículas de tamanhos diferentes, ε_{ext} é dado por

$$\varepsilon_{ext}(\lambda) = \int_0^{D_p^{max}} \frac{\pi D_p^2}{4} Q_{ext}(m, x) n(D_p) dD_p ,$$

onde D_p^{max} é o limite superior do diâmetro da partícula.



Transferência Radiativa do MCGA

Propriedades Ópticas

profundidade óptica da nuvem

Usando a função de distribuição de massa,

$$n_M(D_p) = \rho_p \frac{\pi D_p^3}{6} n(D_p),$$

Substituindo $n(D_p)$ na expressão do coeficiente de extinção ε_{ext} , obtemos

$$\varepsilon_{ext}(\lambda) = \int_0^{D_p^{max}} \frac{3}{2\rho_p D_p} Q_{ext}(m, x) n(D_p) dD_p$$

que pode ser expresso como

$$\varepsilon_{ext}(\lambda) = \int_0^{D_p^{max}} E_{ext}(m, \lambda, D_p) n(D_p) dD_p$$



Transferência Radiativa do MCGA

Propriedades Ópticas

profundidade óptica da nuvem

$$\varepsilon_{\text{ext}}(\lambda) = \int_0^{D_p^{\text{max}}} E_{\text{ext}}(m, \lambda, D_p) n(D_p) dD_p$$

Onde:

$$E_{\text{ext}}(m, \lambda, D_p) = \frac{3}{2\rho_p D_p} Q_{\text{ext}}(m, x)$$

é a eficiência da extinção em massa.

Transferência Radiativa do MCGA

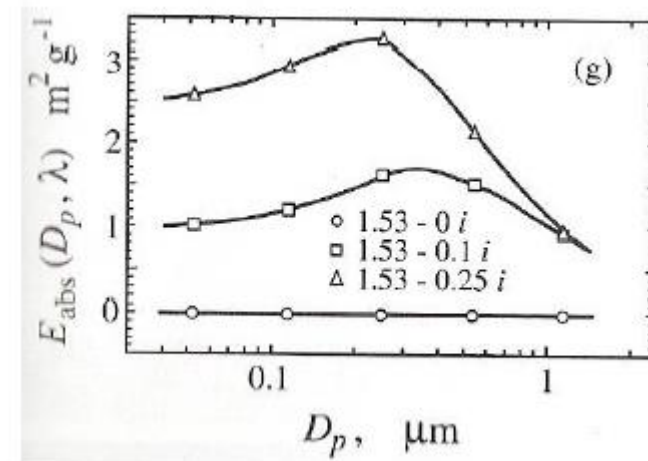
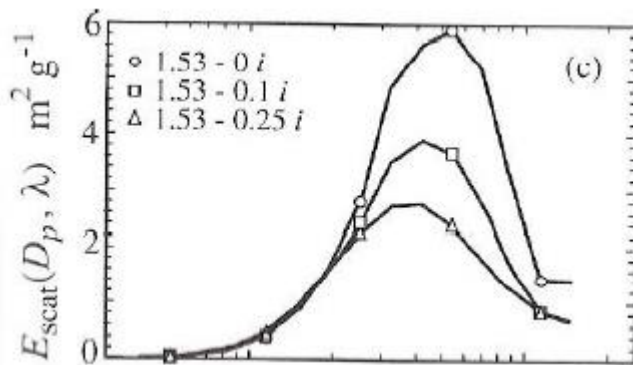
Propriedades Ópticas

profundidade óptica da nuvem

Da mesma forma, as eficiências de dispersão e absorção de massa são

$$E_{scat}(m, \lambda, D_p) = \frac{3}{2\rho_p D_p} Q_{scat}(m, x)$$

$$E_{abs}(m, \lambda, D_p) = \frac{3}{2\rho_p D_p} Q_{abs}(m, x)$$



Eficiências de dispersão e absorção de massa para materiais com índices de refração $m=n+ik$, com $n=1,53$ e $k=0, -0,1, -0,25$ (Seinfeld e Pandis, 1998).



Transferência Radiativa do MCGA

Propriedades Ópticas

profundidade óptica da nuvem

Assumindo uma camada de aerossol espacialmente uniforme de profundidade h com uma distribuição de tamanho $n(D_p)$.

A profundidade óptica do aerossol é dada por $\tau = \varepsilon_{ext}h$ e ε_{ext} é calculada pela integração da extinção de massa sobre todos os raios.

Como primeira aproximação, a distribuição do tamanho do aerossol pode ser aproximada como monodispersa com uma concentração numérica N e um raio efetivo r_e , e

$$\tau = hN\pi r_e^2 Q_{ext}$$

Conhecendo a concentração do aerossol



Transferência Radiativa do MCGA

Propriedades Ópticas

profundidade óptica da nuvem

Conhecendo a concentração do aerossol m , de densidade ρ_p

$$m = \frac{4}{3} \pi r_e^3 \rho_p N$$

a profundidade óptica do aerossol pode ser facilmente calculada a partir da fórmula simples:

$$\tau = \frac{3Q_{ext}mh}{4r_e\rho_p} = \frac{3Q_{ext}M}{4r_e\rho_p}$$

onde M é a massa verticalmente integrada na coluna [kg.m^{-2}].



Transferência Radiativa do MCGA

Propriedades Ópticas

Albedo da nuvem

$$albedo = \frac{\sqrt{3}(1 - g)\tau}{2 + \sqrt{3}(1 - g)\tau}$$

τ é a profundidade ótica da nuvem

g é o parâmetro de espalhamento assimétrica

O albedo é estimado com base na profundidade ótica da nuvem e no parâmetro de espalhamento assimétrico .

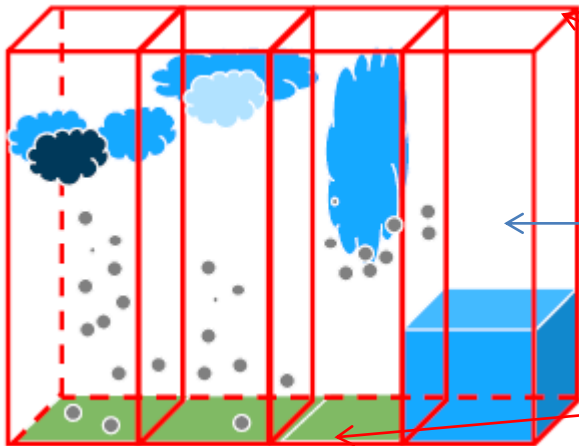
(aproximado de 0,85 com base no cálculo do espalhamento de Mie).

Ondas Curtas

$$\frac{I_{\lambda}(S)}{k_{\lambda}\rho d_S} = I_{\lambda} + B_{\lambda}(T) + J_{\lambda}$$

Assumindo um Plano Paralelo

A atmosfera varia mais na vertical em relação a horizontal



Fluxo radiativos podem ser calculados da distribuição vertical e local dos parâmetros tal como condições de contorno na superfície e no topo da atmosfera

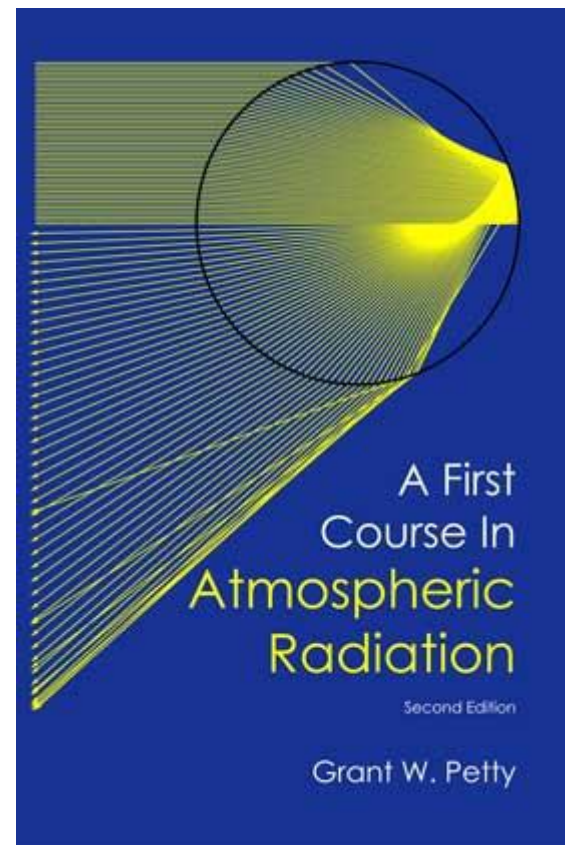
A atmosfera é tratada em colunas individuais

Aproximação de dois fluxos (2 Feixes)

Transferência radiativa 3D em termos de radiações monocromáticas $I(x, \Omega, \nu)$

Suposições adotadas mas não ideais:

- Radiações em todas as direções representado por apenas 2 (ou às vezes 4) direções discretas.
- A atmosfera dentro de uma grade de modelo é horizontalmente infinita e homogênea
- Detalhes das funções de fase representadas por um número, o fator de assimetria $g = \overline{\cos\theta}$



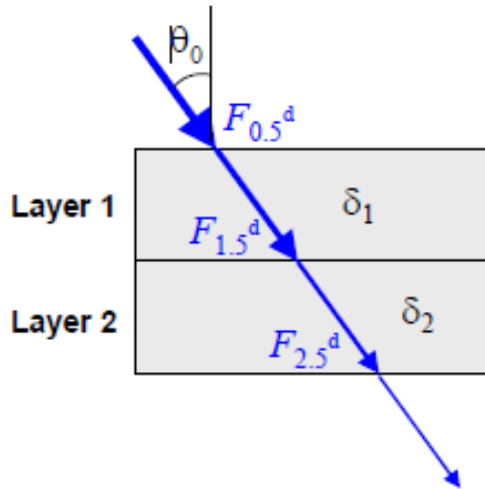
A transferência Radiativa 1D em termos de dois feixes monocromático $F^\pm(z, \nu)$ em
 $\frac{W}{m^2 Hz^1}$



Transferência Radiativa do MCGA

Aproximação de dois fluxos (2 Feixes)

Fluxo Solar Direto



$$\delta_i = \tau_i = \int_i^{i+1} k_e dz$$

Fluxo no TOA:

$$-F_{0.5}^d = S_o \cos(\theta_0)$$

Profundidade ótica do zênite na camada i é δ_i , calculada simplesmente como a integral vertical do **coeficiente de extinção** β_e através da camada

Os Fluxos Nas interfaces da camada são::

$$-F_{i+0.5}^d = -F_{i-0.5}^d e^{\left(\frac{-\delta_i}{\cos(\theta_0)}\right)}$$

No momento, assumimos que as camadas do modelo sejam horizontalmente homogêneas e infinitas: nenhuma representação do transporte de radiação entre as colunas adjacentes do modelo



Transferência Radiativa do MCGA

Aproximação de dois fluxos (2 Feixes)

$$F_U = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 I(\Omega) \mu d\mu$$

$$F_D = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{-1} I(\Omega) \mu d\mu$$

Aproximação de dois fluxos é tratar as irradiâncias descendente e ascendente como se fossem radiâncias colimadas propagando-se em alguns ângulos efetivos com ângulos de incidência cossenos, μ_0 e $-\mu_0$, respectivamente.

Nesse caso, a radiação espalhada tem apenas duas direções para seguir: para cima ou para baixo.

Isso simplifica consideravelmente a integral em (1).

Se considerarmos que alguma fração, f , do espalhamento de um feixe vai para frente (seguindo o fluxo), e o restante $(1-f)$ do espalhamento vai para trás (contrário ao fluxo), acabamos com apenas duas equações – uma para o fluxo ascendente e outra para o fluxo descendente, em vez de uma equação independente para cada direção Ω ,

As equações de duas correntes são as seguintes:



Transferência Radiativa do MCGA

Aproximação de dois fluxos (2 Feixes)

$$F_U = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 I(\Omega) \mu d\mu$$

$$F_D = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{-1} I(\Omega) \mu d\mu$$

As equações de duas correntes são as seguintes:

$$\frac{dF_D}{d\tau} = -\frac{1}{\mu_0} F_D + \frac{1}{\mu_0} \omega_0 f F_D + \frac{1}{\mu_0} \omega_0 (1-f) F_U$$
$$\frac{dF_U}{d\tau} = -\frac{1}{-\mu_0} F_U + \frac{1}{-\mu_0} \omega_0 f F_U + \frac{1}{-\mu_0} \omega_0 (1-f) F_D$$

Essas duas equações para duas incógnitas podem ser resolvidas diretamente.

Primeiro definimos duas quantidades que precisaremos para as soluções:

$$\frac{dF_D}{d\tau} = -\frac{1}{\mu_0} F_D + \frac{1}{\mu_0} \omega_0 f F_D + \frac{1}{\mu_0} \omega_0 (1-f) F_U$$

$$\frac{dF_U}{d\tau} = -\frac{1}{-\mu_0} F_U + \frac{1}{-\mu_0} \omega_0 f F_U + \frac{1}{-\mu_0} \omega_0 (1-f) F_D$$

Primeiro definimos duas quantidades que precisaremos para as soluções:

$$F_N = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 I(\Omega) \mu d\mu = F_D - F_U$$

$$F_A = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 I(\Omega) d\mu = (F_D + F_U) / \mu_0$$

O fluxo líquido, F_N , é o transporte líquido de energia através de uma superfície, contabilizando os fluxos ascendentes e descendentes.

O fluxo líquido, F_A , é uma medida da intensidade total da luz calculada em todas as direções.

F_A é a quantidade usada ao calcular j taxas na fotoquímica.



Transferência Radiativa do MCGA

Aproximação de dois fluxos (2 Feixes)

Pense em F_N como a radiação líquida que atravessa um plano de área unitária e F_A como a radiação incidente em uma esfera de área unitária.

Usando as equações anteriores, pode ser re combinado linearmente para se tornar:

$$\frac{dF_N}{d\tau} = -F_A + \omega_0 f F_A + \omega_0 (1-f) F_A$$
$$\mu_0^2 \frac{dF_A}{d\tau} = -F_N + \omega_0 f F_N - \omega_0 (1-f) F_N$$

que pode ser reduzido a

$$\frac{dF_N}{d\tau} = -F_A (1 - \omega_0)$$
$$\mu_0^2 \frac{dF_A}{d\tau} = -F_N (1 - \omega_0 g)$$



Transferência Radiativa do MCGA

Aproximação de dois fluxos (2 Feixes)

$$\frac{dF_N}{d\tau} = -F_A(1 - \omega_0)$$

$$\mu_0^2 \frac{dF_A}{d\tau} = -F_N(1 - \omega_0 g)$$

Introduzimos a aproximação de que $f = (1/2 + g/2)$, onde **g é o parâmetro de assimetria** (cosseno médio do espalhamento; 1º momento da função de fase;).

As equações Acima representam a solução para a aproximação de 2 fluxos,



Transferência Radiativa do MCGA

Aproximação de dois fluxos (2 Feixes)

Equações de Dois Fluxos para Fluxo de Radiação Difusa

$$\frac{dF_D}{d\tau} = -\frac{1}{\mu_0} F_D + \frac{1}{\mu_0} \omega_0 f F_D + \frac{1}{\mu_0} \omega_0 (1-f) F_U$$
$$\frac{dF_U}{d\tau} = -\frac{1}{-\mu_0} F_U + \frac{1}{-\mu_0} \omega_0 f F_U + \frac{1}{-\mu_0} \omega_0 (1-f) F_D$$

Gradiente do Fluxo com a altura

Perda do Fluxo por espalhamento ou absorção

Ganho no Fluxo por espalhamento de outras direções

• Downwelling flux:

$$\frac{\partial F^-}{\partial z} = -\beta_e (\gamma_1 F^- - \gamma_2 F^+) + S^-$$

• Upwelling flux:

$$\frac{\partial F^+}{\partial z} = -\beta_e (\gamma_1 F^+ - \gamma_2 F^-) + S^+$$

Fonte de Espalhamento do feixe solar direto (shortwave) ou emissão (longwave)

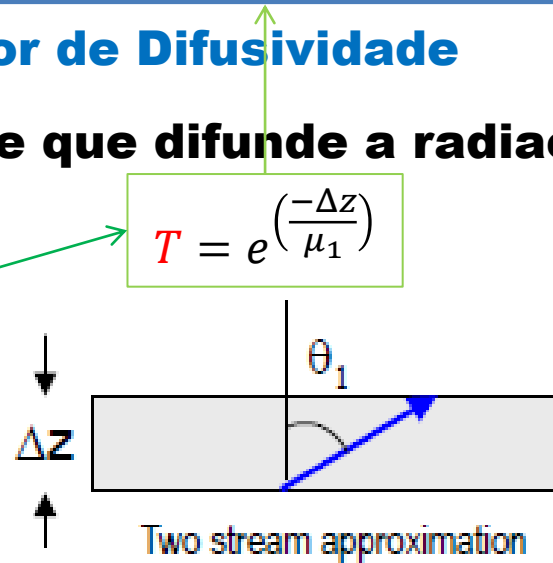
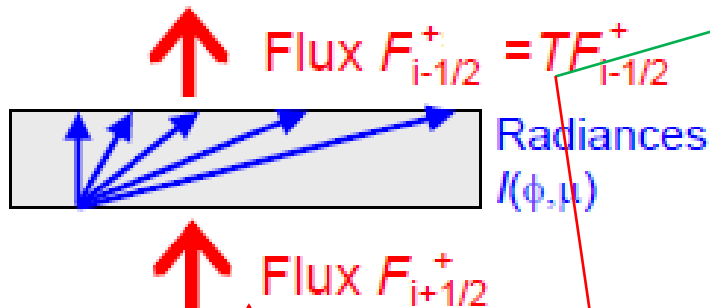
• Onde os coeficientes γ_1 e γ_2 são funções simples de fator de assimetria γ_1 e albedo simples de espalhamento γ_2 (após escalonamento do delta-Eddington) e μ_1 , o cosseno do ângulo zênite efetivo de radiação difusa.

Transferência Radiativa do MCGA

Aproximação de dois fluxos (2 Feixes)

Angulo de Dois Fluxos / Fator de Difusividade

$\mu_1 = \cos(\theta_1)$ é o ângulo efetivo do zênite que difunde a radiação e para obter a transmitância certa T



$$T = e^{\left(\frac{-\Delta z}{\mu_1}\right)}$$

$$T = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^1 I(\phi, \mu) e^{\left(\frac{-\Delta z}{\mu}\right)} \mu d\mu d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^1 I(\phi, \mu) \mu d\mu d\phi}$$

$$\frac{\partial F^-}{\partial z} = -\beta_e(\gamma_1 F^- - \gamma_2 F^+) + S^-$$

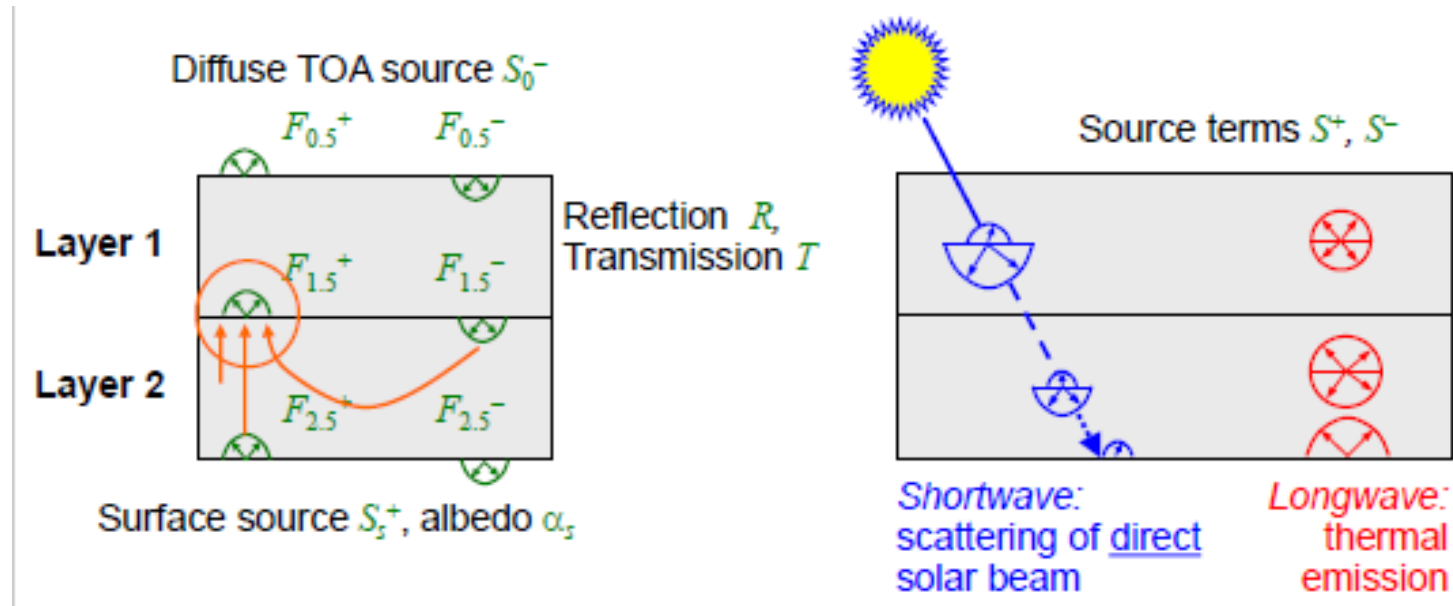
$$\frac{\partial F^+}{\partial z} = -\beta_e(\gamma_1 F^+ - \gamma_2 F^-) + S^+$$

- A maioria dos esquemas de ondas longas usa o fator de difusividade Elsasser (1942) de $\frac{1}{\mu_1} = 1.66$, equivalente a $\theta_1 = 53^\circ$

Transferência Radiativa do MCGA

Aproximação de dois fluxos (2 Feixes)

Esquema de Dois Fluxos Discretizado



As equações relacionando os fluxos difuso entre dois níveis tem a forma:

$$F_{i+0.5}^+ = T_i F_{i+1.5}^+ + R_i F_{i-0.5}^- + S_i^+$$

$$F_{i+1.5}^- = T F_{i+0.5}^- + R_i F_{i+1.5}^+ + S_i^-$$

- Termos T , R e S são encontrados na resolvendo a equações de dois fluxos para camadas homogêneas simples :as soluções são dadas por Meador e Weaver (1980)



Transferência Radiativa do MCGA

Aproximação de dois fluxos (2 Feixes)

Solução do Esquema de Dois Fluxos Discretizado para uma atmosfera de duas camadas

- Resolva o seguinte sistema de equações tri-diagonal

$$F_{i+0.5}^+ = T_i F_{i+1.5}^+ + R_i F_{i-0.5}^- + S_i^+$$

$$F_{i+0.5}^+ - R_i F_{i-0.5}^- - T_i F_{i+1.5}^+ = S_i^+$$

$$\begin{pmatrix} 1 & & & & \\ 1 & -R_1 & -T_1 & & \\ & -T_1 & -R_1 & 1 & \\ & & 1 & -R_2 & -T_2 \\ & & & -T_2 & -R_2 & 1 \\ & & & & 1 & -\alpha_s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F_{0.5}^+ \\ F_{0.5}^- \\ F_{1.5}^+ \\ F_{1.5}^- \\ F_{2.5}^+ \\ F_{2.5}^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_0^- \\ S_1^+ \\ S_1^- \\ S_2^+ \\ S_2^- \\ S_s^+ \end{pmatrix}$$

- Eficiente para resolver e simples para estender a mais camadas
- Esquemas típicos também incluem tratamentos separados para atmosfera com nuvens e céu claro



Transferência Radiativa do MCGA

Aproximação de dois fluxos (2 Feixes)

O esquema de dois fluxo até agora foi tratada de forma monocromatica.

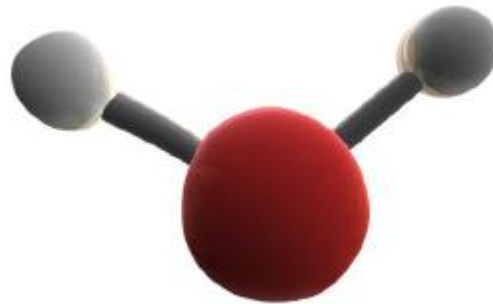


Transferência Radiativa do MCGA

Aproximação de dois fluxos (2 Feixes)

Part 3: Absorção e Emissão por Gases

A Parte 2 considerou apenas a transferência radiativa monocromática



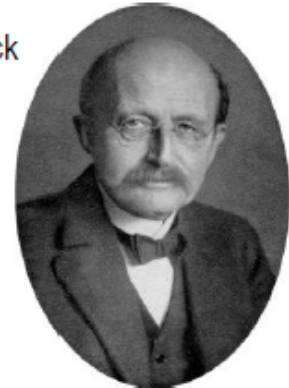
- **O que causa os espectros complexos de emissão / absorção de gases?**
- **Como representamos isso de forma eficiente nos modelos**

Transferência Radiativa do MCGA

Aproximação de dois fluxos (2 Feixes)

Part 3: Absorção e Emissão por Gases

Max Planck



Planck's law

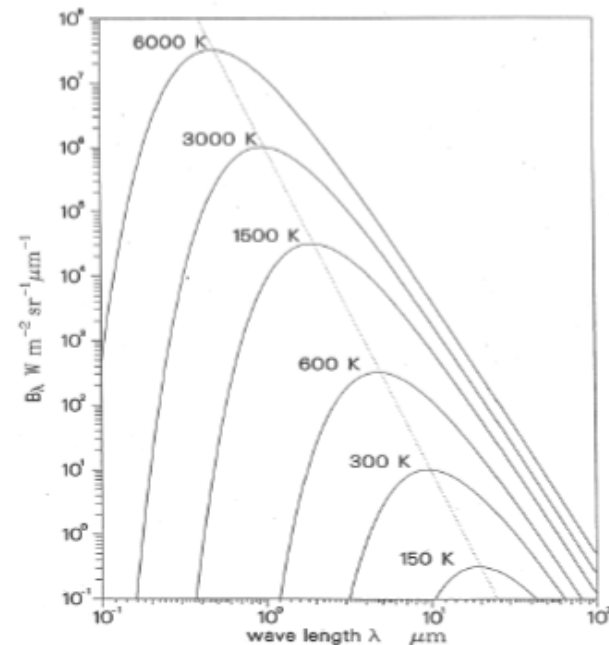
- Spectral radiance [$\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{Hz}^{-1}$] emitted by a black body at temperature T is

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left\{ \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right\}^{-1}$$

h = Planck's constant $6.626 \times 10^{-34} \text{ J s}$
 k = Boltzmann's const $1.381 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
 c = speed of light $299792458 \text{ m s}^{-1}$

- Can change to per-unit-wavelength via $B_\nu d\nu = B_\lambda d\lambda$:

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \left\{ \exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1 \right\}^{-1}$$





Transferência Radiativa do MCGA

Aproximação de dois fluxos (2 Feixes)

A função Planck possui um espectro contínuo a todas as temperaturas: emissão máxima possível por meio em equilíbrio térmico

- **A absorção por gases é uma interação entre moléculas e fótons e obedece à mecânica quântica**
- **Não quantizado**: energia cinética $\sim kT / 2$
- **Quantizado**: mudanças nos níveis de energia ocorrem por etapas $\Delta E = h\Delta\nu$
- **energia rotacional**: linhas no infravermelho distante $\lambda > 20\mu\text{m}$
- **energia vibracional (+ rotacional)**: linhas a $1 < \lambda < 20\mu\text{m}$
- **energia eletrônica (+ vibr. + Rot.)**: Linhas no visível e UV

Esquemas de radiação são comparados a bancos de dados espectroscópicos a partir de medições em laboratório

- **Por exemplo, banco de dados HITRAN (Rothman et al. JQSRT 2009)**



Transferência Radiativa do MCGA

Aproximação de dois fluxos (2 Feixes)

Composição da atmosfera da Terra

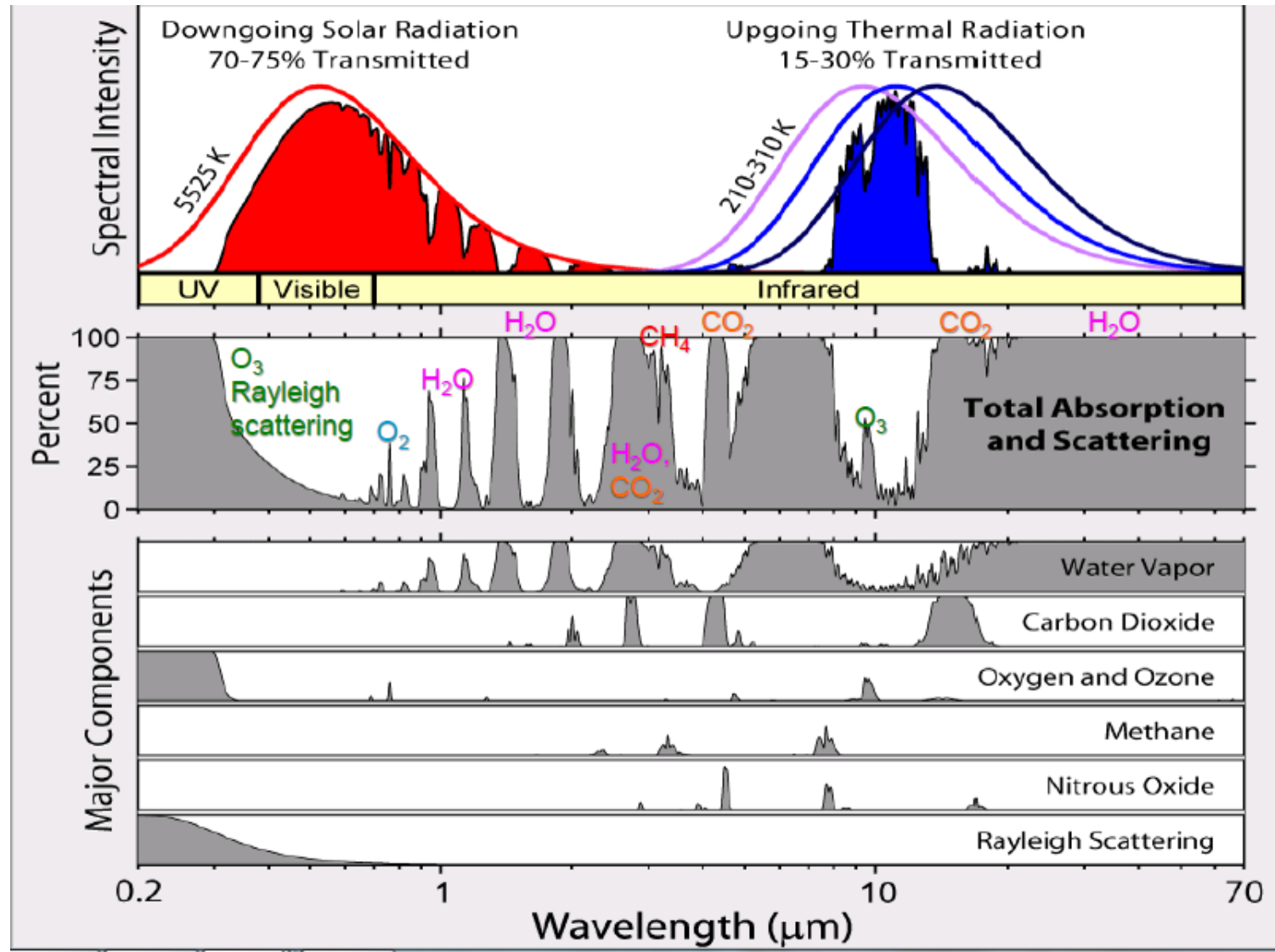
Gas	Parts by volume	Interaction
<u>Nitrogen</u> (N ₂)	780,840 ppmv (78.084%)	SW (Rayleigh)
<u>Oxygen</u> (O ₂)	209,460 ppmv (20.946%)	SW (Ray+abs)
<u>Water vapour</u> (H ₂ O)	~0.40% full atmosphere, surface ~1%-4%	LW, SW (abs)
<u>Argon</u> (Ar)	9,340 ppmv (0.9340%)	
<u>Carbon dioxide</u> (CO ₂)	390 ppmv (0.039%) <i>rising</i>	LW, SW (abs)
<u>Neon</u> (Ne)	18.18 ppmv (0.001818%)	
<u>Helium</u> (He)	5.24 ppmv (0.000524%)	
<u>Methane</u> (CH ₄)	1.79 ppmv (0.000179%) <i>rising</i>	LW
<u>Krypton</u> (Kr)	1.14 ppmv (0.000114%)	
<u>Hydrogen</u> (H ₂)	0.55 ppmv (0.000055%)	
<u>Nitrous oxide</u> (N ₂ O)	0.319 ppmv (0.00003%) <i>rising</i>	LW
<u>Carbon monoxide</u> (CO)	0.1 ppmv (0.00001%)	
<u>Xenon</u> (Xe)	0.09 ppmv (9×10^{-6} %) (0.000009%)	
<u>Ozone</u> (O ₃)	0.0 to 0.07 ppmv (0 to 7×10^{-6} %)	LW, SW (abs)

SW “shortwave” solar radiation: Rayleigh scattering (blue sky) or absorption
LW “longwave” terrestrial infrared radiation: absorbing greenhouse gases

Transferência Radiativa do MCGA

Aproximação de dois fluxos (2 Feixes)

Composição da atmosfera da Terra



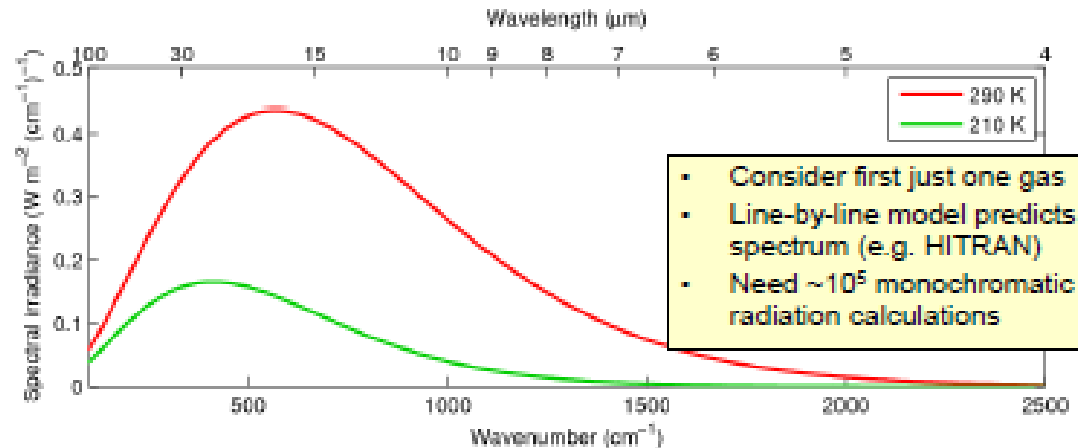
Transferência Radiativa do MCGA

Porque é muito caro computacionalmente?

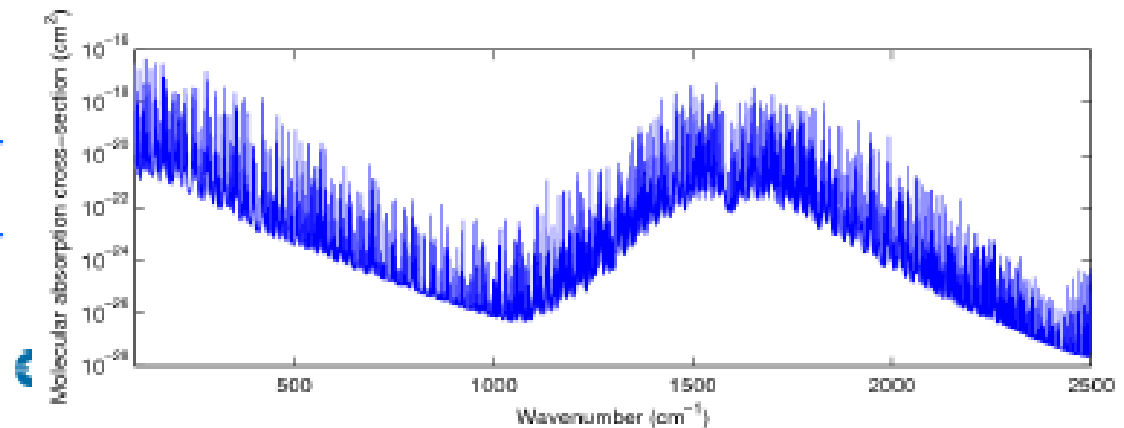
Considere Apenas o vapor de agua e veja quais os comprimento de ondas interagem com este gás.

$$B_{\lambda}(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \left\{ \exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1 \right\}^{-1}$$

Planck function



Water vapour spectrum

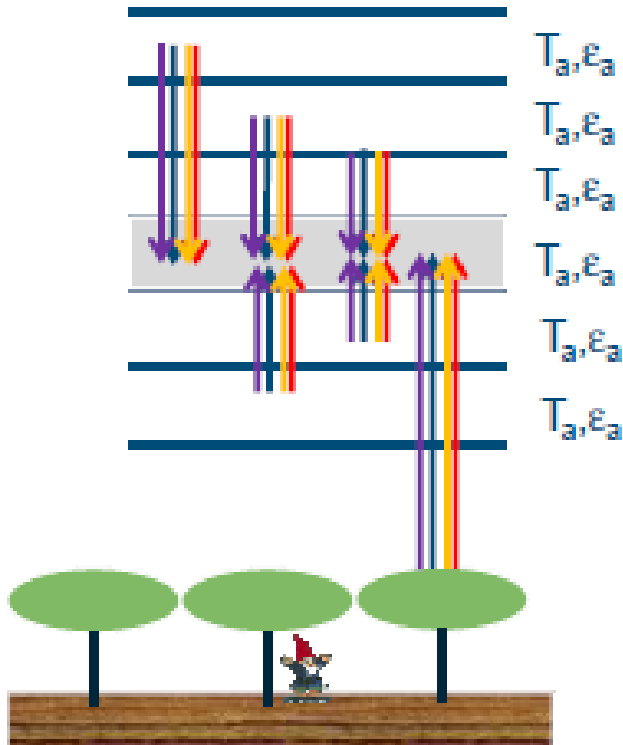


Porque é muito caro computacionalmente?

- Radiation is an integral:

$$\overline{F^{\uparrow\downarrow}}(z) = \int_{\Delta t} \int_{\infty} \int_{\Delta x} \int_{2\pi} I(z, \Omega, \mathbf{x}, \nu, t) d\Omega d\mathbf{x} d\nu dt$$

Deve ser calculado a absorção e a emissão para todas as camadas. E para cada passo de tempo



$$F_{i+0.5}^+ = T_i F_{i+1.5}^+ + R_i F_{i-0.5}^- + S_i^+$$

$$\overline{F^{\uparrow\downarrow}} = \int_{\Delta t} \int_{\infty} \int_{\Delta x} \int_{2\pi} I(z, \Omega, x, \nu, t) d\Omega dx d\nu dt$$

Onda Longa descendente L_{down}

Uma Aproximação monocromática Empírica

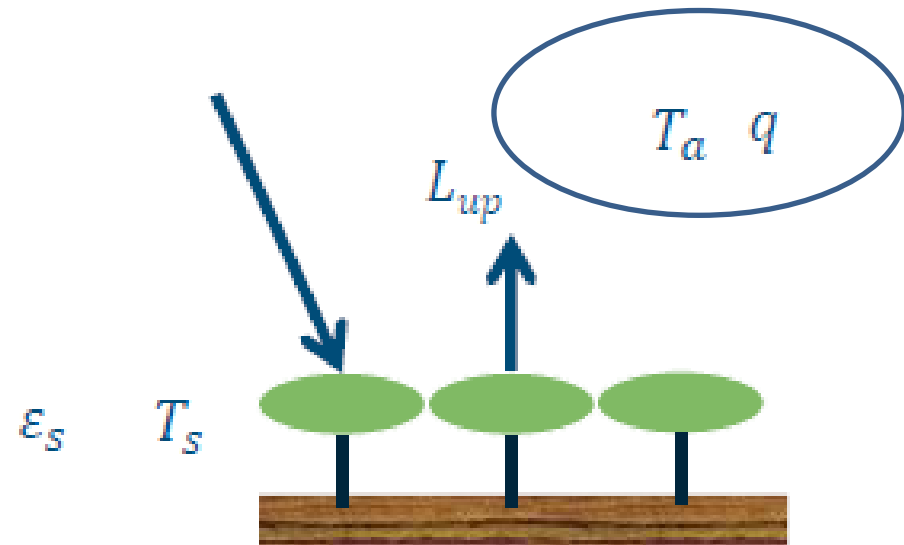
$$L^{\downarrow} = c + d\sigma T_a^4$$

$$c = -119$$

$$d = 16$$

$$L^* = \varepsilon_a \varepsilon_s \sigma T_a^4 - \varepsilon_s \sigma T_s^4 - (1 - \varepsilon_s) \varepsilon_a \sigma T_a^4$$

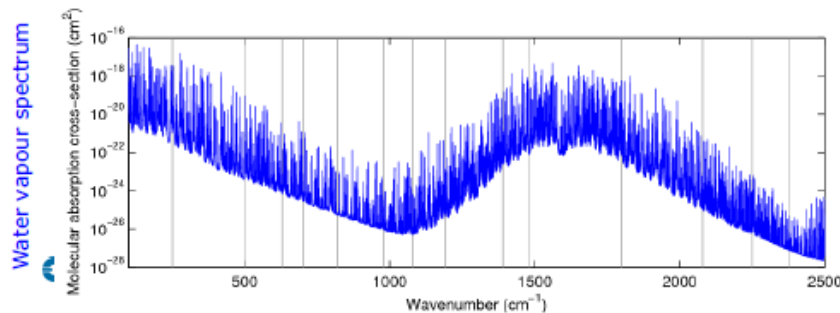
ε_a depende da umidade da ar e CO₂



No entanto, não usamos uma formulação empírica para um modelo 3D

Onda Longa linha por linha L_{down}

Aproximação two stream (2 fluxos)

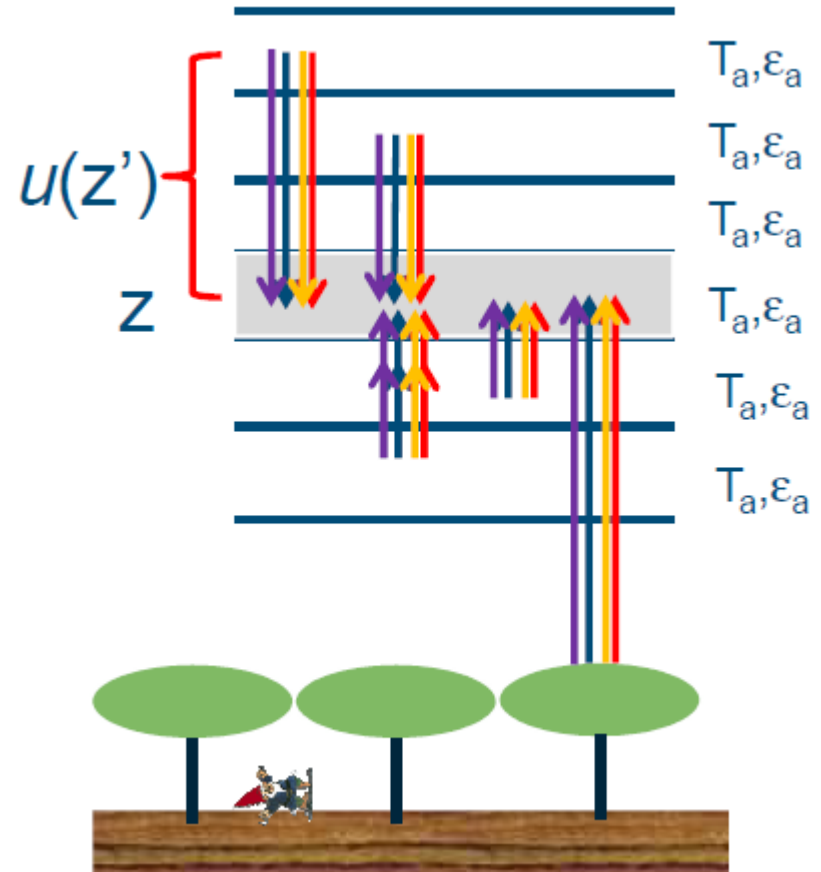


$$F_D(z) = \int_0^\infty \int_z^\infty \pi B_v(z') \frac{d\tau_v(z, z')}{dz'} dz' dv$$

Transmissão por um corpo negro

$$F_U(z) = \int_0^\infty \pi B_v(0) \tau_v(z, 0) dv + \dots \int_0^\infty \int_z^\infty \pi B_v(z') \frac{d\tau_v(z, z')}{dz'} dz' dv$$

$$\tau_v = e^{-\int_{u(z)}^{u(z')} k_v(T, P) du}$$



Transferência Radiativa do MCGA

Onda Longa linha por linha L_{down}

1. Fundamentos da **transferência radiativa de IR térmica**.

$$I_{\lambda}(s_1) = I_{\lambda}(0) \exp(-\tau_{\lambda}(s_1;0)) + \int_0^{s_1} \exp(-\tau_{\lambda}(s_1;s)) J_{\lambda} \beta_{e,\lambda} ds \quad [2.16]$$

Lembre-se da equação da transferência radiativa (2.16) para intensidades para cima e para baixo na atmosfera em um plano-paralelo

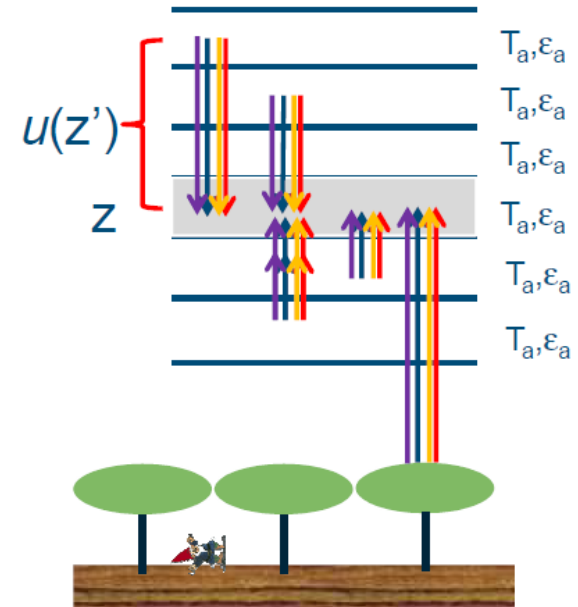
$$\mu \frac{dI_{\lambda}^{\uparrow}(\tau; \mu; \varphi)}{d\tau} = I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau; \mu; \varphi) - J_{\lambda}^{\uparrow}(\tau; \mu; \varphi) \quad [3.25a]$$

$$-\mu \frac{dI_{\lambda}^{\downarrow}(\tau; -\mu; \varphi)}{d\tau} = I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau; -\mu; \varphi) - J_{\lambda}^{\downarrow}(\tau; -\mu; \varphi) \quad [3.25b]$$

$$F_{i+0.5}^+ = T_i F_{i+1.5}^+ + R_i F_{i-0.5}^- + S_i^+$$

$$\overline{F^{\uparrow\downarrow}} = \int_{\Delta t} \int_{\infty} \int_{\Delta x} \int_{2\pi} I(z, \Omega, x, \nu, t) d\Omega dx d\nu dt$$

$$I_{\lambda}(s_1) = I_{\lambda}(s_0) e^{-\tau_{\lambda}(s_1;0)} + \int_0^{s_1} e^{-\tau_{\lambda}(s_1;s)} J_{\lambda} \beta_{e,\lambda} ds$$



$$\frac{I_{\lambda}(S)}{k_{\lambda} \rho d_S} = I_{\lambda} + B_{\lambda}(T)$$

absorção

Emissão

Transferência Radiativa do MCGA

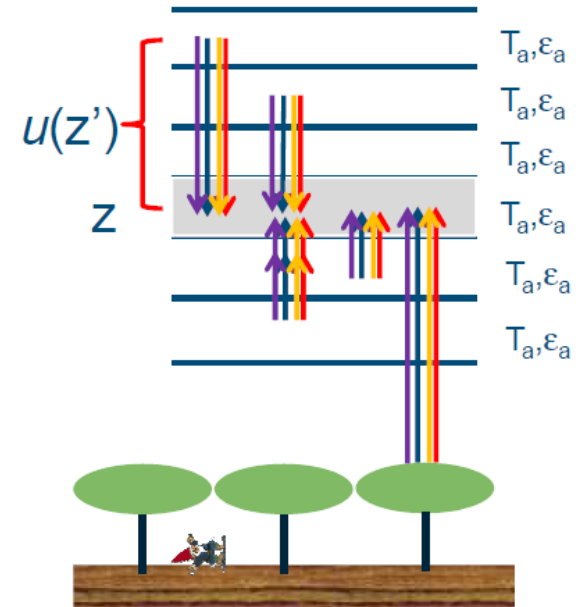
Onda Longa linha por linha L_{down}

1. Fundamentos da transferência **radiativa de IR térmica**.

e suas soluções

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau; \mu; \varphi) = I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau_*, \mu; \varphi) \exp\left(-\frac{\tau_* - \tau}{\mu}\right) + \frac{1}{\mu} \int_{\tau}^{\tau_*} \exp\left(-\frac{\tau' - \tau}{\mu}\right) J_{\lambda}^{\uparrow}(\tau'; \mu; \varphi) d\tau' \quad [3.26a]$$

$$I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau; -\mu; \varphi) = I_{\lambda}^{\downarrow}(0; -\mu; \varphi) \exp\left(-\frac{\tau}{\mu}\right) + \frac{1}{\mu} \int_0^{\tau} \exp\left(-\frac{\tau - \tau'}{\mu}\right) J_{\lambda}^{\downarrow}(\tau'; -\mu; \varphi) d\tau' \quad [3.26b]$$



$$\frac{I_{\lambda}(S)}{k_{\lambda} \rho d_S} = I_{\lambda} + B_{\lambda}(T)$$

absorção

Emissão

$$F_{i+0.5}^+ = T_i F_{i+1.5}^+ + R_i F_{i-0.5}^- + S_i^+$$

$$\overline{F^{\uparrow\downarrow}} = \int_{\Delta t} \int_{\infty} \int_{\Delta x} \int_{2\pi} I(z, \Omega, x, \nu, t) d\Omega dx d\nu dt$$

$$I_{\lambda}(s_1) = I_{\lambda}(s_0) e^{-\tau_{\lambda}(s_1; 0)} + \int_0^{s_1} e^{-\tau_{\lambda}(s_1; s)} J_{\lambda} \beta_{e, \lambda} ds$$

Transferência Radiativa do MCGA

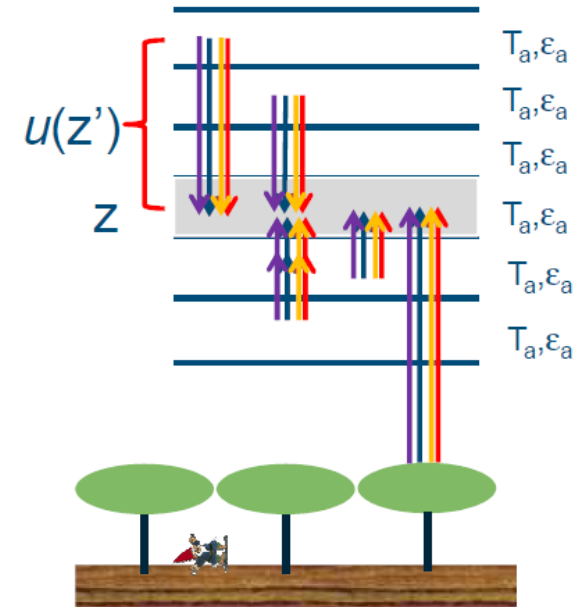
Onda Longa linha por linha L_{down}

1. Fundamentos da transferência radiativa de IR térmica.

Transferência radiativa infravermelha na atmosfera absorvendo/emetindo:

Para um meio não dispersante no equilíbrio termodinâmico local, a função de fonte é dada pela função de Planck $\beta_\lambda(T)$

$$\beta_{e,\lambda} = \beta_{a,\lambda} = k_{a,\lambda}\rho$$



Onde $\beta_{e,\lambda}$ e $\beta_{a,\lambda}$ são os coeficientes de extinção e absorção de por unidade de volume e $k_{a,\lambda}$ é o coeficiente de absorção por unidade de massa.

$$F_{i+0.5}^+ = T_i F_{i+1.5}^+ + R_i F_{i-0.5}^- + S_i^+$$

$$\overline{F^\uparrow} = \int_{\Delta t} \int_{\infty} \int_{\Delta x} \int_{2\pi} I(z, \Omega, x, \nu, t) d\Omega dx d\nu dt$$

$$I_\lambda(s_1) = I_\lambda(s_0) e^{-\tau_\lambda(s_1;0)} + \int_0^{s_1} e^{-\tau_\lambda(s_1;s)} J_\lambda \beta_{e,\lambda} ds$$

Transferência Radiativa do MCGA

Onda Longa linha por linha L_{down}

1. Fundamentos da transferência radiativa de IR térmica.

Supondo que a radiação infravermelha térmica da atmosfera da Terra seja independente do ângulo azimutal,

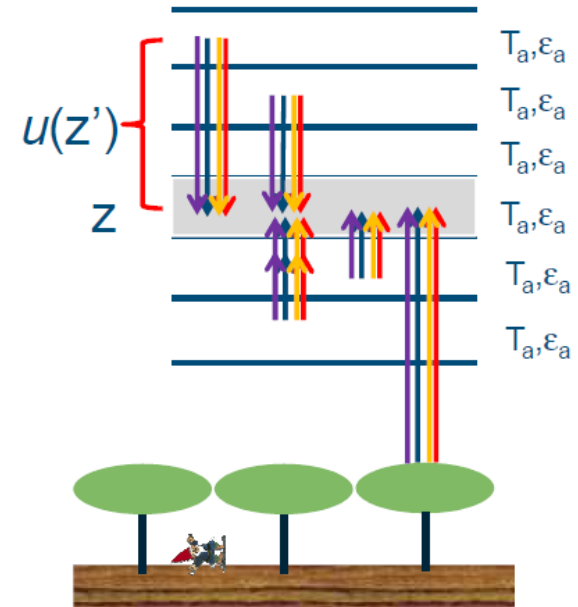
A equação da transferência radiativa infravermelha (no domínio do número de onda) para as **intensidades monocromáticas para cima e para baixo** pode ser expressa como:

$$\mu \frac{dI_v^\uparrow(\tau; \mu)}{d\tau} = I_v^\uparrow(\tau; \mu) - B_v(T)$$

[8.1a]

$$-\mu \frac{dI_v^\downarrow(\tau; -\mu)}{d\tau} = I_v^\downarrow(\tau; -\mu) - B_v(T)$$

[8.1b]



$$\frac{I_\lambda(S)}{k_\lambda \rho d_S} = I_\lambda + B_\lambda(T)$$

absorção

Emissão

Transferência Radiativa do MCGA

Onda Longa linha por linha L_{down}

1. Fundamentos da transferência radiativa de IR térmica.

As soluções

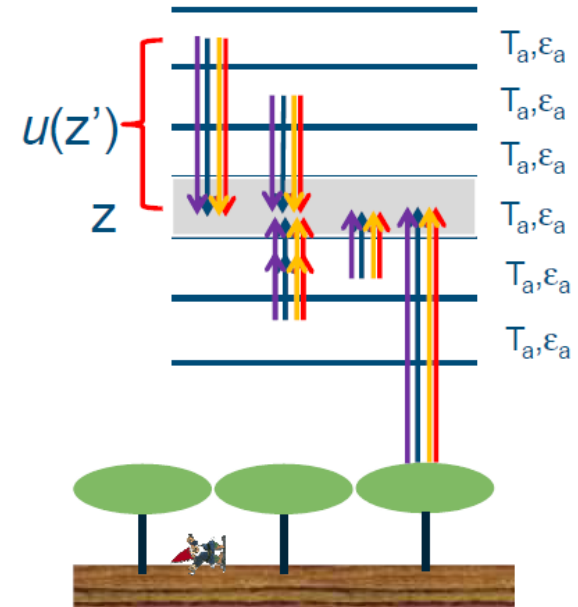
$$I_v^\uparrow(\tau; \mu) = I_v^\uparrow(\tau^*; \mu) \exp\left(-\frac{\tau^* - \tau}{\mu}\right) + \frac{1}{\mu} \int_{\tau}^{\tau^*} \exp\left(-\frac{\tau' - \tau}{\mu}\right) B_v(T(\tau')) d\tau' \quad [8.2a]$$

$$I_v^\downarrow(\tau; -\mu) = I_v^\downarrow(0; -\mu) \exp\left(-\frac{\tau}{\mu}\right) + \frac{1}{\mu} \int_0^{\tau} \exp\left(-\frac{\tau - \tau'}{\mu}\right) B_v(T(\tau')) d\tau' \quad [8.2b]$$

$$F_{i+0.5}^+ = T_i F_{i+1.5}^+ + R_i F_{i-0.5}^- + S_i^+$$

$$\overline{F^\uparrow} = \int_{\Delta t} \int_{\infty} \int_{\Delta x} \int_{2\pi} I(z, \Omega, x, \nu, t) d\Omega dx d\nu dt$$

$$I_\lambda(s_1) = I_\lambda(s_0) e^{-\tau_\lambda(s_1; 0)} + \int_0^{s_1} e^{-\tau_\lambda(s_1; s)} J_\lambda \beta_{e, \lambda} ds$$



$$\begin{pmatrix} 1 & & & & & \\ 1 & -R_1 & -T_1 & & & \\ & -T_1 & -R_1 & 1 & & \\ & & 1 & -R_2 & -T_2 & \\ & & & -T_2 & -R_2 & 1 \\ & & & & 1 & -\alpha_s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F_{0.5}^+ \\ F_{0.5}^- \\ F_{1.5}^+ \\ F_{1.5}^- \\ F_{2.5}^+ \\ F_{2.5}^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_0^- \\ S_1^+ \\ S_1^- \\ S_2^+ \\ S_2^- \\ S_s^+ \end{pmatrix}$$

Transferência Radiativa do MCGA

Onda Longa linha por linha L_{down}

1. Fundamentos da transferência radiativa de IR térmica.

Para resolver as Eqs. [8.2a, b] **para toda a atmosfera com profundidade óptica total**, são necessárias duas condições de contorno:

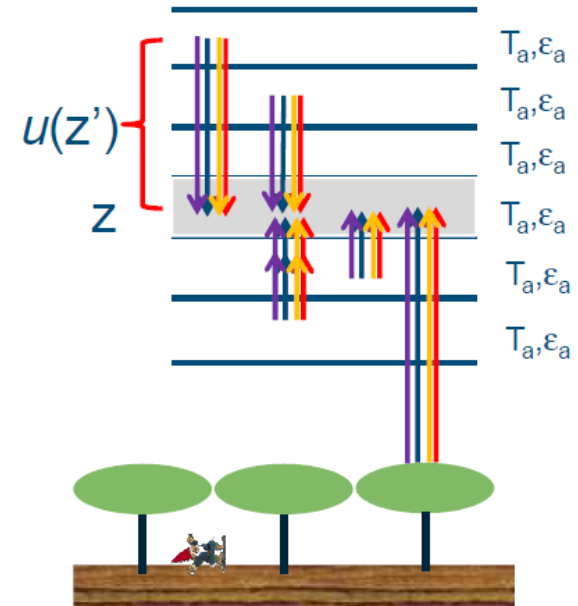
Superfície: pode ser considerado um corpo negro com a **temperatura da superfície T_s** .

Caso contrário, a emissividade espectral da superfície (ε_v) é introduzida.

$$I_v^\uparrow(\tau_v^*, \mu) = B_v(T_s) = B_v(T_s(\tau_v^*)) = B_v(\tau_v^*)$$

Topo da atmosfera (TOA) $\tau_v = 0$: nenhuma emissão térmica descendente

$$I_v^\downarrow(0, -\mu) = 0$$



Transferência Radiativa do MCGA

Onda Longa linha por linha L_{down}

1. Fundamentos da transferência radiativa de IR térmica.

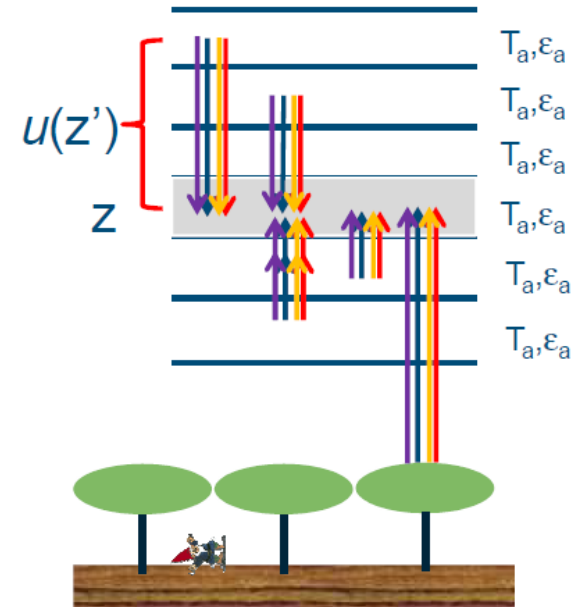
Usando as **condições de contorno acima**, as soluções (Eqs. 8.2a, b) para **intensidades monocromáticas** para cima e para baixo são

$$I_v^{\uparrow}(\tau; \mu) = B_v(\tau^*) \exp\left(-\frac{\tau^* - \tau}{\mu}\right) + \frac{1}{\mu} \int_{\tau}^{\tau^*} \exp\left(-\frac{\tau' - \tau}{\mu}\right) B_v(\tau') d\tau'$$

[8.3a]

$$I_v^{\downarrow}(\tau; -\mu) = \frac{1}{\mu} \int_0^{\tau} \exp\left(-\frac{\tau - \tau'}{\mu}\right) B_v(\tau') d\tau'$$

[8.3b]



As soluções para intensidades monocromáticas para cima e para baixo também podem ser expressas em termos de **transmitância monocromática**.

Transferência Radiativa do MCGA

Onda Longa linha por linha L_{down}

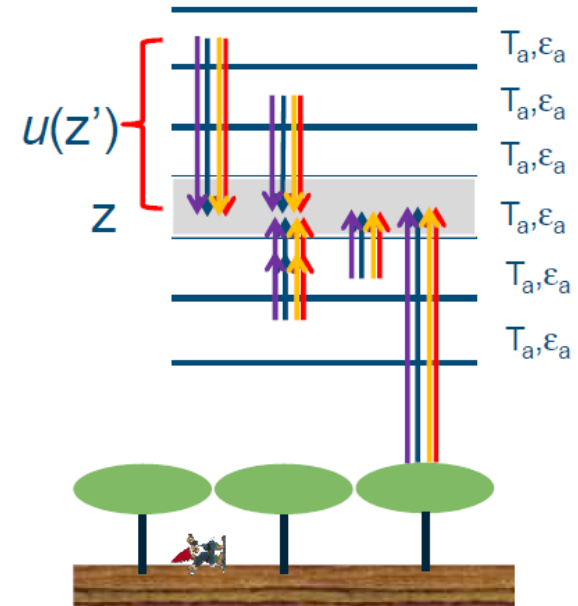
1. Fundamentos da transferência radiativa de IR térmica.

Por definição, a transmitância monocromática é

$$T_v(\tau, \mu) = \exp\left(-\frac{\tau_v}{\mu}\right)$$

e a forma diferencial é

$$\frac{dT_v(\tau, \mu)}{d\tau} = -\frac{1}{\mu} \exp\left(-\frac{\tau_v}{\mu}\right)$$



Transferência Radiativa do MCGA

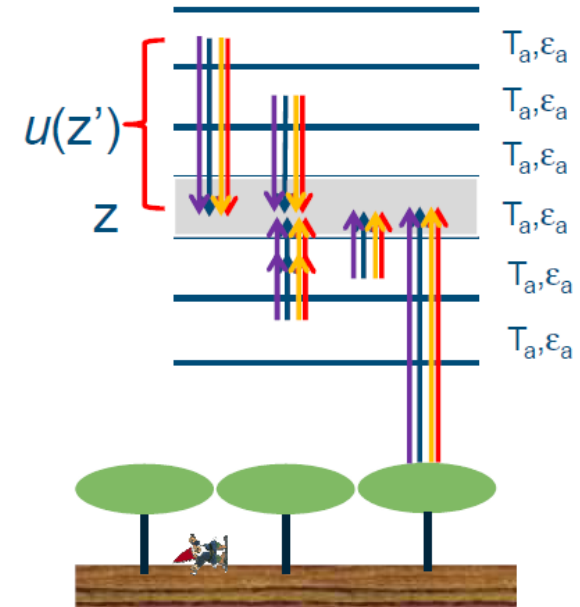
Onda Longa linha por linha L_{down}

1. Fundamentos da transferência radiativa de IR térmica.

Assim, as soluções formais para intensidades monocromáticas para cima e para baixo dadas pela Eq. [8.3a, b] em termos de transmitância são:

$$I_v^\uparrow(\tau; \mu) = B_v(\tau^*)T_v(\tau^* - \tau; \mu) - \int_\tau^{\tau^*} B_v(\tau') \frac{dT_v(\tau' - \tau; \mu)}{d\tau'} d\tau' \quad [8.4a]$$

$$I_v^\downarrow(\tau; -\mu) = \int_0^\tau B_v(\tau') \frac{dT_v(\tau - \tau'; \mu)}{d\tau'} d\tau' \quad [8.4b]$$



NOTA: A Eq. (8.4a,b) também pode ser escrita em **termos da função de peso**, definida como

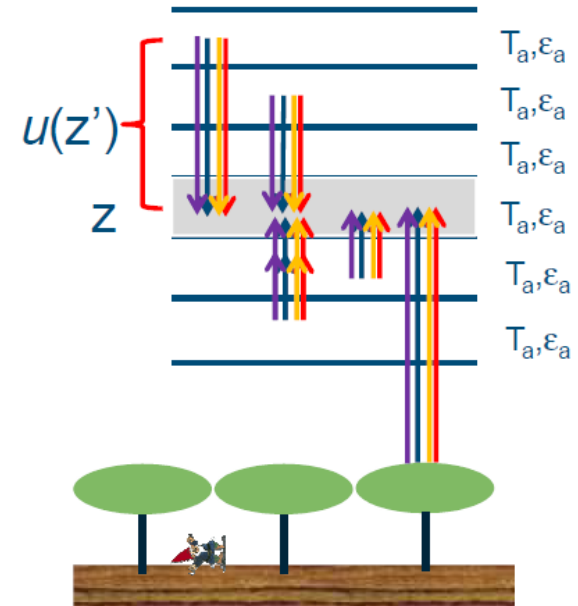
Transferência Radiativa do MCGA

Onda Longa linha por linha L_{down}

1. Fundamentos da transferência radiativa de IR térmica.

NOTA: A Eq. (8.4a,b) também pode ser escrita em termos da função de peso, definida como

$$W_v(\tau, \tau', \mu) = \left| \frac{dT_v(\tau - \tau', \mu)}{d\tau} \right| \quad [8.5]$$



Vamos reescrever as soluções da **equação de transferência radiativa para radiações** para cima e para baixo na coordenada de altitude z

$$\tau_v = \int_{z'}^z k_{a,v} \rho_{gas} dz'' \quad [8.6]$$

Transferência Radiativa do MCGA

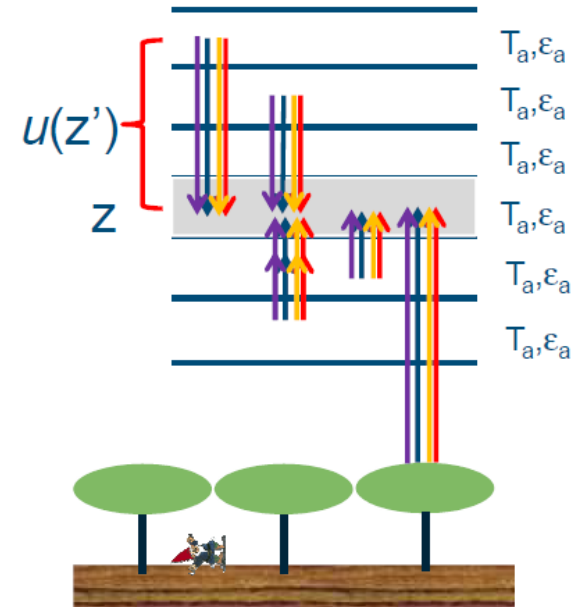
Onda Longa linha por linha L_{down}

1. Fundamentos da transferência radiativa de IR térmica.

Assim, a transmissão entre z e z' ao longo do caminho em μ é

$$T_v(z, z', \mu) = \exp\left(-\frac{1}{\mu} \int_{z'}^z k_{a,v} \rho_{gas} dz''\right) \quad [8.7]$$

$$\frac{dT_v(z, z', \mu)}{dz'} = -\frac{k_{a,v} \rho_{gas}}{\mu} \exp\left(-\frac{1}{\mu} \int_{z'}^z k_{a,v} \rho_{gas} dz''\right) \quad [8.8]$$



$$F_{i+0.5}^+ = T_i F_{i+1.5}^+ + R_i F_{i-0.5}^- + S_i^+$$

$$\overline{F^{\uparrow\downarrow}} = \int_{\Delta t} \int_{\infty} \int_{\Delta x} \int_{2\pi} I(z, \Omega, x, \nu, t) d\Omega dx d\nu dt$$

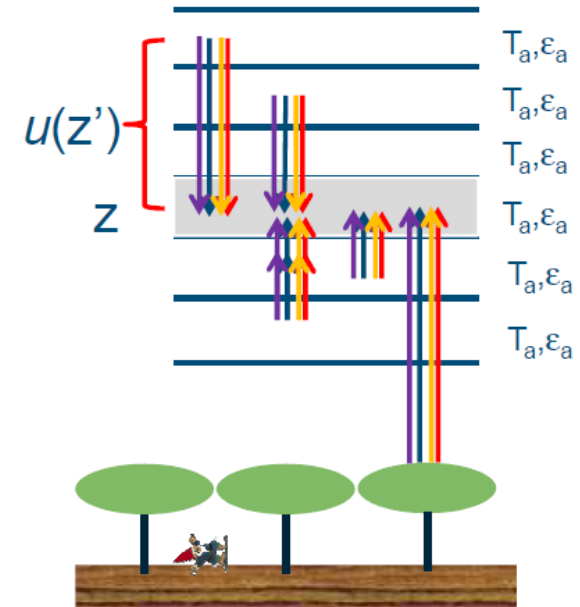
$$I_{\lambda}(s_1) = I_{\lambda}(s_0) e^{-\tau_{\lambda}(s_1;0)} + \int_0^{s_1} e^{-\tau_{\lambda}(s_1;s)} J_{\lambda} \beta_{e,\lambda} ds$$

Transferência Radiativa do MCGA

Onda Longa linha por linha L_{down}

1. Fundamentos da transferência radiativa de IR térmica.

Assim



$$I_v^\uparrow(z, \mu) = I_v^\uparrow(0, \mu) \exp \left[-\frac{1}{\mu} \int_0^z k_{a,v} \rho_{gas} dz' \right] + \frac{1}{\mu} \int_0^z \exp \left[-\frac{1}{\mu} \int_{z'}^z k_{a,v} \rho_{gas} dz'' \right] B_v(T(z')) k_{a,v} \rho_{gas} dz'$$

[8.9a]

$$I_v^\downarrow(z, -\mu) = \frac{1}{\mu} \int_z^\infty \exp \left[-\frac{1}{\mu} \int_z^z k_{a,v} \rho_{gas} dz'' \right] B_v(T(z')) k_{a,v} \rho_{gas} dz'$$

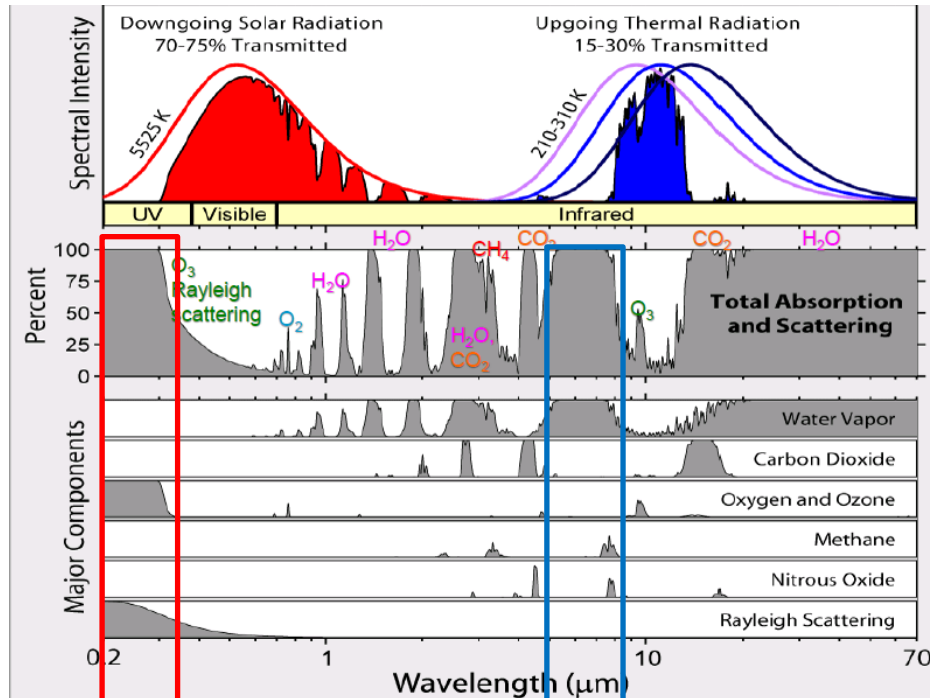
[8.9b]



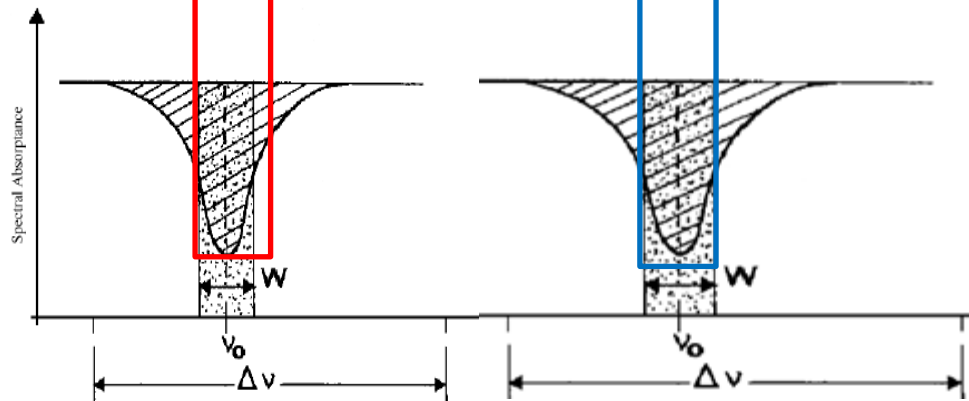
Transferência Radiativa do MCGA

Modelos de bandas de absorção.

Transferência Radiativa do MCGA

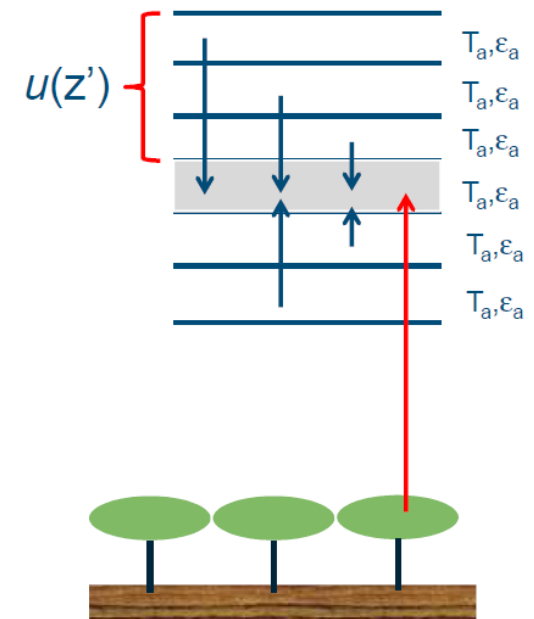


Modelos de bandas de absorção.



Modelos de bandas de absorção.

1. Conceito da largura equivalente. Limites das linhas fortes e fracas.
2. Modelos de banda de absorção: modelo de banda regular (Elsasser) e modelo de banda estatística (Goody).
3. Aproximação de Curtis-Godson para o caminho não homogêneo.



Transferência Radiativa do MCGA

Modelos de bandas de absorção.

1-Conceito da largura equivalente. Limites das linhas fortes e fracas.

Considere uma camada **atmosférica homogênea** (ou seja, o coeficiente de absorção espectral $k_{a,v}$, não muda ao longo do caminho). A função de transmissão espectral para uma banda de largura $\Delta\nu$ é :

$$T_{\bar{\nu}}(u) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \exp(-k_{a,v}u) d\nu = \frac{1}{\Delta\nu} \int \exp(-Sf(\nu - \nu_0)u) d\nu$$

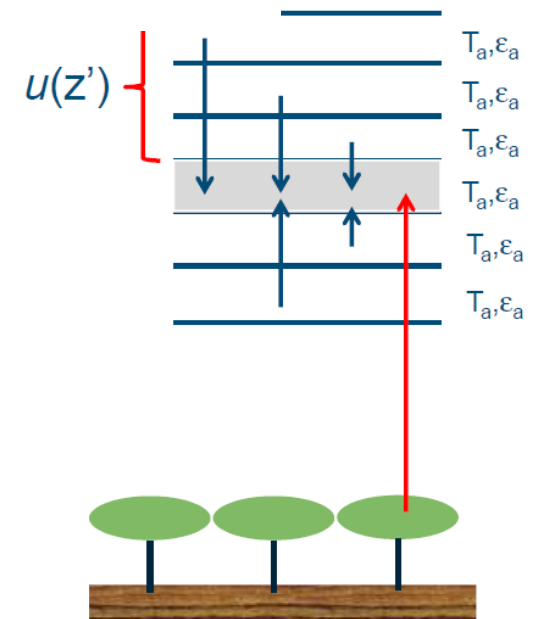
E a absorção espectral

$$A_{\bar{\nu}}(u) = 1 - T_{\bar{\nu}}(u) = \frac{1}{\Delta\nu} \int (1 - \exp(-k_{a,v}u)) d\nu$$

Largura equivalente é definida como

$$W(u) = A_{\bar{\nu}}\Delta\nu = \int_{\Delta\nu} [1 - \exp(-k_{a,v}u)] d\nu \quad [9.1]$$

onde W está em unidades de número de onda (cm^{-1})



Transferência Radiativa do MCGA

Modelos de bandas de absorção.

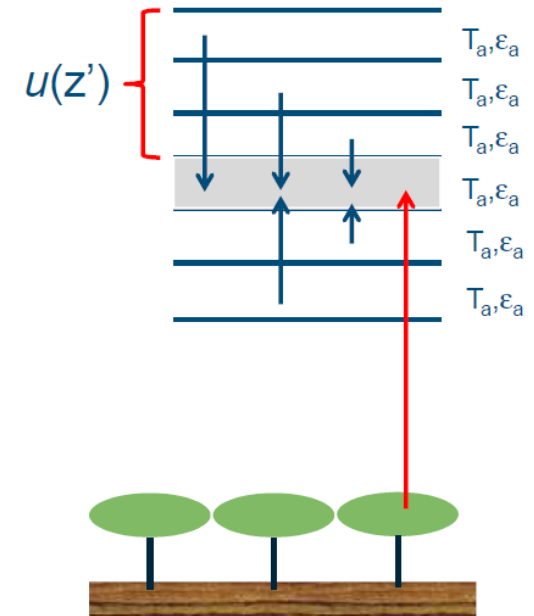
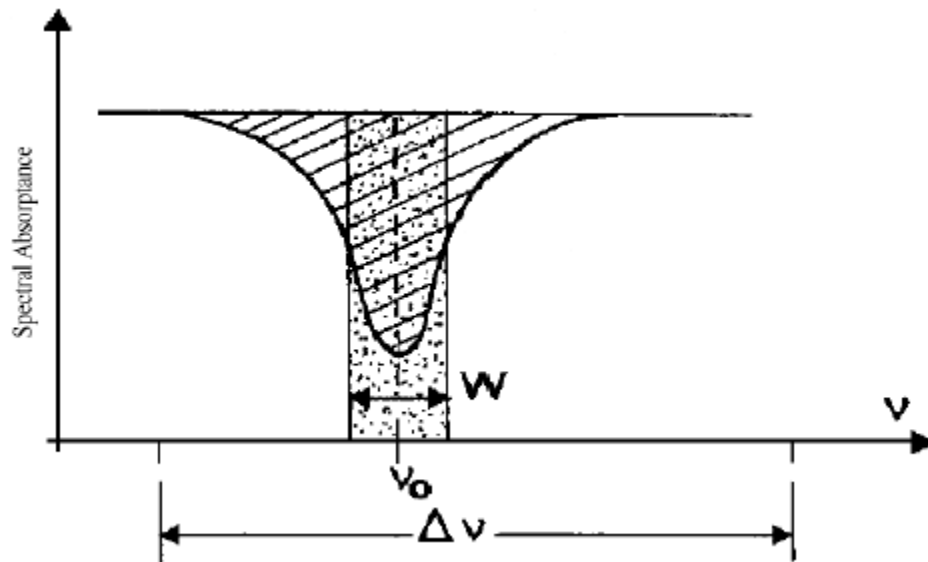
1-Conceito da largura equivalente. Limites das linhas fortes e fracas.

A **largura equivalente** é a largura de uma linha de formato retangular totalmente absorvente ($A = 1$).

$$A_{\nu}(u) = 1$$

$$T_{\nu}(u) = 0$$

$$W(u) = A_{\nu} \Delta \nu = \int_{\Delta \nu} [1 - \exp(-k_{a,\nu} u)] d\nu \quad [9.1]$$



Transferência Radiativa do MCGA

Modelos de bandas de absorção.

1-Conceito da largura equivalente. Limites das linhas fortes e fracas.

Largura equivalente do perfil de Lorentz

Usando $k_{a,\nu} = S f(\nu - \nu_0)$ e o perfil de Lorentz de um linha te a forma

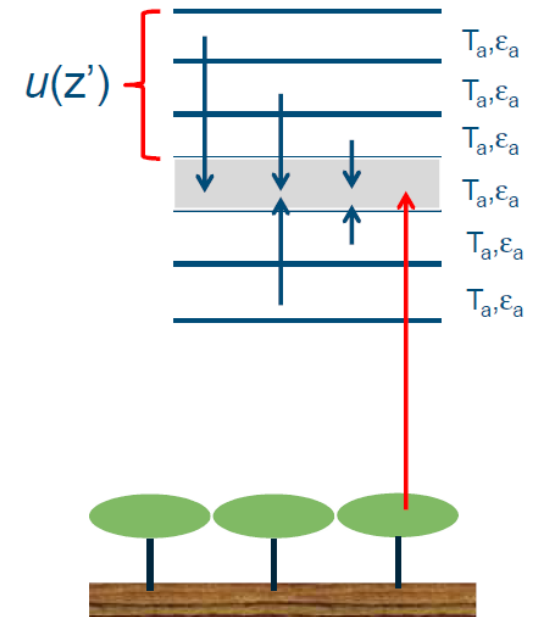
$$A_{\nu}(u) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} (1 - \exp\left(-\frac{S\alpha u / \pi}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha^2}\right)) d\nu \quad [9.2]$$

Essa integral pode ser expressa em termos da função
Ladendurg e Reiche, $L(x)$, como

$$W = A_{\nu} \Delta\nu = 2\pi\alpha L(x) \quad [9.3]$$

Onde $x = \frac{Su}{2\pi\alpha}$

S é a intensidade da linha e u é a quantidade absorvida.



Transferência Radiativa do MCGA

Modelos de bandas de absorção.

1-Conceito da largura equivalente. Limites das linhas fortes e fracas.

Largura equivalente do perfil de Lorentz

NOTA: A função Ladendurg e Reiche $L(x)$ na Eq. [9.3] é dada pelas funções Bessel modificadas do primeiro tipo de ordem n :

$$L(x) = xe^{(-x)}[I_0(x) + I_1(x)]$$

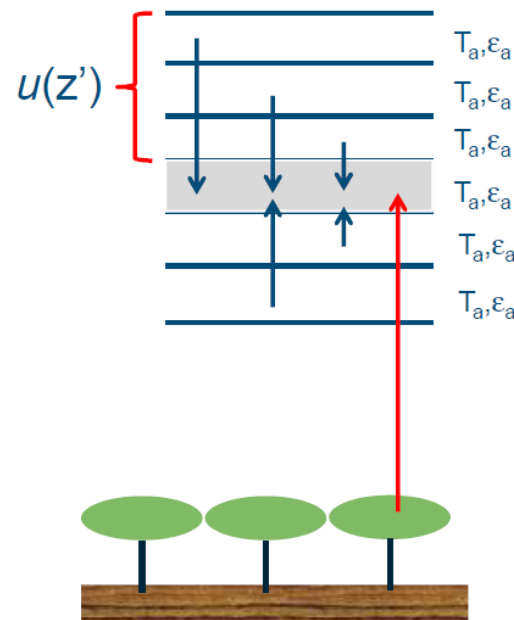
$$I_n(x) = i^{-n} J_n(ix) \quad \text{and} \quad J_n(x) = \frac{i^{-n}}{\pi} \int_0^\pi \cos(n\theta) \exp(ix \cos(n\theta)) d\theta$$

Para pequenos x : $L(x)$ é linear com sua expansão assintótica:

$$L(x) = x[1 - \dots]$$

Para x grande: $L(x)$ é proporcional a uma raiz quadrada de x :

$$L(x) = \left(\frac{2x}{\pi}\right)^{1/2} [1 - \dots]$$





Transferência Radiativa do MCGA

Modelos de bandas de absorção.

1-Conceito da largura equivalente. Limites das linhas fortes e fracas.

Largura equivalente do perfil de Lorentz

Caso de linhas de fraca absorção $k_{a,\nu}$ ou u seja pequeno $k_{a,\nu}$ e $u \ll 1$

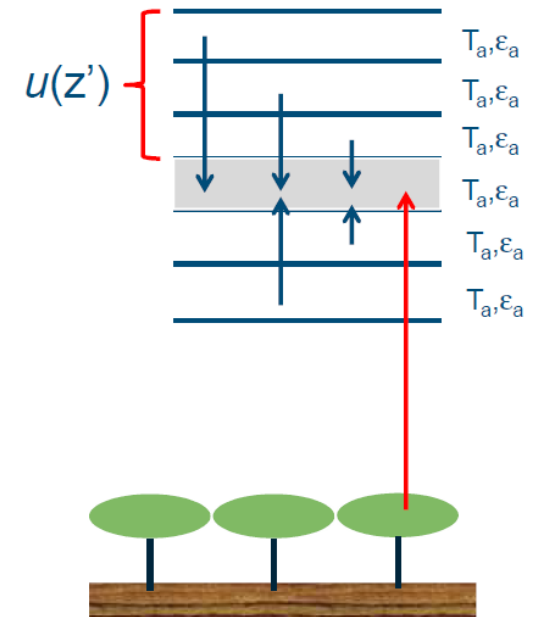
Usando o assintótico de $L(x)$ para x pequeno, temos

$$A_{\nu}(u) = \frac{W}{\Delta \nu} = 2\pi\alpha L(x) / \Delta \nu = 2\pi\alpha \frac{Su}{2\pi\alpha\Delta \nu} = \frac{Su}{\Delta \nu}$$

assim

$$A_{\nu}(u) = \frac{Su}{\Delta \nu}$$

É chamado de lei de absorção linear



Transferência Radiativa do MCGA

Modelos de bandas de absorção.

1-Conceito da largura equivalente. Limites das linhas fortes e fracas.

Largura equivalente do perfil de Lorentz

Caso de linhas de forte absorção $\frac{Su}{\pi\alpha} \gg 1$

Usando o **assintótico de $L(x)$ para x grande**, temos

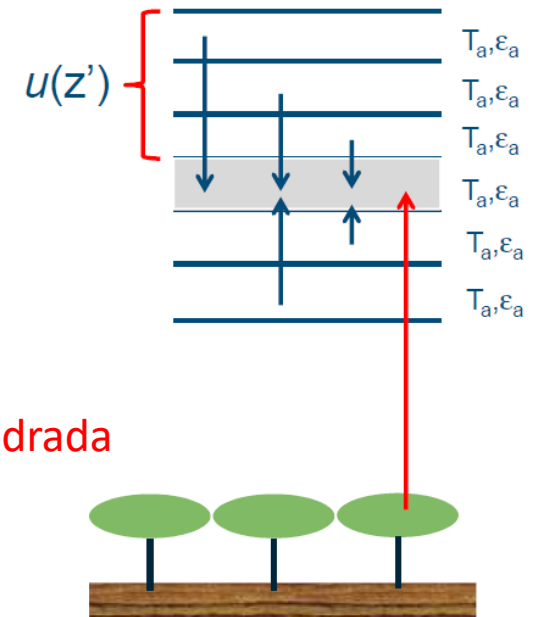
$$A_{\nu}(u) = \frac{W}{\Delta\nu} = 2\pi\alpha L(x) / \Delta\nu = 2\pi\alpha \sqrt{\frac{2x}{\pi}} / \Delta\nu =$$

$$= 2\pi\alpha \sqrt{\frac{2Su}{\pi 2\pi\alpha}} / \Delta\nu = 2\sqrt{Su\alpha} / \Delta\nu$$

assim

$$A_{\nu}(u) = 2 \frac{\sqrt{Su\alpha}}{\Delta\nu}$$

É chamado de lei de absorção da raiz quadrada

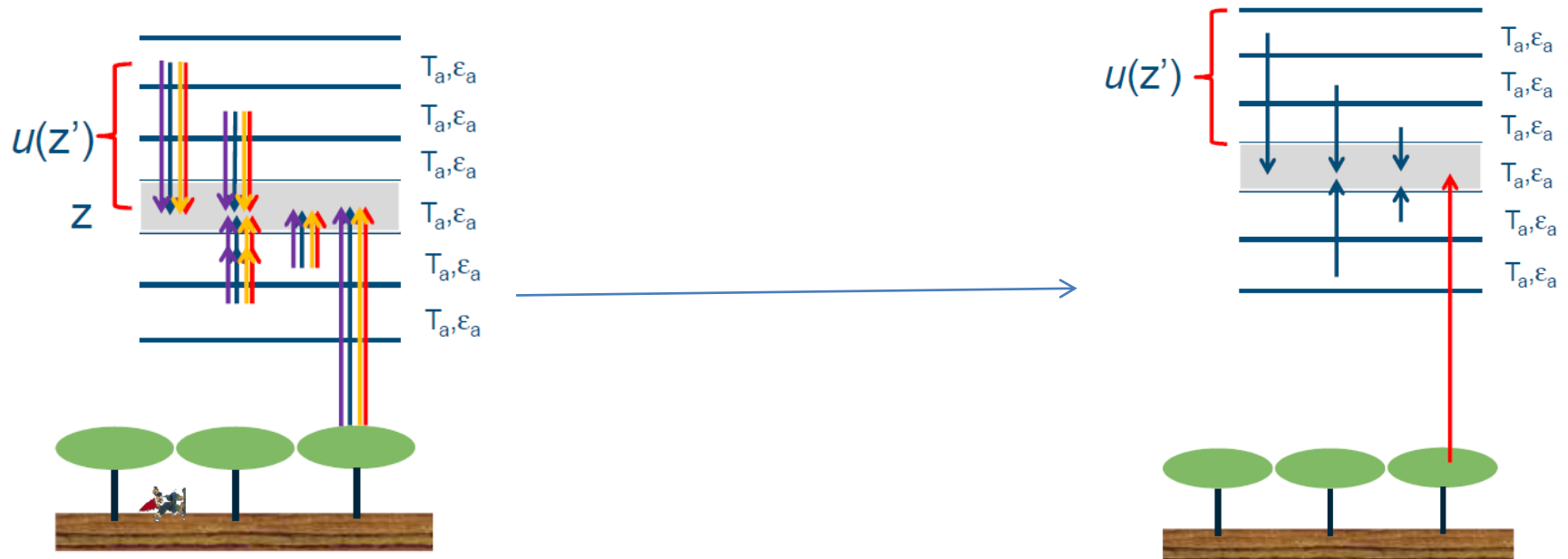


Transferência Radiativa do MCGA

Modelos de bandas de absorção.

2-Modelos de Banda de Absorção.

A **banda** é definida como um **intervalo espectral de uma largura $\Delta\nu$** que é **pequena o suficiente para utilizar um valor médio da função Plank $B_{\bar{\nu}}(T)$** , mas grande o suficiente para consistir em **várias linhas de absorção**.





Transferência Radiativa do MCGA

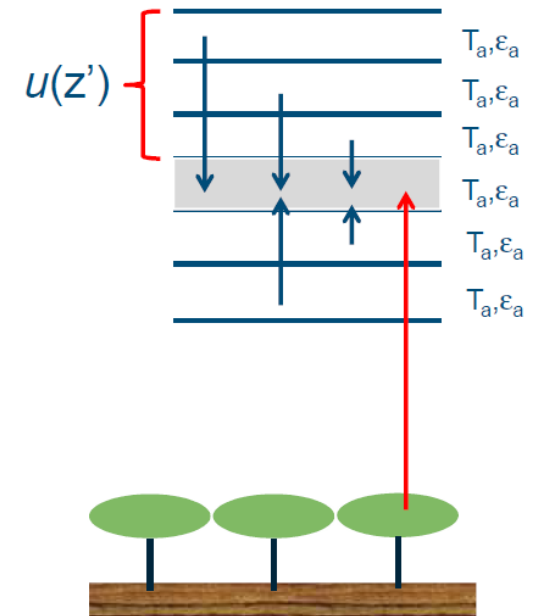
Modelos de bandas de absorção.

2-Modelos de Banda de Absorção.

Vamos considerar uma banda com várias linhas. Dois casos genericos podem ser identificados:

- 1) linhas têm posições regulares
- 2) linhas têm posições aleatórias.

Dois tipos principais de modelos de banda: modelos regulares e modelos aleatórios.



Transferência Radiativa do MCGA

Modelos de bandas de absorção.

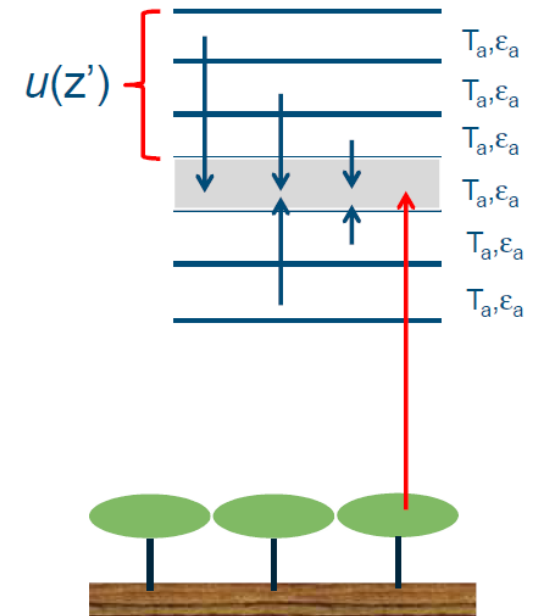
2-Modelos de Banda de Absorção.

Modelo de banda regular Elsasser

Consiste em uma matriz **infinita de linhas de Lorentz de igual intensidade**, espaçadas em **intervalos iguais**.

EXEMPLO:

Este tipo de bandas é semelhante aos ramos P e Q de moléculas lineares (por exemplo, espectro de N₂O na banda de 7,78 μm ; espectro de CO₂ na banda de 15 μm).



Transferência Radiativa do MCGA

Modelos de bandas de absorção.

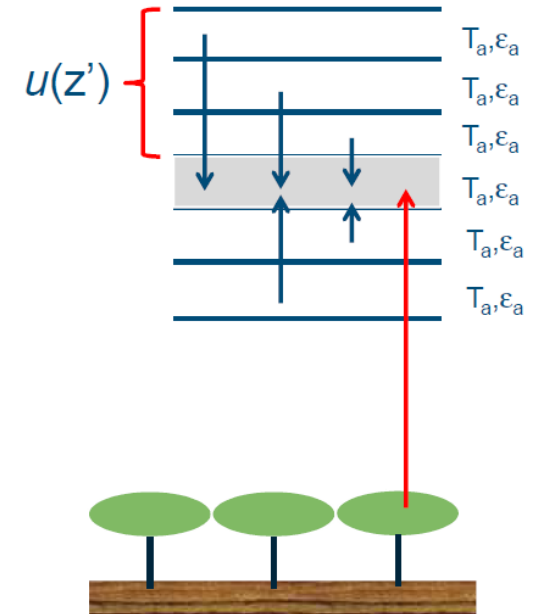
2-Modelos de Banda de Absorção.

Modelo de banda regular Elsasser

O coeficiente de absorção das bandas de Elsasser é

$$k_{a,\nu} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{S}{\pi} \frac{\alpha}{(\nu - n\delta)^2 + \alpha^2} \quad [9.6]$$

onde δ é o espaçamento entre linhas
(ou seja, a distância no domínio do número de onda (cm⁻¹)
entre o centros das duas linhas mais próximas).



Transferência Radiativa do MCGA

Modelos de bandas de absorção.

2-Modelos de Banda de Absorção.

Modelo de banda regular Elsasser

$$k_{a,\nu} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{S}{\pi} \frac{\alpha}{(\nu - n\delta)^2 + \alpha^2} \quad [9.6]$$

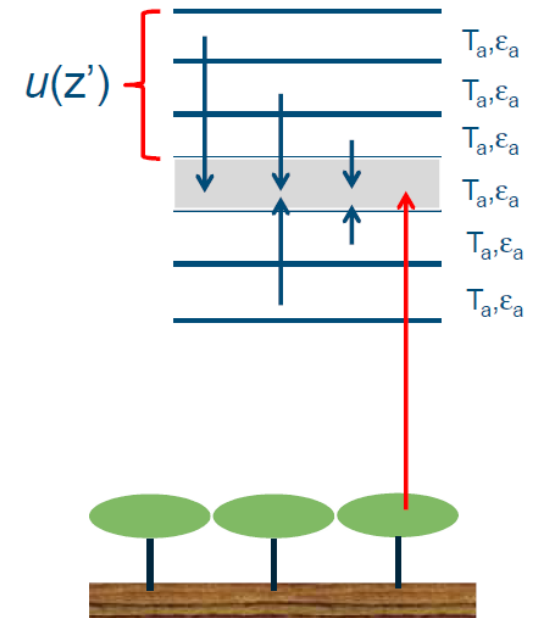
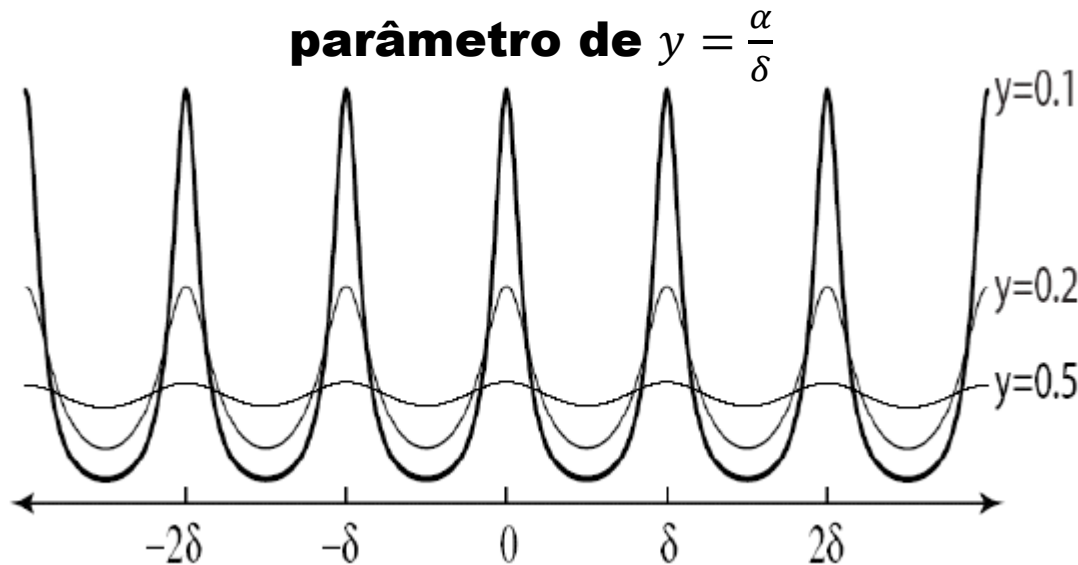


Figura 9.2 Representação esquemática do coeficiente de absorção no modelo de banda Elsasser (regular), para três valores diferentes de $y = \frac{\alpha}{\delta}$

Transferência Radiativa do MCGA

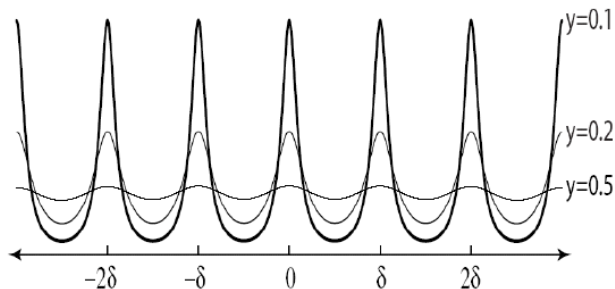
Modelos de bandas de absorção.

2-Modelos de Banda de Absorção.

Modelo de banda regular Elsasser

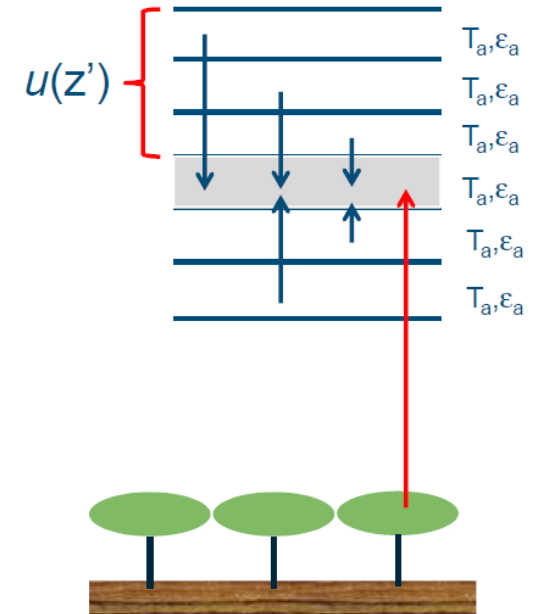
NOTA:

O parâmetro de $y = \frac{\alpha}{\delta}$ pode ser considerado como um “**parâmetro acinzentado**”: se y é grande, as linhas adjacentes se sobrepõem fortemente, de modo que a estrutura da linha é cada vez mais obscurecida; para y pequeno, as linhas estão bem separadas.



y pequeno

y grande



Transferência Radiativa do MCGA

Modelos de bandas de absorção.

2-Modelos de Banda de Absorção.

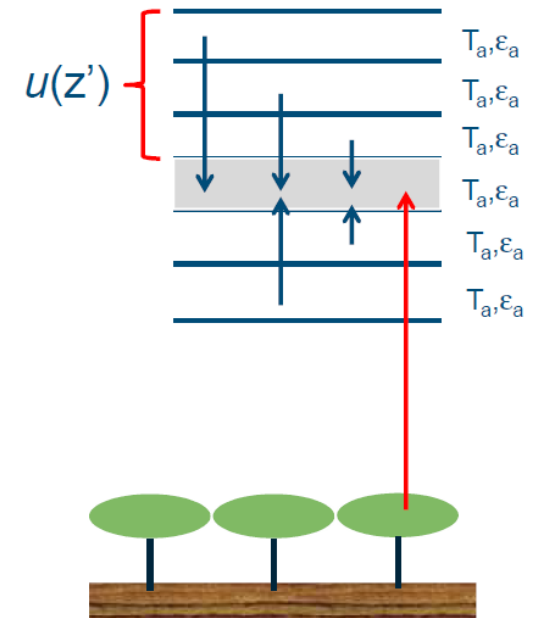
Modelo de banda regular Elsasser

$$k_{a,\nu} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{S}{\pi} \frac{\alpha}{(\nu - n\delta)^2 + \alpha^2} \quad [9.6]$$

Usando a Eq. [9.6], pode-se **calcular a absorvância espectral** como (veja derivação em L02 pp.139-141)

$$A_{\nu} = \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{\pi S \alpha u}}{\delta}\right) \quad [9.7]$$

Onde $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-x^2} dx$ Valores de $\operatorname{erf}(x)$ são disponibilizados de tabelas matemática padrão



Transferência Radiativa do MCGA

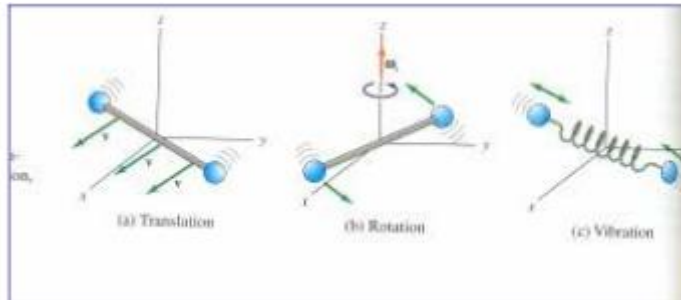
Modelos de bandas de absorção.

2-Modelos de Banda de Absorção.

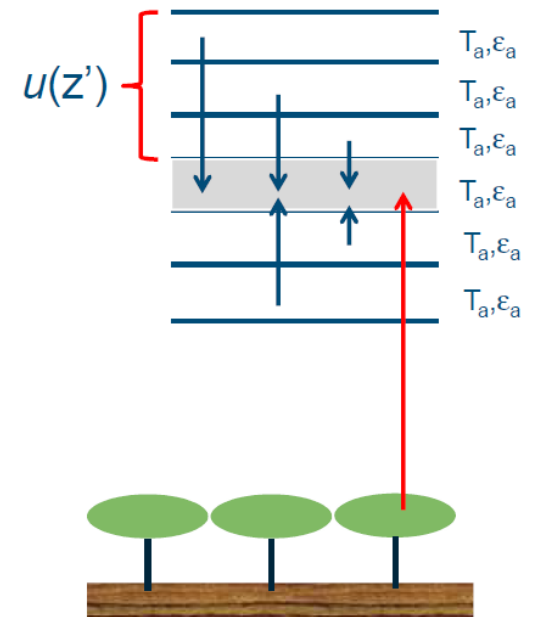
Modelo de princípio estatístico

Muitas bandas espectrais têm posições de linha aleatórias.

Para aproximar esse tipo de bandas, vários modelos estatísticos foram desenvolvidos.



EXEMPLO: A banda rotacional vibracional H₂O de 6,3 μm e a banda rotacional H₂O são caracterizadas por posições de linha aleatórias.



Transferência Radiativa do MCGA

Modelos de bandas de absorção.

2-Modelos de Banda de Absorção.

Modelo de princípio estatístico

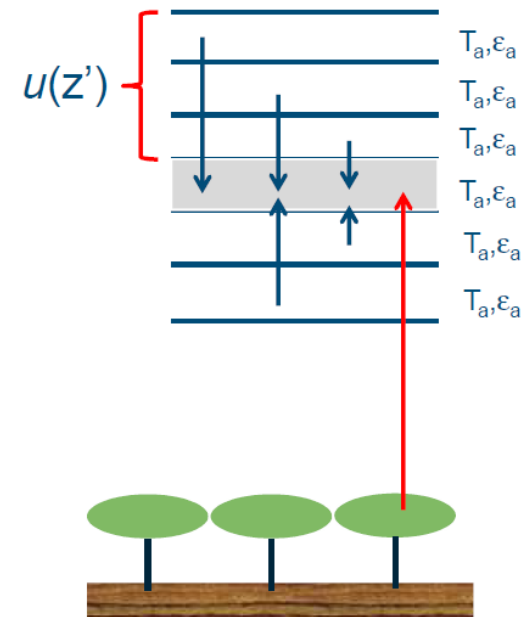
Suposição :

n linhas espaçadas aleatoriamente com a distância média δ , de modo que $\Delta\nu = n\delta$

linhas são independentes e têm formas idênticas, a densidade de probabilidade de energia da i -linha é $p(S_i)$.

Diferentes $p(S)$ fornecem modelos diferentes, por exemplo, Goody, Malkmus, etc.

Estratégia: derivar a transmissão média multiplicando a transmissão de cada linha em um ν particular e integrando distribuições de probabilidade das posições da linha ν_i e a energia da linha S_i para cada linha.



Transferência Radiativa do MCGA

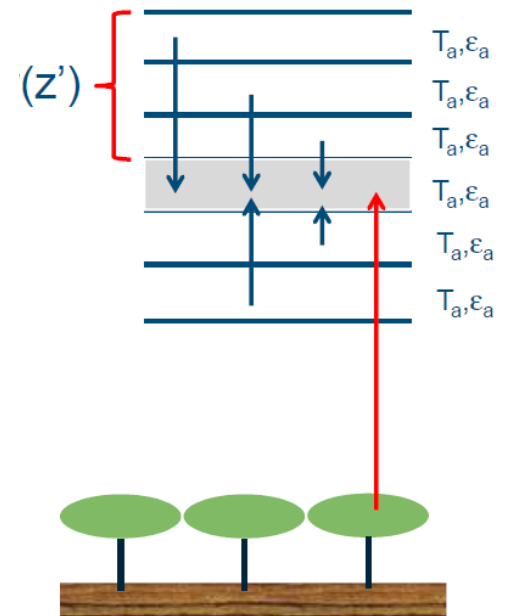
Modelos de bandas de absorção.

2-Modelos de Banda de Absorção.

Modelo de princípio estatístico

Estratégia: derivar a transmissão média **multiplicando a transmissão de cada linha em um ν particular e integrando distribuições de probabilidade das posições da linha ν_i e a energia da linha S_i para cada linha.**

$$\begin{aligned}
 T_{\bar{\nu}} &= \frac{1}{(\Delta \nu)^n} \int_{\Delta \nu} d\nu_1 \dots \int_{\Delta \nu} d\nu_n \int_0^\infty p(S_1) \exp(-u S_1 f(\nu - \nu_{0,1})) dS_1 \dots \\
 &\dots \int_0^\infty p(S_n) \exp(-u S_n f(\nu - \nu_{0,n})) dS_n = \\
 &= \prod_{i=1}^n \frac{1}{\Delta \nu} \int_{\Delta \nu} d\nu_i \int_0^\infty p(S_i) \exp(-u S_i f(\nu - \nu_{0,i})) dS_i
 \end{aligned}$$



Transferência Radiativa do MCGA

Modelos de bandas de absorção.

2-Modelos de Banda de Absorção.

Modelo de princípio estatístico

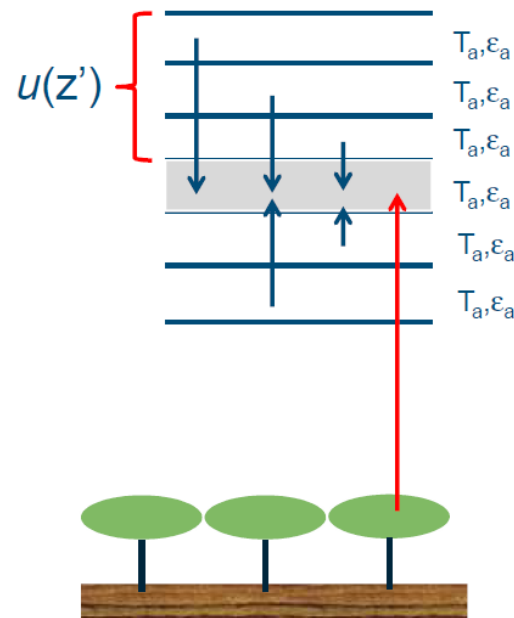
$$T_{\bar{\nu}} = \prod_{i=1}^n \frac{1}{\Delta \nu} \int_{\Delta \nu} d\nu_i \int_0^{\infty} p(S_i) \exp(-u S_i f(\nu - \nu_{0,i})) dS_i$$

NOTA: A equação acima indica que, se as linhas de uma banda não estiverem correlacionadas, a lei de multiplicação funcionará para a transmitância média:

$$T_{\bar{\nu},1,2} = T_{\bar{\nu},1} T_{\bar{\nu},2}$$

Como na equação acima todas as integrais são iguais, temos

$$\begin{aligned} T_{\bar{\nu}} &= \left\{ \frac{1}{(\Delta \nu)} \int_{\Delta \nu} d\nu \int_0^{\infty} p(S) \exp(-u S f(\nu)) dS \right\}^n = \\ &= \left\{ 1 - \frac{1}{\Delta \nu} \int_{\Delta \nu} d\nu \int_0^{\infty} p(S) [1 - \exp(-u S f(\nu)) dS] \right\}^n \end{aligned} \quad [9.8]$$



Transferência Radiativa do MCGA

Modelos de bandas de absorção.

2-Modelos de Banda de Absorção.

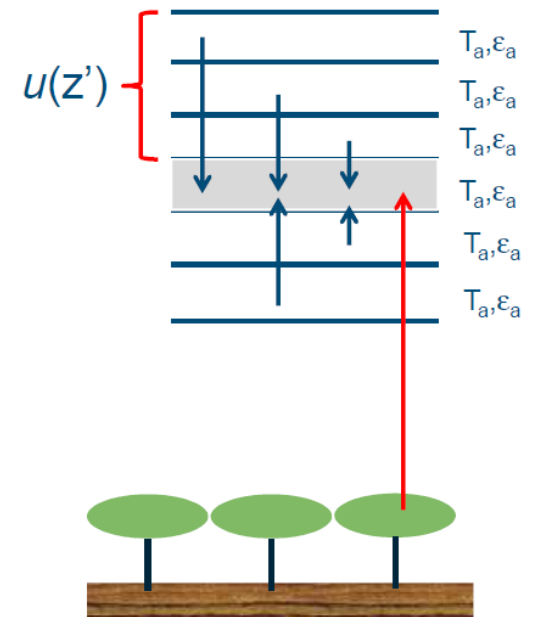
Modelo de princípio estatístico

$$T_{\bar{\nu}} = \left\{ 1 - \frac{1}{\Delta \nu} \int_{\Delta \nu} d\nu \int_0^{\infty} p(S) [1 - \exp(-uSf(\nu)) dS] \right\}^n$$

A largura equivalente média pode ser definida como

$$\bar{W} = \int_0^{\infty} p(S) \int_{\Delta \nu} [1 - \exp(-uSf(\nu))] d\nu dS \quad [9.9]$$

Lembrando que a Eq. [9.8] pode ser reescrita em **termos da largura equivalente média**, dando a transmissão média como



Transferência Radiativa do MCGA

Modelos de bandas de absorção.

2-Modelos de Banda de Absorção.n

Modelo de principio estatístico

Lembrando que $\Delta\nu = n\delta$, Eq. [9.8] pode ser reescrita em termos da largura equivalente média, dando a transmissão média como

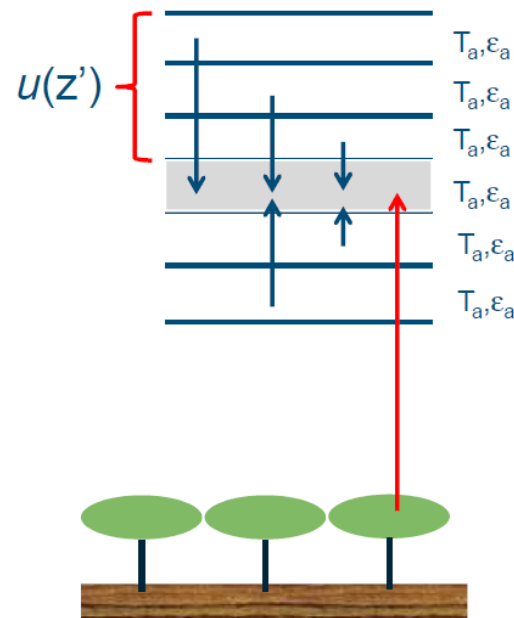
$$T_{\bar{\nu}} = \left(1 - \frac{1}{n} \left(\frac{\bar{W}}{\delta} \right) \right)^n$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{x}{n} \right)^n \rightarrow \exp(-x),$$

$$T_{\bar{\nu}} = \exp\left(-\frac{\bar{W}}{\delta}\right)$$

[9.11]

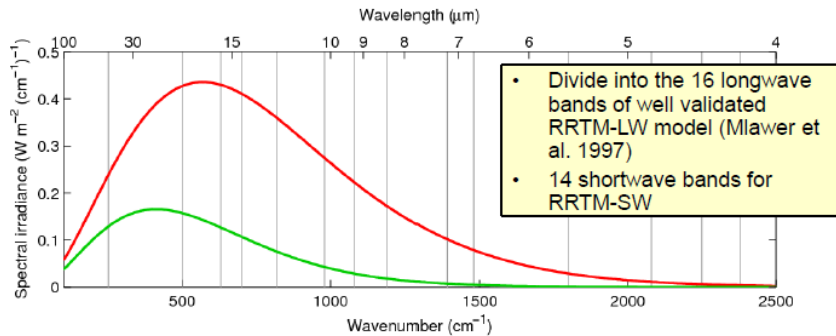
NOTA: A transmissão em linha única é $1 - \frac{W}{\Delta\nu}$ mas para muitas linhas aleatórias é exponencial na largura equivalente média.



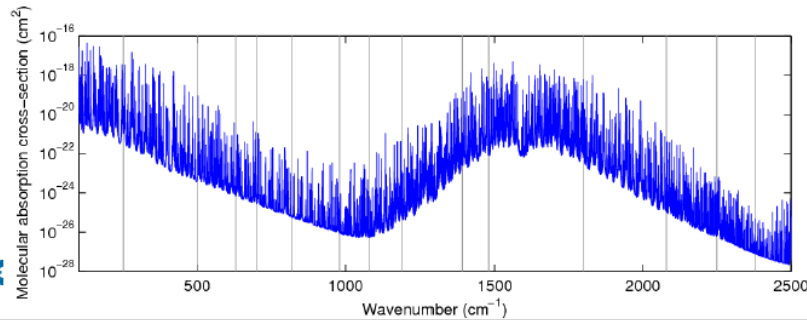
Transferência Radiativa do MCGA

Onda Longa banda larga L_{down}

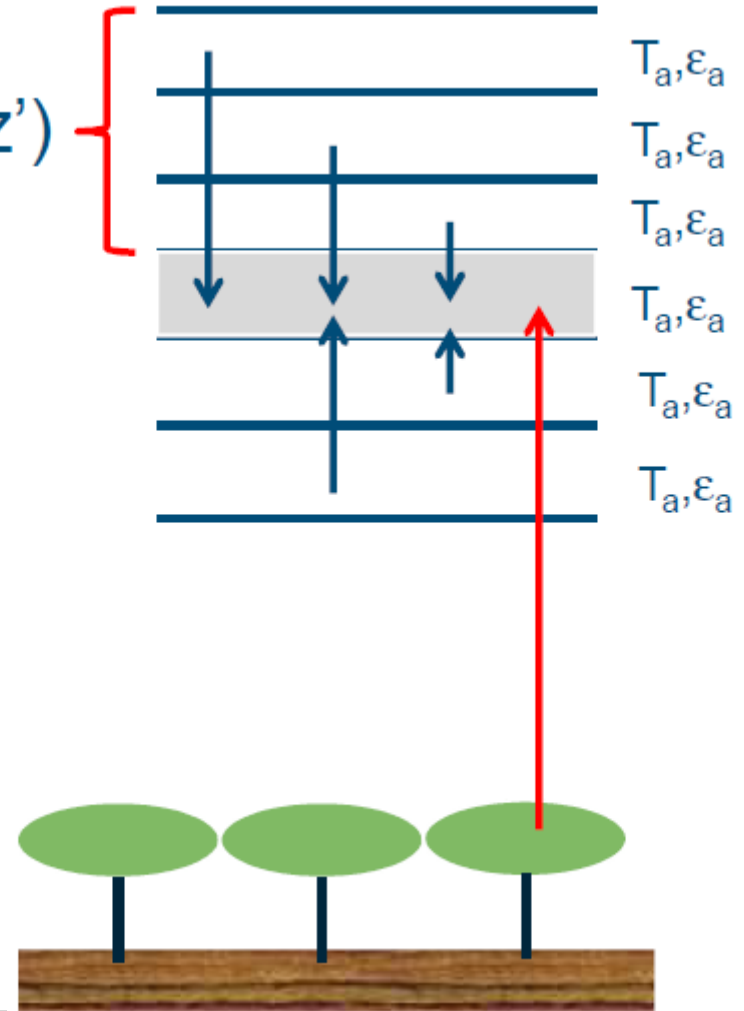
Planck function



Water vapour spectrum



$u(z')$



Transferência Radiativa do MCGA

Onda Longa banda larga L_{down}

Aproximação two stream (2 fluxos)

Para fazer algo barato

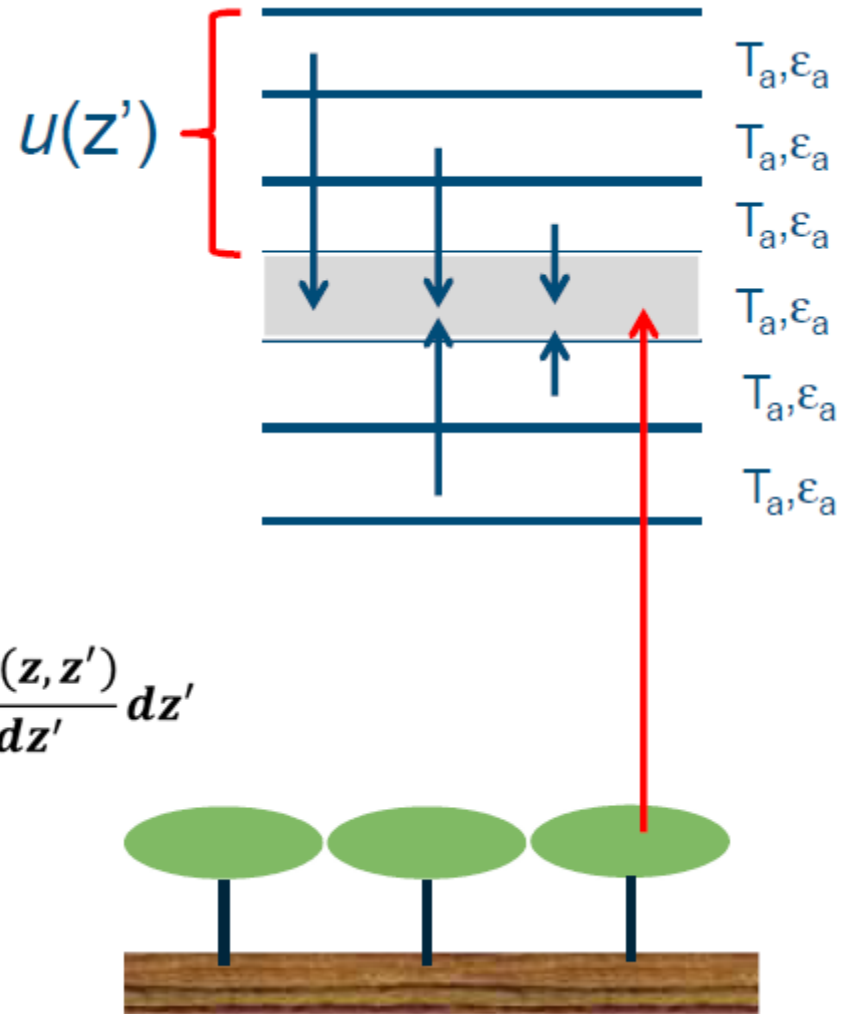
$$F_D(z) = \int_z^{\infty} \sigma T(z')^4 \frac{d\dot{\varepsilon}(z, z')}{dz'} dz'$$

Integra sobre todas as linhas de banda

$$F_U(z) = \sigma T_s^4 (1 - \varepsilon(z, 0)) + \int_0^z \sigma T(z')^4 \frac{d\dot{\varepsilon}(z, z')}{dz'} dz'$$

$$\varepsilon(u) = \sum_{n=0}^N b_n (\ln(u))^n$$

b_n é determinado de experimento de laboratório para um variação de u e temperatura



Transferência Radiativa do MCGA

Modelo de Onda Longa de banda fina L_{down}

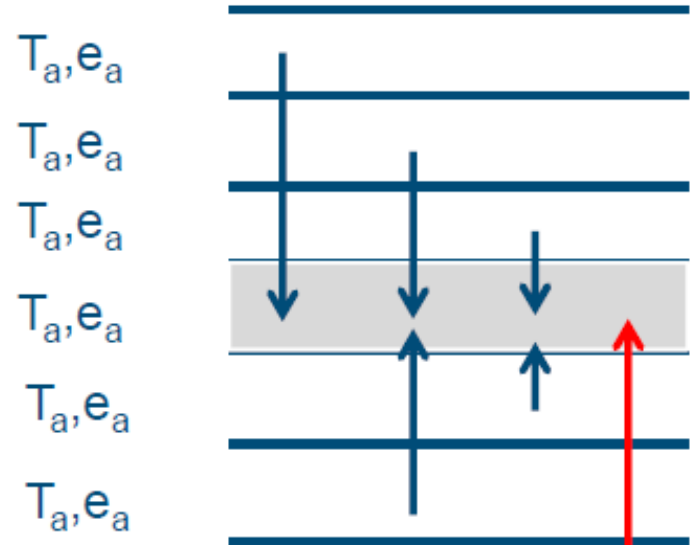
Aproximação two stream (2 fluxos)

Para tornar as coisas mais barato:

Integra-se sobre bandas de linhas

-Integra-se sobre coeficientes de absorção
(**correlação-K**; **distribuição k**)

$$\tau(z, z') = \frac{1}{\Delta v} \int_{\Delta v} e^{-k_v u} dv = \int_0^\infty f(k) e^{-ku} dk$$

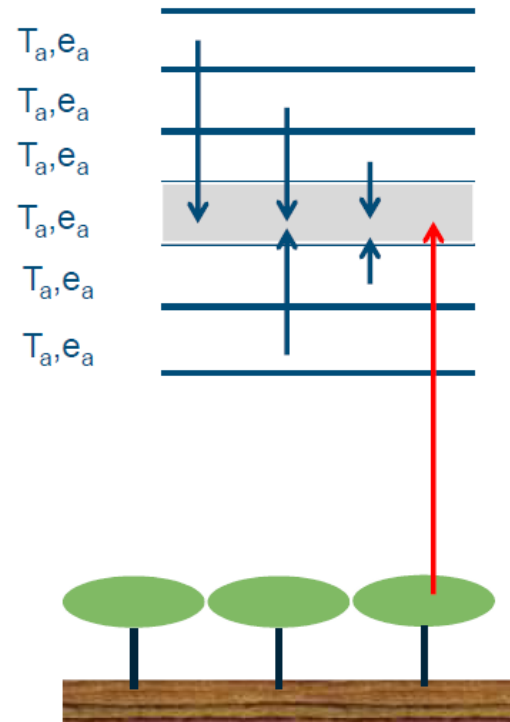


Isto é Barato, ~ 1% de erro em comparação ao modelo linha por linha

The k-distribution method

1. K-distribution approximation (KD).

2. Correlated k-distribution approximation (CKD).



Transferência Radiativa do MCGA

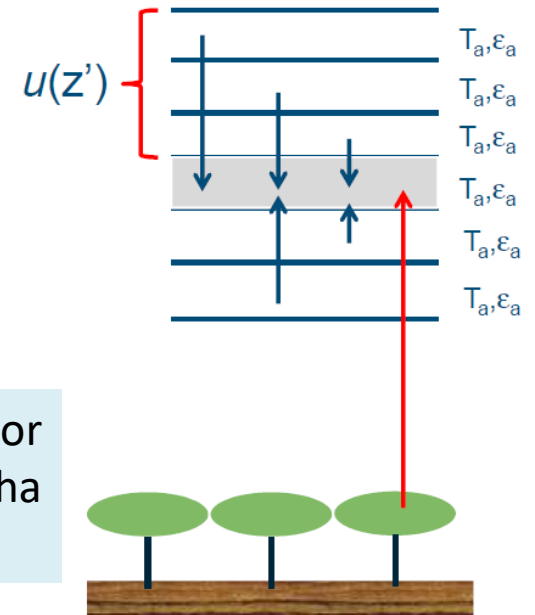
1. K-distribution approximation (KD).

1. K-distribution approximation (KD).

O método KD é desenvolvido para **calcular a transmitância espectral** (conseqüentemente a intensidade espectral e os fluxos espectrais) com base no **agrupamento dos coeficientes de absorção gasosos**.

$$k_{a,\nu} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{S}{\pi} \frac{\alpha}{(\nu - n\delta)^2 + \alpha^2} \quad [9.6]$$

NOTA: A abordagem da distribuição k foi proposta por Ambartzumian como uma alternativa aos métodos linha por linha computacionalmente caros.



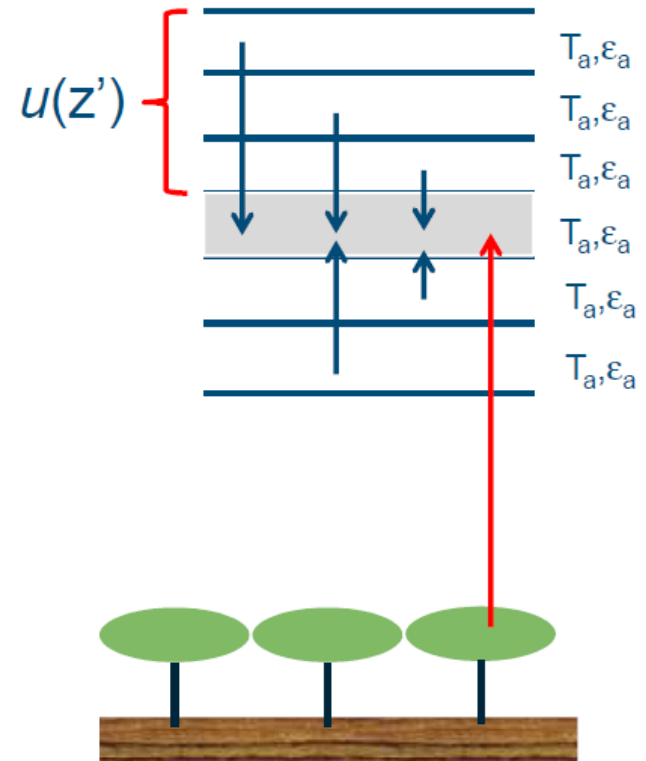
Transferência Radiativa do MCGA

1. K-distribution approximation (KD).

1. K-distribution approximation (KD).

O método KD se beneficia do fato de que **o mesmo valor de $k_{a,v}$ é encontrado várias vezes em um determinado intervalo espectral**

=> Assim, para **eliminar a redundância**, é possível **agrupar os valores de $k_{a,v}$** e executar o **cálculo de transmitância apenas uma vez** para um específico valor de $k_{a,v}$.



$$k_{a,v} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{S}{\pi} \frac{\alpha}{(\nu - n\delta)^2 + \alpha^2} \quad [9.6]$$



Transferência Radiativa do MCGA

1. K-distribution approximation (KD).

1. K-distribution approximation (KD).

Estratégia:

Considere uma camada atmosférica homogênea.

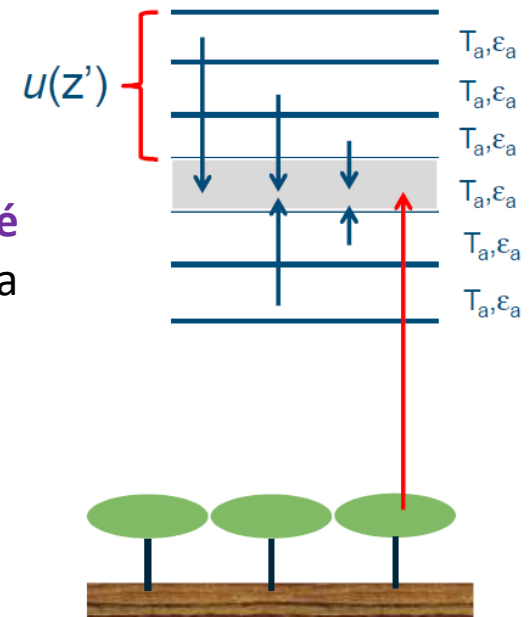
A transmissão espectral é

$$T_{\bar{\nu}}(u) = \frac{1}{\Delta \nu} \int \exp(-k_{a,\nu} u) d\nu$$

Na camada **atmosférica homogênea**, a **transmitância espectral é independente** da ordem de $k_{a,\nu}$ em uma determinada faixa espectral.

ou seja, a ordem no qual os números de onda são somados não importa

Portanto: soma-se os valores de $k_{a,\nu}$ de baixo a cima.





Transferência Radiativa do MCGA

1. K-distribution approximation (KD).

1. K-distribution approximation (KD).

Entretanto, queremos substituir a integração sobre o número de onda pela integração sobre k .

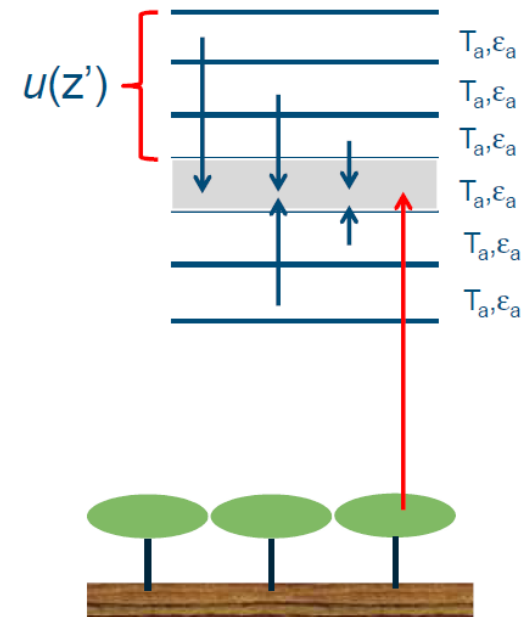
Isso pode ser feito através da introdução de uma função de distribuição de probabilidade normalizada para $k_{a,v}$,

(será indicada por k abaixo para simplificar a notação):

$$T_{\bar{v}}(u) = \frac{1}{\Delta v} \int_{\Delta v} \exp(-k_{a,v} u) dv = \int_0^{\infty} \exp(-ku) f(k) dk \quad [10.1]$$

Onde

$$\int_0^{\infty} f(k) dk = 1$$



Transferência Radiativa do MCGA

1. K-distribution approximation (KD).

1. K-distribution approximation (KD).

$f(k)$ é a fração da banda espectral com coeficiente de absorção entre k e $k + dk$.

$f(k)$ é uma função suave.

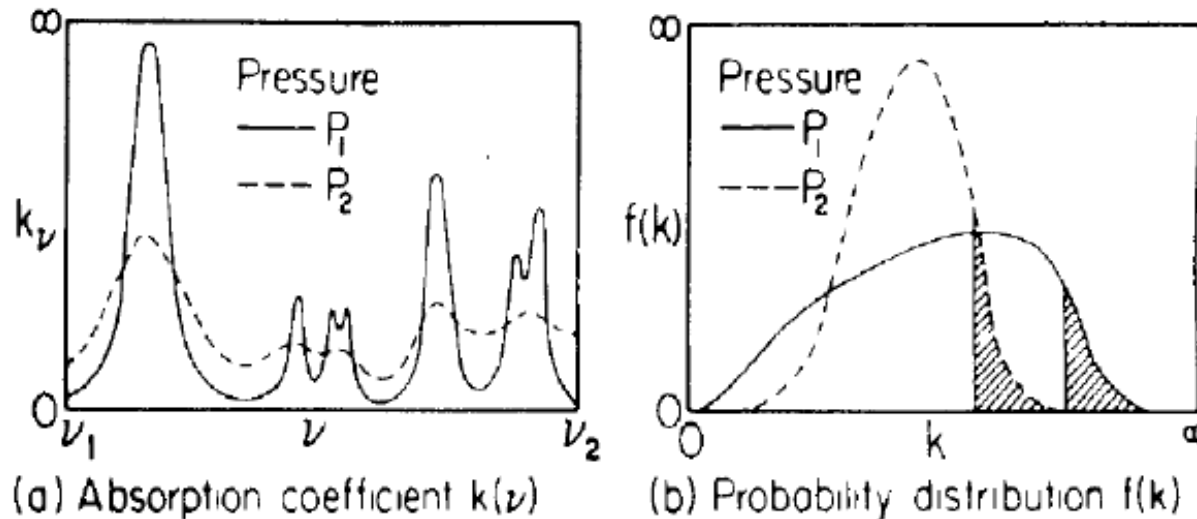
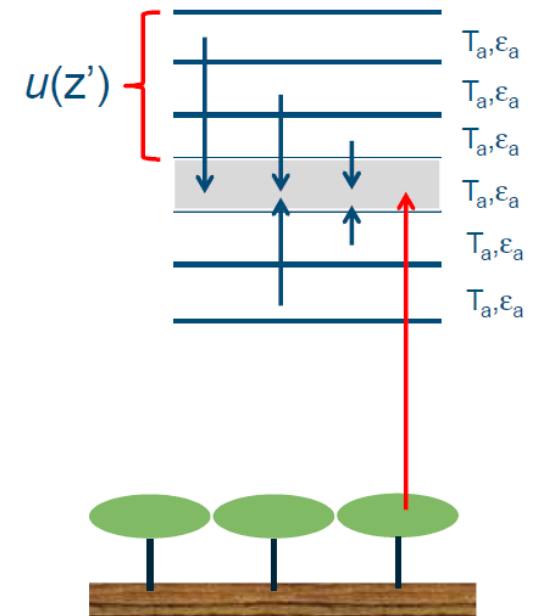


Figure 10.1 (a) A schematic of absorption line spectra at two different pressure. (b) The two probability density function $f(k)$ associated with (a). The shaded area shows the strongest absorption.



Transferência Radiativa do MCGA

1. K-distribution approximation (KD).

1. K-distribution approximation (KD).

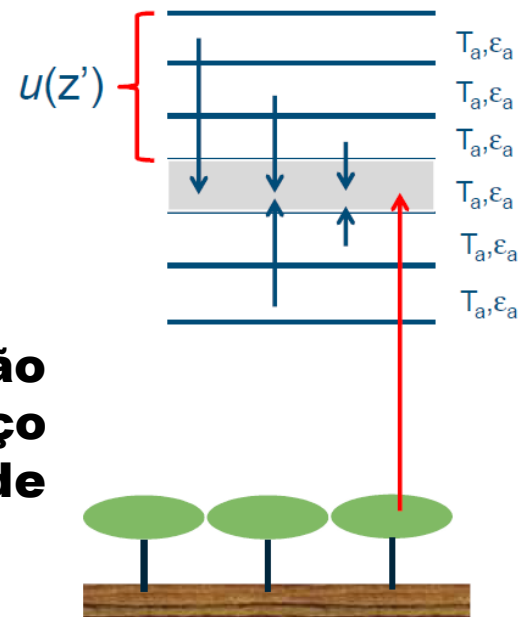
A função de probabilidade cumulativa pode ser definida como

$$g(k) = \int_0^k f(k) dk \quad [10.2]$$

$$g(0) = 0; g(\infty) = 1 \text{ e } dg(k) = f(k)dk$$

$g(k)$ é a fração do espectro com coeficiente de absorção abaixo de k .

NOTA: Por definição, $g(k)$ é uma função monotonicamente crescente e suave no espaço k ; portanto, $k(g)$, como uma função inversa de $g(k)$, é uma função suave no espaço g .



Transferência Radiativa do MCGA

1. K-distribution approximation (KD).

1. K-distribution approximation (KD).

Portanto, a transmitância espectral pode ser escrita como

$$T_{\nu}(u) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \exp(-k_{a,\nu}u) d\nu = \int_0^{\infty} \exp(-ku) f(k) dk = \int_0^1 \exp(-k(g)u) dg \quad [10.3]$$

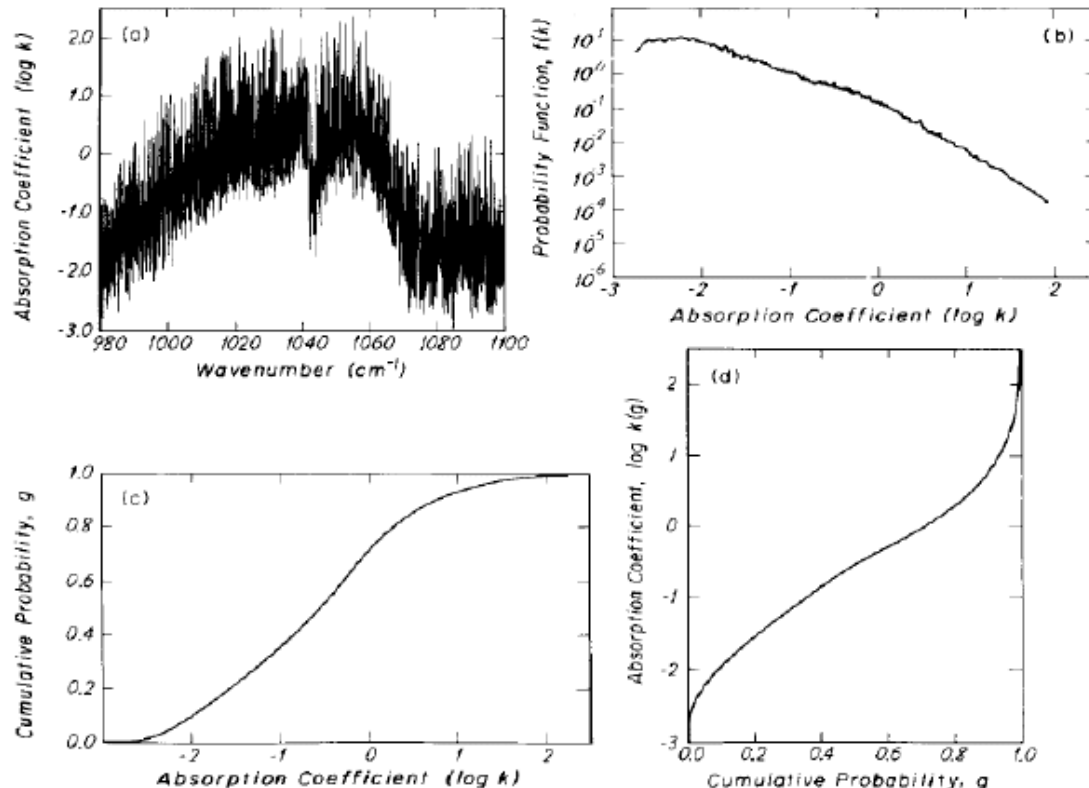


Figura 10.2

- (a) Coeficiente de absorção k_a (em $\text{cm}^{-1} \text{atm}^{-1}$) em função do número de onda na faixa de $9,6 \mu\text{m}$ de ozônio (resolução de $0,05 \text{ cm}^{-1}$, $p = 30 \text{ mb}$, $T = 200\text{K}$).
- (b) A função densidade de probabilidade $f(k)$ do coeficiente de absorção.
- (c) A função distribuição cumulativa de probabilidade em função de k .
- (d) O mesmo que (c), mas k vs. g .



Transferência Radiativa do MCGA

1. K-distribution approximation (KD).

1. K-distribution approximation (KD).

Como $g(k)$ e $k(g)$ são funções suaves, a integral acima pode ser calculada por uma soma finita como

$$\begin{aligned} T_v(u) &= \int_0^1 \exp(-k(g)u) dg \approx \sum_{i=1}^N \exp(-k(g_i)u) \Delta g_i = \\ &= \Delta g_1 e^{-k_1 u} + \Delta g_2 e^{-k_2 u} + \dots + \Delta g_N e^{-k_N u} \end{aligned} \quad [10.4]$$

Onde Δg_i é o peso da quadratura

Assim, o método KD permite calcular a transmitância espectral através de uma soma ponderada finita de exponenciais no espaço g , substituindo a tediosa integração do número de onda que é necessária nos cálculos linha a linha.



Transferência Radiativa do MCGA

1. K-distribution approximation (KD).

1. Realização numérica do método KD.

Considere um intervalo Δv espectral que contém inúmeras linhas de absorção.

Vamos dividi-lo em N intervalos de Δv_j , $j = 1, 2, 3 \dots N$

A função de distribuição de probabilidade pode ser escrita como

$$f(k) = \frac{1}{\Delta v} \frac{dv}{dk} = \frac{1}{\Delta v} \sum_j \left| \frac{\Delta v_j}{\Delta k} \right|$$

onde Δv_j é o subintervalo de Δv onde k é uma função monotônica de v .

Então a probabilidade cumulativa é

$$g(k) = \frac{1}{\Delta v} \sum_j \int_0^k \left| \frac{\Delta v_j}{\Delta k'} \right| dk' = \frac{1}{\Delta v} \sum_j \int_0^k \Delta v_j(k) = \frac{n(0, k)}{N}$$

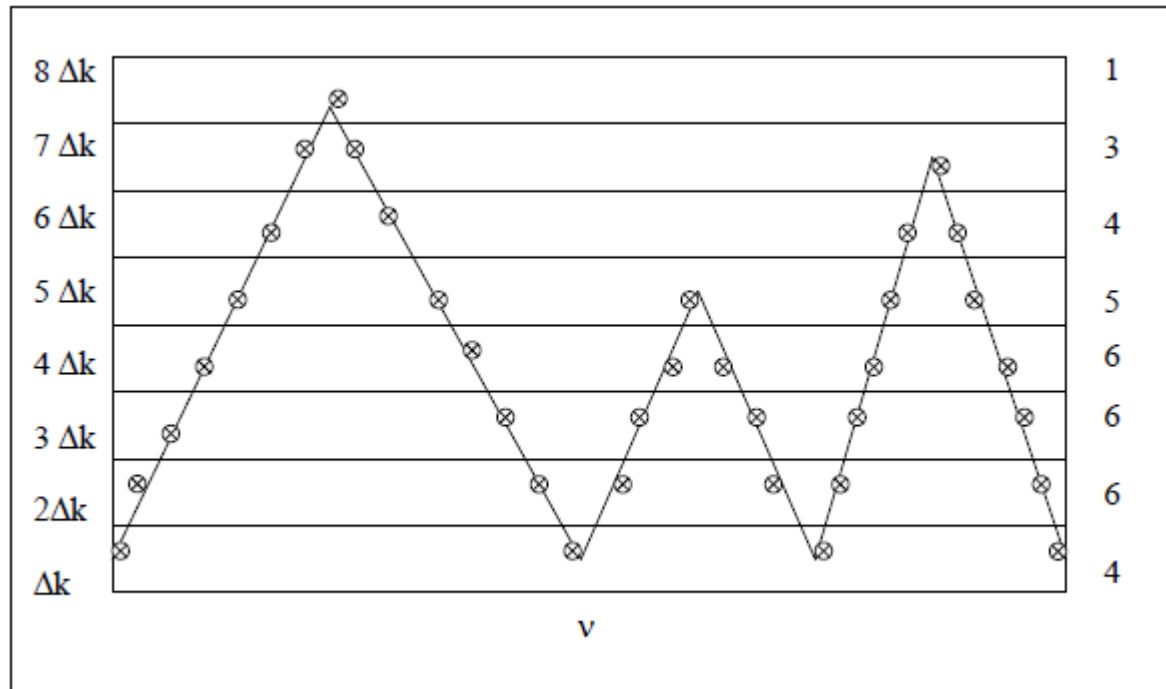
onde $n(0, k)$ é o número de pontos computacionais que contribuem para k cumulativamente.

Transferência Radiativa do MCGA

1. K-distribution approximation (KD).

1. Realização numérica do método KD.

Como calcular o coeficiente de absorção no espaço g a partir do coeficiente de absorção conhecido no domínio número de onda. A linha sólida fornece um coeficiente de absorção em função de ν . Os números no lado direito são os pontos de dados em cada intervalo Δk (número total $N = 35$).

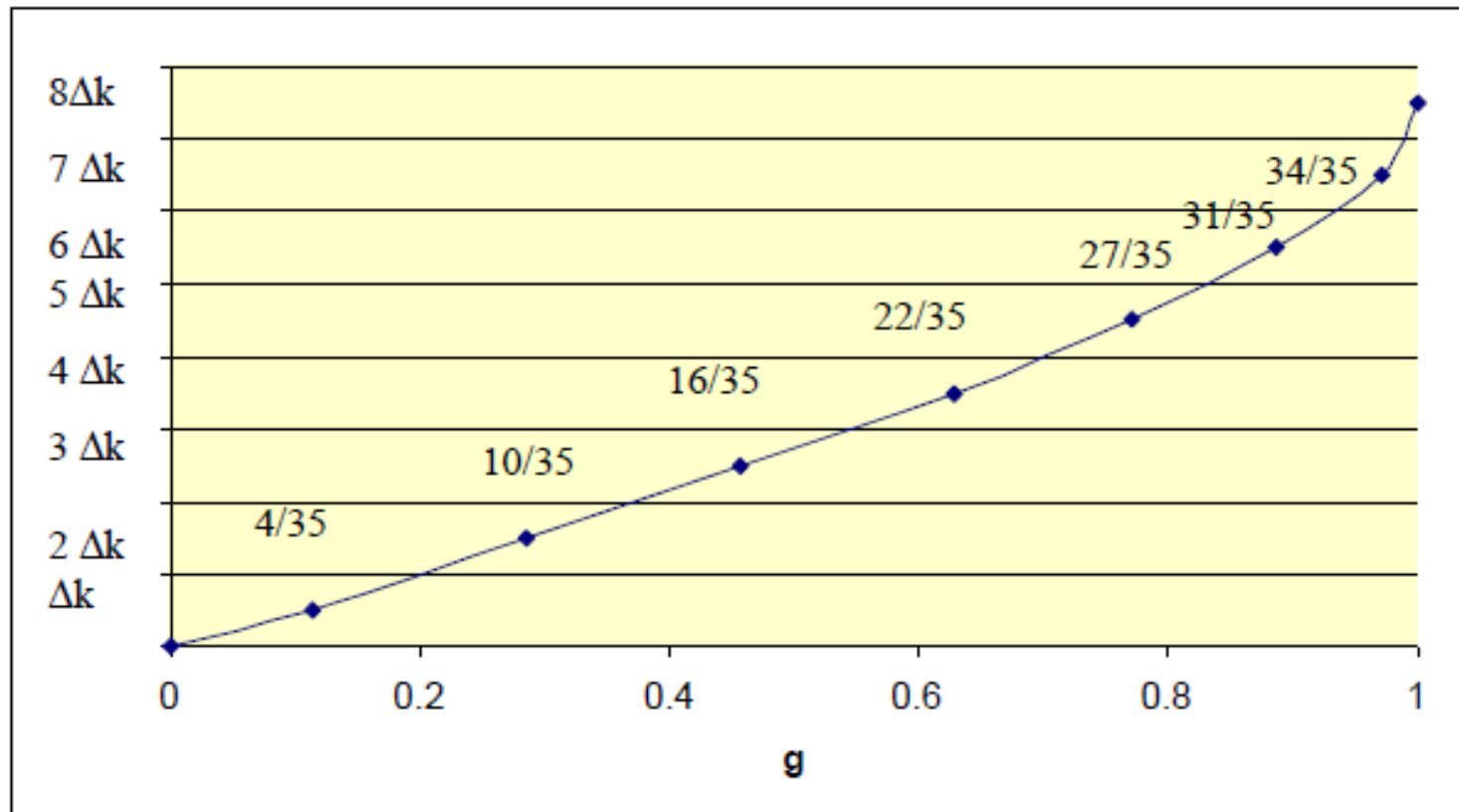


Transferência Radiativa do MCGA

1. K-distribution approximation (KD).

1. Realização numérica do método KD.

Thus by definition, $g(j\Delta k) = n(0, j\Delta k)/N$





Transferência Radiativa do MCGA

1. K-distribution approximation (KD).

1. Correlated K-distribution approximation (CKD).

CKD é a extensão do KD para uma atmosfera não homogênea.

Cada pressão e temperatura ao longo do caminho tem um único espectro $k_{a,v}$.

O método CKD classifica cada espectro $k_{a,v}(P, T)$ independentemente para fazer distribuições k em função $k_{a,v}(g, P, T)$ para cada P e T .

NOTA: Na prática, distribuição k discreta $k_j(P_l, T_m)$ são feitas para um conjunto de pressões P_l e temperaturas T_m e interpoladas para qualquer P e T .



Transferência Radiativa do MCGA

1. K-distribution approximation (KD).

1. Correlated K-distribution approximation (CKD).

Sobreposição de gases na banda espectral:

O que se faz quando vários gases são absorvidos em uma mesma banda espectral?

Método de sobreposição # 1:

assume que os espectros de absorção são independentes

$$\int_{\Delta\nu} T_v^{(1)} T_v^{(2)} d\nu = T_{\bar{\nu}}^{(1)} T_{\bar{\nu}}^{(2)} = \sum_{i=1}^N \exp(-k_1(g_i)u_1) \Delta g_{1,i} \sum_j^M \exp(-k(g_j)u_2) \Delta g_{2,j}$$

$$T_{\bar{\nu}}(u_1, u_2) = \sum_{i=1}^N \Delta g_{1,i} \sum_j^M \Delta g_{2,j} \exp(-\tau_{mi})$$

$$\tau_{mi} = k_{1m} u_1 + k_{2n} u_2 ,$$

Assim, temos NxM termos



Transferência Radiativa do MCGA

1. K-distribution approximation (KD).

1. Correlated K-distribution approximation (CKD).

Sobreposição de gases na banda espectral:

O que se faz quando vários gases são absorvidos em uma mesma banda espectral?

Método de sobreposição # 2:

introduz a taxa de mistura q como um fator adicional, então

$$k_i(g, P, T, g)$$

$$\int_{\Delta\nu} T_v^{(1)} T_v^{(2)} d\nu = T_{\bar{\nu}}^{(1)} T_{\bar{\nu}}^{(2)} = \sum_{i=1}^N \exp(-k_1(g_i)u_1) \Delta g_{1,i} \sum_j^M \exp(-k(g_j)u_2) \Delta g_{2,j}$$

$$T_{\bar{\nu}}(u_1, u_2) = \sum_{i=1}^N \Delta g_{1,i} \sum_j^M \Delta g_{2,j} \exp(-\tau_{mn})$$

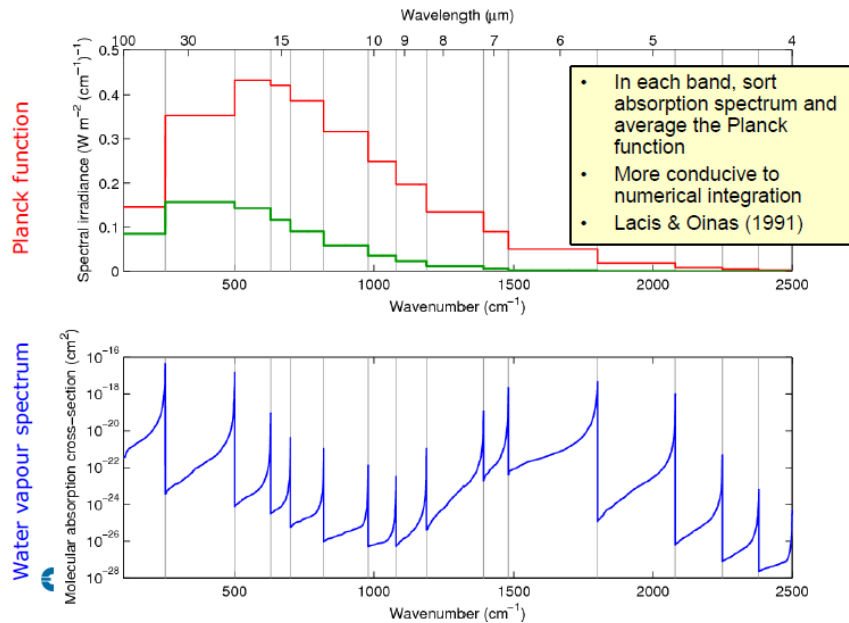
$$\tau_{mn} = k_{1m}u_1 + k_{2n}u_2,$$

Assim, temos NxM termos

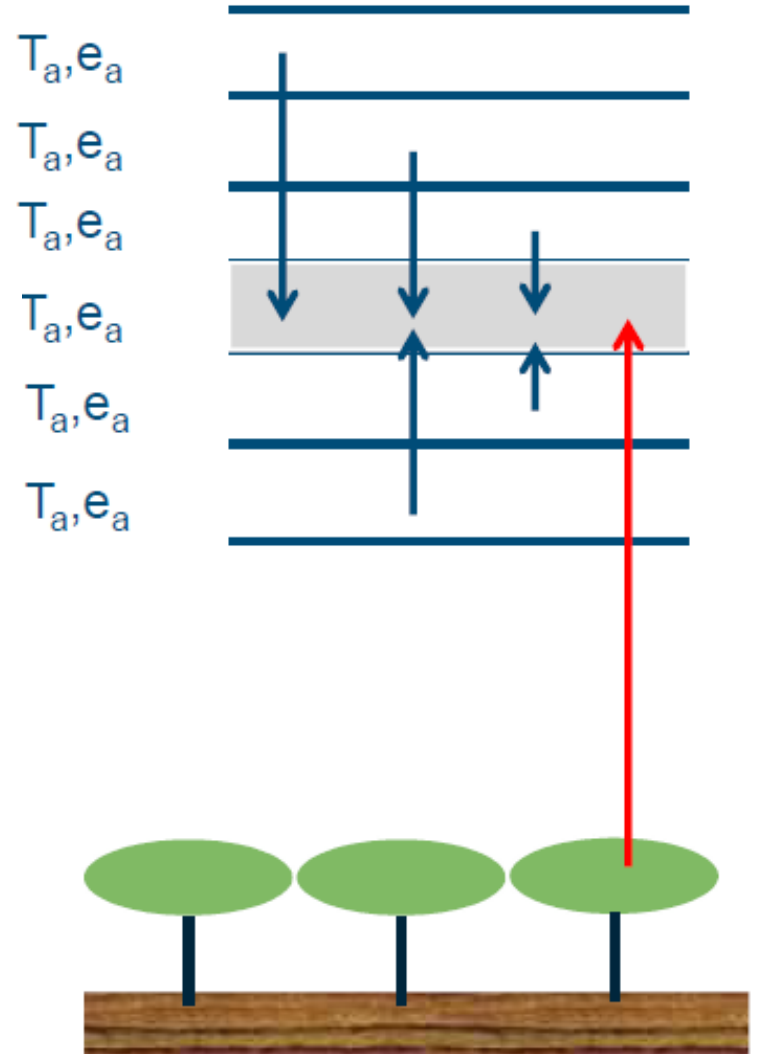
Transferência Radiativa do MCGA

The k-distribution method

-Integra-se sobre coeficientes de absorção (correlação-K; distribuição k)



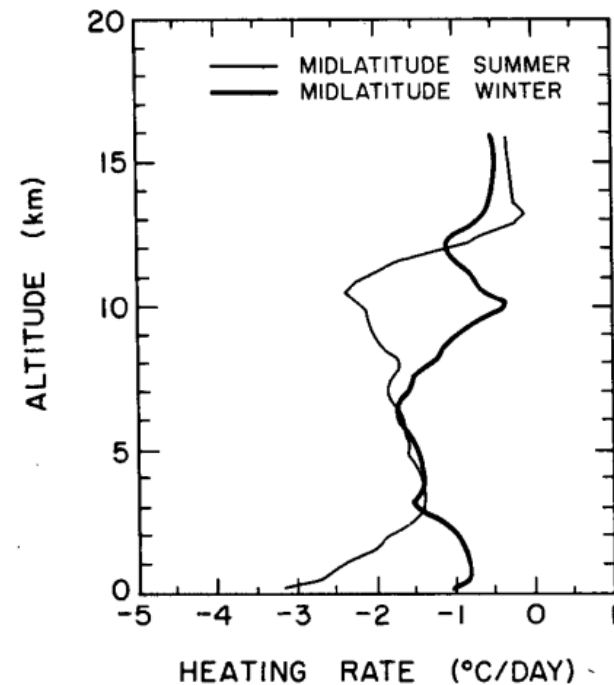
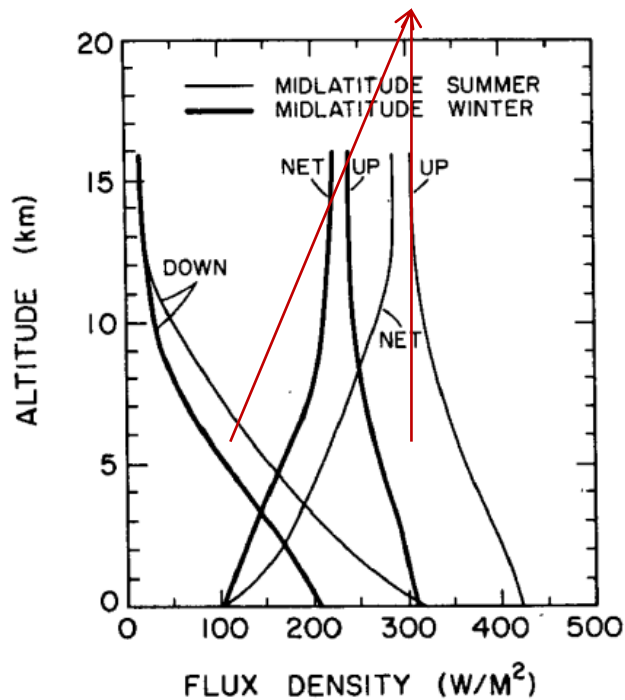
$$\tau(z, z') = \frac{1}{\Delta v} \int_{\Delta v} e^{-k_v u} dv = \int_0^1 f(k) e^{-ku} dk$$



Isto é Barato, ~ 1% de erro em comparação ao modelo linha por linha

Transferência Radiativa do MCGA

Quanto se esfria/aquece a atmosfera pela radiação?



$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho C_p} \frac{\partial L^*}{\partial z} = \frac{1}{1 * 1004} \frac{-300 - -100}{15000} \sim -1.15 \text{ K/day}$$

Para o caso de verão em media latitude



Transferência Radiativa do MCGA

Quanto se esfria/aquece a atmosfera pela radiação?

Conservação de calor

$$\left(\frac{\partial \theta}{\partial t} \right) + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_j} = - \frac{1}{\overline{\rho} c_p} \frac{\partial \overline{F_j}}{\partial x_j} - \frac{L_v E}{\overline{\rho} c_p} - \frac{\overline{\partial(u'_i \theta')_{sfc}}}{\partial x_j} - \frac{\overline{\partial(u'_i \theta')_{pbl}}}{\partial x_j}$$

Advecção media
Radiação
Liberação Calor Latente
Processos Turbulento de Superfície
Transporte Turbulento pbl

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho C_p} \frac{\partial L^*}{\partial z} = \frac{1}{1 * 1004} \frac{-300 - -100}{15000} \sim -1.15 \text{ K/day}$$

Transferência Radiativa do MCGA

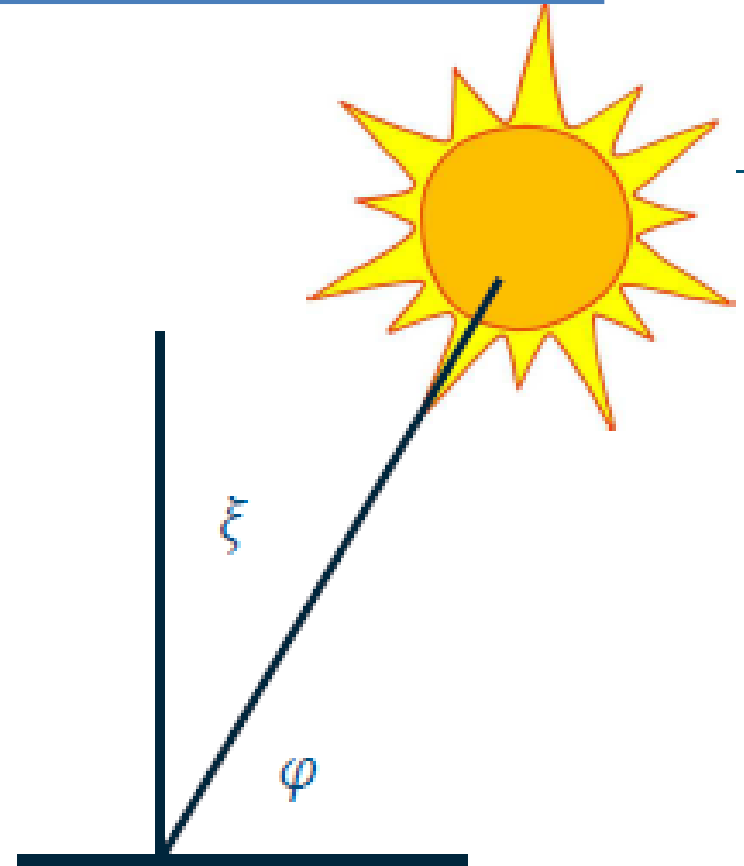
Ondas Curtas

Aproximação Empírica

$$S = S_0(1 - a)\tau \cos(\xi)$$

$a = \text{albedo}$

τ É a transmissividade e é governada pelo espalhamento e absorção e depende do comprimento do caminho ótico e da água precipitável



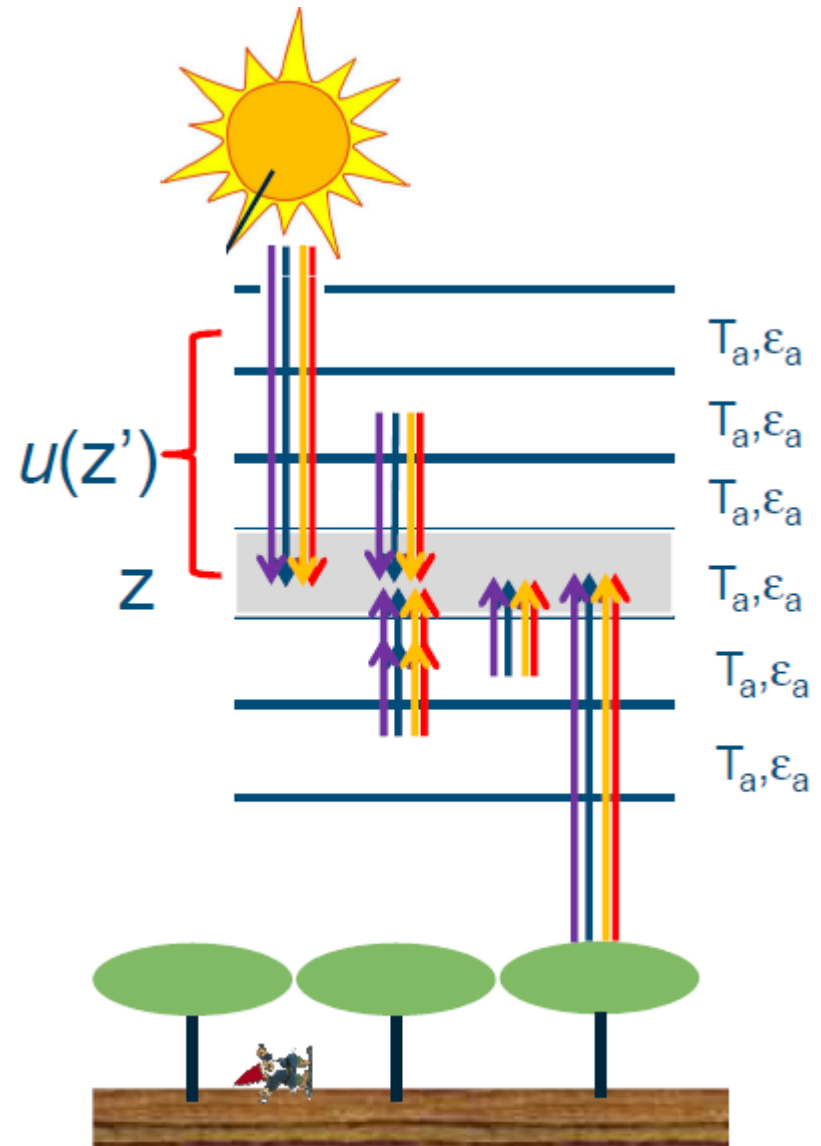
$$\tau = (0.6 + 0.2 \sin(\varphi))(1 - 0.4C_H)(1 - 0.7C_M)(1 - 0.4C_L)$$

Transferência Radiativa do MCGA

Ondas Curtas

Aproximação two stream (2 fluxos)

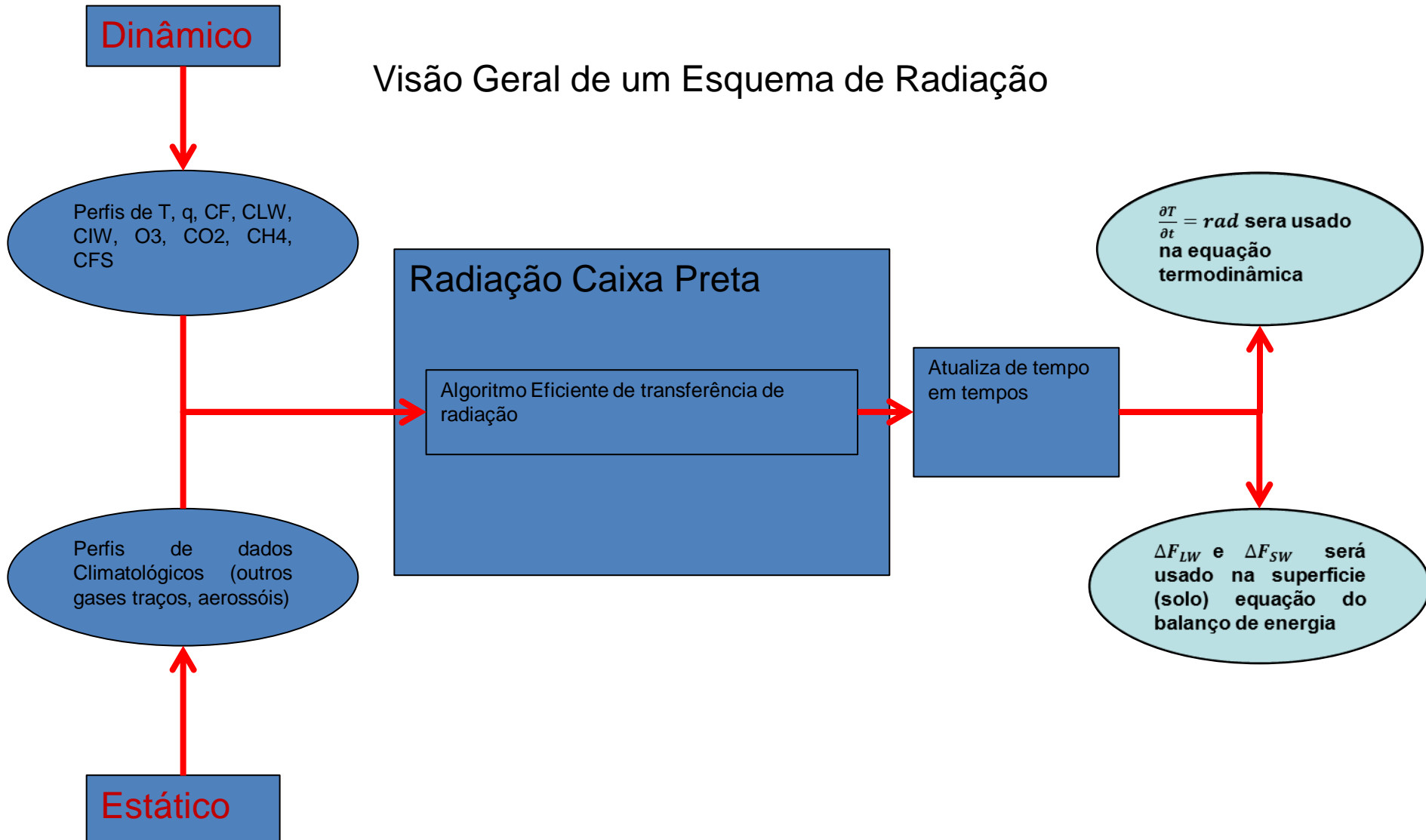
Abordagem analógica para onda longa
Direto e difusa





Transferência Radiativa do MCGA

Visão Geral de um Esquema de Radiação





Transferência Radiativa do MCGA

Visão Geral de um Esquema de Radiação

Onda curta

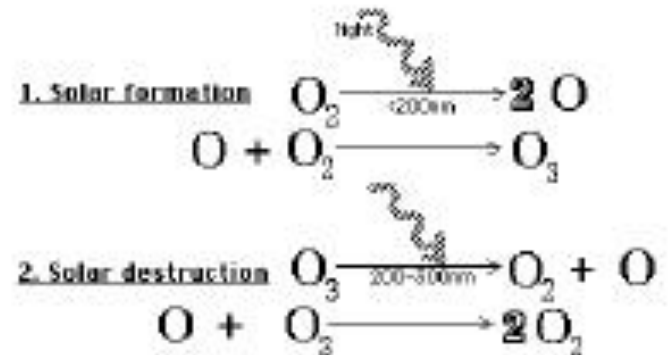
Dudhia	RRTMG	CAM3
Simple downward calculation	Spectral method (14 bands)	Spectral method (19 bands)
Cloud albedo and absorption	Interacts with cloud fractions (MCICA method)	Interacts with cloud fractions
No ozone effect (model top below 50 hPa OK)	Ozone/CO2 profile as in RRTMG longwave	Ozone/CO2 profile as in CAM longwave
Clear-sky scattering swrad_scattuning parameter 1.0 = 10% scattered, 0.5=5%, etc.	Trace gases specified	Can interact with aerosols and trace gases
Water vapor absorption		

Onda longa

RRTM	RRTMG	CAM3
Spectral	Spectral scheme	Spectral scheme
16 longwave bands	16 longwave bands	8 longwave bands
K distribution	K-distribution	Broadband
Look-up table fit to accurate calculations	Look-up table fit to accurate calculations	Look-up table fit to accurate calculations
Interacts with <i>resolved</i> clouds	Interacts with <i>cloud fractions</i> (Monte Carlo Independent Cloud Approximation)	Interacts with <i>cloud fractions</i>
Ozone profile specified	Ozone profile specified	Ozone profile function of month, latitude
CO2 constant (well-mixed)	CO2 and trace gases specified	CO2 changes based on year

Transferência Radiativa do MCGA

Efeito da qualidade do ar na radiação





Transferência Radiativa do MCGA

Processos de Superfície