



Esquemas de Transferência de Radiação Solar e Infravermelha Térmica



Atmosphere Numerical Modeling Group



Media de Reynolds

$$A = \bar{A} + A'$$

Lei dos gases

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

Temperatura virtual

Necessita ser
parameterizado !

2nd ordem

Conservação
de momentum

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\delta_{i3}g + f_c \varepsilon_{ij3} \bar{u}_j - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{v \partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial (\bar{u}'_i \bar{u}'_j)_{sfc}}{\partial x_j} - \frac{\partial (\bar{u}'_i \bar{u}'_j)_{pb1}}{\partial x_j}$$

Advecção media gravidade Coriolis Grad. Pressão Viscous stress Processos Turbulento de superfície Transporte Turbulento pb1

Eq. continuidade

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = 0$$

Conservação
de calor

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = -\frac{1}{\bar{\rho} c_p} \frac{\partial \bar{F}_j}{\partial x_j} - \frac{L_v E}{\bar{\rho} c_p} - \frac{\partial (\bar{u}'_i \theta')_{sfc}}{\partial x_j} - \frac{\partial (\bar{u}'_i \theta')_{pb1}}{\partial x_j}$$

Radiação Liberação Calor Latente Processos Turbulento de Superfície Transporte Turbulento pb1

Advecção media

Conservação
de agua total

$$\frac{\partial \bar{q}_t}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{q}_t}{\partial x_j} = \frac{S_{q_t}}{\bar{\rho}} - \frac{\partial (\bar{u}'_j q'_t)_{sfc}}{\partial x_j} - \frac{\partial (\bar{u}'_j q'_t)_{pb1}}{\partial x_j}$$

Precipitação Processos Turbulento de Superfície Transporte Turbulento pb1

Advecção media

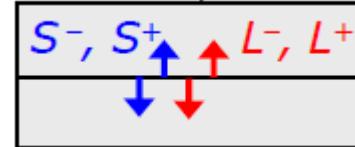


Transferência Radiativa do MCGA

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 liquido: $R_n = S^- - S^+ + L^- - L^+$

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

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

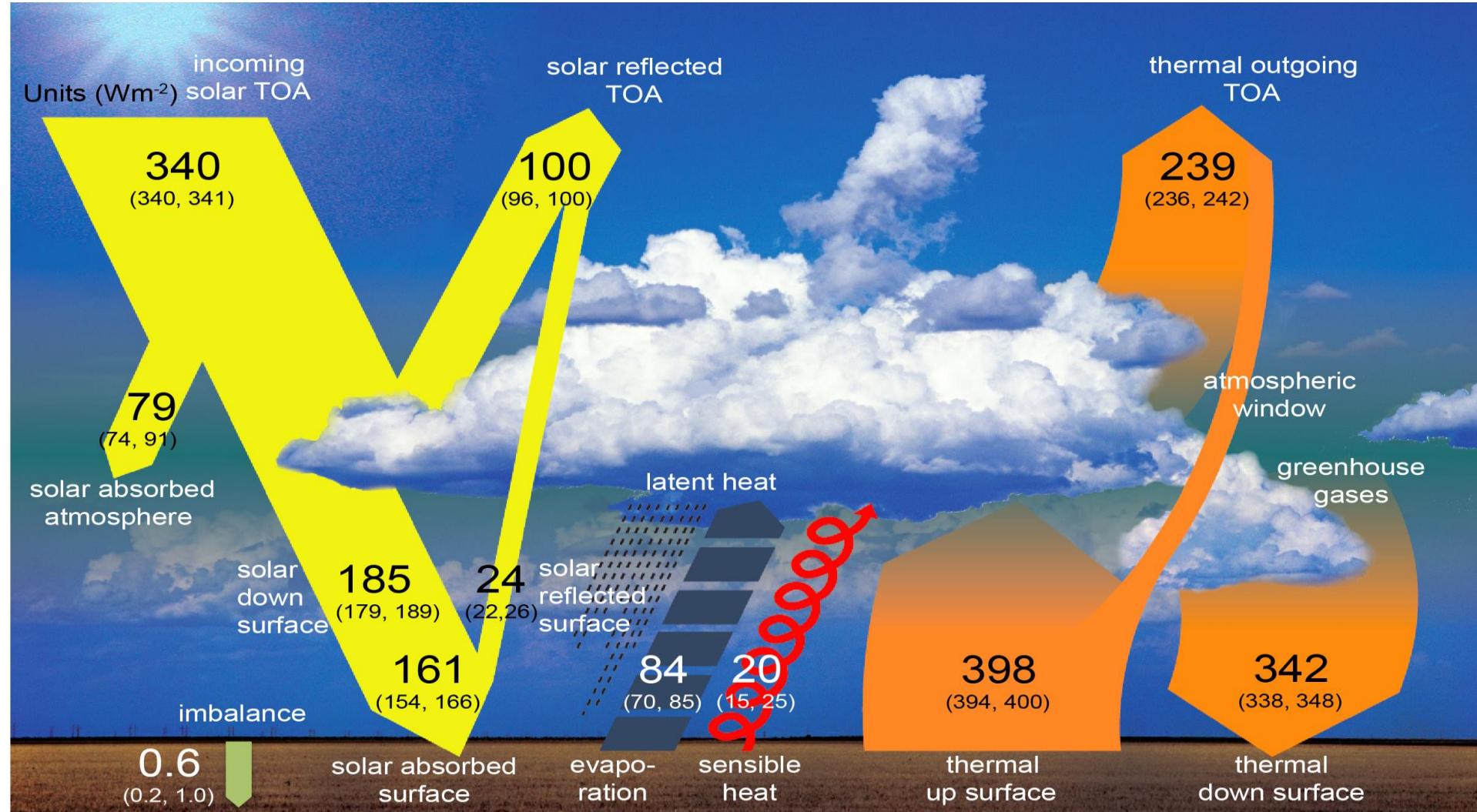
**Termos de radiação do balanço de energia na superfície:
temperatura soil & sea**



Atmosphere Numerical Modeling Group



Introdução





Schematic Radiation Module Structure

Driver Module

Init/update
main driver

Astronomy Module

Init/update
mean coszen

Gases Module

Init/update
ozone
co2
rare gases

Cloud Module

initialization
prog cld1
prog cld2
diag cld

Aerosol Module

Init/update
dim aerosols
GOCART aerosols

SW Param Module

SW Data Table Module

SW Main Module
Initialization
sw radiation

Surface Module

initialization
SW albedo
LW emissivity

Outputs:

total sky heating rates
surface fluxes (up/down)
toa atms fluxes (up/down)

Optional outputs:

clear sky heating rates
spectral band heating rates
fluxes profiles (up/down)
surface flux components

LW Param Module

LW Data Table Module

LW Main Module
Initialization
lw radiation

Outputs:

total sky heating rates
surface fluxes (up/down)
toa atms fluxes (up/down)

Optional outputs:

clear sky heating rates
spectral band heating rates
fluxes profiles (up/down)



1. Introdução
2. Equações Básicas de Transferência Radiativa para Aplicações de Modelos Atmosféricos
3. Transferência Radiativa Solar
4. Transferência Radiativa Infravermelha Térmica
5. Cálculos de fluxo radiativo para céu parcialmente nublado

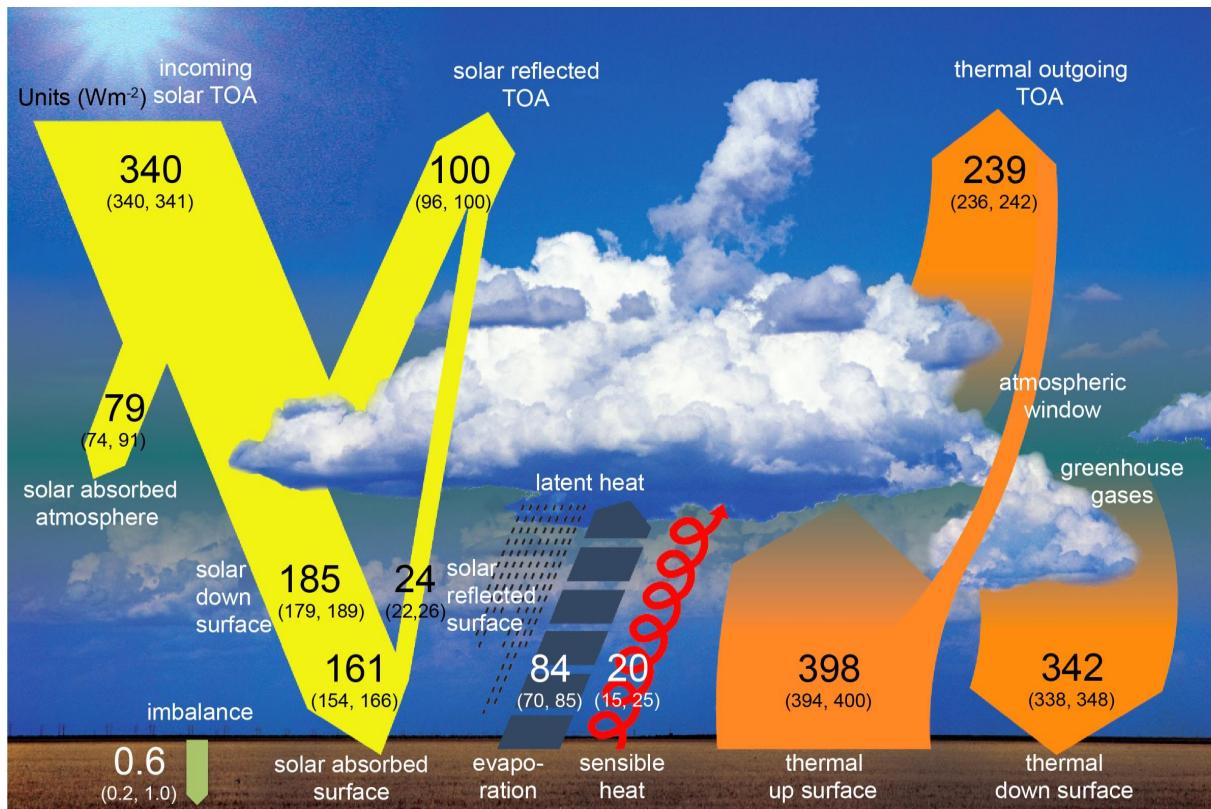


Atmosphere Numerical Modeling Group

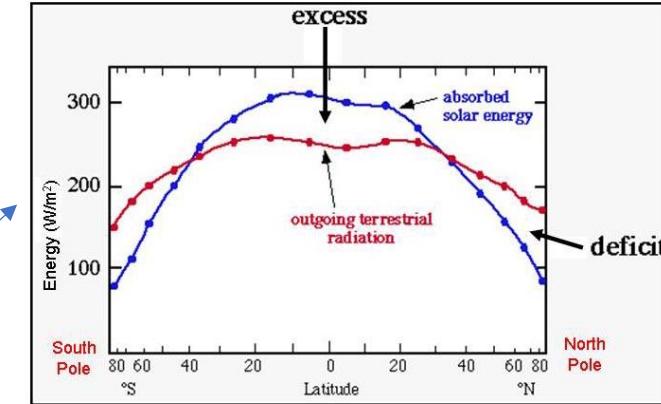


Introdução

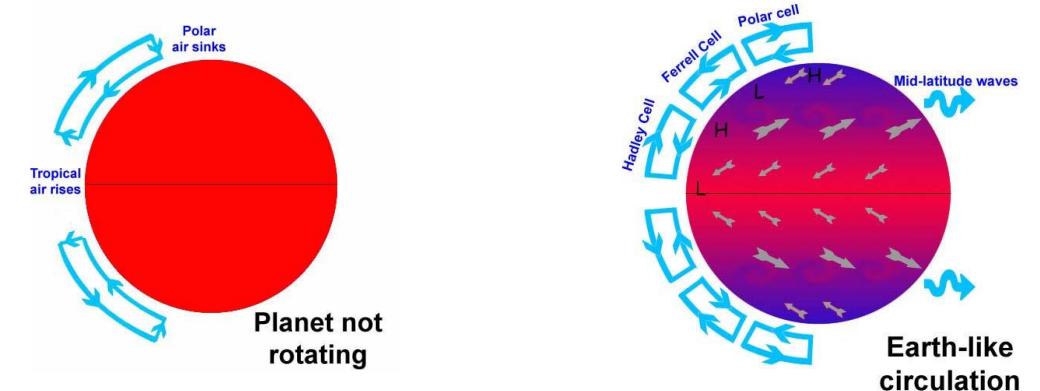
A transferência radiativa na atmosfera da Terra desempenha um papel importante no balanço de energia do sistema meteorológico e climático.



Creator: Dennis Hartmann



Redistribuição de Energia no globo

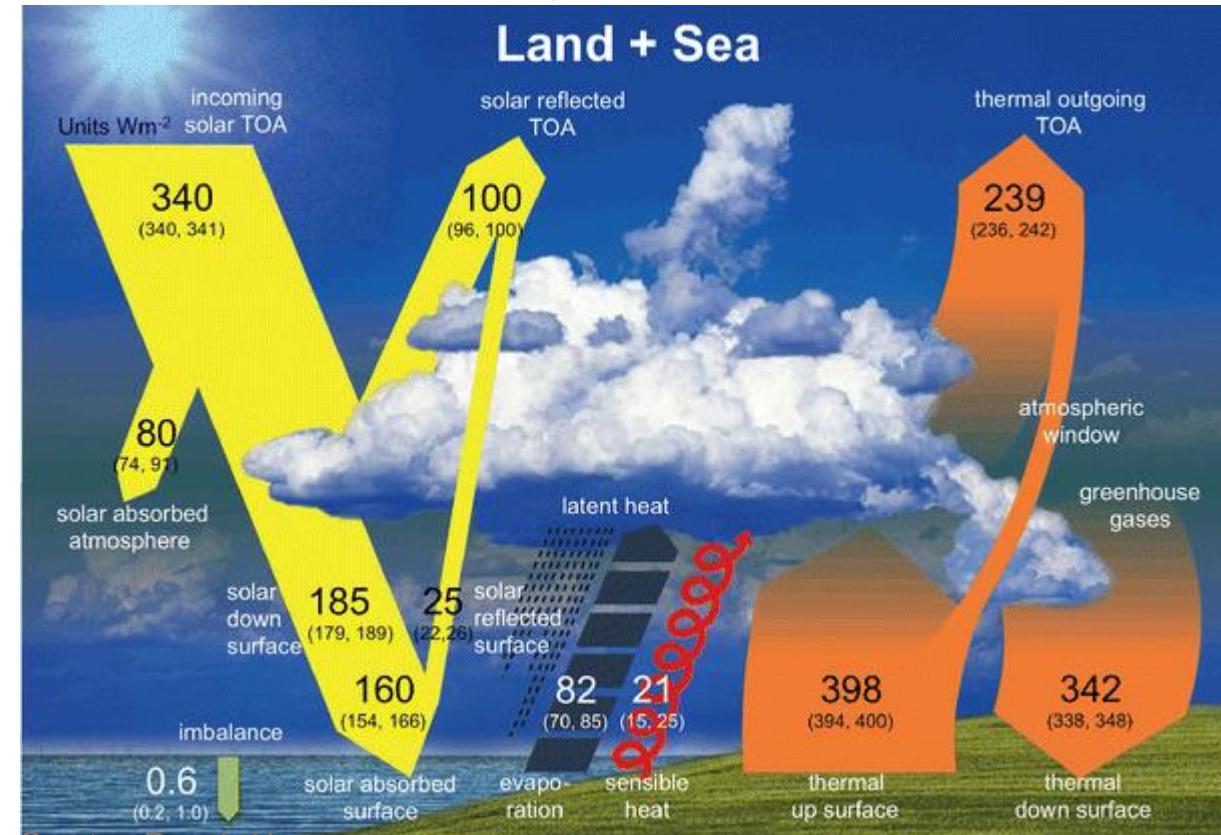


Ao longo de um período de tempo suficientemente longo, a energia solar absorvida é equilibrada pela radiação infravermelha térmica emitida pelo sistema terra-atmosfera-oceano, o que mantém a temperatura da Terra relativamente estável.



Introdução

Aproximadamente 70% da radiação solar incidente é absorvida pelo sistema terra-atmosfera-oceano, enquanto a parte restante é refletida de volta para o espaço.



$$Net_{Solar_top} = S_0 \left[1 - \frac{100}{340} \right] = 0.7058$$

Aproximadamente 70%

Ao longo de um período de tempo suficientemente longo, a energia solar absorvida é equilibrada pela radiação infravermelha térmica emitida pelo sistema terra-atmosfera-oceano, o que mantém a temperatura da Terra relativamente estável.

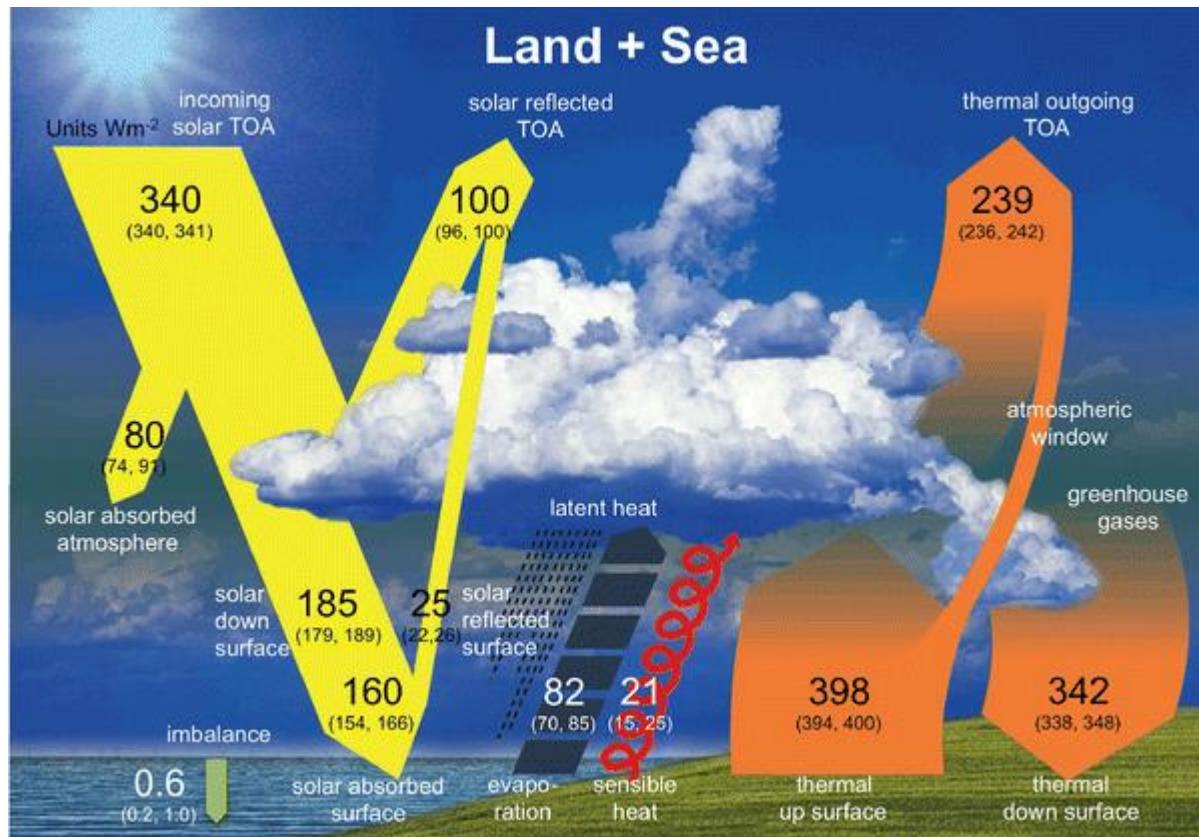


Atmosphere Numerical Modeling Group



Introdução

As **superfícies terrestres e oceânicas absorvem cerca de 44% da energia solar incidente, e a atmosfera absorve cerca de 26%**.



$$Net_{Solar_super} = S_0 \left[\frac{185 - 25}{340} \right] = 0.47$$

Aproximadamente 47%

$$Net_{Solar_top} = S_0 \left[\frac{340 - 100 - 160}{340} \right] = 0.23$$

Aproximadamente 23%

Ao longo de um período de tempo suficientemente longo, a energia solar absorvida é equilibrada pela radiação infravermelha térmica emitida pelo sistema terra-atmosfera-oceano, o que mantém a temperatura da Terra relativamente estável.

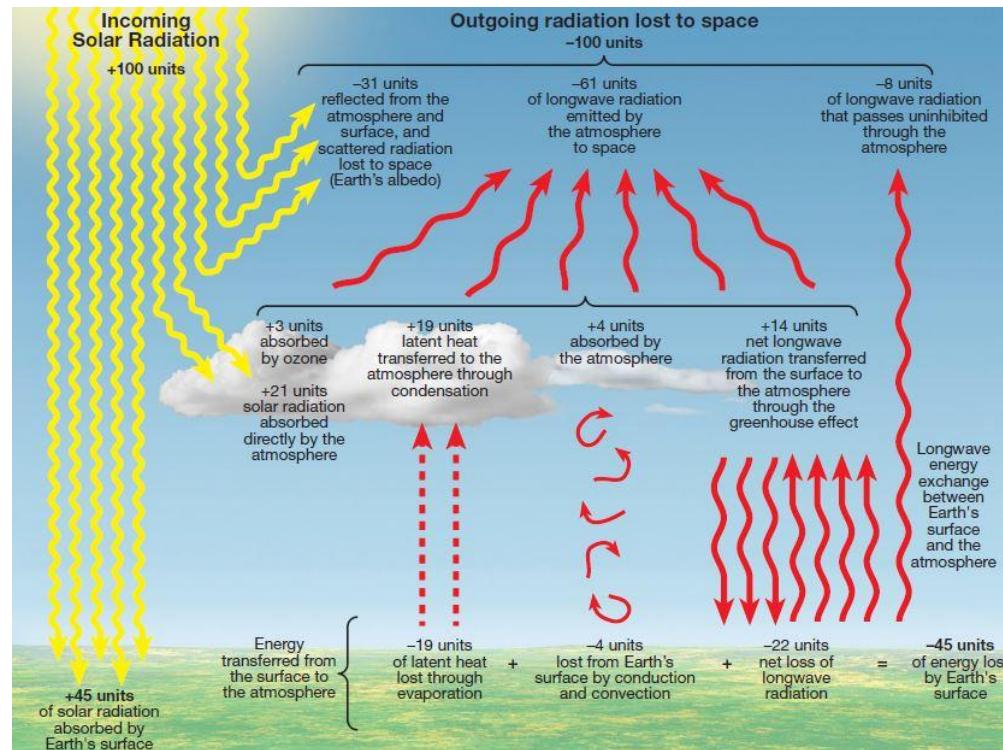


Atmosphere Numerical Modeling Group



Introdução

Para manter um estado de **equilíbrio energético**, o sistema terra-atmosfera-oceano emite radiação infravermelha térmica.



$$Net_{rad} = Net_{Solar} - Net_{Thermal}$$

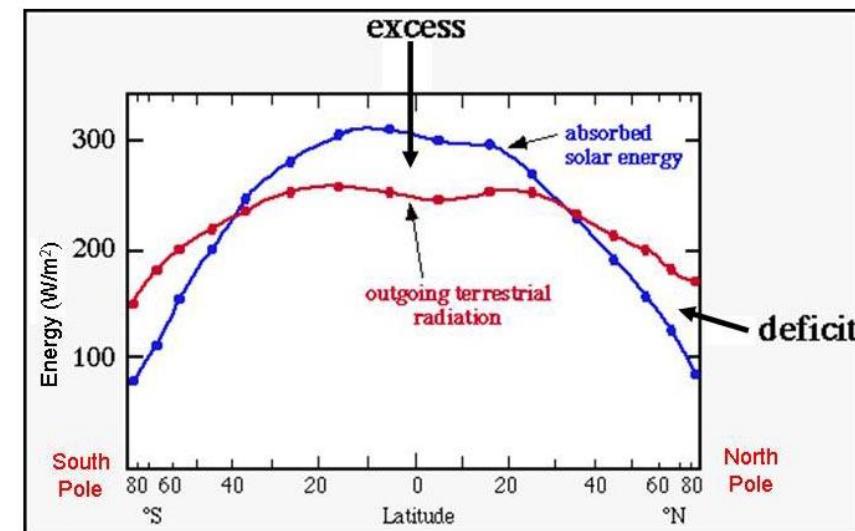
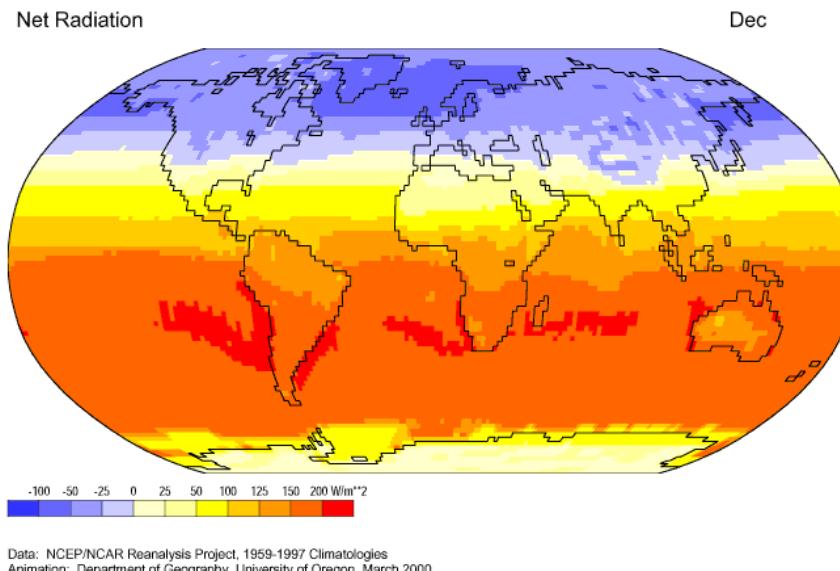
[Shikher Goyal](#)

Ao longo de um período de tempo suficientemente longo, a energia solar absorvida é equilibrada pela radiação infravermelha térmica emitida pelo sistema terra-atmosfera-oceano, o que mantém a temperatura da Terra relativamente estável.



Introdução

A radiação solar incidente é distribuída de forma desigual sobre o planeta Terra. O Sol aquece os trópicos mais do que as latitudes médias e altas.



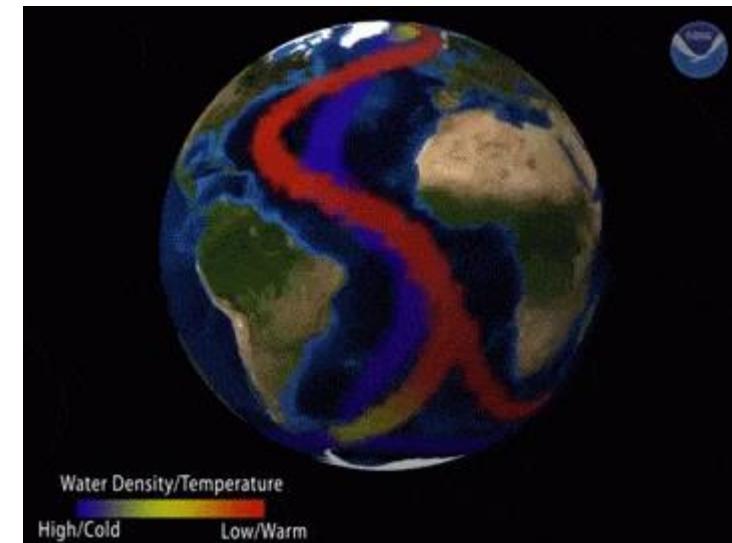
[Index of /~leclimb/SOEE3410/animations \(leeds.ac.uk\)](http://Index of /~leclimb/SOEE3410/animations (leeds.ac.uk))

Portanto, para compreender e prever o clima e o tempo do sistema terra-atmosfera-oceano, é necessário calcular com precisão a transferência radiativa na atmosfera..



Introdução

Essa energia radiativa em excesso nos trópicos precisa ser redistribuída para as latitudes médias e altas pela atmosfera e oceano.

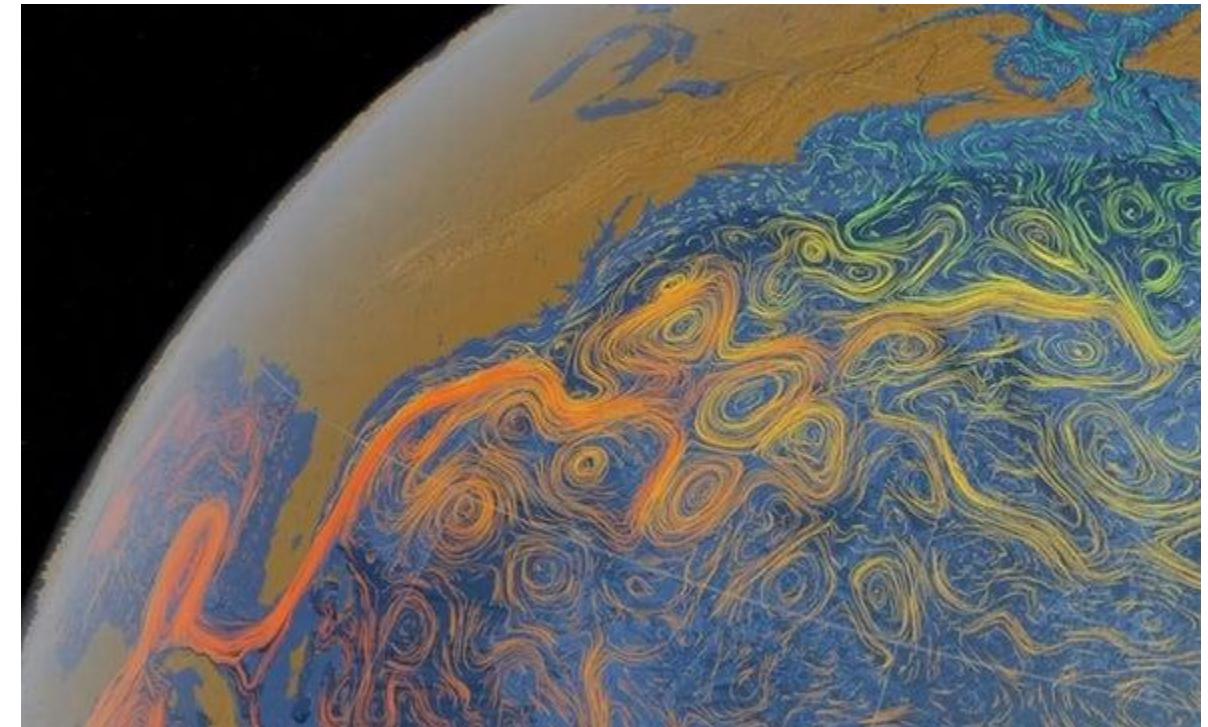
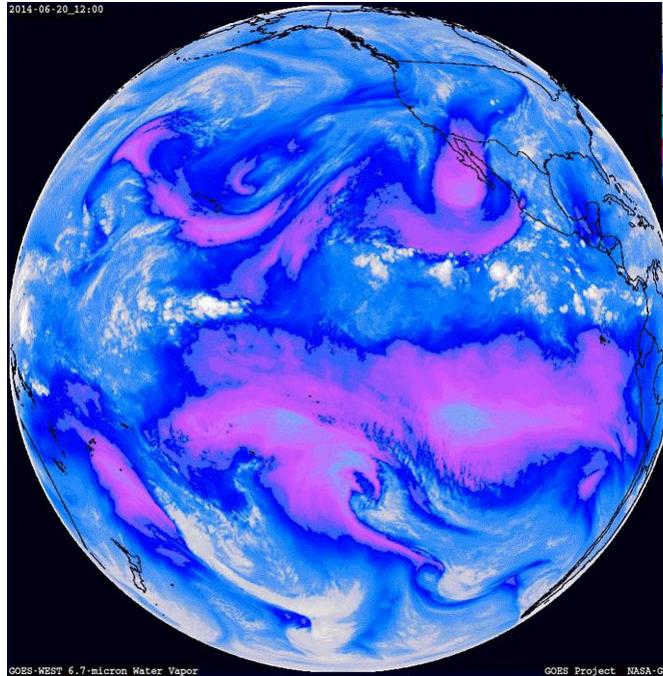


Portanto, para compreender e prever o clima e o tempo do sistema terra-atmosfera-oceano, é necessário calcular com precisão a transferência radiativa na atmosfera..



Introdução

Para equilibrar as **discrepâncias radiativas**, a atmosfera e o oceano trabalham incessantemente por meio dos sistemas meteorológicos e da circulação oceânica para transportar energia dos trópicos para as latitudes médias e altas.



Portanto, para compreender e prever o clima e o tempo do sistema terra-atmosfera-oceano, é necessário calcular com precisão a transferência radiativa na atmosfera..

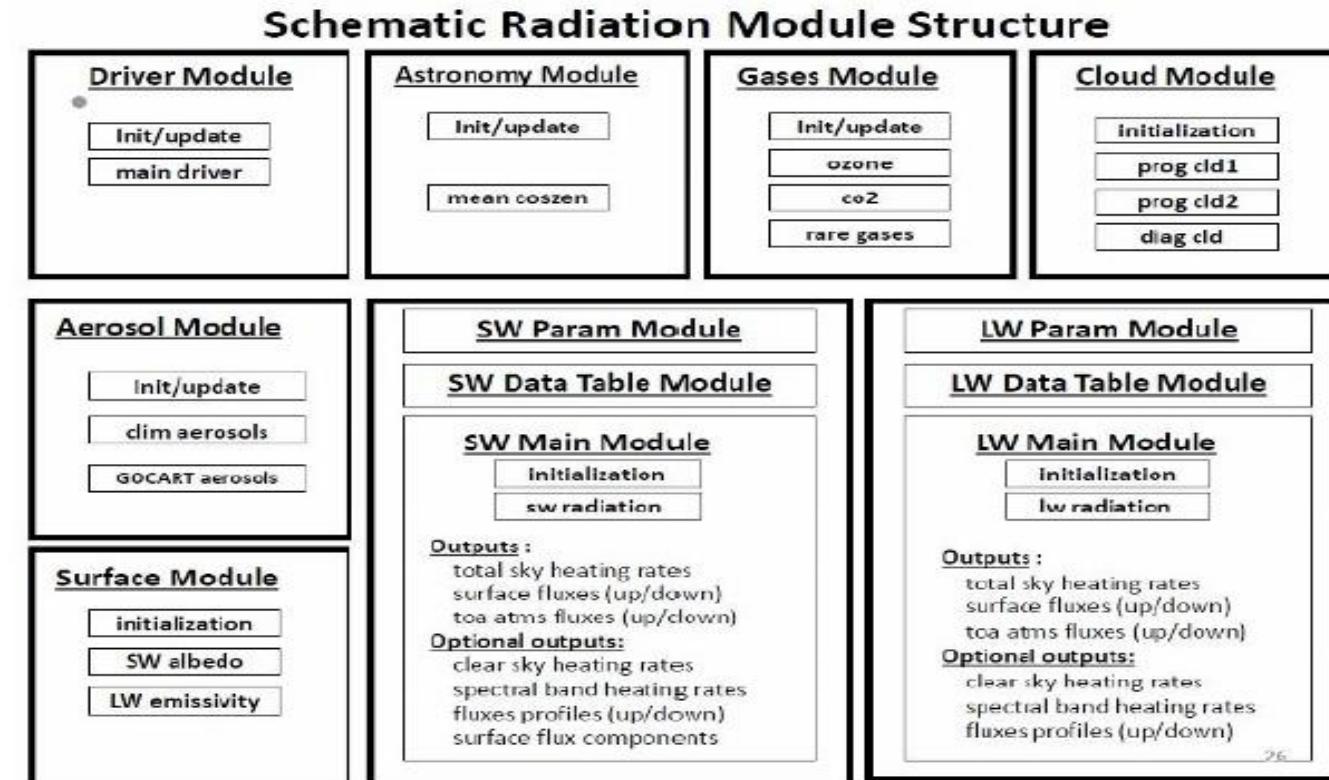


Atmosphere Numerical Modeling Group



Introdução

- **Modelar os processos radiativos está entre as partes mais complexas e intensivas em termos de computação de toda a física de modelos.**
- **É difícil construir uma parametrização que seja ao mesmo tempo rápida e precisa para calcular a transferência radiativa.**
- **Por razões de eficiência computacional, os GCM geralmente usam uma parametrização de banda larga para calcular a transferência radiativa.**



Portanto, para compreender e prever o clima e o tempo do sistema terra-atmosfera-oceano, é necessário calcular com precisão a transferência radiativa na atmosfera..

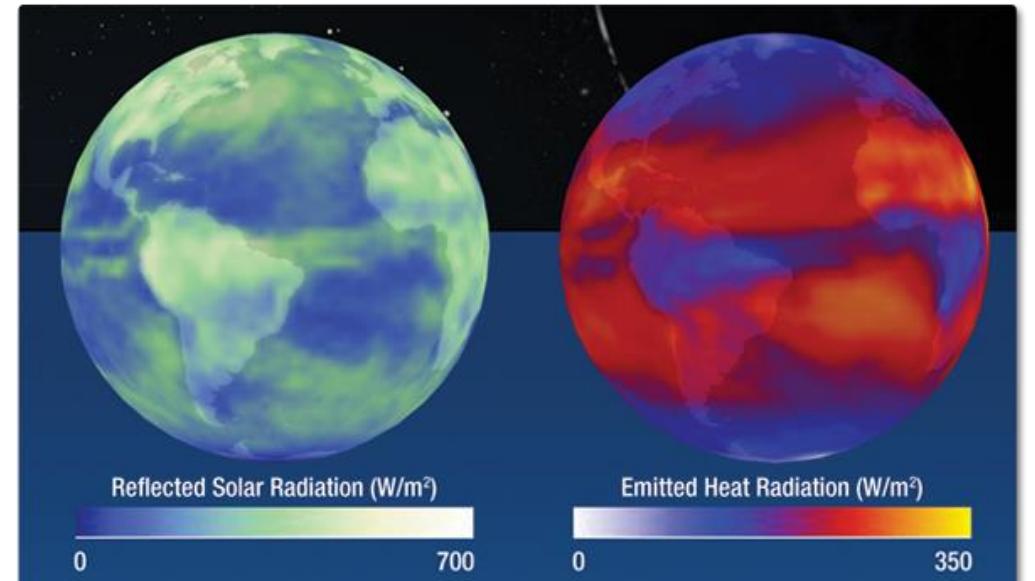
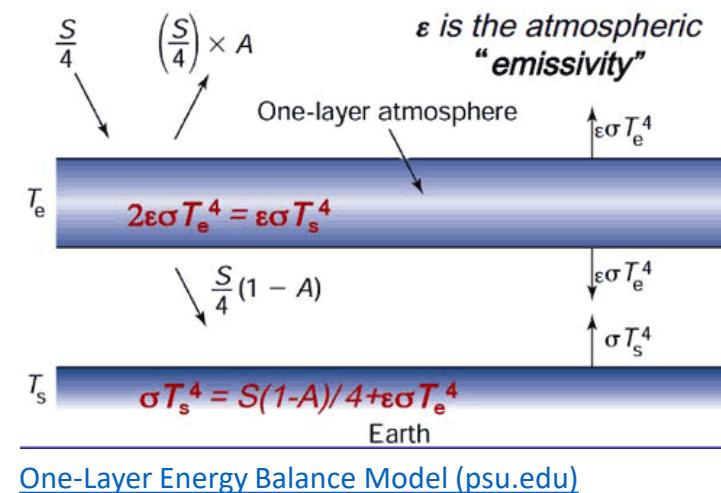


Atmosphere Numerical Modeling Group

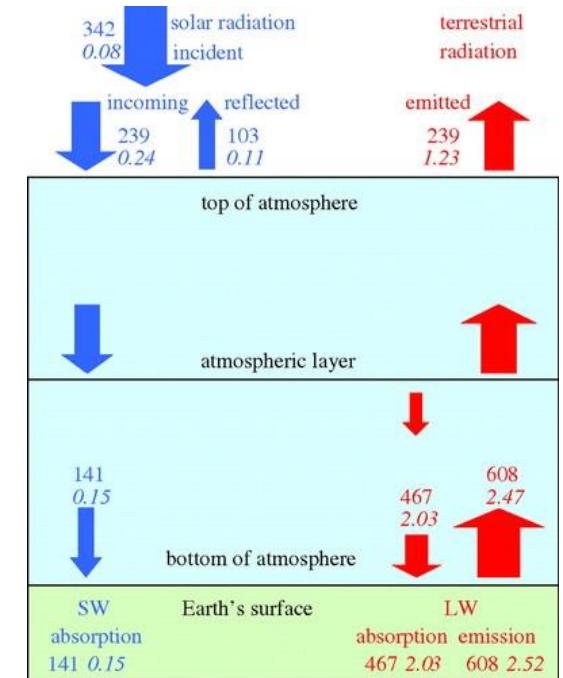


Introdução

O esquema de radiação tem como objetivo fornecer o fluxo radiativo total em qualquer localização específica.



Credit: NASA/Goddard Space Flight Center Scientific Visualization Studio



Wei Wu

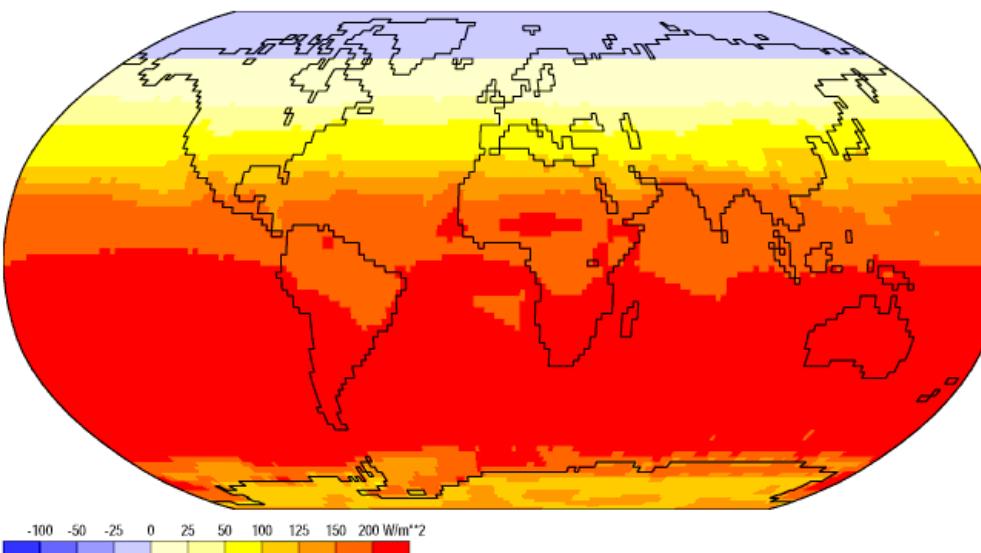
Portanto, para compreender e prever o clima e o tempo do sistema terra-atmosfera-oceano, é necessário calcular com precisão a transferência radiativa na atmosfera..



Introdução

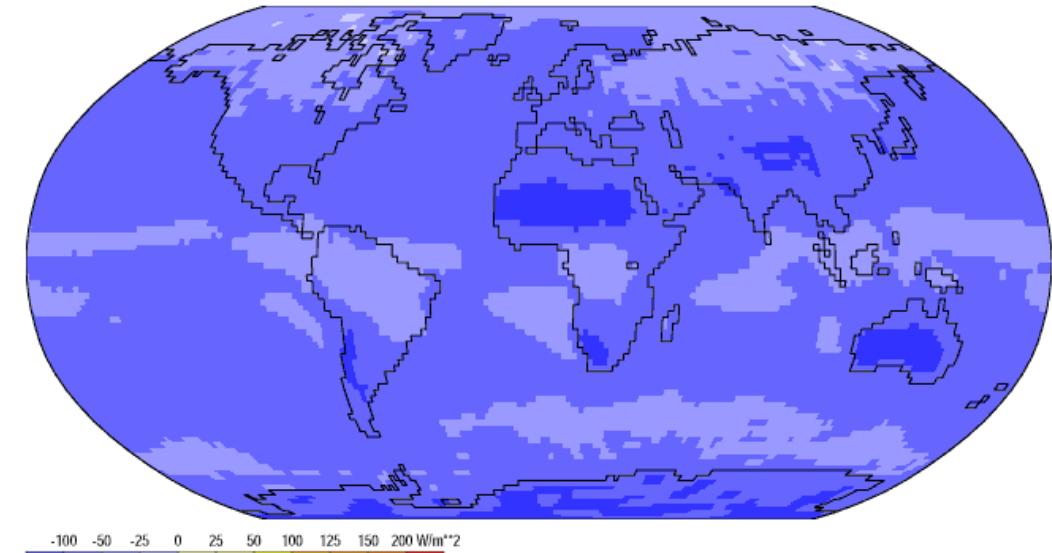
Esses cálculos fornecem tanto o fluxo radiativo total na superfície terrestre, necessário para estabelecer o balanço de energia da superfície, quanto a divergência vertical do fluxo radiativo, que é usada para calcular as taxas de aquecimento e resfriamento radiativo de uma camada atmosférica específica.

Net Short-Wave Radiation



Dec

Net Long-Wave Radiation



Dec

Data: NCEP/NCAR Reanalysis Project, 1959-1997 Climatologies
Animation: Department of Geography, University of Oregon, March 2000

Data: NCEP/NCAR Reanalysis Project, 1959-1997 Climatologies
Animation: Department of Geography, University of Oregon, March 2000

Portanto, para compreender e prever o clima e o tempo do sistema terra-atmosfera-oceano, é necessário calcular com precisão a transferência radiativa na atmosfera..

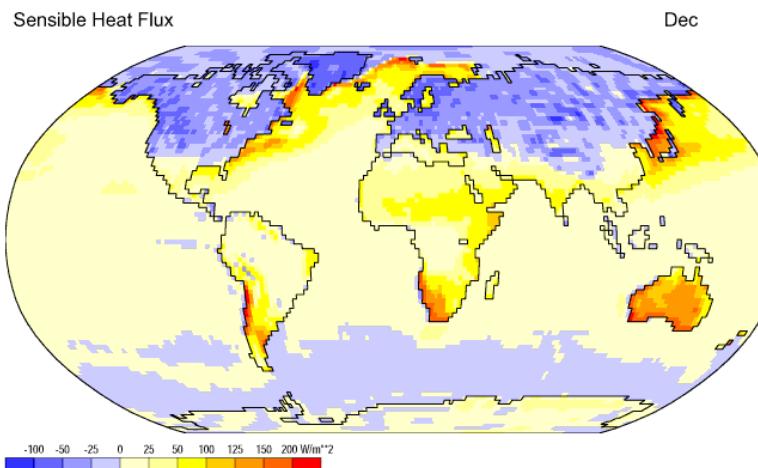


Atmosphere Numerical Modeling Group

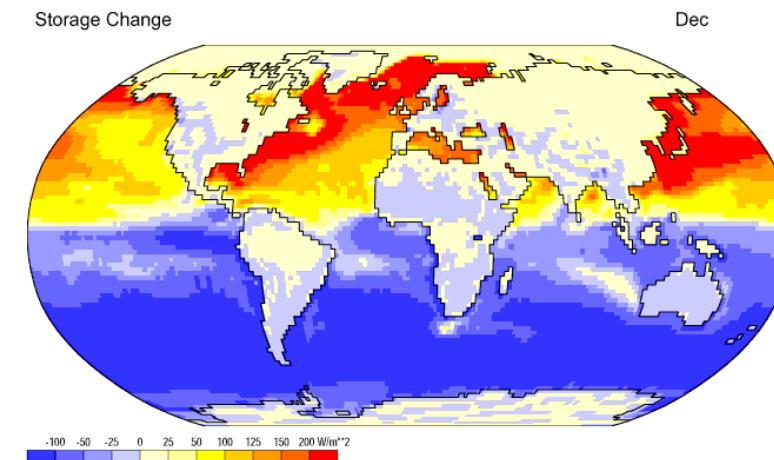


Introdução

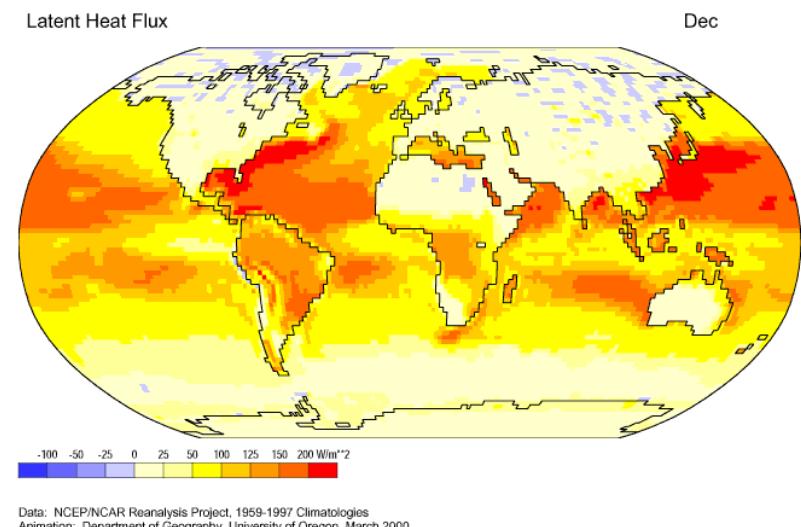
A magnitude dos termos no balanço de energia da superfície pode criar as condições para a ocorrência de **convecção profunda úmida** e é fundamental para a formação de nuvens de baixa altitude.



Data: NCEP/NCAR Reanalysis Project, 1959-1997 Climatologies
Animation: Department of Geography, University of Oregon, March 2000



Data: NCEP/NCAR Reanalysis Project, 1959-1997 Climatologies
Animation: Department of Geography, University of Oregon, March 2000

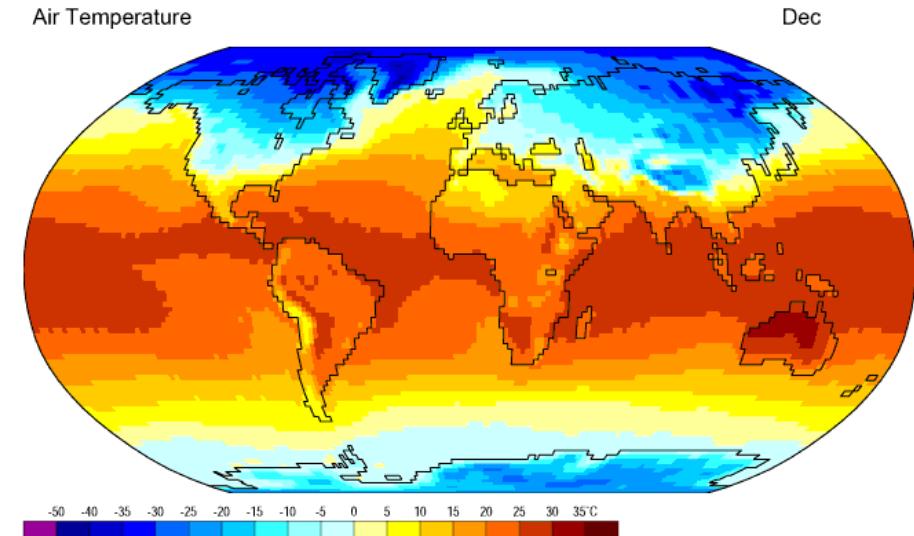
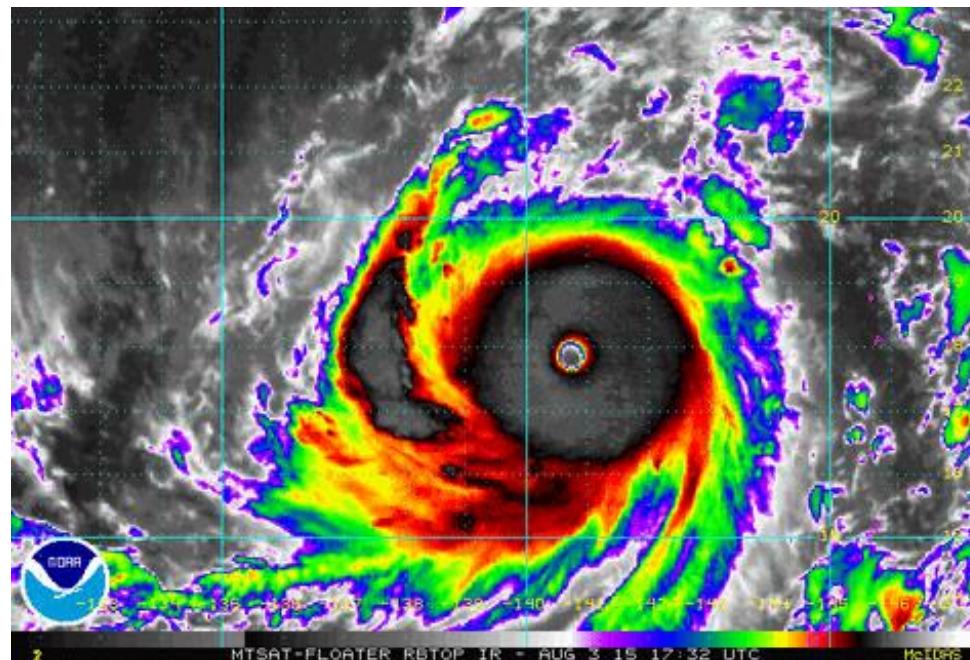


Portanto, para compreender e prever o clima e o tempo do sistema terra-atmosfera-oceano, é necessário calcular com precisão a transferência radiativa na atmosfera..



Introdução

Além disso, a **divergência vertical do fluxo radiativo** pode produzir um **resfriamento substancial**, especialmente no topo das nuvens, o que pode ter **efeitos dinâmicos e térmicos significativos na evolução das nuvens**.



Data: NCEP/NCAR Reanalysis Project, 1959-1997 Climatologies
Animation: Department of Geography, University of Oregon, March 2000

Portanto, para compreender e prever o clima e o tempo do sistema terra-atmosfera-oceano, é necessário calcular com precisão a transferência radiativa na atmosfera..



Atmosphere Numerical Modeling Group



Introdução

Além dos principais gases atmosféricos absorventes,

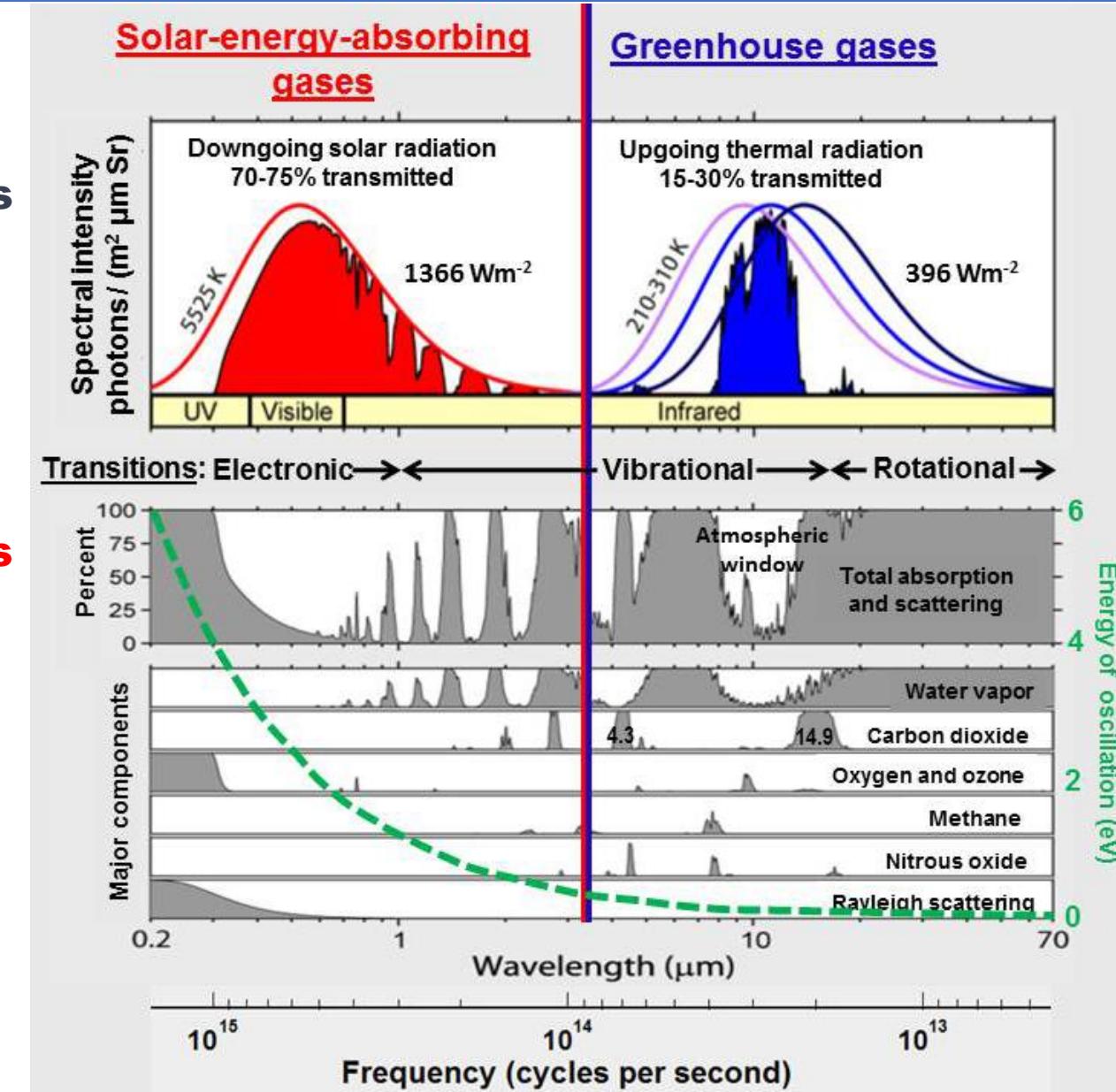
1. ozônio,
2. vapor d'água
3. dióxido de carbono,

Os algoritmos também incluem várias espécies absorventes menores,

1. como metano,
2. óxido nitroso,
3. oxigênio

No infravermelho distante, até quatro tipos:

1. halocarbonetos (CFCs).



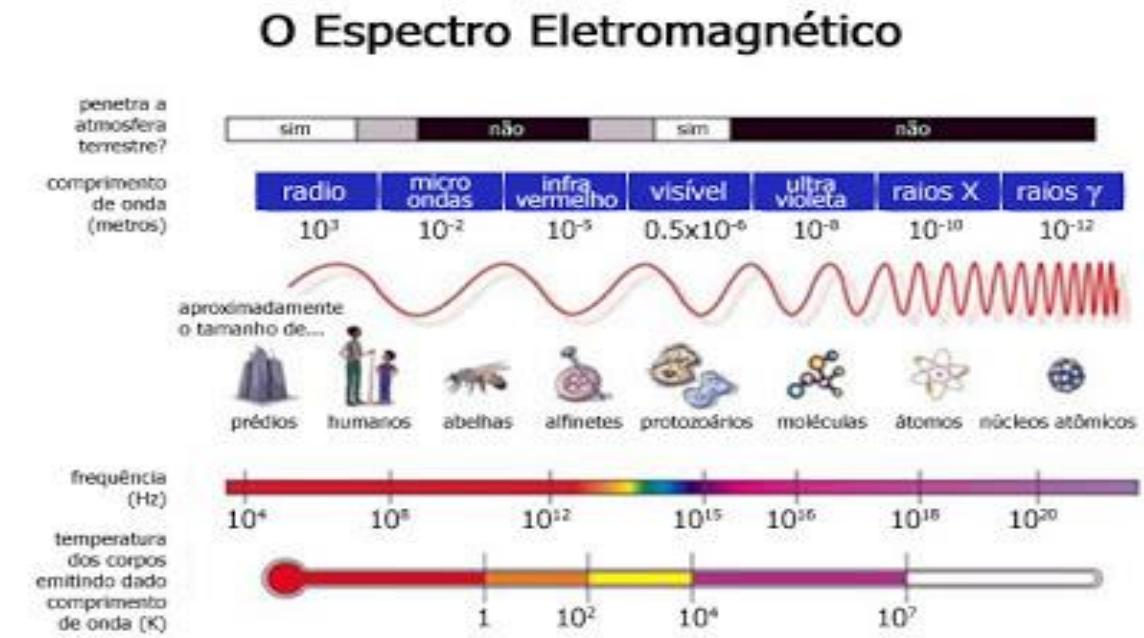
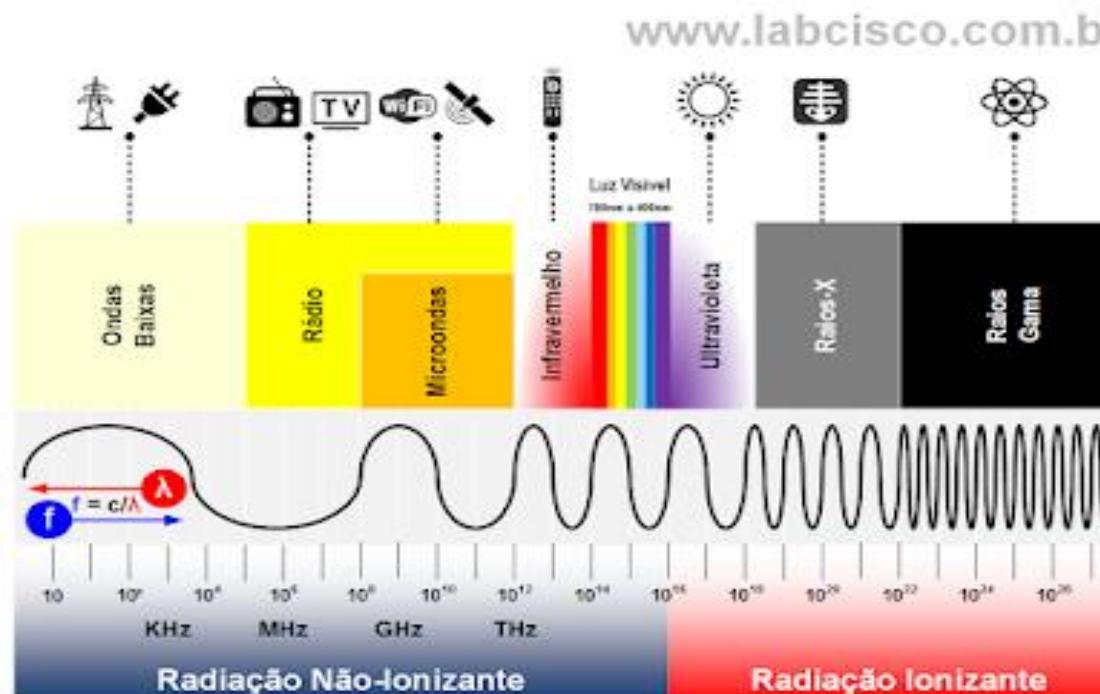


Atmosphere Numerical Modeling Group



Os fundamentos de radiação são essenciais para entender os pacotes de radiação e os cálculos de transferência radiativa.

- 1. Espectro Eletromagnético:** A radiação atmosférica envolve a **transmissão de ondas eletromagnéticas** através da **atmosfera terrestre**.
- Este espectro abrange uma **ampla gama de comprimentos de onda**, desde os curtos raios gama até as longas ondas de rádio.



Na ciência atmosférica, as porções relevantes do espectro são geralmente divididas em radiação ultravioleta (UV), visível (VIS), infravermelha (IV) e radiação de micro-ondas.

Paulo Yoshió Kubota

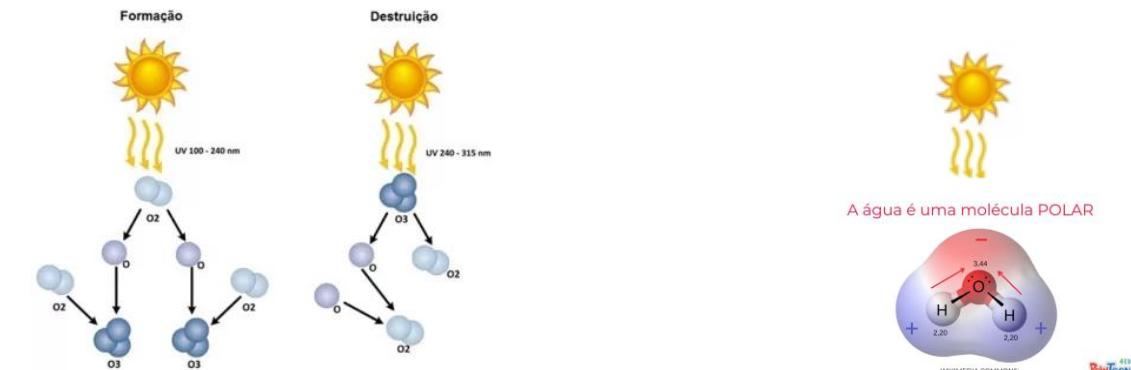
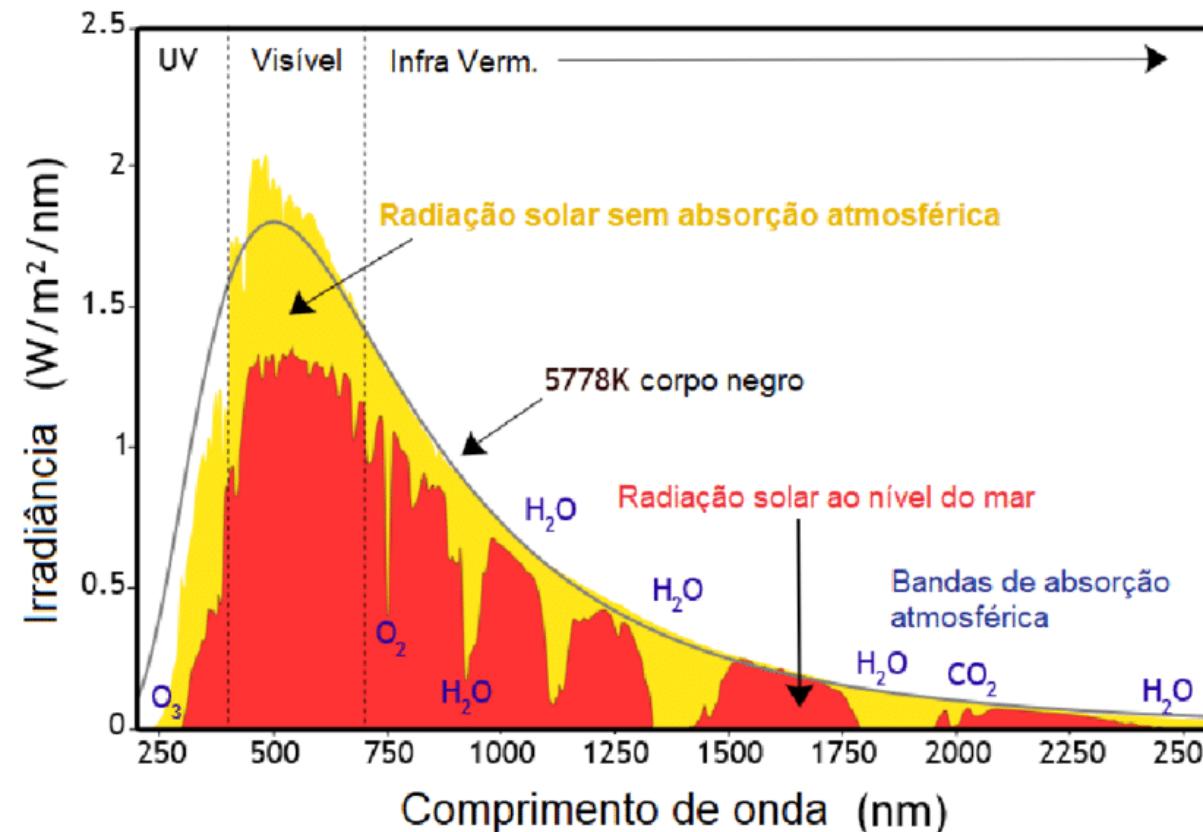


Atmosphere Numerical Modeling Group

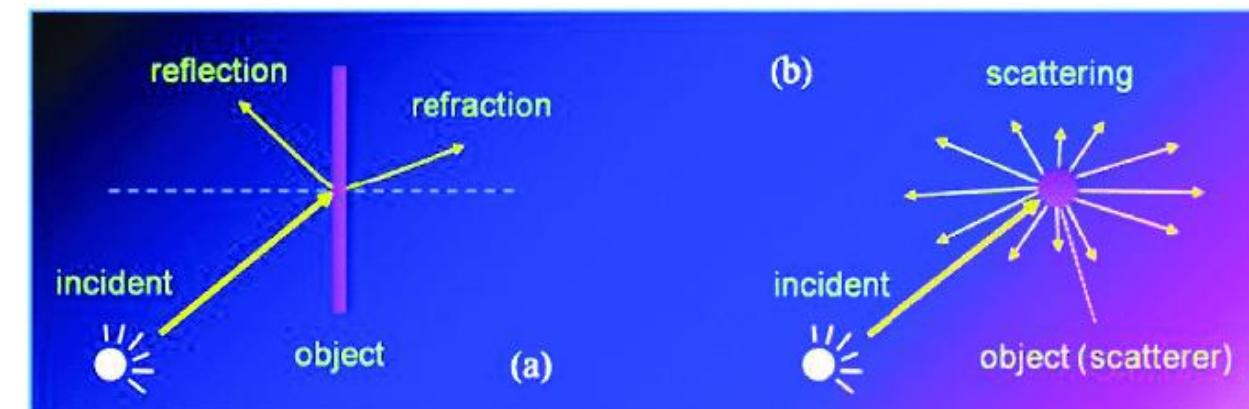


Os fundamentos de radiação são essenciais para entender os pacotes de radiação e os cálculos de transferência radiativa.

1. **Radiação Solar:** A **radiação solar**, **composta** principalmente por **luz visível** e **infravermelho próximo**, é a **principal fonte externa de energia** para o **sistema climático da Terra**. Ela desempenha um papel fundamental na formação dos padrões climáticos e na sustentação da vida na Terra.



<https://www.snatural.com.br>



Paulo Yoshio Kubota

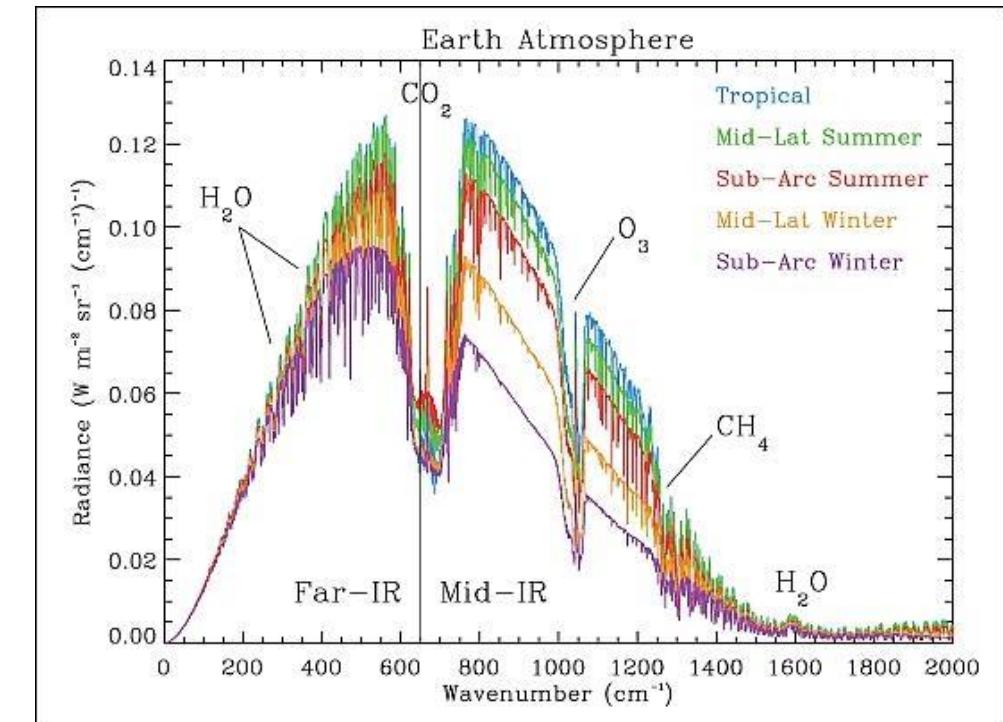
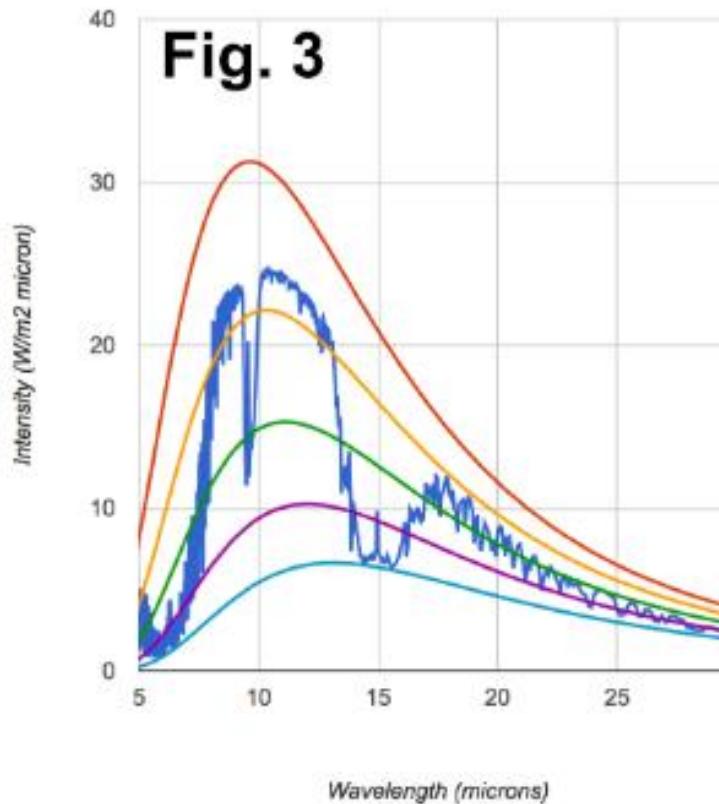


Atmosphere Numerical Modeling Group



Os fundamentos de radiação são essenciais para entender os pacotes de radiação e os cálculos de transferência radiativa.

1. Radiação Terrestre: A Terra emite radiação de comprimento de onda longo (infravermelho) devido à sua temperatura. Essa radiação térmica é frequentemente chamada de **radiação terrestre** e desempenha um papel significativo na manutenção do balanço de energia do planeta.



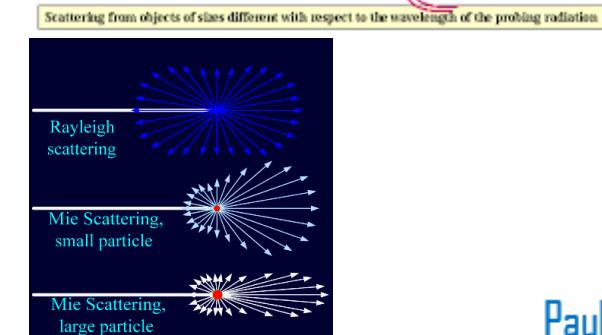
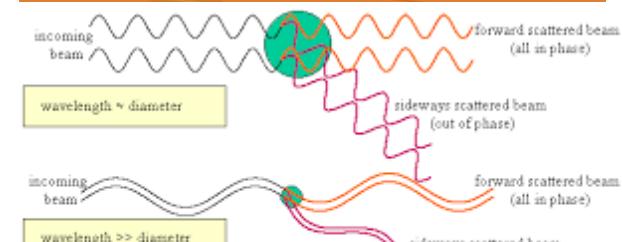
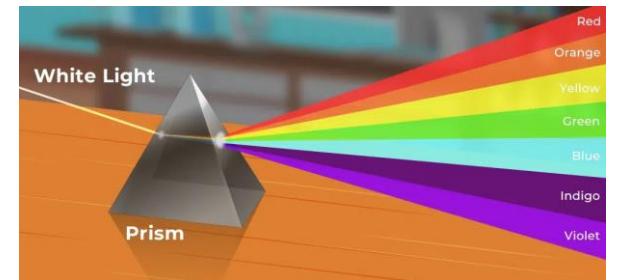
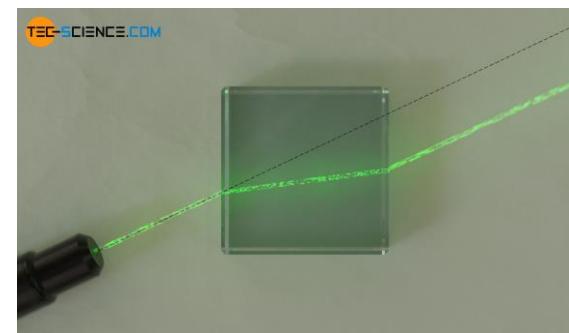
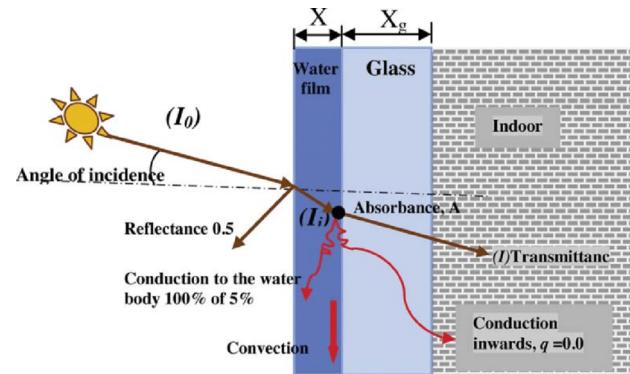
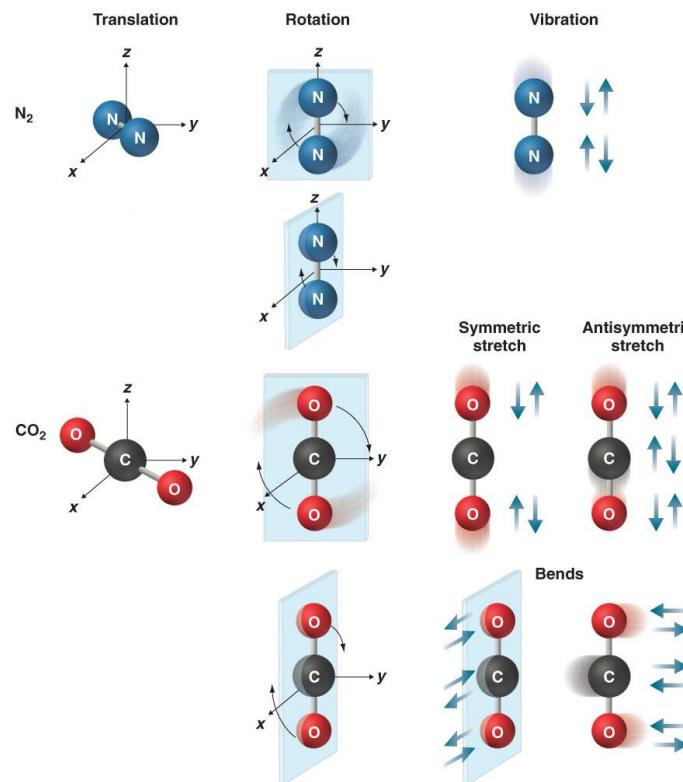


Atmosphere Numerical Modeling Group



Os fundamentos de radiação são essenciais para entender os pacotes de radiação e os cálculos de transferência radiativa.

1. Absorção, Transmissão e Dispersão: Quando a radiação solar interage com a atmosfera, ela pode ser absorvida por gases e partículas, transmitida através da atmosfera ou dispersa em várias direções. A interação depende do comprimento de onda da radiação e da composição da atmosfera.



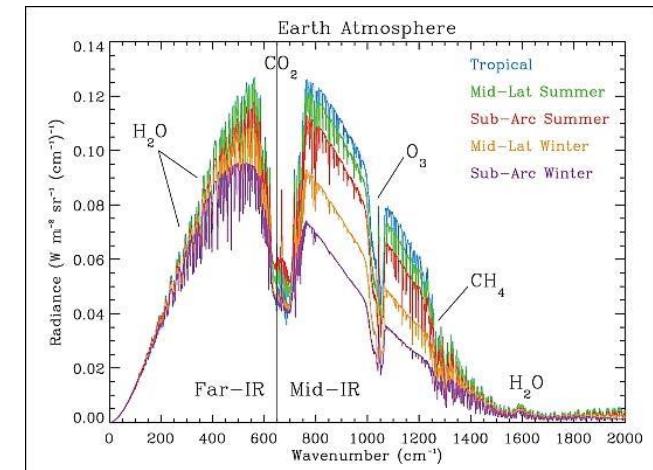
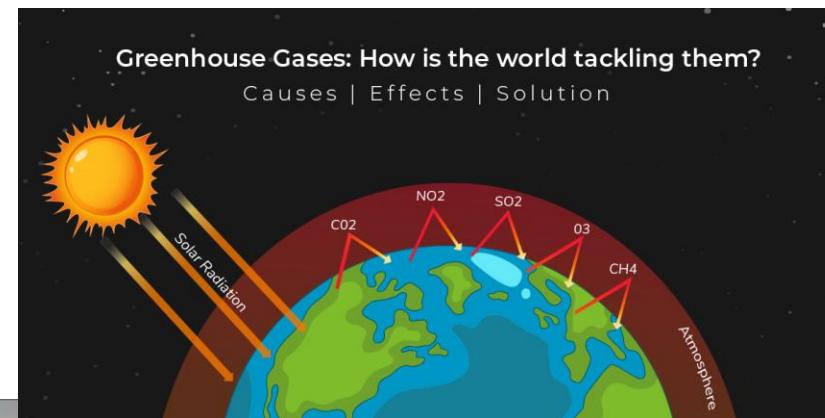
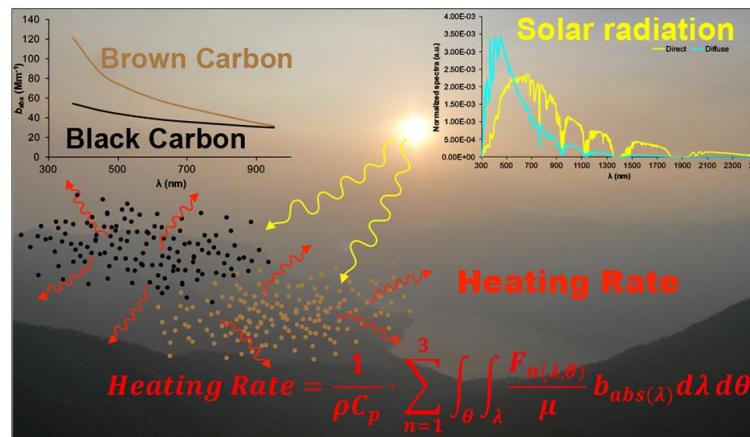


Atmosphere Numerical Modeling Group



Os fundamentos de radiação são essenciais para entender os pacotes de radiação e os cálculos de transferência radiativa.

1. Efeito Estufa: O efeito estufa é um **conceito crucial na radiação atmosférica**. Certos gases de efeito estufa, como dióxido de carbono (CO2), vapor d'água (H2O) e metano (CH4), **absorvem e reemitem radiação de comprimento de onda longo, retendo calor na atmosfera** e contribuindo para o aquecimento da superfície da Terra.





Os fundamentos de radiação são essenciais para entender os pacotes de radiação e os cálculos de transferência radiativa.

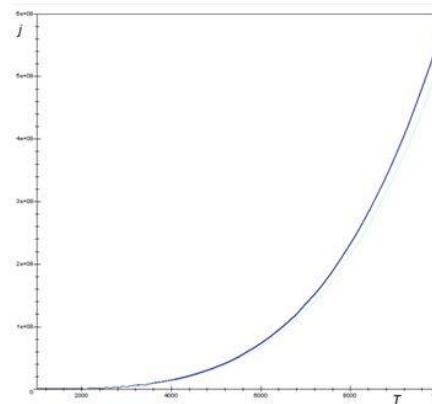
1.Lei de Stefan-Boltzmann: Essa lei descreve a relação entre a temperatura de um objeto e a quantidade de radiação que ele emite. Ela afirma que a energia total irradiada por um corpo negro é proporcional à quarta potência de sua temperatura absoluta.

1.1.2. Lei de Stefan - Boltzmann

$$P = \epsilon\sigma A T^4$$

• $\epsilon = 1$, para um corpo negro (absorve e emite o máximo de radiação)
• $\epsilon = 0$, para um corpo completamente reflector (não absorve nem emite radiação)

Potência total emitida (W)
Emissividade do material
Área da superfície
Temperatura (K)
Constante de Stefan-Boltzmann





Os fundamentos de radiação são essenciais para entender os pacotes de radiação e os cálculos de transferência radiativa.

1. **Lei de Planck**: A lei de Planck descreve a **distribuição espectral da radiação emitida por um corpo negro a uma temperatura específica**. Ela explica a variação na intensidade da radiação em diferentes comprimentos de onda.

$$B_\nu(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1}$$

Onde

- **$B_\nu(\nu, T)$** é a densidade da radiação espectral (a potência por unidade de ângulo sólido e por unidade de área normal à propagação) da densidade ν radiação por unidade de frequência no equilíbrio térmico na temperatura T
- **h** é a constante de Planck
- **c** é a velocidade da luz no vácuo
- **k_B** é a constante de Boltzmann
- **ν** é a frequência da radiação eletromagnética
- **T** é a temperatura absoluta do corpo



Os fundamentos de radiação são essenciais para entender os pacotes de radiação e os cálculos de transferência radiativa.

1. Lei de Beer-Lambert: Essa lei relaciona a **absorção de radiação à concentração de moléculas ou partículas absorventes em um meio**. É fundamental para entender como

Num meio gasoso a quantidade de luz absorvida num dado comprimento de onda será directamente proporcional à concentração de gás nesse meio.

$$A = -\log \frac{I_1}{I_0} \quad \frac{I_1}{I_0} = e^{-alc}$$

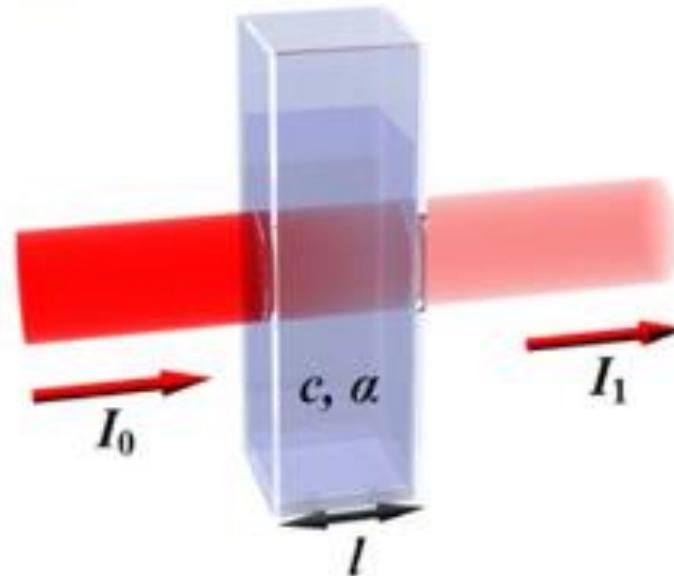
$$A = alc$$

A – absorvância

α – coeficiente de absorção do gás

c – concentração da espécie de gás

l – espaço de interacção luz-gás



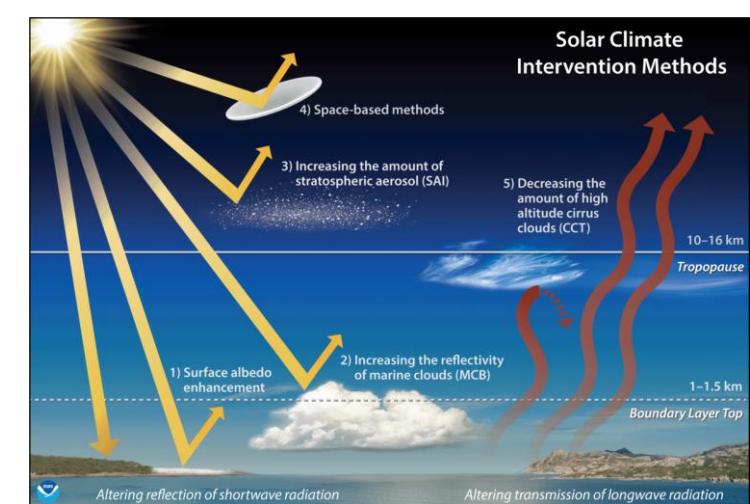
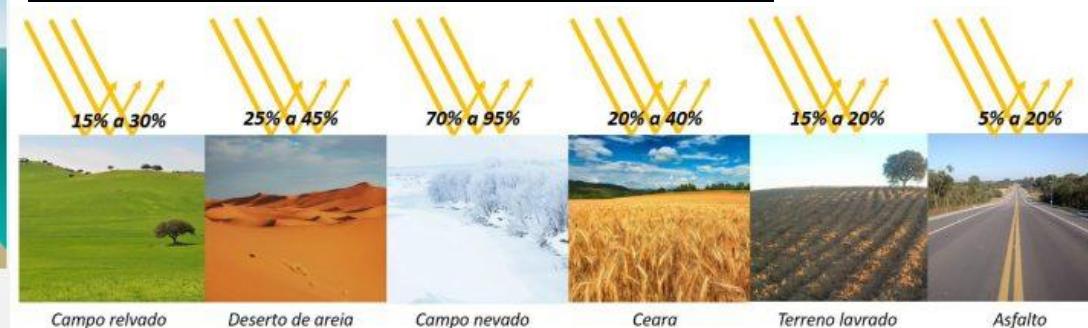
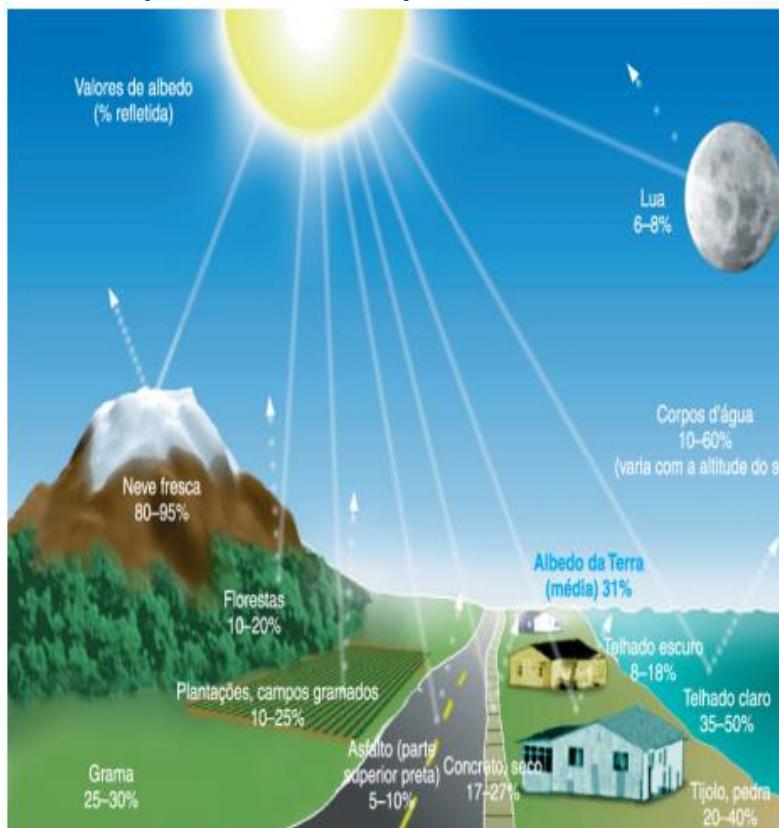


Atmosphere Numerical Modeling Group



Os fundamentos de radiação são essenciais para entender os pacotes de radiação e os cálculos de transferência radiativa.

- 1. Albedo:** O **albedo é a fração da radiação solar que é refletida por uma superfície**, como a superfície da Terra, nuvens ou gelo.
- 2. Superfícies diferentes têm valores de albedo variados**, influenciando a quantidade de energia solar absorvida e a temperatura do planeta.



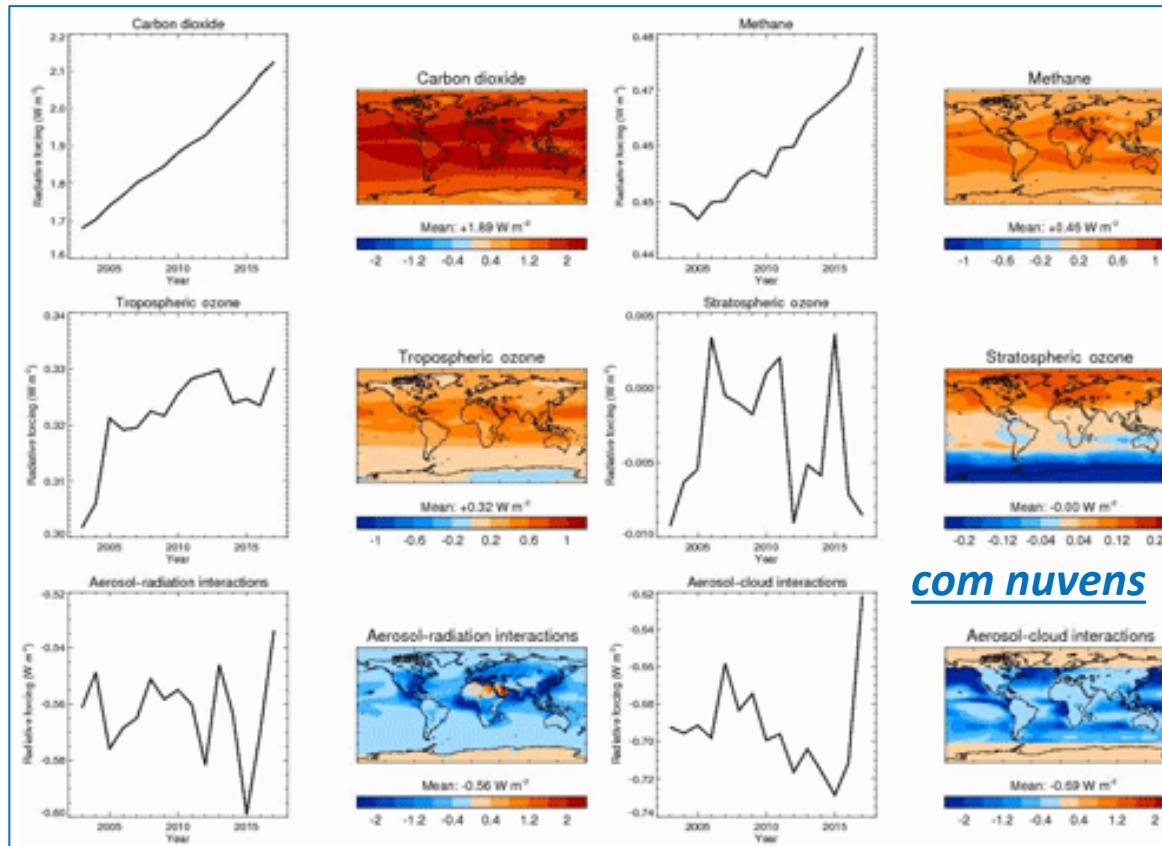


Atmosphere Numerical Modeling Group

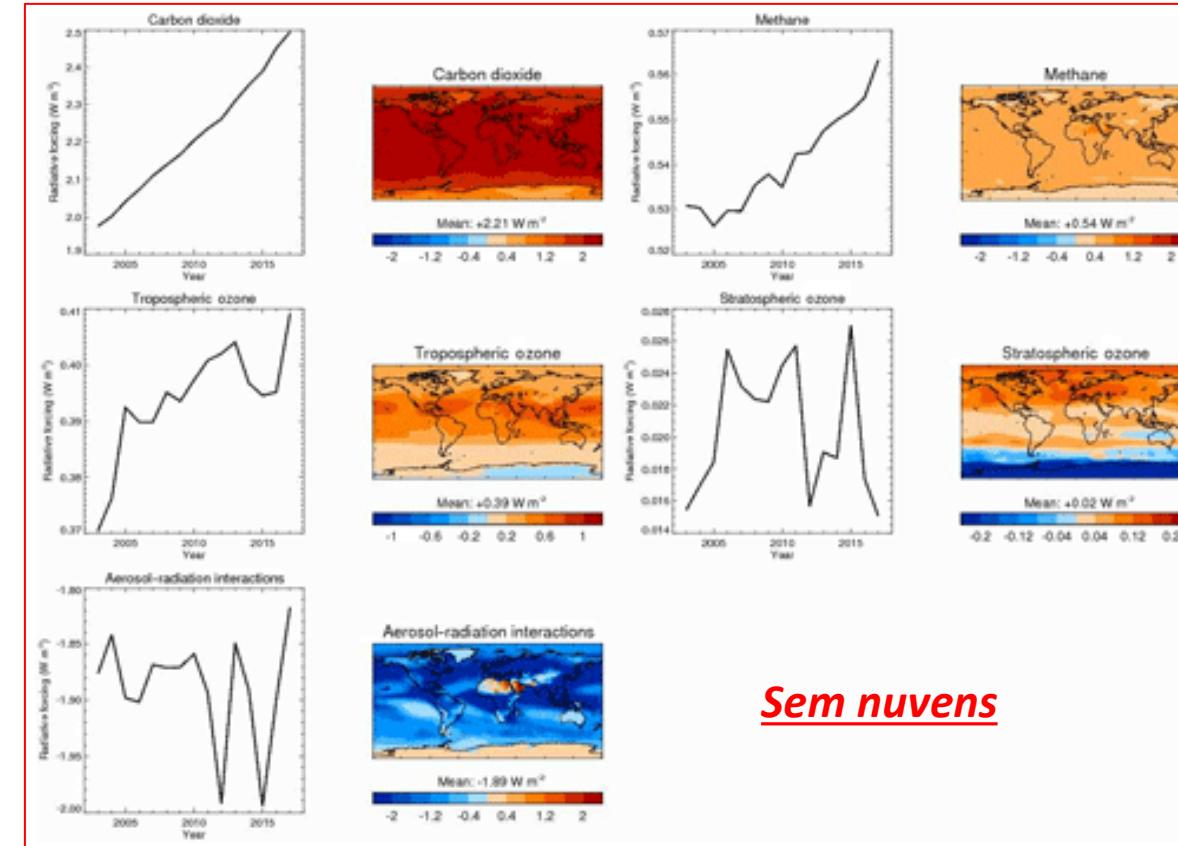


Os fundamentos de radiação são essenciais para entender os pacotes de radiação e os cálculos de transferência radiativa.

1. Forçamento Radiativo: O forçamento radiativo é uma medida da perturbação no balanço de energia da Terra causada por mudanças nas concentrações de gases de efeito estufa, aerossóis ou outros fatores.



com nuvens



Sem nuvens



Os fundamentos de radiação são essenciais para entender os pacotes de radiação e os cálculos de transferência radiativa.

- É um **conceito fundamental na ciência climática para avaliar o impacto das atividades humanas** na temperatura global.
- **Compreender esses fundamentos da radiação atmosférica** é **crucial para a compreensão da dinâmica climática**, dos **padrões meteorológicos** e do **balanço de energia da Terra**.
- Também desempenha um **papel significativo na pesquisa sobre mudanças climáticas e estratégias de mitigação**.

Portanto, para compreender e prever o clima e o tempo do sistema terra-atmosfera-oceano, é necessário calcular com precisão a transferência radiativa na atmosfera..



Equações Básicas de Transferência Radiativa para Modelos Atmosféricos

Os fundamentos de radiação são essenciais para entender os pacotes de radiação e os cálculos de transferência radiativa.

- as **fórmulas básicas** de transferência radiativa
- sua **discretização em meios estratificados de múltiplo espalhamento e emissão.**

Portanto, para compreender e prever o clima e o tempo do sistema terra-atmosfera-oceano, é necessário calcular com precisão a transferência radiativa na atmosfera..

Equações Básicas de Transferência Radiativa para Modelos Atmosféricos

A equação **independente da azimute** que descreve a transferência de radiação **monocromática** no número de onda ν através de um meio homogêneo plano e paralelo é dada por (Liou, 2002, Stamnes et al. 1988) (o subscrito do número de onda ν é omitido para simplificação na apresentação):

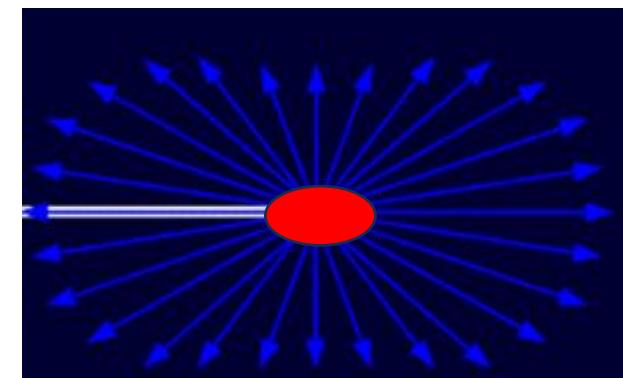
$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) - S(\tau, \mu)$$

(2.1)

Modelo de Transferência Radiativa na Atmosfera

Onde $\mu = \cos\theta$, θ é o ângulo zenital, τ é a profundidade óptica, e $S(\tau, \mu)$ é a função fonte e é dada por

$$S(\tau, \mu) = \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 I(\tau\mu') P(\mu, \mu') d\mu' + Q(\tau, \mu) \quad (2.2)$$





Equações Básicas de Transferência Radiativa para Modelos Atmosféricos

Função fonte

$$S(\tau, \mu) = \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 I(\tau\mu') P(\mu, \mu') d\mu' + Q(\tau, \mu) \quad (2.2)$$

Onde:

ω é o albedo de espalhamento único,

$P(\mu, \mu')$ é a função de fase independente da azimute,

$$Q(\tau, \mu) = Q(\text{beam}) + Q(\text{thermal})$$

$Q(\text{beam})$ é o termo fonte que contém tanto o feixe direto (pseudo-feixe)

$Q(\text{thermal})$ quanto a emissão térmica (em equilíbrio termodinâmico local), e é dada por (Stamnes et al. 2000):



Atmosphere Numerical Modeling Group



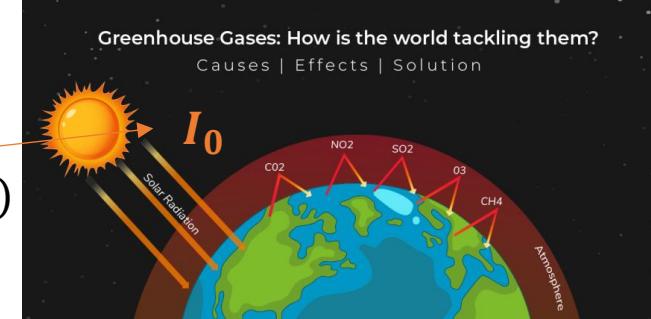
Equações Básicas de Transferência Radiativa para Modelos Atmosféricos

$$Q(\tau, \mu) = Q^{(beam)}(\tau, \mu) + Q^{(thermal)}(\tau, \mu) \quad (2.3)$$

e

$$Q^{(beam)}(\tau, \mu) = \frac{\omega}{4\pi} P(\mu, -\mu_0) I_0 e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} \quad (2.4)$$

$$Q^{(thermal)}(\tau, \mu) = (1 - \omega) B(\theta(\tau)) \quad (2.5)$$



Onde:

I_0 é a intensidade de um feixe 'direto' ou paralelo na parte superior da atmosfera (TOA),

$\mu_0 = \cos \theta_0$; θ_0 é o ângulo zenital do feixe 'direto',

$B(\theta(\tau))$ é a Função de Planck para uma substância com temperatura potencial $\theta(\tau)$.

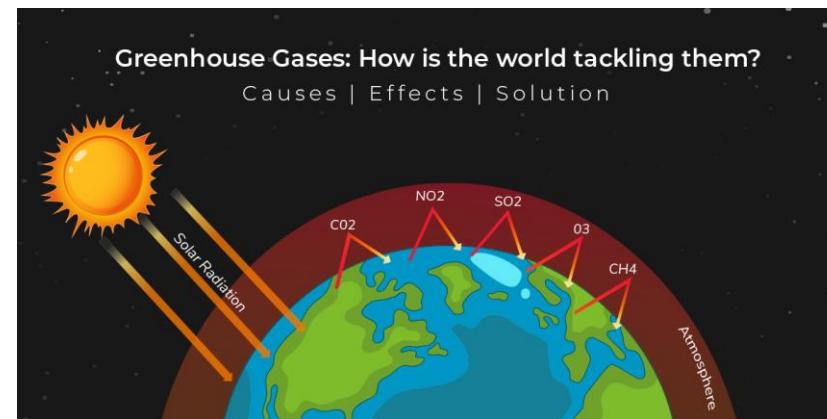
Três fatores contribuem para a função fonte: **espalhamento múltiplo da intensidade difusa, espalhamento único de uma irradiação (densidade de fluxo) do feixe 'direto' na TOA atenuado até o nível τ , e emissão térmica do meio local.**

Paulo Yoshio Kubota



Equações Básicas de Transferência Radiativa para Modelos Atmosféricos

A maioria dos modelos de transferência radiativa ignora a presença de um dos termos fonte: seja o **termo fonte térmico** $Q^{(thermal)}(\tau, \mu)$ ou o **termo fonte do feixe direto** $Q^{(beam)}(\tau, \mu)$, e alguns deles permitem a presença de ambos $Q(\tau, \mu)$, mas utilizam atalhos computacionais quando um ou outro está ausente.



Para a radiação solar, $I_0 = F_0$ na equação (2.4), onde F_0 é a irradiância solar direta (densidade de fluxo) na parte superior da atmosfera (TOA). $\mu_0 = \cos \theta_0$; onde θ_0 é o ângulo zenital solar.

Para a radiação infravermelha térmica, $I_0 = F_0 = 0$. O termo fonte $Q^{(thermal)} \approx 0$ na parte superior da atmosfera (TOA).



Equações Básicas de Transferência Radiativa para Modelos Atmosféricos

Define-se β_e , β_s e β_a como **coeficientes de extinção, espalhamento e absorção (em unidades por comprimento)**, respectivamente. Onde o **coeficiente de extinção** é obtido pela equação:

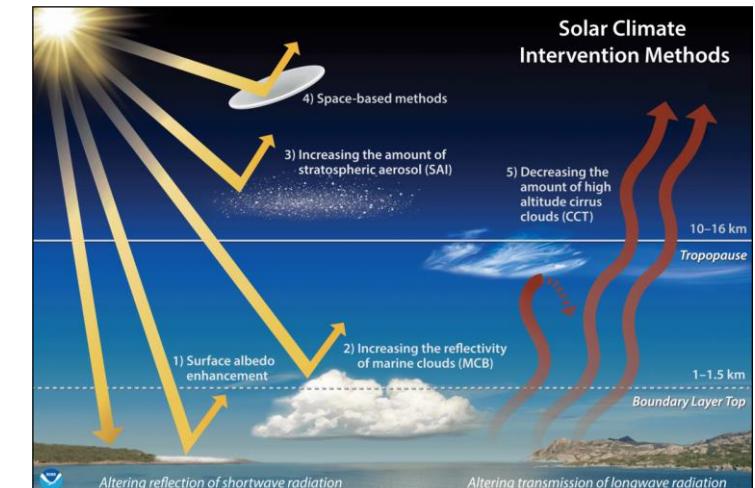
$$\beta_e = \beta_s + \beta_a$$

O albedo de espalhamento único (simples) é definido como:

$$\omega = \frac{\beta_s}{\beta_e} \quad (2.6a)$$

Ou coalbedo,

$$1 - \omega = \frac{\beta_a}{\beta_e} \quad (2.6b)$$



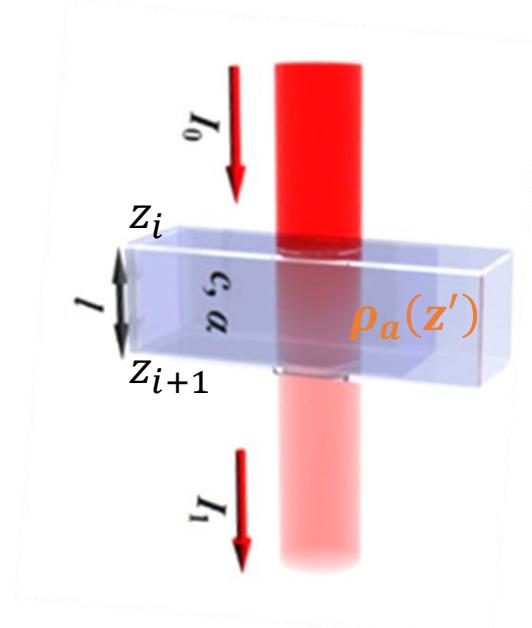


Equações Básicas de Transferência Radiativa para Modelos Atmosféricos

A profundidade óptica de uma atmosfera de geometria plana e paralela da parte superior até z pode ser expressa como:

$$\tau = \int_z^{\infty} k_{\nu}(z') \rho_a(z') dz' \quad (2.7)$$

Espaço da interação luz-gás



Onde:

$k_{\nu}(z')$ é o coeficiente de absorção do gás no número de onda ν .
 $\rho_a(z')$ é a densidade dos gases absorventes.



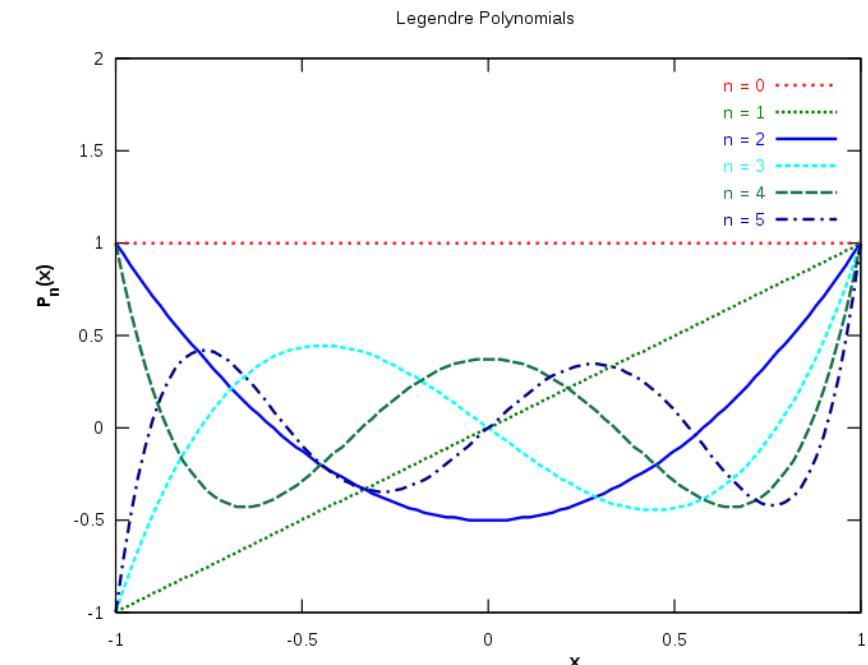
Equações Básicas de Transferência Radiativa para Modelos Atmosféricos

No contexto do **método de ordens discretas para transferência radiativa** (Liou 1992), a função de fase de espalhamento pode ser **expandida em termos dos polinômios de Legendre P_l** como:

$$P(\cos \theta) = \sum_{l=0}^N \omega_l P_l(\cos \theta) \quad (2.8)$$

n	$P_n(x)$
0	1
1	x
2	$\frac{1}{2}(3x^2 - 1)$
3	$\frac{1}{2}(5x^3 - 3x)$
4	$\frac{1}{8}(35x^4 - 30x^2 + 3)$
5	$\frac{1}{8}(63x^5 - 70x^3 + 15x)$
6	$\frac{1}{16}(231x^6 - 315x^4 + 105x^2 - 5)$
7	$\frac{1}{16}(429x^7 - 693x^5 + 315x^3 - 35x)$
8	$\frac{1}{128}(6435x^8 - 12012x^6 + 6930x^4 - 1260x^2 + 35)$
9	$\frac{1}{128}(12155x^9 - 25740x^7 + 18018x^5 - 4620x^3 + 315x)$
10	$\frac{1}{256}(46189x^{10} - 109395x^8 + 90090x^6 - 30030x^4 + 3465x^2 - 63)$

$$P_n(x) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{dx^n} [(x^2 - 1)^n]$$



Equações Básicas de Transferência Radiativa para Modelos Atmosféricos

No contexto do **método de ordens discretas para transferência radiativa** (Liou 1992), a função de fase de espalhamento pode ser **expandida em termos dos polinômios de Legendre P_l** como:

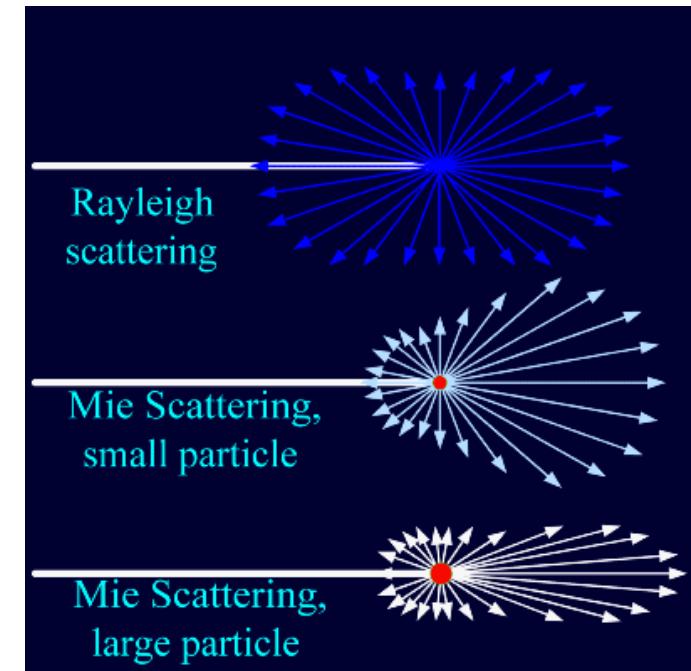
$$P(\cos \Theta) = \sum_{l=0}^N \omega_l P_l(\cos \Theta) \quad (2.8)$$

Onde:

Θ é o ângulo de espalhamento,

ω_l os coeficientes de expansão podem ser determinados a partir da propriedade ortogonal dos polinômios de Legendre, ω_l , da seguinte forma:

$$\omega_l = \frac{2l+1}{2} \int_{-1}^1 P(\cos \Theta) P_l(\cos \Theta) d\cos \Theta$$





Atmosphere Numerical Modeling Group



Equações Básicas de Transferência Radiativa para Modelos Atmosféricos

Onde $l = 0, 1, \dots, N$, e os coeficientes têm as seguintes propriedades:

$$\omega_0 = 1$$

$$\omega_1 = g$$

Onde g é o fator de assimetria.

n	$P_n(x)$
0	1
1	x
2	$\frac{1}{2}(3x^2 - 1)$
3	$\frac{1}{2}(5x^3 - 3x)$
4	$\frac{1}{8}(35x^4 - 30x^2 + 3)$
5	$\frac{1}{8}(63x^5 - 70x^3 + 15x)$
6	$\frac{1}{16}(231x^6 - 315x^4 + 105x^2 - 5)$
7	$\frac{1}{16}(429x^7 - 693x^5 + 315x^3 - 35x)$
8	$\frac{1}{128}(6435x^8 - 12012x^6 + 6930x^4 - 1260x^2 + 35)$
9	$\frac{1}{128}(12155x^9 - 25740x^7 + 18018x^5 - 4620x^3 + 315x)$
10	$\frac{1}{256}(46189x^{10} - 109395x^8 + 90090x^6 - 30030x^4 + 3465x^2 - 63)$

$$P(\cos \Theta) = \sum_{l=0}^N \omega_l P_l(\cos \Theta) \quad (2.8)$$

Usando o **teorema adicional para polinômios de Legendre**, a função de fase independente de azimute pode ser escrita como:

$$P(\mu, \mu') = \sum_{l=0}^N \omega_l P_l(\mu) P_l(\mu') \quad (2.10)$$



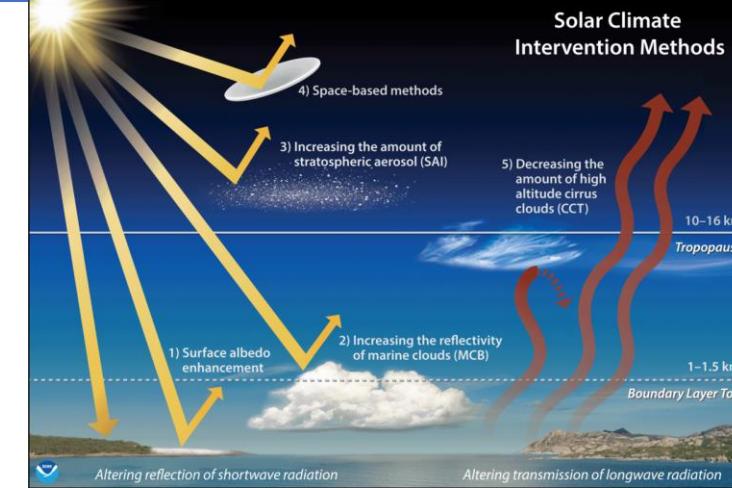
Atmosphere Numerical Modeling Group



Equações Básicas de Transferência Radiativa para Modelos Atmosféricos

Substituindo a integral por uma soma, a equação (2.1) pode ser escrita como:

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) - S(\tau, \mu) \quad (2.1)$$



$$\mu_i \frac{dI(\tau, \mu_i)}{d\tau} = I(\tau, \mu_i) - \frac{\omega}{2} \sum_{j=-n}^n I(\tau, \mu_j) P_l(\mu_i, \mu_j) a_j - \frac{\omega}{4\pi} P(\mu_i, -\mu_0) I_0 e^{\frac{-\tau}{\mu_0}} + (1 - \omega) B[\theta(\tau)] \quad (2.11)$$

Onde $i = \pm 1, \dots, \pm n$. Cada μ_i é chamado de “fluxos” e chamamos isso de uma "aproximação de $2n$ fluxos".

É conveniente selecionar os μ_j a partir de um ponto de quadratura gaussiano e fazer com que eles sejam simétricos em relação ao espelho $= \mu_{-j} = -\mu_j$ ($j \neq 0$), com peso $a_{-j} = a_j$.

Usando as **propriedades dos polinômios de Legendre** a equação (2.11) pode ser ainda **mais simplificada** e resolvida para várias aproximações de $2n$ -fluxos (Stamnes et al. 2000).



Eq. transferência radiativa

$$\mu_i \frac{dI(\tau, \mu_i)}{d\tau} = I(\tau, \mu_i) - \frac{\omega}{2} \sum_{j=-n}^n I(\tau, \mu_j) P_l(\mu_i, \mu_j) a_j - \frac{\omega}{4\pi} P(\mu_i, -\mu_0) I_0 e^{\frac{-\tau}{\mu_0}} + (1 - \omega) B[\theta(\tau)] \quad (2.11)$$

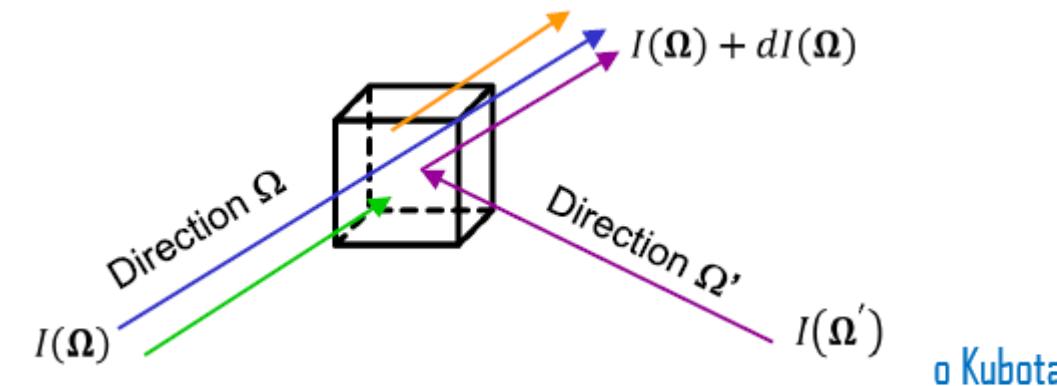
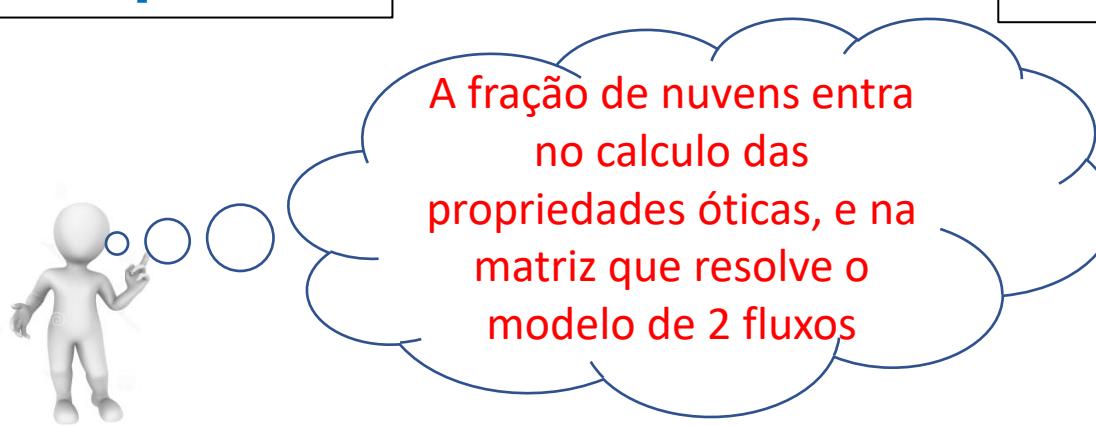
$$\Omega \cdot \nabla I(\Omega) = -\beta_e I(\Omega) + \beta_s \int_{4\pi} P(\Omega, \Omega') I(\Omega') d\Omega' + S(\Omega)$$

Derivada espacial representando quanta radiação está a upstream

Perda por absorção ou espalhando

Ganho através do espalhamento de Radiação espalhada de todas as outras direções

Fonte como emissão térmica





Atmosphere Numerical Modeling Group



Equações Básicas de Transferência Radiativa para Modelos Atmosféricos

Usando as **propriedades dos polinômios de Legendre** a equação (2.11) pode ser ainda **mais simplificada** e resolvida para **várias aproximações de $2n$ -fluxos** (Stamnes et al. 2000).

n	$P_n(x)$
0	1
1	x
2	$\frac{1}{2} (3x^2 - 1)$
3	$\frac{1}{2} (5x^3 - 3x)$
4	$\frac{1}{8} (35x^4 - 30x^2 + 3)$
5	$\frac{1}{8} (63x^5 - 70x^3 + 15x)$
6	$\frac{1}{16} (231x^6 - 315x^4 + 105x^2 - 5)$
7	$\frac{1}{16} (429x^7 - 693x^5 + 315x^3 - 35x)$
8	$\frac{1}{128} (6435x^8 - 12012x^6 + 6930x^4 - 1260x^2 + 35)$
9	$\frac{1}{128} (12155x^9 - 25740x^7 + 18018x^5 - 4620x^3 + 315x)$
10	$\frac{1}{256} (46189x^{10} - 109395x^8 + 90090x^6 - 30030x^4 + 3465x^2 - 63)$

Quando **$n=1$, temos uma aproximação de dois fluxos**, que foi amplamente usada em modelos de GCM para o cálculo de transferência radiativa. A aproximação de dois fluxos será discutida em detalhes neste memorando técnico.

Quando **$n=2$, temos uma aproximação de quatro fluxos**, que foi discutida em vários livros e literatura (Liou, 2002).

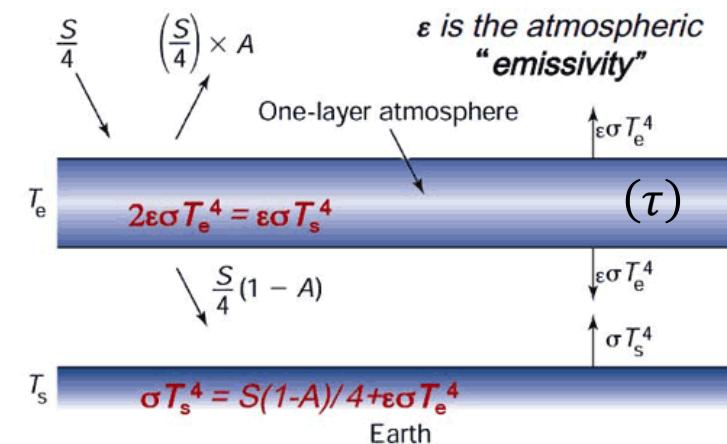
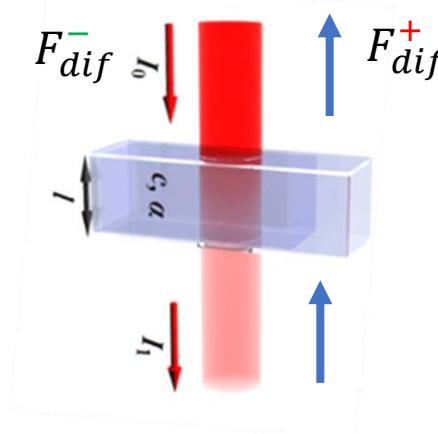
Um **método de transferência radiativa com ordem discreta** (DISORT), que utiliza uma **aproximação de múltiplos fluxos**, foi desenvolvido por Stamnes et al. (1988).

O DISORT para um meio plano e paralelo em múltiplas camadas foi usado pelo RRTM_SW e posteriormente foi substituído por um solucionador de transferência radiativa de dois fluxos muito mais rápido.

Equações Básicas de Transferência Radiativa para Modelos Atmosféricicos

Os **fluxos difusos monocromáticos para cima e para baixo** em um determinado nível de profundidade óptica, (τ), são definidos por:

$$F_{dif}^{\pm}(\tau) = 2\pi \int_0^{\pm 1} I(\tau, \mu) \mu d\mu \quad (2.12)$$



Onde:

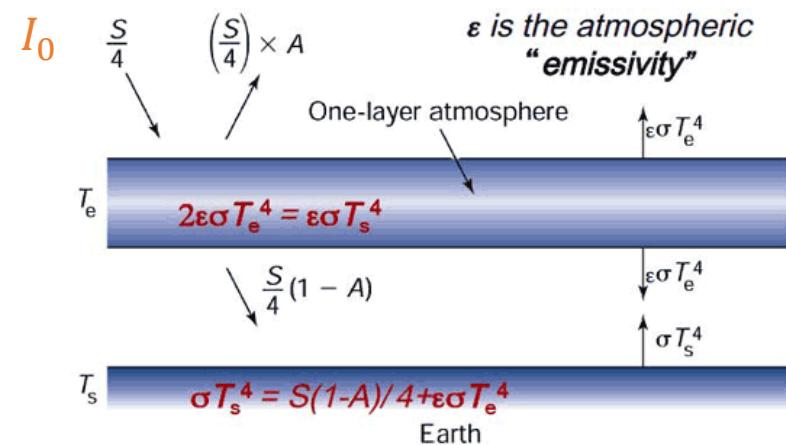
os superscritos + e - denotam os **fluxos para cima e para baixo**, respectivamente.



Equações Básicas de Transferência Radiativa para Modelos Atmosféricos

O fluxo direto para baixo no nível τ é dado pela atenuação exponencial da contribuição efetiva do feixe direto no TOA, $\mu_0 I_0$, assim:

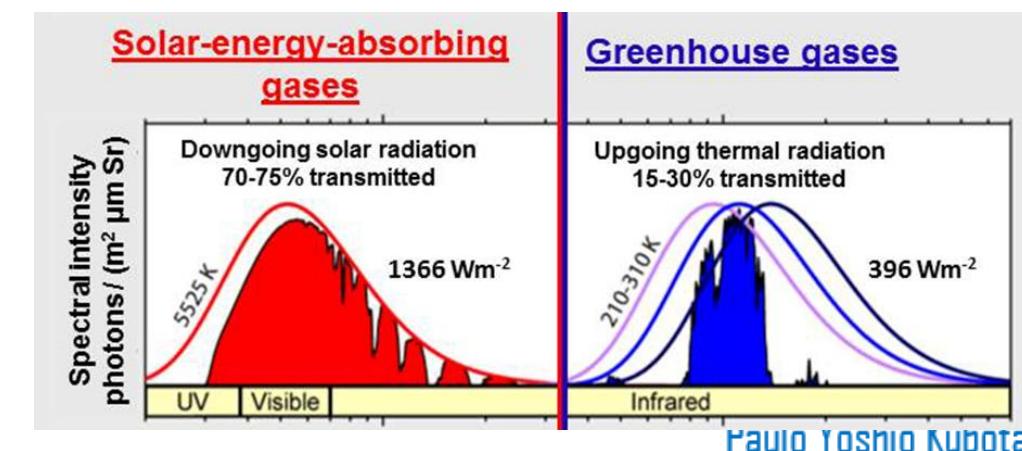
$$F_{dir}^-(\tau) = \mu_0 I_0 e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} \quad (2.13)$$



Os fluxos totais para cima e para baixo, cobrindo todo o espectro $d\lambda_i$, usando a coordenada de altura, podem ser escritos como:

$$F^+(z) = \int_0^\infty F_{dif}^+(\tau) d\lambda \quad (2.14a)$$

$$F^-(z) = \int_0^\infty (F_{dif}^-(\tau) + F_{dir}^-(\tau)) d\lambda \quad (2.14b)$$

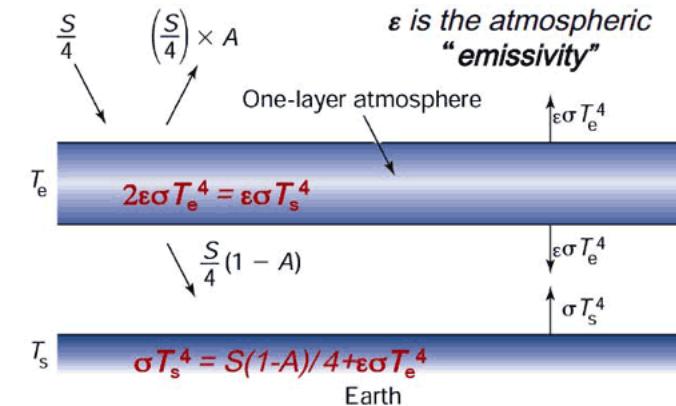




Equações Básicas de Transferência Radiativa para Modelos Atmosféricos

Portanto, o fluxo líquido é:

$$F(z) = F^-(z) - F^+(z) \quad (2.15)$$



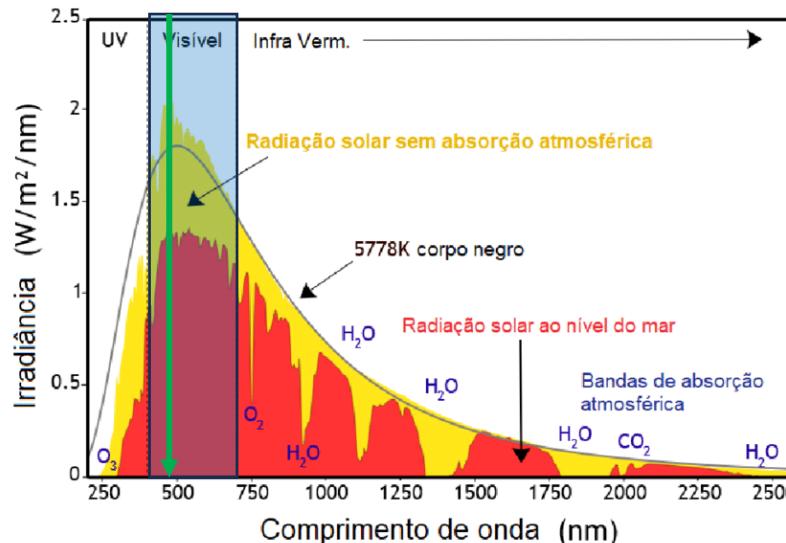
A taxa de aquecimento devido à radiação na atmosfera é produzida pela divergência do fluxo radiativo líquido e é dada por:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} \right) = \frac{1}{\rho C_p} \frac{dF(z)}{dz}$$

Onde: ρ é a densidade do ar e C_p é o calor específico a pressão constante.



Equações Transferência Radiativa Solar



O espectro da radiação solar é **próximo ao de um corpo negro com uma temperatura de cerca de 6000 K.**

O espectro abrange aproximadamente de **0,2 μm a 4 μm**, e sua **energia máxima está localizada em cerca de 0,47 μm.**

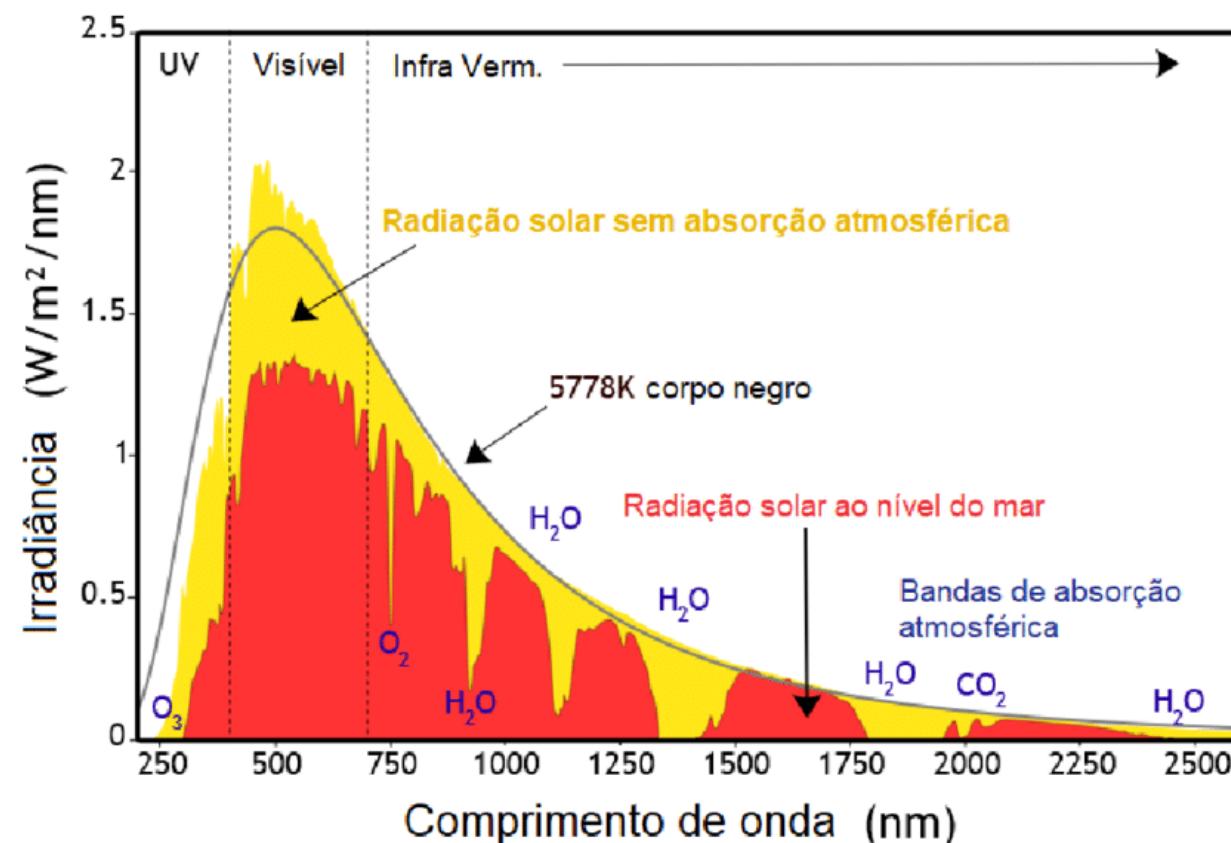
Cerca da metade da radiação está na parte visível de comprimento de onda curta do espectro eletromagnético (**0,3 a 0,7 μm**).

A outra metade está principalmente na parte do infravermelho próximo (NIR) (**> 0,7 μm**), com parte no ultravioleta (**< 0,3 μm**).

Nas regiões espectrais ultravioleta e visível (UVV) ($\lambda < 0,7\mu$), o ozônio atmosférico é o principal absorvedor, enquanto a absorção de vapor d'água domina na região do infravermelho próximo (NIR) ($\lambda > 0,7\mu$).

Equações Transferência Radiativa Solar

As absorções do espectro solar por gases, como H_2O , O_2 e CO_2 , também estão presentes em várias localizações espectrais, mas suas contribuições para o aquecimento atmosférico devido a radiação solar são pequenas.





Equações Transferência Radiativa Solar

Na atmosfera da Terra, a dispersão da radiação solar por aerossóis e nuvens é importante, e a emissão térmica $(1 - \omega)B[\theta(\tau)]$ pode ser negligenciada.

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) - S(\tau, \mu) \quad (2.1)$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} \right) = \frac{1}{\rho C_p} \frac{dF(z)}{dz}$$

$$\mu_i \frac{dI(\tau, \mu_i)}{d\tau} = I(\tau, \mu_i) - \frac{\omega}{2} \sum_{j=-n}^n I(\tau, \mu_j) P_l(\mu_i, \mu_j) a_j - \frac{\omega}{4\pi} P(\mu_i, -\mu_0) I_0 e^{\frac{-\tau}{\mu_0}} + (1 - \omega) B[\theta(\tau)] \quad (2.11)$$

$$Q^{(thermal)}(\tau, \mu) = (1 - \omega) B[\theta(\tau)] \cong 0 \quad (2.5)$$

Sob a suposição de geometria plana e paralela homogênea (PPH), a equação básica para a intensidade solar difusa azimute-média $I(\tau, \mu)$ é dada pelas equações (2.1)-(2.5) (o subscrito número de onda ν é omitido para simplificação na apresentação):

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) - \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu') P(\mu, \mu') d\mu' - \frac{\omega}{4\pi} P(\mu, -\mu_0) F_0 e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} \quad (3.1)$$



3.1 Aproximações da Transferência Radiativa Solar

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) - \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu') P(\mu, \mu') d\mu' - \frac{\omega}{4\pi} P(\mu, -\mu_0) F_0 e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} \quad (3.1)$$

Onde:

$\mu = \cos\theta$, θ é o ângulo zenital,

τ é a profundidade óptica,

ω é o albedo de espalhamento único,

$P(\mu, \mu)$ é a função de fase independente de azimute,

F_0 é a irradiância solar direta (densidade de fluxo) na parte superior da atmosfera

(TOA)

$\mu_0 = \cos\theta_0$, onde θ_0 é o ângulo zenital solar.

Três fatores contribuem para o termo fonte:

Absorção τ ,

espalhamento múltiplo da intensidade difusa $P(\mu, -\mu_0)$ e

espalhamento único da irradiância solar direta ω (densidade de fluxo) atenuada até o nível τ .



3.1 Aproximações da Transferência Radiativa Solar

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) - \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu') P(\mu, \mu') d\mu' - \frac{\omega}{4\pi} P(\mu, -\mu_0) F_0 e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} \quad (3.1)$$

A transferência de feixes de luz na atmosfera depende das direções de entrada e saída.

Resolver a equação (3.1) analiticamente seria muito complexo e demorado.

Para obter os **fluxos radiativos para cima e para baixo**, são feitas **aproximações na transferência radiativa**.

Algumas dessas aproximações nas equações de transferência radiativa, como a **aproximação de dois fluxos** e a **aproximação de Eddington**, são amplamente usadas no cálculo da radiação solar.



3.1 Aproximações da Transferência Radiativa Solar

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) - \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu') P(\mu, \mu') d\mu' - \frac{\omega}{4\pi} P(\mu, -\mu_0) F_0 e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} \quad (3.1)$$

Substituindo a integral por uma soma na equação (3.1), temos:

$$\mu_i \frac{dI(\tau, \mu_i)}{d\tau} = I(\tau, \mu_i) - \frac{\omega}{2} \sum_{j=-n}^n I(\tau, \mu_j) P_l(\mu_i, \mu_j) a_j - \frac{\omega}{4\pi} P_l(\mu_i, -\mu_0) F_0 e^{\frac{-\tau}{\mu_0}} \quad (3.2)$$

Onde $i = -n, \dots, n$. Podemos selecionar os pesos e pontos de quadratura que satisfazem $a_{-j} = a_j (\sum_j a_j = 2)$ e $\mu_{-j} = -\mu_j$



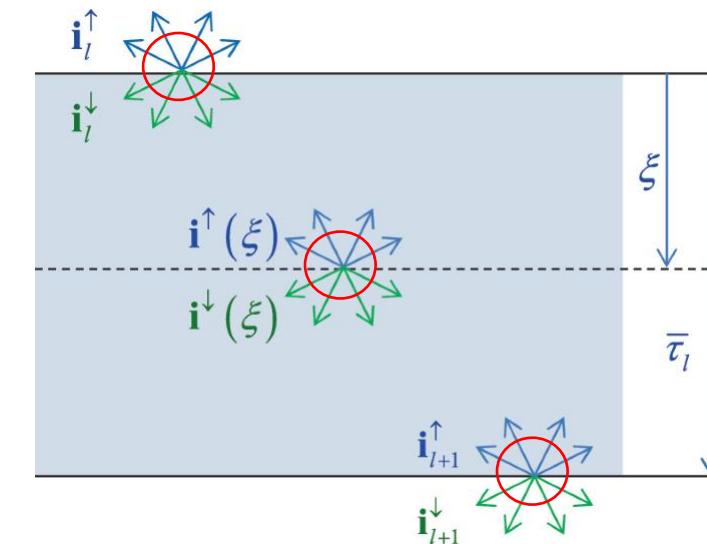
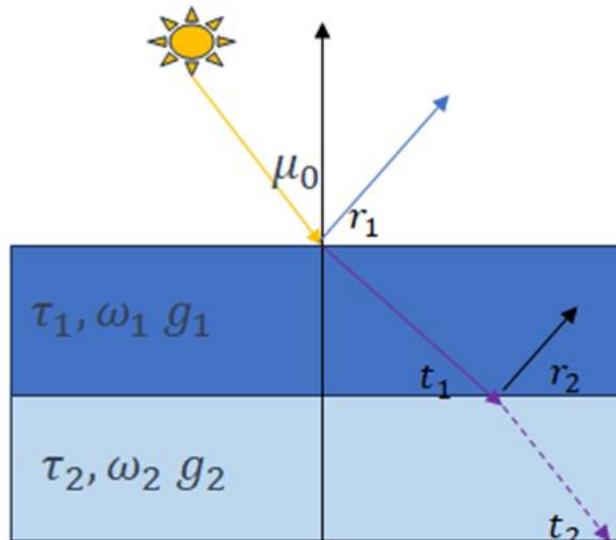
3.1 Aproximações da Transferência Radiativa Solar

$$F_{dif}^{\pm}(\tau) = 2\pi \int_0^{\pm 1} I(\tau, \mu) \mu d\mu \quad (2.12)$$

Reescreva a equação (2.12) para os fluxos para cima e para baixo como:

$$F^{\pm}(\tau) = 2\pi \int_0^1 I(\tau, \pm\mu) \mu d\mu \quad (3.3)$$

Em seguida, a integração hemisférica da equação (3.1) pode ser expressa usando a aproximação de dois fluxos generalizada (Liou, 1992) da seguinte forma:





3.1 Aproximações da Transferência Radiativa Solar

$$\mu_i \frac{dI(\tau, \mu_i)}{d\tau} = I(\tau, \mu_i) - \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu_j) P_l(\mu_i, \mu_j) d\mu_j - \frac{\omega}{4\pi} P_l(\mu_i, -\mu_0) F_0 e^{\frac{-\tau}{\mu_0}} \quad (3.1)$$

Em seguida, a integração hemisférica da equação (3.1) pode ser expressa usando a aproximação de dois fluxos generalizada (Liou, 1992) da seguinte forma:

n	$P_n(x)$
0	1
1	x
2	$\frac{1}{2} (3x^2 - 1)$
3	$\frac{1}{2} (5x^3 - 3x)$
4	$\frac{1}{8} (35x^4 - 30x^2 + 3)$
5	$\frac{1}{8} (63x^5 - 70x^3 + 15x)$
6	$\frac{1}{16} (231x^6 - 315x^4 + 105x^2 - 5)$
7	$\frac{1}{16} (429x^7 - 693x^5 + 315x^3 - 35x)$
8	$\frac{1}{128} (6435x^8 - 12012x^6 + 6930x^4 - 1260x^2 + 35)$
9	$\frac{1}{128} (12155x^9 - 25740x^7 + 18018x^5 - 4620x^3 + 315x)$
10	$\frac{1}{256} (46189x^{10} - 109395x^8 + 90090x^6 - 30030x^4 + 3465x^2 - 63)$

Expansão do polinômio de legende n=1

$$P_1(\mu_i, \mu_j) = 1 + x$$



Ganho através do
espalhamento de Radiação
espalhada de todas as
outras direções

3.1 Aproximações da Transferência Radiativa Solar

$$\mu_i \frac{dI(\tau, \mu_i)}{d\tau} = I(\tau, \mu_i) - \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu_j) P_l(\mu_i, \mu_j) d\mu_j - \frac{\omega}{4\pi} P_l(\mu_i, -\mu_0) F_0 e^{\frac{-\tau}{\mu_0}} \quad (3.1)$$

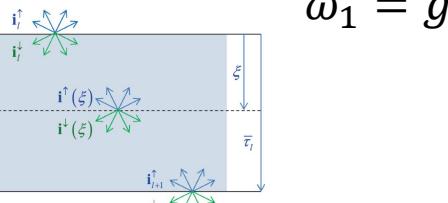
Em seguida, a **integração hemisférica da equação (3.1)** pode ser expressa usando a **aproximação de dois fluxos $\mu_i=1$** generalizada (Liou, 1992) da seguinte forma:

$\mu_i \Rightarrow \mu_1$ Derivada espacial representando quanta radiação está a upstream

$$\mu_1 \frac{dI(\tau, \mu_i)}{d\tau} = I(\tau, \mu_i) - \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu_j) P_l(\mu_i, \mu_j) d\mu_j - \frac{\omega}{4\pi} P_l(\mu_i, -\mu_0) F_0 e^{\frac{-\tau}{\mu_0}} \quad (3.1)$$

$$\mu_1 \frac{dI(\tau, \mu_i)}{d\tau} = I(\tau, \mu_i) + \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu_i) P_l(\mu_i, \mu_j) d\mu_j - \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, -\mu_i) P_l(\mu_i, -\mu_j) d\mu_j - \frac{\omega}{4\pi} P_l(\mu_i, -\mu_0) F_0 e^{\frac{-\tau}{\mu_0}}$$

$$\mu_1 \frac{dI(\tau, \mu_i)}{d\tau} = I(\tau, \mu_i) + \frac{\omega}{2} I(\tau, \mu_i) \int_{-1}^1 P_l(\mu_i, \mu_j) d\mu_j - \frac{\omega}{2} I(\tau, -\mu_i) \int_{-1}^1 P_l(\mu_i, -\mu_j) d\mu_j - \frac{\omega}{4\pi} P_l(\mu_i, -\mu_0) F_0 e^{\frac{-\tau}{\mu_0}}$$





3.1 Aproximações da Transferência Radiativa Solar

$$\mu_1 \frac{dI(\tau, \mu_i)}{d\tau} = I(\tau, \mu_i) + \frac{\omega}{2} I(\tau, \mu_i) \int_{-1}^1 P_l(\mu_i, \mu_j) d\mu_j - \frac{\omega}{2} I(\tau, -\mu_i) \int_{-1}^1 P_l(\mu_i, -\mu_j) d\mu_j - \frac{\omega}{4\pi} P_l(\mu_i, -\mu_0) F_0 e^{\frac{-\tau}{\mu_0}}$$

$$\mu_1 \frac{dI(\tau, \mu_i)}{d\tau} = I(\tau, \mu_i) + \frac{\omega}{2} I(\tau, \mu_i)(1+g) - \frac{\omega}{2} I(\tau, -\mu_i)(1-g) - \frac{\omega}{4\pi} P_{0,1}(\mu_i, -\mu_0) F_0 e^{\frac{-\tau}{\mu_0}}$$

$$\omega_0 = 1$$

$$\mu_1 \frac{dI(\tau, \mu_i)}{d\tau} \mu_i = I(\tau, \mu_i) \mu_i + \frac{\omega}{2} I(\tau, \mu_i)(1+g) \mu_i - \frac{\omega}{2} I(\tau, -\mu_i)(1-g) \mu_i - \frac{\omega}{4\pi} P_{0,1}(\mu_i, -\mu_0) \mu_i F_0 e^{\frac{-\tau}{\mu_0}}$$

$$\omega_1 = g$$

$$\mu_1 \frac{dI(\tau, \mu_1)}{d\tau} 2\pi \mu_i = I(\tau, \mu_i) 2\pi \mu_i + \frac{\omega}{2} I(\tau, \mu_i)(1+g) 2\pi \mu_i - \frac{\omega}{2} I(\tau, -\mu_i)(1-g) 2\pi \mu_i - \frac{\omega}{4\pi} P_{0,1}(\mu_i, -\mu_0) 2\pi \mu_i F_0 e^{\frac{-\tau}{\mu_0}}$$

$$\mu_1 \frac{d}{d\tau} 2\pi \int_0^1 I(\tau, \mu_i) \mu_i d\mu_i = 2\pi \int_0^1 I(\tau, \mu_i) \mu_i d\mu_i + \frac{\omega}{2} (1+g) 2\pi \int_0^1 I(\tau, \mu_i) \mu_i d\mu_i - \frac{\omega}{2} (1-g) 2\pi \int_0^1 I(\tau, -\mu_i) \mu_i d\mu_i - \frac{\omega}{4\pi} P_{0,1}(\mu_i, -\mu_0) e^{\frac{-\tau}{\mu_0}} 2\pi \int_0^1 F_0 \mu_i d\mu_i$$

$$\mu_1 \frac{dF^+(\tau)}{d\tau} = F^+(\tau) + \frac{\omega}{2} (1+g) F^+(\tau) - \frac{\omega}{2} (1-g) F^-(\tau) - \frac{2\pi\omega}{4\pi} P_{0,1}(\mu_i, -\mu_0) F_0 e^{\frac{-\tau}{\mu_0}}$$



3.1 Aproximações da Transferência Radiativa Solar

$$\mu_1 \frac{dF^+(\tau)}{d\tau} = F^+(\tau) + \frac{\omega}{2}(1+g)F^+(\tau) - \frac{\omega}{2}(1-g)F^-(\tau) - \frac{2\pi\omega}{4\pi} P_{0,1}(\mu_i, -\mu_0) F_0 e^{\frac{-\tau}{\mu_0}} \\ P(\mu, \mu') = 1 + 3g\mu\mu' \quad (3.11)$$

$$\frac{dF^+(\tau)}{d\tau} = \frac{1 + \frac{\omega}{2}(1+g)}{\mu_1} F^+(\tau) - \frac{\omega}{2} \frac{(1-g)}{\mu_1} F^-(\tau) - \frac{\omega}{2} (1 - 3g\mu_0\mu_1) F_0 e^{\frac{-\tau}{\mu_0}} \\ \omega_0 = 1$$

$$\gamma_1 = \frac{\left[1 - \omega \frac{(1+g)}{2}\right]}{\mu_1} \quad \gamma_2 = \omega \frac{(1-g)}{2\mu_1} \quad \gamma_3 = \frac{(1-3g\mu_1\mu_0)}{2} \quad \omega_1 = g$$

$$\frac{dF^+(\tau)}{d\tau} = \gamma_1 F^+(\tau) - \gamma_2 F^-(\tau) - \gamma_3 \omega F_0 e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} \quad (3.4a)$$



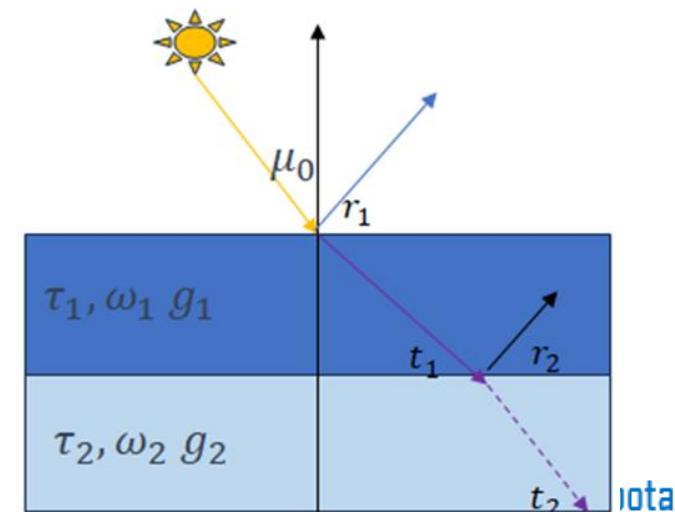
3.1 Aproximações da Transferência Radiativa Solar

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) - \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu') P(\mu, \mu') d\mu' - \frac{\omega}{4\pi} P(\mu, -\mu_0) F_0 e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} \quad (3.1)$$

Realize o mesmos procedimento para a radiação descendente

$$F^-(\tau) = 2\pi \int_0^1 I(\tau, -\mu) \mu d\mu \quad (3.3b)$$

$$\frac{dF^-(\tau)}{d\tau} = \gamma_2 F^+(\tau) - \gamma_1 F^-(\tau) - (1 - \gamma_3) \omega F_0 e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} \quad (3.4b)$$





3.1 Aproximações da Transferência Radiativa Solar

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) - \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu') P(\mu, \mu') d\mu' - \frac{\omega}{4\pi} P(\mu, -\mu_0) F_0 e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} \quad (3.1)$$

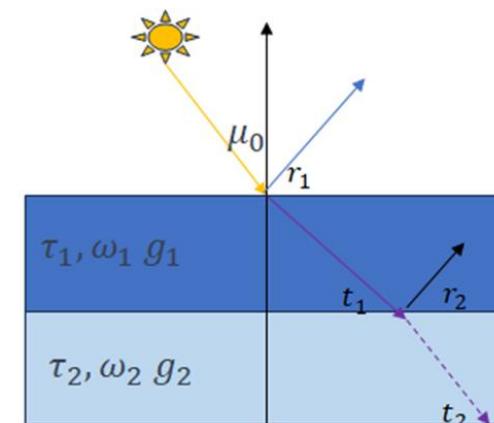
$$F^+(\tau) = 2\pi \int_0^1 I(\tau, +\mu) \mu d\mu \quad (3.3a)$$

$$F^-(\tau) = 2\pi \int_0^1 I(\tau, -\mu) \mu d\mu \quad (3.3b)$$

Em seguida, a **integração hemisférica da equação (3.1)** pode ser expressa usando a **aproximação de dois fluxos generalizada (Liou, 1992)** da seguinte forma:

$$\frac{dF^+(\tau)}{d\tau} = \gamma_1 F^+(\tau) - \gamma_2 F^-(\tau) - \gamma_3 \omega F_0 e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} \quad (3.4a)$$

$$\frac{dF^-(\tau)}{d\tau} = \gamma_2 F^+(\tau) - \gamma_1 F^-(\tau) - (1 - \gamma_3) \omega F_0 e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} \quad (3.4b)$$



Os **coeficientes $\gamma_i (i = 1, 2, 3)$** serão determinados pelo **método de aproximação** aplicado à **intensidade $I(\tau, \mu)$** e à **função de fase $P(\mu, -\mu_0)$** .



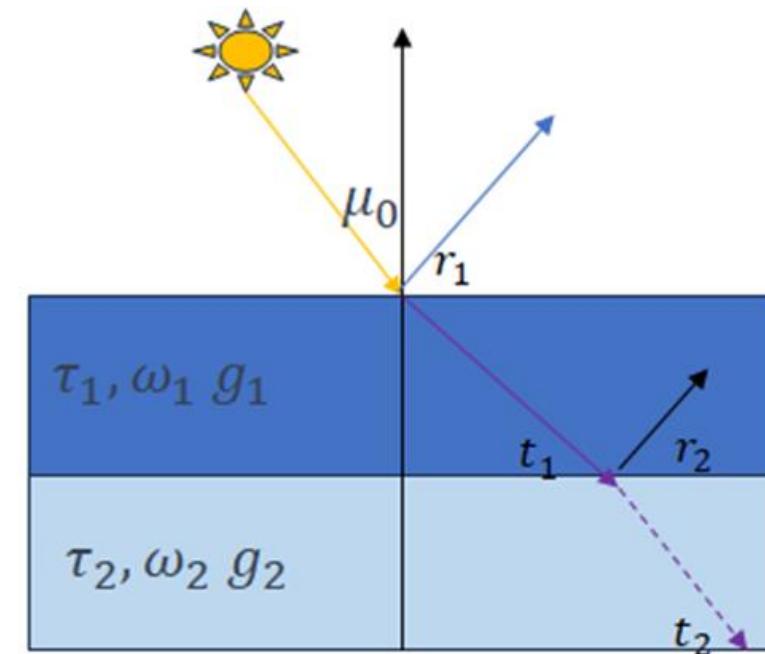
3.1 Aproximações da Transferência Radiativa Solar

Para uma atmosfera **homogênea e plana-paralela** com uma profundidade óptica τ .

Meador e Weaver (1980) fornecem uma **solução formal** para as equações (3.4a) e (3.4b).
Define o **coeficiente de refletância R** e a **transmitância total T** como:

$$R(\tau, \mu_0) = \frac{F^+(0, \mu_0)}{\mu_0 F_0} \quad (3.5a)$$

$$T(\tau, \mu_0) = \frac{F^-(\tau, \mu_0)}{\mu_0 F_0} + e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} \quad (3.5b)$$





3.1 Aproximações da Transferência Radiativa Solar

$$\frac{dF^+(\tau)}{d\tau} = \gamma_1 F^+(\tau) - \gamma_2 F^-(\tau) - \gamma_3 \omega F_0 e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} \quad (3.4a)$$

$$R(\tau, \mu_0) = \frac{F^+(0, \mu_0)}{\mu_0 F_0} \quad (3.5a)$$

$$\frac{dF^-(\tau)}{d\tau} = \gamma_2 F^+(\tau) - \gamma_1 F^-(\tau) - (1 - \gamma_3) \omega F_0 e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} \quad (3.4b)$$

$$T(\tau, \mu_0) = \frac{F^-(\tau, \mu_0)}{\mu_0 F_0} + e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} \quad (3.5b)$$

Assumindo as **condições de contorno** como $F^+(0, \mu_0) = F^-(\tau \mu_0) = 0$, a **solução formal** para as equações (3.4a) e (3.4b) para o **coeficiente de refletância** e a **transmitância** são:

$$R(\tau, \mu_0) = \frac{\omega}{N} [(1 - k\mu_0)(\alpha_2 + k\gamma_3)e^{k\tau} - (1 + k\mu_0)(\alpha_2 - k\gamma_3)e^{-k\tau} - 2k(\gamma_3 - \alpha_2\mu_0)e^{-k\tau}] \quad (3.6a)$$

$$T(\tau, \mu_0) = e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} \left\{ 1 - \frac{\omega}{N} \left[(1 + k\mu_0)(\alpha_1 + k\gamma_4)e^{k\tau} - (1 - k\mu_0)(\alpha_1 - k\gamma_4)e^{-k\tau} - 2k(\gamma_4 + \alpha_1\mu_0)e^{\frac{-\tau}{\mu_0}} \right] \right\} \quad (3.6b)$$

3.1 Aproximações da Transferência Radiativa Solar

$$R(\tau, \mu_0) = \frac{\omega}{N} [(1 - k\mu_0)(\alpha_2 + k\gamma_3)e^{k\tau} - (1 + k\mu_0)(\alpha_2 - k\gamma_3)e^{-k\tau} - 2k(\gamma_3 - \alpha_2\mu_0)e^{-k\tau}] \quad (3.6a)$$

$$T(\tau, \mu_0) = e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} \left\{ 1 - \frac{\omega}{N} \left[(1 + k\mu_0)(\alpha_1 + k\gamma_4)e^{k\tau} - (1 - k\mu_0)(\alpha_1 - k\gamma_4)e^{-k\tau} - 2k(\gamma_4 + \alpha_1\mu_0)e^{\frac{-\tau}{\mu_0}} \right] \right\} \quad (3.6b)$$

onde

$$\gamma_4 = 1 - \gamma_3$$

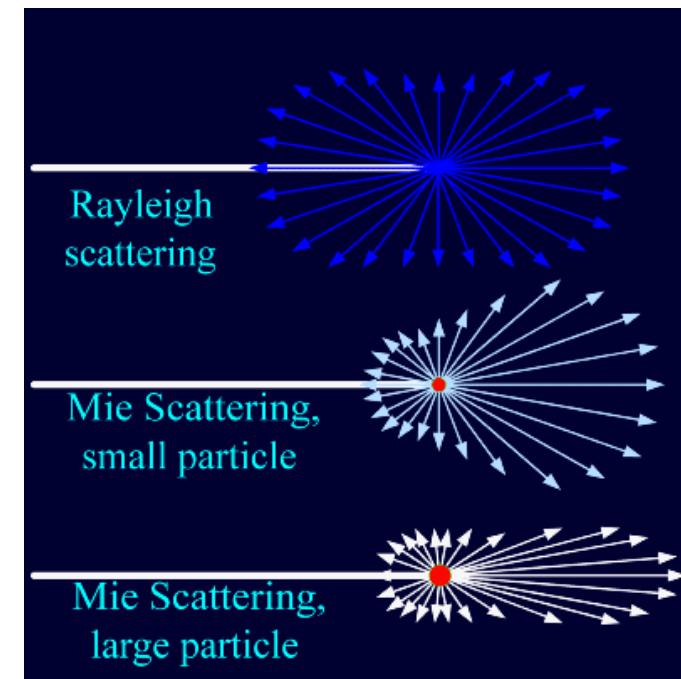
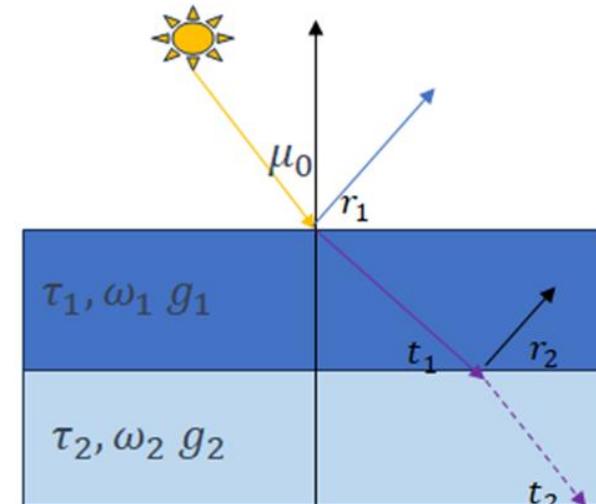
$$\alpha_1 = \gamma_1\gamma_4 + \gamma_2\gamma_3$$

$$\alpha_2 = \gamma_1\gamma_3 + \gamma_2\gamma_4$$

$$k = (\gamma_1^2 - \gamma_2^2)^{\frac{1}{2}}$$

$$N = (1 - k^2\mu_0^2)[(k + \gamma_1)e^{k\tau} + (k - \gamma_1)e^{-k\tau}]$$

$$\omega_l = \frac{2l+1}{2} \int_{-1}^1 P(\cos \theta) P_l(\cos \theta) d\cos \theta$$



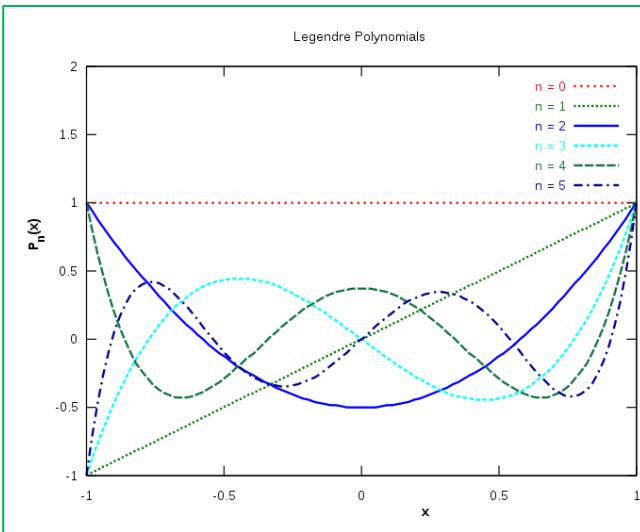
Os **coeficientes γ_i** ($i = 1, 2, 3$) serão determinados pelo **método de aproximação** aplicado à intensidade $I(\tau, \mu)$ e à função de fase $P(\mu, -\mu_0)$.



3.1 Aproximações da Transferência Radiativa Solar

Na **aproximação de dois fluxos**, apenas a função de fase é expandida em dois termos em polinômios de Legendre.

Na aproximação de Eddington, tanto a intensidade quanto a função de fase são expandidas em dois termos polinomiais.



n	$P_n(x)$
0	1
1	x
2	$\frac{1}{2} (3x^2 - 1)$
3	$\frac{1}{2} (5x^3 - 3x)$
4	$\frac{1}{8} (35x^4 - 30x^2 + 3)$
5	$\frac{1}{8} (63x^5 - 70x^3 + 15x)$
6	$\frac{1}{16} (231x^6 - 315x^4 + 105x^2 - 5)$
7	$\frac{1}{16} (429x^7 - 693x^5 + 315x^3 - 35x)$
8	$\frac{1}{128} (6435x^8 - 12012x^6 + 6930x^4 - 1260x^2 + 35)$
9	$\frac{1}{128} (12155x^9 - 25740x^7 + 18018x^5 - 4620x^3 + 315x)$
10	$\frac{1}{256} (46189x^{10} - 109395x^8 + 90090x^6 - 30030x^4 + 3465x^2 - 63)$

$$P_n(\cos \theta) = 1 + \cos \theta$$

Dependendo das aproximações à intensidade e à função de fase, várias formas analíticas para os coeficientes γ_i podem ser derivadas.

Os coeficientes para várias aproximações de dois fluxos selecionadas estão listados abaixo (Liou 1992; King and Harshvardhan 1986):



3.1 Aproximações da Transferência Radiativa Solar

Two-stream approximation:

$$\gamma_1 = \frac{\left[1 - \omega \frac{(1 + g)}{2}\right]}{\mu_1}$$

$$\gamma_2 = \omega \frac{(1 - g)}{2\mu_1}$$

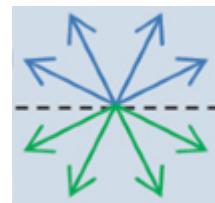
$$\gamma_3 = \frac{(1 - 3g\mu_1\mu_0)}{2}$$

Onde $\mu_1 = \frac{1}{\sqrt{3}}$, e g é o **fator de assimetria** definido por:

$$g = \frac{\omega_1}{3} = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 P(\cos \Theta) \cos \Theta d \cos \Theta$$

O fator de assimetria é o primeiro momento da função de fase. Observe que o momento zero da função de fase é igual a 1 ($\omega_0 = 1$).

Para dispersão isotrópica (como a dispersão de Rayleigh), o fator de assimetria é zero ($g = 0$).





3.1 Aproximações da Transferência Radiativa Solar

Eddington's approximation:

$$\gamma_1 = [7 - \omega(4 + 3g)]/4 \quad (3.8a)$$

$$\gamma_2 = -[1 - \omega(4 - 3g)]/4 \quad (3.8b)$$

$$\gamma_3 = (2 - 3g\mu_0)/4 \quad (3.8c)$$



3.1 Aproximações da Transferência Radiativa Solar

Practical Improved Flux Method (PIFM) (Zdunkowski et al. 1980):

$$\gamma_1 = [8 - \omega(5 + 3g)]/4 \quad (3.9a)$$

$$\gamma_2 = 3\omega(1 - g)/4 \quad (3.9b)$$

$$\gamma_3 = (2 - 3g\mu_0)/4 \quad (3.9c)$$



3.1 Aproximações da Transferência Radiativa Solar

Discrete-ordinates approximation (Liou 1973, 1974):

$$r_1 = \sqrt{3} [2 - \omega(1 + g)]/2 \quad (3.10a)$$

$$\gamma_2 = \sqrt{3} [\omega(1 - g)]/2 \quad (3.10b)$$

$$\gamma_3 = (1 - \sqrt{3} g \mu_0)/2 \quad (3.10c)$$



3.1 Aproximações da Transferência Radiativa Solar

O esquema de radiação pode incluir opções para as três últimas aproximações mencionadas, juntamente com o ajuste da função delta (que é discutido na seção 3.2).



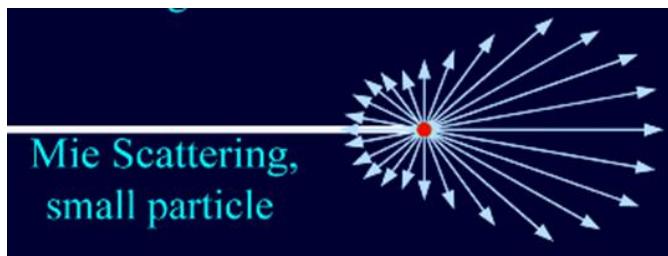
3.2 Delta-function adjustment

Nas discussões das **aproximações de transferência radiativa na Seção 3.1, a função de fase é dada por:**

$$P(\mu, \mu') = 1 + 3g\mu\mu'$$

(3.11) $\omega_l = \frac{2l+1}{2} \int_{-1}^1 P(\cos \theta) P_l(\cos \theta) d\cos \theta$

No entanto, **as funções de fase envolvendo partículas de nuvem e aerossol são altamente concentradas na direção frontal**



altamente concentradas na
direção frontal



Mie Scattering,
large particle

as expansões de dois termos não contabilizam adequadamente o forte espalhamento frontal.

$$P_n(\cos \theta) = 1 + \cos \theta$$



3.2 Delta-function adjustment

Suponha que f seja a fração da energia dispersa na direção frontal ($\theta = 0$), a função de fase normalizada pode ser expressa como uma função delta de Dirac mais uma expansão de dois termos em polinômios de Legendre:

$$P(\mu, \mu') = 2f\delta(\mu - \mu') + (1 - f)(1 + 3g^*\mu\mu') \quad (3.12)$$

Onde:

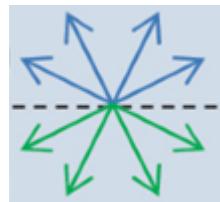
$\mu = \mu'$ quando $\theta = 0$,

δ é a função delta de Dirac,

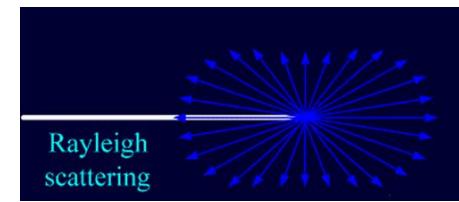
$f = g^2$ é o coeficiente de espalhamento frontal, e

g^* é um fator de assimetria deslocado.

Para dispersão isotrópica (como a dispersão de Rayleigh), o fator de assimetria é zero ($g = 0$).



$$f = 0$$



Rayleigh scattering



3.2 Delta-function adjustment

Após adicionar a função delta à função de fase, a forma original da equação de transferência radiativa (3.1) ainda pode ser mantida por meio das seguintes transformações:

$$\tau \Rightarrow \tau^+ = (1 - \omega f)\tau \quad (3.13a)$$

$$\omega \Rightarrow \omega^+ = (1 - f)\omega / (1 - \omega f) \quad (3.13b)$$

$$g \Rightarrow g^+ = (g - f) / (1 - f) \quad (3.13c)$$

Assim:

τ A profundidade óptica deslocada,

ω O albedo de espalhamento único deslocado

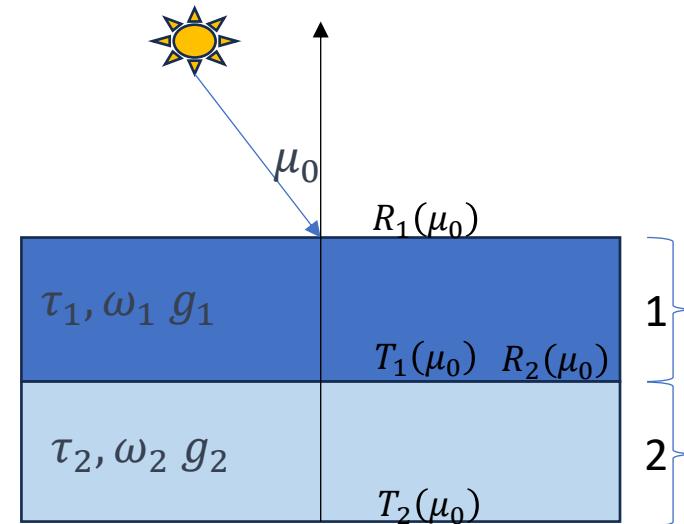
g O fator de assimetria deslocada

Estes coeficientes precisam ser usados nos coeficientes e soluções das aproximações de transferência radiativa quando o ajuste da função delta é aplicado nos cálculos de transferência radiativa de dois fluxos.



3.3 Radiative flux calculations for solar radiation in PPH atmosphere

A teoria de transferência radiativa foi elegantemente desenvolvida sob a suposição de que a atmosfera é plana, paralela e homogênea (PPH).



Um dos métodos de aproximação para o cálculo de transferência radiativa é a **aproximação de dois fluxos generalizada**, que possui várias formas analíticas para os campos de intensidade para cima e para baixo dentro e nas fronteiras de um meio PPH.



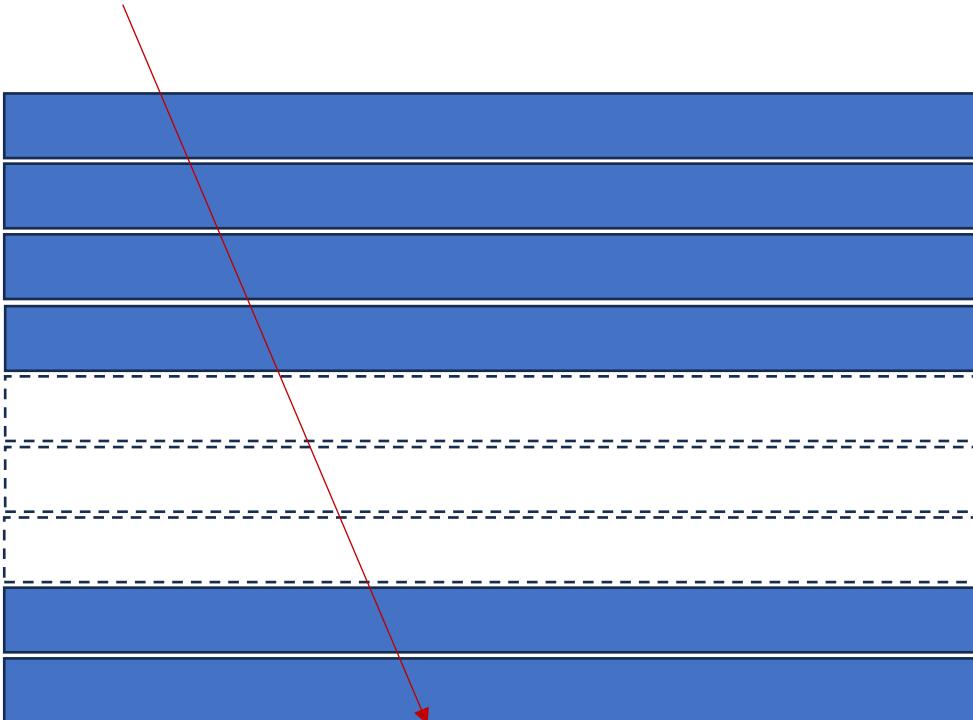
3.3 Radiative flux calculations for solar radiation in PPH atmosphere

Os cálculos de fluxo discutidos nesta seção se aplicam tanto a modelos de banda quanto ao método de distribuição correlacionada k (discutido na seção 6.1).



3.3 Radiative flux calculations for solar radiation in PPH atmosphere

O coeficiente de refletância e a transmitância de cada camada atmosférica são primeiramente calculados usando a aproximação de dois fluxos com ajuste da função delta,



Os fluxos são então calculados usando um método de adição de dois fluxos para um conjunto de camadas.

3.3 Radiative flux calculations for solar radiation in PPH atmosphere

Para cada camada atmosférica e intervalo espectral, a espessura óptica efetiva, albedo de espalhamento único, fator de assimetria e coeficiente de espalhamento frontal são calculados a partir de:

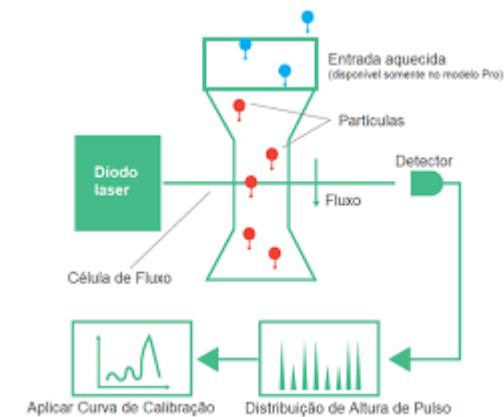
$$\tau = \sum_i \tau_i \quad (3.14a)$$

$$\bar{\omega} = \sum_i \omega_i \tau_i / \sum_i \tau_i \quad (3.14b)$$

$$\bar{g} = \sum_i g_i \omega_i \tau_i / \sum_i \omega_i \tau_i \quad (3.14c)$$

$$\bar{f} = \sum_i f_i \omega_i \tau_i / \sum_i \omega_i \tau_i \quad (3.14d)$$

Medidos realizadas em laboratório para diferentes tipos de gases e partículas e concentrações

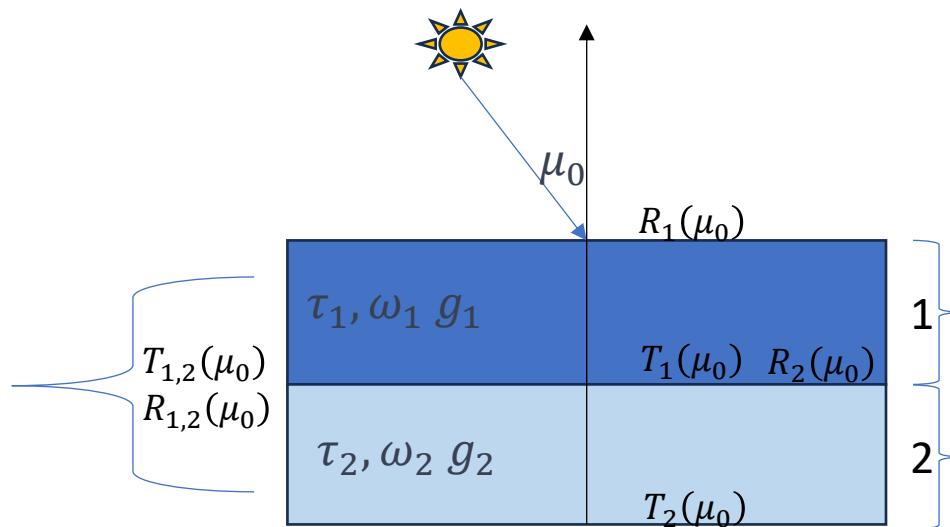


Onde a soma é realizada sobre todos os gases e partículas i .
Isso inclui vapor d'água, ozônio, aerossóis, nuvens e todos os gases atmosféricos.

Atmosphere Numerical Modeling Group

3.3 Radiative flux calculations for solar radiation in PPH atmosphere

Considere um caso de duas camadas (camada 1 sobreposta à camada 2).



O **coeficiente de refletância e a transmitância** de uma camada iluminada por um feixe direto são calculados a partir das equações (3.6a) e (3.6b) **em função de μ_0** e das propriedades ópticas τ, ω e g .

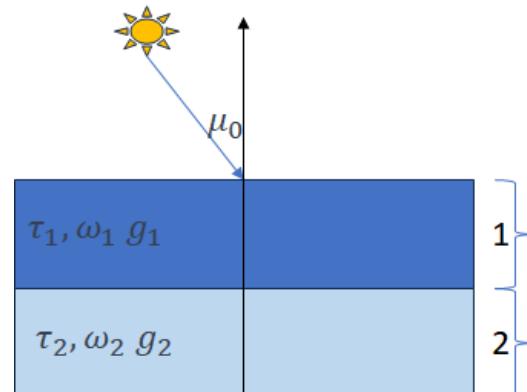


3.3 Radiative flux calculations for solar radiation in PPH atmosphere

O **coeficiente de refletância e a transmitância de uma camada iluminada por um feixe direto** são calculados a partir das equações (3.6a) e (3.6b) **em função de μ_0 e das propriedades ópticas τ, ω e g .**

$$R(\tau, \mu_0) = \frac{\omega}{N} [(1 - k\mu_0)(\alpha_2 + k\gamma_3)e^{k\tau} - (1 + k\mu_0)(\alpha_2 - k\gamma_3)e^{-k\tau} - 2k(\gamma_3 - \alpha_2\mu_0)e^{-k\tau}] \quad (3.6a)$$

$$T(\tau, \mu_0) = e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} \left\{ 1 - \frac{\omega}{N} \left[(1 + k\mu_0)(\alpha_1 + k\gamma_4)e^{k\tau} - (1 - k\mu_0)(\alpha_1 - k\gamma_4)e^{-k\tau} - 2k(\gamma_4 + \alpha_1\mu_0)e^{\frac{-\tau}{\mu_0}} \right] \right\} \quad (3.6b)$$





3.3 Radiative flux calculations for solar radiation in PPH atmosphere

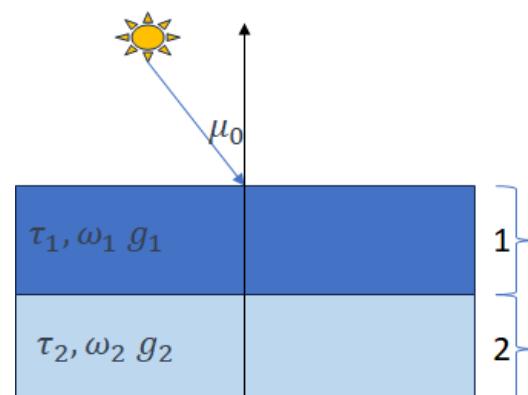
Para insolação difusa, o coeficiente de refletância r e a transmitância t também são calculados a partir das equações (3.6a) e (3.6b), mas os ângulos de incidência são aproximados por um único valor de $\bar{\mu} = \cos\theta$ onde $\theta = 53^\circ$.

$$R(\tau, \mu_0) = \frac{\omega}{N} [(1 - k\mu_0)(\alpha_2 + k\gamma_3)e^{k\tau} - (1 + k\mu_0)(\alpha_2 - k\gamma_3)e^{-k\tau} - 2k(\gamma_3 - \alpha_2\mu_0)e^{-k\tau}] \quad (3.6a)$$

$$T(\tau, \mu_0) = e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} \left\{ 1 - \frac{\omega}{N} \left[(1 + k\mu_0)(\alpha_1 + k\gamma_4)e^{k\tau} - (1 - k\mu_0)(\alpha_1 - k\gamma_4)e^{-k\tau} - 2k(\gamma_4 + \alpha_1\mu_0)e^{\frac{-\tau}{\mu_0}} \right] \right\} \quad (3.6b)$$

$$r = R(\bar{\mu}) \quad (15.a)$$

$$t = T(\bar{\mu}) \quad (15.b)$$





3.3 Radiative flux calculations for solar radiation in PPH atmosphere

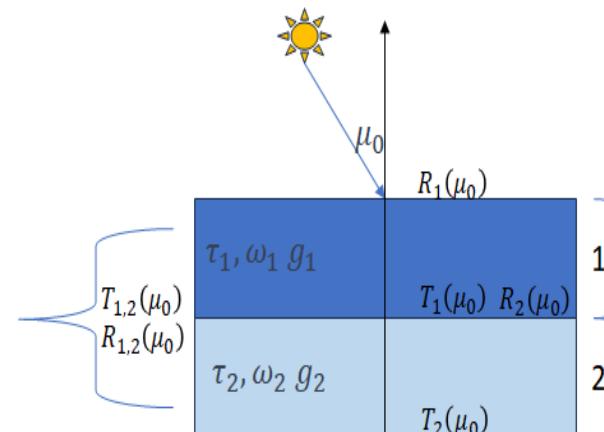
Separando as componentes direto e difuso da radiação, o coeficiente de refletância e a transmitância total da camada quando iluminados pela radiação direta podem ser calculados usando um método de adição de dois fluxos (Hou et al. 2002, Chou 1992, Oreopoulos and Barker 1999) como:

$$R_{1,2}(\mu_0) = R_1(\mu_0) + \frac{t_1 \left[(T_1(\mu_0) - T_1^{dir}(\mu_0)) r_2 + T_1^{dir}(\mu_0) R_2(\mu_0) \right]}{(1 - r_1 r_2)} \quad (16a)$$

$$T_{1,2}(\mu_0) = T_1^{dir}(\mu_0) T_2(\mu_0) + \frac{t_2 \left[(T_1(\mu_0) - T_1^{dir}(\mu_0)) + T_1^{dir}(\mu_0) R_2(\mu_0) r_1 \right]}{(1 - r_1 r_2)} \quad (16b)$$

$$T_{1,2}^{dir} = T_1^{dir}(\mu_0) T_2^{dir}(\mu_0) \quad (3.17)$$

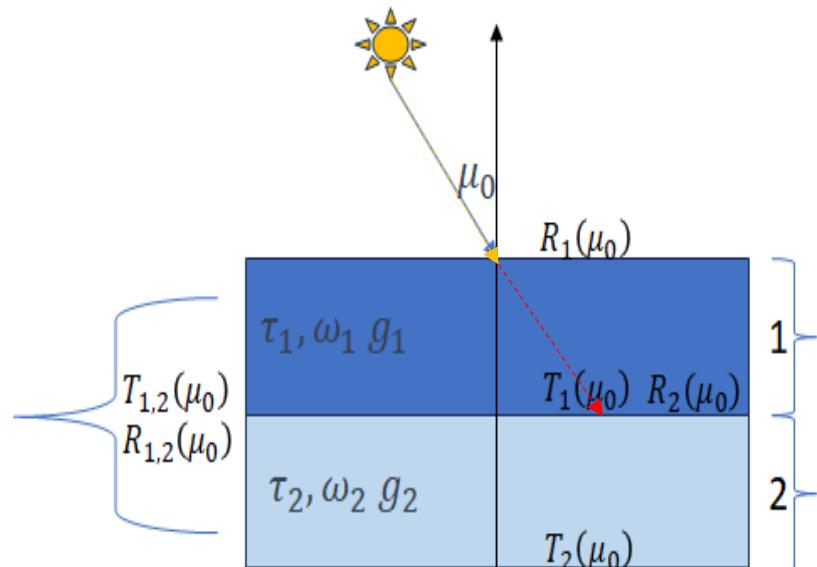
$$T_1^{dir} = e^{\frac{-\tau_1}{\mu_0}} \quad (3.18)$$





3.3 Radiative flux calculations for solar radiation in PPH atmosphere

onde T_1^{dir} é a transmissão do feixe solar direto para a camada 1, τ_1 é a profundidade óptica média da camada superior, $T(\mu_0)$, $e^{\frac{-\tau_1}{\mu}}$ e $(T(\mu_0) - e^{\frac{-\tau_1}{\mu}})$ são as transmitâncias totais, diretas e difusas, respectivamente.



$T(\mu_0)$ ⇒ transmitâncias totais

$e^{\frac{-\tau_1}{\mu}}$ ⇒ transmitâncias diretas

$(T(\mu_0) - e^{\frac{-\tau_1}{\mu}})$ ⇒ transmitâncias difusas

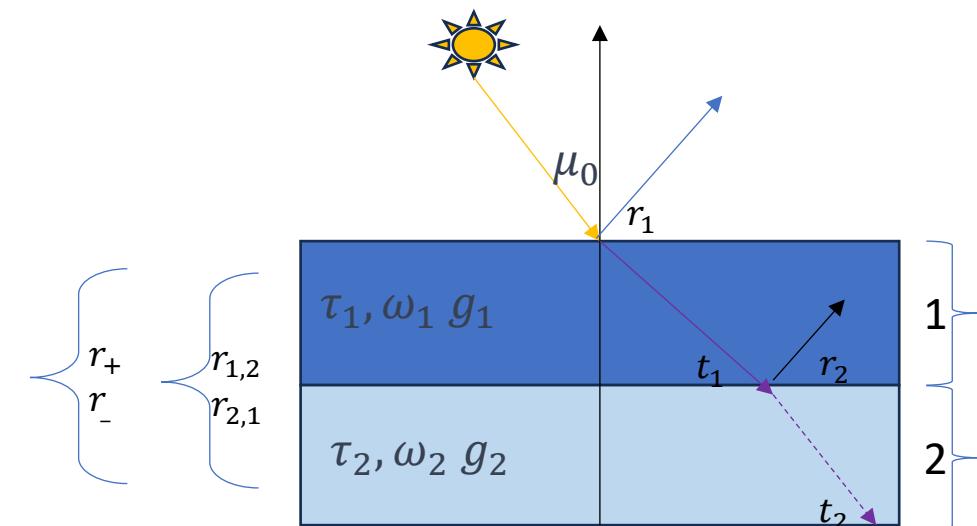
3.3 Radiative flux calculations for solar radiation in PPH atmosphere

Se a **fonte for irradiância difusa**, o **coeficiente de refletância combinado para a radiação difusa**:

Pode ser expresso em duas situações: **uma é a camada superior iluminada pela radiação difusa e a outra é a camada inferior iluminada.**

$$r_+ = r_{1,2} = r_1 + \frac{t_1^2 r_2}{(1 - r_1 r_2)} \quad (19a)$$

$$r_- = r_{2,1} = r_2 + \frac{t_2^2 r_1}{(1 - r_1 r_2)} \quad (19b)$$





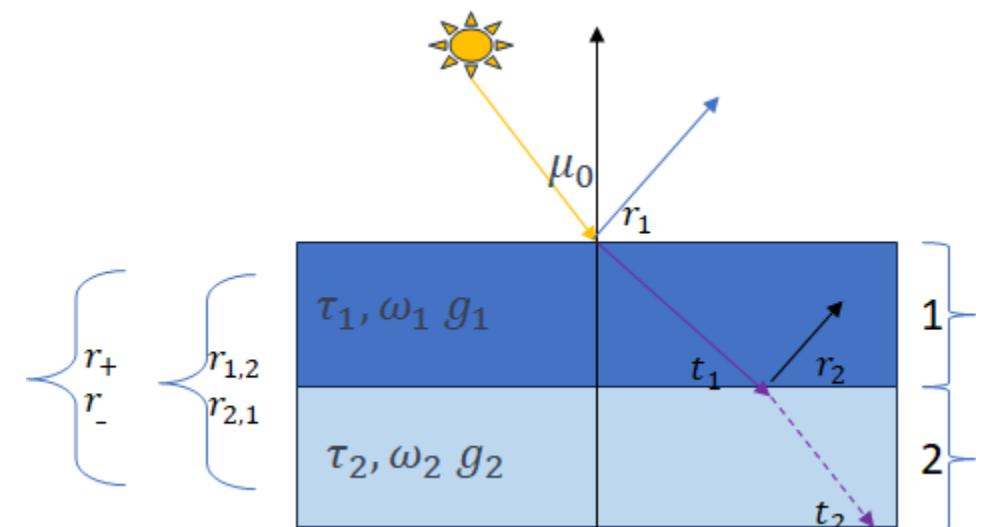
3.3 Radiative flux calculations for solar radiation in PPH atmosphere

Quando iluminadas por uma radiação de feixe direto na parte superior da camada, o coeficiente de refletância R^{\uparrow} e a transmitância T^{\downarrow} na interface das subcamadas 1 e 2 são dados por:

$$r_{1,2} = R^{\uparrow} = \frac{\left[e^{\frac{-\tau_1}{\mu_0}} R_2(\mu_0) + \left(T_1(\mu_0) - e^{\frac{-\tau_1}{\mu_0}} \right) r_2 \right]}{(1 - r_1 r_2)} \quad (3.20a)$$

$$\begin{aligned} T(\mu_0) &\Rightarrow \text{transmitâncias totais} \\ e^{\frac{-\tau_1}{\mu}} &\Rightarrow \text{transmitâncias diretas} \\ \left(T(\mu_0) - e^{\frac{-\tau_1}{\mu}} \right) &\Rightarrow \text{transmitâncias difusas} \end{aligned}$$

$$t_{1,2} = T^{\downarrow} = e^{\frac{-\tau_1}{\mu_0}} + \frac{\left[e^{\frac{-\tau_1}{\mu_0}} r_1 R_2(\mu_0) + \left(T_1(\mu_0) - e^{\frac{-\tau_1}{\mu_0}} \right) \right]}{(1 - r_1 r_2)} \quad (3.20b)$$





3.3 Radiative flux calculations for solar radiation in PPH atmosphere

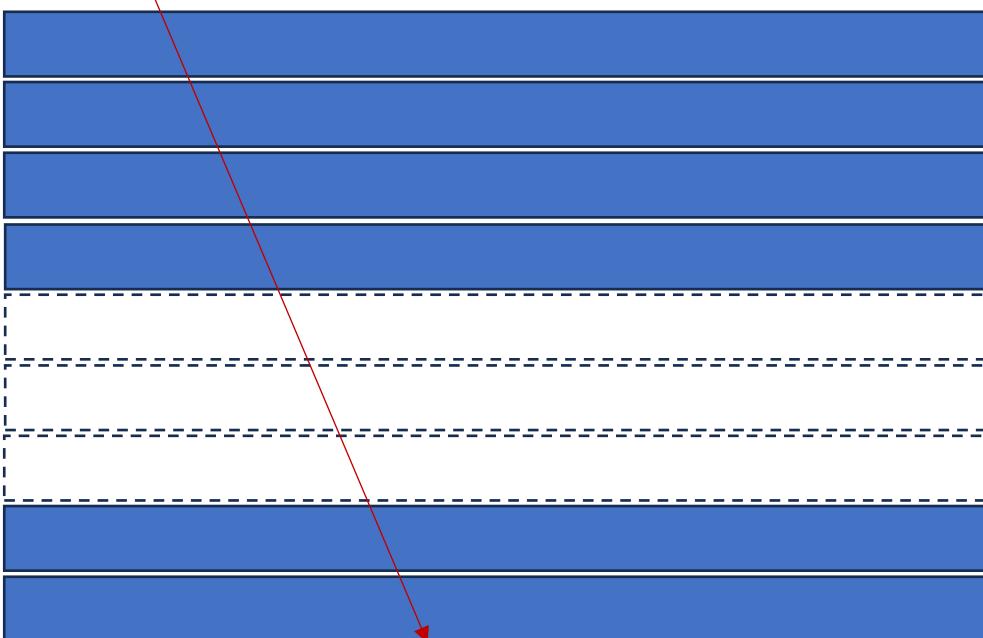
Para uma atmosfera com múltiplas camadas, usando um método de adição de dois fluxos (Chou and Suarez 1999), é possível obter fluxos normalizados nas interfaces das camadas por meio de duas passagens de cálculo.





3.3 Radiative flux calculations for solar radiation in PPH atmosphere

A **primeira** **começa** do topo e adiciona uma camada de cada vez até atingir a superfície inferior. Durante esta passagem, a transmissão total para baixo em cada nível, $T(\mu_0)$, e o coeficiente de refletância difusa para camadas iluminadas de baixo para cima r_- , são calculados.



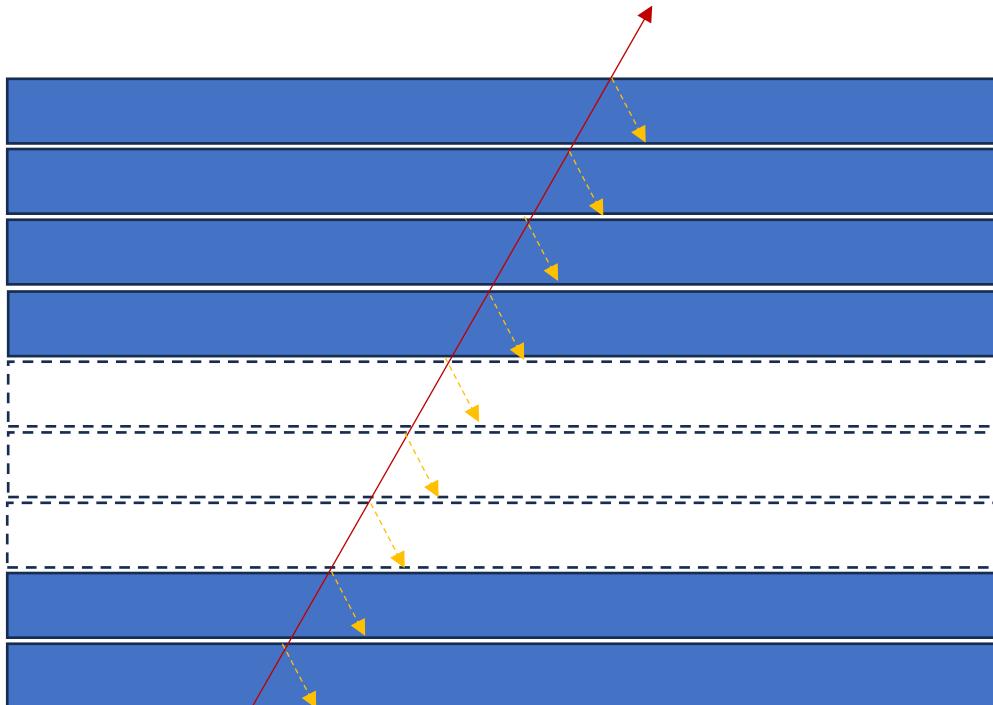
$$t_{1,2} = T^\downarrow = e^{\frac{-\tau_1}{\mu_0}} + \frac{\left[e^{\frac{-\tau_1}{\mu_0}} r_1 R_2(\mu_0) + \left(T_1(\mu_0) - e^{\frac{-\tau_1}{\mu_0}} \right) \right]}{(1 - r_1 r_2)} \quad (3.20b)$$

$$r_- = r_{2,1} = r_2 + \frac{t_2^2 r_1}{(1 - r_1 r_2)} \quad (19b)$$



3.3 Radiative flux calculations for solar radiation in PPH atmosphere

A **segunda passagem** começa na superfície inferior e trabalha uma camada de cada vez até o topo para obter o coeficiente de refletância para a radiação direta, $R(\mu_0)$ em cada nível, e o coeficiente de refletância difusa, r_+ , para camadas iluminadas de cima para baixo.



$$r_{1,2} = R^\uparrow = \frac{\left[e^{\frac{-\tau_1}{\mu_0}} R_2(\mu_0) + (T_1(\mu_0) - e^{\frac{-\tau_1}{\mu_0}}) r_2 \right]}{(1 - r_1 r_2)} \quad (3.20a)$$

$$r_+ = r_{1,2} = r_1 + \frac{t_1^2 r_2}{(1 - r_1 r_2)} \quad (19a)$$



3.3 Radiative flux calculations for solar radiation in PPH atmosphere

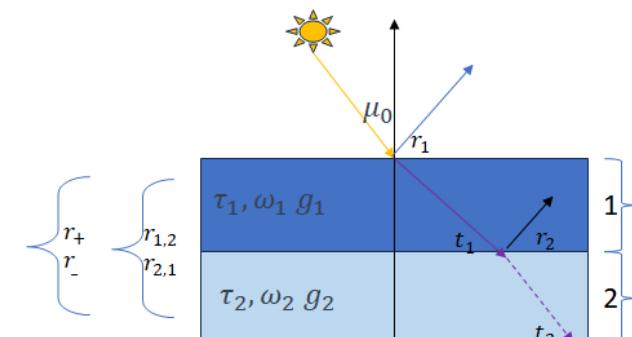
Assim, os fluxos normalizados para cima e para baixo na fronteira inferior da camada k são dados por (Hou et al. 2002):

$$F_{k+\frac{1}{2}}^{\uparrow}(\mu_0) = \frac{\left[T_k^{\downarrow}(\mu_0)R_{k+1}(\mu_0) + (T_k(\mu_0) - T_k^{\downarrow}(\mu_0))r_{+,k+1} \right]}{(1 - r_{-,k}r_{+,k+1})} \quad (3.21a)$$

$$F_{k+\frac{1}{2}}^{\downarrow}(\mu_0) = T_k^{\downarrow}(\mu_0) + \frac{\left[T_k^{\downarrow}(\mu_0)R_{k+1}(\mu_0)r_{-,k} + (T_k(\mu_0) - T_k^{\downarrow}(\mu_0)) \right]}{(1 - r_{-,k}r_{+,k+1})} \quad (3.21b)$$

No topo da atmosfera ($k=1$), então:

$$F_{1-1/2}^{\uparrow}(\mu_0) = R_1(\mu_0) \quad \text{and} \quad F_{1-1/2}^{\downarrow}(\mu_0) = 1 \quad (3.22)$$





3.3 Radiative flux calculations for solar radiation in PPH atmosphere

O **fluxo líquido total em cada nível de pressão** (na interface de uma camada) e na superfície é a soma ponderada desses fluxos:

$$F_{net}(\mu_0, p) = F_0 \mu_0 \sum_i \Psi_i [F_i^{\downarrow}(\mu_0, p) - F_i^{\uparrow}(\mu_0, p)] \quad (3.23)$$

Onde:

F_0 é o fluxo solar incidente no topo da atmosfera,

i é o índice da banda espectral,

Ψ_i é o peso para a banda correspondente e a soma dos pesos Ψ_i é igual a 1.



4. Thermal Infrared Radiative Transfer

A radiação infravermelha térmica desempenha um papel importante no balanço global de energia e na manutenção do sistema climático.

**A temperatura de equilíbrio do sistema terra-atmosfera é de cerca de 255 K.
O espectro da radiação infravermelha térmica da Terra e de sua atmosfera para o espaço se estende de 3 μm a 100 μm .**

Assim como os principais gases atmosféricos (oxigênio e nitrogênio) são transparentes para a luz solar incidente, eles também são transparentes para a radiação infravermelha térmica emitida para fora.



4. Thermal Infrared Radiative Transfer

No entanto, o vapor de água, dióxido de carbono, metano e outros gases traços **são opacos a muitos comprimentos de onda da energia infravermelha térmica.**

Uma quantidade significativa da energia radiativa infravermelha emitida pela superfície da Terra (~116 unidades) é absorvida pelos gases de efeito estufa atmosféricos (~104 unidades) e irradiada de volta para a superfície da Terra (~98 unidades) (assumindo que a radiação solar incidente na TOA é de 100 unidades).

As nuvens também estão fortemente relacionadas com a radiação de ondas longas.

Nuvens ópticas espessas absorvem a irradiância de ondas longas emitida pela superfície da Terra perto da base da nuvem e emitem a uma temperatura mais fria perto do topo da nuvem.



4. Thermal Infrared Radiative Transfer

Portanto, a radiação de ondas longas resfria o topo da nuvem e aquece a base da nuvem, o que afeta a dinâmica das nuvens.



4.1 Longwave Radiative Transfer Approximation

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) - S(\tau, \mu) \quad (2.1)$$

Em uma **atmosfera homogênea e paralela ao plano**, a **intensidade difusa de ondas longas médias em azimute $I(\tau, \mu)$ é governada pela equação** (mais uma vez, o subscrito do número de onda ν é omitido para simplificar a apresentação):

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) - \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu') P(\mu, \mu') d\mu' - (1 - \omega) B[\theta(\tau)] \quad (4.1)$$

Onde: $\mu = \cos\theta$, θ é o ângulo zenital,
 τ é a profundidade óptica,
 ω é o albedo de espalhamento único,
 $B(\theta)$ é a Função de Planck para a substância com temperatura θ ,
 $P_l(\mu_i, \mu_j)$ é a função de fase independente do azimute.



4.1 Longwave Radiative Transfer Approximation

Substituindo a **integral por uma soma** na equação (4.1) e **selecionando os pesos e pontos de quadratura de Gauss**, a aproximação de coordenadas discretas pode ser expressa como (Liou, 2002):

$$\mu_i \frac{dI(\tau, \mu_i)}{d\tau} = I(\tau, \mu_i) - \frac{\omega}{2} \sum_{j=-n}^n I(\tau, \mu_j) P_l(\mu_i, \mu_j) a_j - (1 - \omega) B[\theta(\tau)] \quad (4.1)$$

$$\mu_i \frac{dI(\tau, \mu_i)}{d\tau} = I(\tau, \mu_i) - \frac{\omega}{2} \sum_{j=-n}^n I(\tau, \mu_j) P_l(\mu_i, \mu_j) a_j - \frac{\omega}{4\pi} P(\mu_i, -\mu_0) I_0 e^{\frac{-\tau}{\mu_0}} + (1 - \omega) B[\theta(\tau)] \quad (2.11)$$

Onde $i = \pm 1, \dots, \pm n$, ponto de quadratura $\mu_{-j} = -\mu_j$, para $j \neq 0$ peso . $a_{-j} = -a_j$:



4.1 Longwave Radiative Transfer Approximation

O efeito de espalhamento de longa onda foi negligenciado na maioria dos modelos climáticos atuais.

Zhao et al. (2018) estudaram o **efeito de espalhamento de longa onda pelas nuvens** usando o **esquema de oito fluxos DISORT** em RRTMG_LW e CAM5.

Os resultados mostram que o **espalhamento de longa onda pelas nuvens reduz o fluxo na TOA** (Topo da Atmosfera) e **leva a um efeito de aquecimento adicional na atmosfera.**

Este aquecimento se concentra principalmente na corrente ascendente de baixo nível da circulação de Hadley e modula o jato de oeste e a parte superior da circulação de Walker.



4.1 Longwave Radiative Transfer Approximation

A função de fase $P(\mu, \mu')$ pode ser expandida usando a aproximação δ-Eddington da seguinte forma:

$$P(\mu, \mu') = 2f\delta(\mu - \mu') + (1 - f)(1 + 3g\mu\mu' + \dots) \quad (4.3)$$

Onde f é a fração de espalhamento na direção para a frente, g é o fator de assimetria. Quando a absorção de LW é forte o suficiente para predominar sobre o espalhamento, o processo pode ser simplificado definindo $f = 1$, o que significa que apenas o pico de espalhamento para a frente é mantido e o espalhamento em todas as outras direções é completamente negligenciado.

$$\mu_i \frac{dI(\tau, \mu_i)}{d\tau} = I(\tau, \mu_i) - \frac{\omega}{2} \sum_{j=-n}^n I(\tau, \mu_j) P_l(\mu_i, \mu_j) a_j - (1 - \omega) B[\theta(\tau)] \quad (4.1)$$

Então, a Equação (4.1) pode ser escrita como:

$$\mu_i \frac{dI(\tau, \mu_i)}{d\tau} = I(\tau, \mu_i) - \omega I(\tau, \mu_i) - (1 - \omega) B[\theta(\tau)] \quad (4.1)$$

$$\delta(x) = \begin{cases} +\infty, & x = 0 \\ 0, & x \neq 0 \end{cases}$$

and which is also constrained to satisfy the identity

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = 1.$$

$$P(\mu, \mu') = 2f\delta(\mu - \mu')$$



4.1 Longwave Radiative Transfer Approximation

$$\mu_i \frac{dI(\tau, \mu_i)}{d\tau} = I(\tau, \mu_i)(1 - \omega) - (1 - \omega)B[\theta(\tau)] \quad (4.1)$$

$$\mu_i \frac{dI(\tau, \mu_i)}{d\tau} = I(\tau, \mu_i)T[\tau_v(P, P_s)] - B[\theta(\tau)]T[\tau(P, P')] \quad (4.1)$$

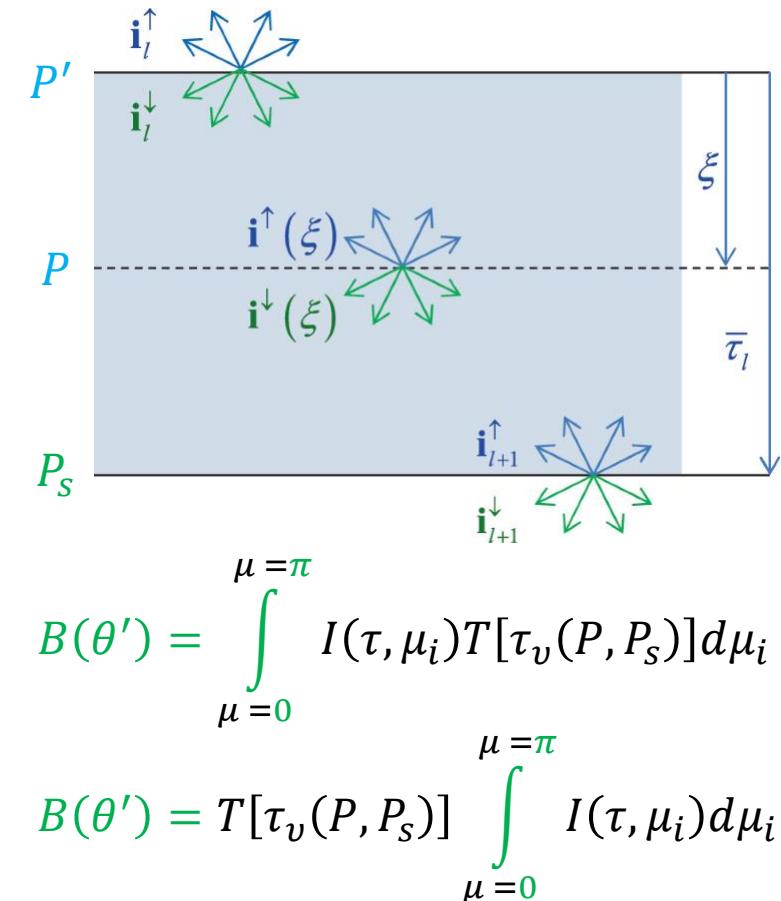
Então, a Equação (4.1) pode ser escrita como:

$$F^\uparrow = B(\theta_s)T[\tau_v(P, P_s)] - \pi \int_P^{P_s} B(\theta') \frac{\partial T[\tau(P, P')]}{\partial P'} dP' \quad (4.5)$$

O fluxo descendente na pressão p é:

$$F^\downarrow = \pi \int_0^P B(\theta') \frac{\partial T[\tau(P, P')]}{\partial P'} dP' \quad (4.6)$$

onde P_s é a pressão à superfície, θ_s é a temperatura da superfície, θ' é a temperatura na pressão P' , e $T[\tau_v(P, P_s)]$ é a transmitância do fluxo definida em termos da profundidade óptica $\tau(P, P')$ para uma camada de atmosfera entre (P e P').





4.1 Longwave Radiative Transfer Approximation

$T[\tau_v(P, P_s)]$ é a transmitância do fluxo definida em termos da profundidade óptica $\tau(P, P')$ para uma camada de atmosfera entre $(P \text{ e } P')$.

$$B(\theta') = T[\tau_v(P, P_s)] \int_{\mu=0}^{\mu=\pi} I(\tau, \mu_i) d\mu_i$$

$$T[\tau_v(P, P_s)] = 2 \int_0^1 \exp \left[-\frac{\tau_{abs}(P, P')}{\mu} \right] \mu d\mu \quad (4.7)$$

$$\tau_{abs}(P, P') = \int_{P'}^P [1 - \omega P''] \frac{\partial \tau(P, P')}{\partial P''} dP'' \quad (4.8)$$



4.1 Longwave Radiative Transfer Approximation

Em um céu limpo, $\omega=0$, a integração (4.7) pode ser aproximada como (Elsasser 1942):

$$T[\tau] = 2 \int_0^1 \exp\left[-\frac{\tau_{abs}}{\mu}\right] \mu d\mu \approx \exp\left[\frac{\tau_{abs}}{\mu_1}\right] \quad (4.9)$$

Onde $\mu_1 = 1/1,6487$ é o fator de difusividade.



4.1 Longwave Radiative Transfer Approximation

A integração precisa da radiância direcional mostra que a aproximação convencional do fator de difusividade com um ângulo de difusão constante resulta em uma superestimação da radiação de onda longa emitida para o espaço (OLR) na faixa de janela e uma subestimação na faixa de absorção.

Para cálculos de fluxo de onda longa mais precisos, o RRTMG_LW realiza a transferência radiativa para um único ângulo de difusão ($\text{ângulo} = 53 \text{ graus}$; $\text{ângulo secante} = 1,66$) e melhora a precisão em perfis com alto conteúdo de água variando o ângulo em algumas faixas como função da água total na coluna.



4.1 Longwave Radiative Transfer Approximation

A vantagem da Eq. (4.9) é que a **transmitância do fluxo segue uma simples lei de decaimento exponencial**, da **mesma forma que a transmitância da radiância**.

A definição da **transmitância do fluxo em termos de uma função exponencial** é eficiente para um cálculo em várias camadas.

Se a transmitância do fluxo para cada camada for conhecida, o resultado para quaisquer camadas adjacentes combinadas é o produto dos resultados para cada camada, uma vez que para duas camadas com profundidades ópticas de τ_i e τ_j ,

$$T(\tau_i + \tau_j) = T(\tau_i)T(\tau_j) \quad (4.10)$$

No infravermelho, cada **camada do modelo contém uma fonte de calor**. Portanto, é necessário ser capaz de calcular a transmitância entre camadas que estão separadas de maneira variável.

A natureza simplesmente multiplicativa da aproximação mostrada na Eq. (4.10) evita cálculos adicionais de exponenciais.



"4.2 Cálculo do fluxo radiativo para radiação de onda longa na atmosfera PPH"

O cálculo do fluxo radiativo para a radiação de onda longa é relativamente simples. A forma discreta das equações (4.5) e (4.6) pode ser escrita como:

$$F_i^{\uparrow} = \pi \sum_{k=i}^{N-1} B_{k+\frac{1}{2}}(T_{i,k+1} - T_{i,k}) + B_s T_{i,N} \quad (4.11a)$$

$$F_i^{\downarrow} = \pi \sum_{l=i}^{i-1} B_{l+\frac{1}{2}}(T_{l,i} - T_{l+1,i}) \quad (4.11b)$$

$$F^{\uparrow} = B(\theta_s)T[\tau_v(P, P_s)] - \pi \int_P^{P_s} B(\theta') \frac{\partial T[\tau(P, P')]}{\partial P'} dP' \quad (4.5)$$

$$F^{\downarrow} = \pi \int_0^P B(\theta') \frac{\partial T[\tau(P, P')]}{\partial P'} dP' \quad (4.6)$$

Onde:

F_i^{\uparrow} (F_i^{\downarrow}) é o fluxo ascendente (descendente) no nível i ,

$T_{k,l}$ é a transmitância entre dois níveis k e l ,

$B_{i+\frac{1}{2}}$ é a função de Planck para a camada i (entre o nível i e o nível $i + 1$), o nível 1 é o topo da atmosfera e o nível

N é a superfície.



"4.2 Cálculo do fluxo radiativo para radiação de onda longa na atmosfera PPH"

Se nos concentrarmos em uma única camada com profundidade óptica $\Delta\tau$, o fluxo descendente (ascendente) na parte inferior (topo) da camada é:

$$F_{out} = F_{in} e^{\frac{-\Delta\tau}{\mu_1}} + B^* \left(1 - e^{\frac{-\Delta\tau}{\mu_1}}\right) \quad (4.12)$$

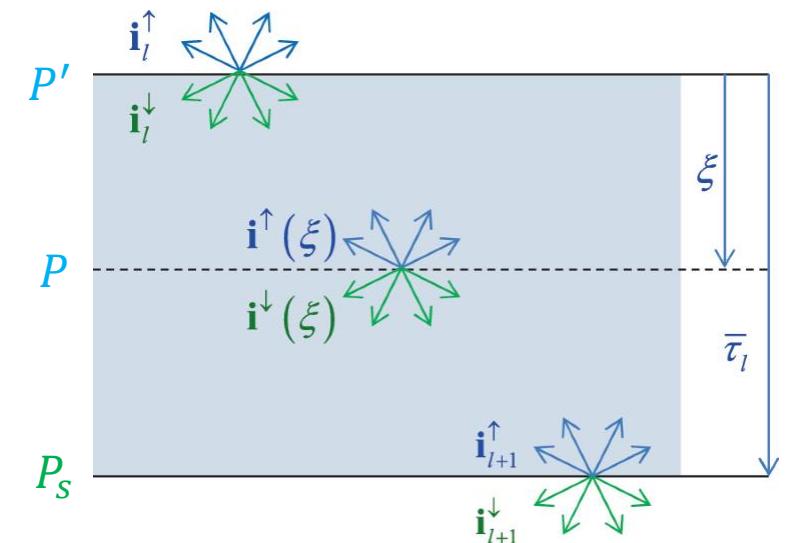
Onde:

F_{out} é o fluxo de saída,

F_{in} é o fluxo de entrada,

B^* é a função de Planck efetiva,

μ_1 é o fator de difusividade.





"4.2 Cálculo do fluxo radiativo para radiação de onda longa na atmosfera PPH"

Seguindo Clough et al (1992), assumindo que a função de Planck varia linearmente com a profundidade óptica, indo do valor no limite superior B_U para o valor no limite inferior B_L com inclinação $(B_U - B_L)/\tau$, o **termo fonte de radiância na camada** pode ser calculado como:

$$I = B_U(1 - T) - (B_L - B_U)T + \left(\frac{B_L - B_U}{\tau}\right)(1 - T) \quad (4.13)$$

Onde:

τ é a profundidade óptica

T transmitância associada da camada.

A Equação (4.13) é comumente referida como a aproximação "linear em τ ".



Atmosphere Numerical Modeling Group



"4.2 Cálculo do fluxo radiativo para radiação de onda longa na atmosfera PPH"

No limite de absorção forte, a radiância tende a B_U , no limite de absorção fraca, $I = \tau \bar{B}$, onde \bar{B} é a função média de Planck para a camada, e $\bar{B} = (B_U + B_L)/2$.

Escrevendo a equação (4.13) em termos da função média de Planck, temos,

$$I = (1 - T) \left[B_U + 2(\bar{B} - B_U) \left(\frac{1}{\tau} - \frac{T}{1 - T} \right) \right] \quad (4.14a)$$

Defini-se a Função de Planck efetiva $B^*(\tau)$ como

$$B^*(\tau) = B_U + 2(\bar{B} - B_U) \left(\frac{1}{\tau} - \frac{T}{1 - T} \right) \quad (4.15)$$

$$F_{out} = F_{in} e^{\frac{-\Delta\tau}{\mu_1}} + B^* \left(1 - e^{\frac{-\Delta\tau}{\mu_1}} \right) \quad (4.12)$$

A equação 4.14^a pode ser escrita

$$I = (1 - T)B^*(\tau) \quad (4.14b)$$



Atmosphere Numerical Modeling Group



"4.2 Cálculo do fluxo radiativo para radiação de onda longa na atmosfera PPH"

No **cálculo de radiância line by line (LBLRTM)**, a **formulação empírica da função efetiva de Planck** na equação (4.15) é **calculada como um termo da aproximação de Pade** da seguinte forma:

$$B^*(\tau) = [\bar{B} + (a\tau)B_U] \left(\frac{1}{1 + a\tau} \right) \quad (4.16a)$$

Onde: $a = 0,278$ é utilizado no código RRTMG.

Também existe uma aproximação de Pade de dois termos na literatura como:

$$B^*(\tau) = [\bar{B} + (a\tau + b\tau^2)B_U] \left(\frac{1}{1 + a\tau + b\tau^2} \right) \quad (4.16a)$$

$$F_{out} = F_{in} e^{\frac{-\Delta\tau}{\mu_1}} + B^* \left(1 - e^{\frac{-\Delta\tau}{\mu_1}} \right) \quad (4.12)$$

Onde: $a = 0,193$ e $b = 0,013$. A aproximação de Pade de um termo com $a = 0,2$ foi implementada no FASCODE (Clough et al 1992).



"4.2 Cálculo do fluxo radiativo para radiação de onda longa na atmosfera PPH"

As soluções (4.11) e (4.12) são equivalentes.

$$F_i^{\uparrow} = \pi \sum_{k=i}^{N-1} B_{k+\frac{1}{2}} (T_{i,k+1} - T_{i,k}) + B_s T_{i,N} \quad (4.11a)$$

$$F_i^{\downarrow} = \pi \sum_{l=i}^{i-1} B_{l+\frac{1}{2}} (T_{l,i} - T_{l+1,i}) \quad (4.11b)$$

Na solução (4.11), o fluxo ascendente (descendente) em um nível é determinado pela emissão térmica e absorção de todas as camadas abaixo (acima) desse nível. Portanto, o tempo de computação é quadraticamente proporcional ao número de camadas do modelo.

$$F_{out} = F_{in} e^{\frac{-\Delta\tau}{\mu_1}} + B^* \left(1 - e^{\frac{-\Delta\tau}{\mu_1}} \right) \quad (4.12)$$

$$F_{out} = F_{in} e^{\frac{-\Delta\tau}{\mu_1}} + B^* \left(1 - e^{\frac{-\Delta\tau}{\mu_1}} \right) \quad (4.12)$$

Na Eq. (4.12), todas as contribuições de troca de fora dessa camada são representadas pelas condições de contorno. Portanto, o tempo de computação é linearmente proporcional ao número de camadas do modelo.



Atmosphere Numerical Modeling Group



"4.2 Cálculo do fluxo radiativo para radiação de onda longa na atmosfera PPH"

Considerando uma camada atmosférica PPH, o **fluxo radiativo em um número de onda v** pode ser calculado usando a equação (4.12), e a **média espectral da radiância saindo da camada atmosférica é** (esta equação é usada no RRTMG LW):

$$\bar{R}'_{v_1, v_2} = \frac{1}{v_2 - v_1} \int_{v_1}^{v_2} dv [B^*(v, T_v)] + [R_0(v) - B^*(v, T_v)] e^{(-k(v, P, \theta) \frac{\rho \Delta z}{\mu_1})} \quad (4.17)$$

Onde:

- v_1 e v_2 são os números de onda iniciais e finais do intervalo espectral,
 $R_0(v)$ é a radiância incidente na camada,
 $B^*(v, T_v)$ é uma função de Planck efetiva para a camada,
 T_v é a transmitância para o caminho óptico da camada,
 $(k(v, P, \theta))$ é o coeficiente de absorção na pressão da camada P e temperatura θ,
 ρ é a densidade do absorvente.



"4.2 Cálculo do fluxo radiativo para radiação de onda longa na atmosfera PPH"

No **modelo de banda**, o fluxo líquido total em cada nível de pressão (em uma interface de camada) e na superfície é a soma ponderada dos fluxos de cada intervalo espectral.

$$F_{net}(\mu_0, P) = \sum_n \Psi_n [F_n^\downarrow(\mu_0, P) - F_n^\uparrow(\mu_0, P)] \quad (4.18)$$

Onde:

n é o índice do intervalo espectral

Ψ_n é o peso para o intervalo espectral correspondente, e a soma dos Ψ_n é igual a 1

$F_n^\uparrow(\mu_0, P)$ ($F_n^\downarrow(\mu_0, P)$) é o fluxo médio ascendente (descendente) sobre o intervalo espectral

Ψ_n da equação (4.17 média espectral da radiância saindo da camada atmosférica).

$$\bar{R}'_{v_1, v_2} = \frac{1}{v_2 - v_1} \int_{v_1}^{v_2} dv [B^*(v, T_v)] + [R_0(v) - B^*(v, T_v)] e^{(-k(v, P, \theta) \frac{\rho \Delta z}{\mu_1})} \quad (4.17)$$



"4.2 Cálculo do fluxo radiativo para radiação de onda longa na atmosfera PPH"

O cálculo acima é estendido para obter a transferência radiativa em atmosferas verticalmente heterogêneas dividindo a atmosfera em camadas.

Usando a radiância de saída em cada intervalo como a radiância de entrada para o mesmo intervalo da camada adjacente, o fluxo radiativo médio de saída pode ser obtido usando a equação (4.17), e o fluxo total é a soma de todos os intervalos espectrais da equação (4.18).

No método de distribuição k, cada banda (ou intervalo espectral) inclui um número diferente de subintervalos, sendo necessário somar sobre todos os subintervalos n e sobre todas as bandas na equação (4.18).

$$F_{net}(\mu_0, P) = \sum_n \Psi_n [F_n^\downarrow(\mu_0, P) - F_n^\uparrow(\mu_0, P)] \quad (4.18)$$



"5. Cálculos de Fluxo Radiativo para Céu Parcialmente Nublado"

Brazilian Atmospheric Model



NOAA Cloudwise



There are ten basic cloud types arranged in three divisions based on the altitude at which they form. Low level clouds are Cumulus, Cumulonimbus, Stratus, and Stratocumulus. Middle level clouds are Altocumulus, Altostratus and Nimbostratus. High level clouds are Cirrus, Cirrocumulus and Cirrostratus. Precipitation primarily occurs from Cumulus, Cumulonimbus and Nimbostratus.

These ten clouds are further divided into 27 classifications. Many of these classifications represent the same basic cloud type (or combinations of clouds) but in various stages of development, opacity, or sky cover.

Learn more about clouds at www.weather.gov/jetstream

www.weather.gov

Sky cover



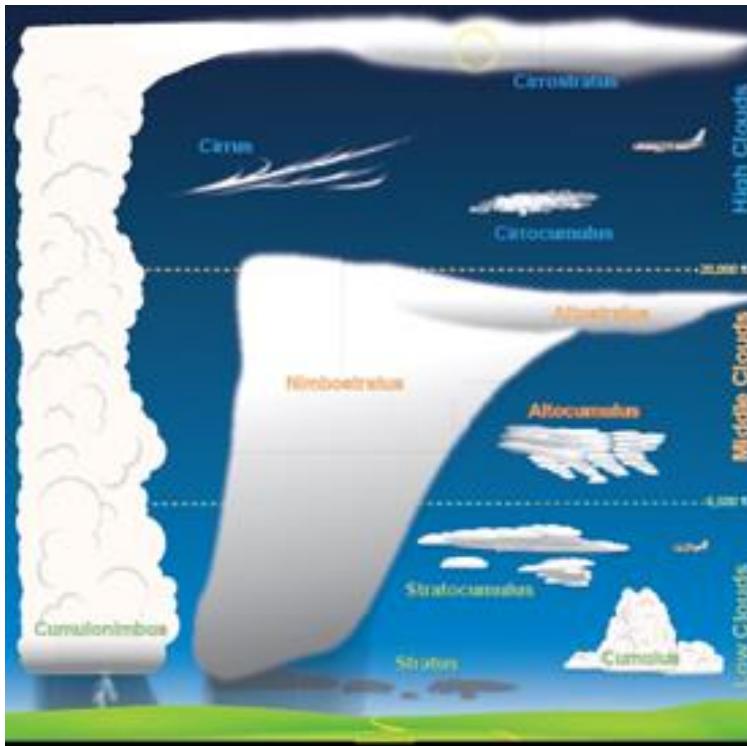
Other Cloud Phenomena





"5. Cálculos de Fluxo Radiativo para Céu Parcialmente Nublado"

As nuvens podem ocorrer em várias altitudes, com diferentes coberturas fracionadas e propriedades ópticas.

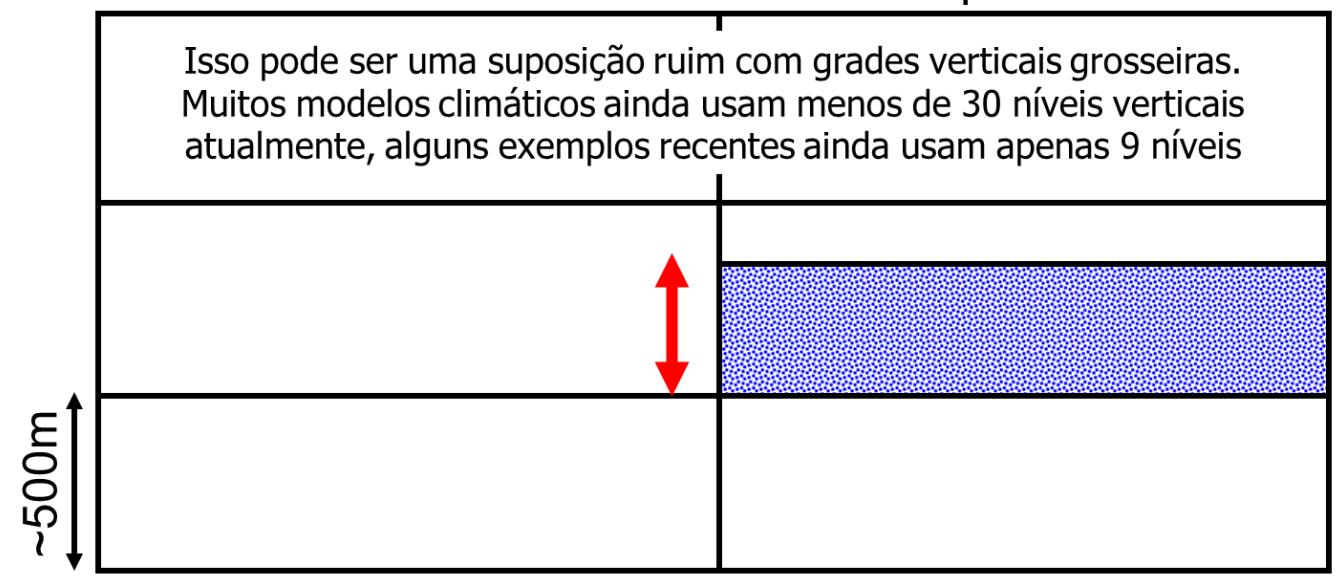


Quase todos os algoritmos de transferência radiativa usados em modelos atmosféricos se aplicam apenas a uma atmosfera homogênea de plano paralelo (PPH), onde a não homogeneidade horizontal não é permitida.

COBERTURA VERTICAL

A maioria dos modelos assume que isso é 1

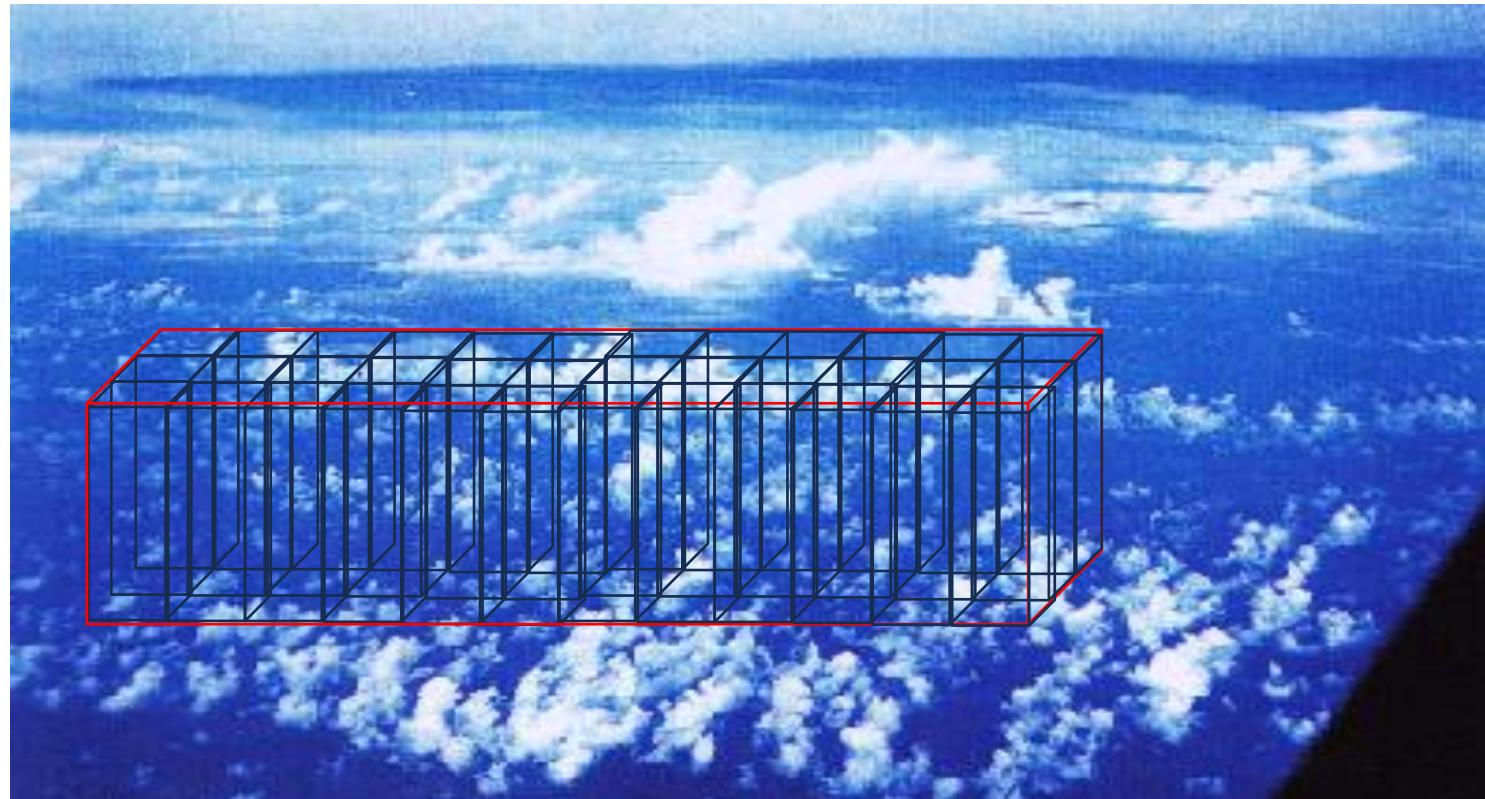
Isso pode ser uma suposição ruim com grades verticais grosseiras. Muitos modelos climáticos ainda usam menos de 30 níveis verticais atualmente, alguns exemplos recentes ainda usam apenas 9 níveis





"5. Cálculos de Fluxo Radiativo para Céu Parcialmente Nublado"

Uma abordagem para lidar com a parcial cobertura de nuvens é dividir uma região em subcolunas e:

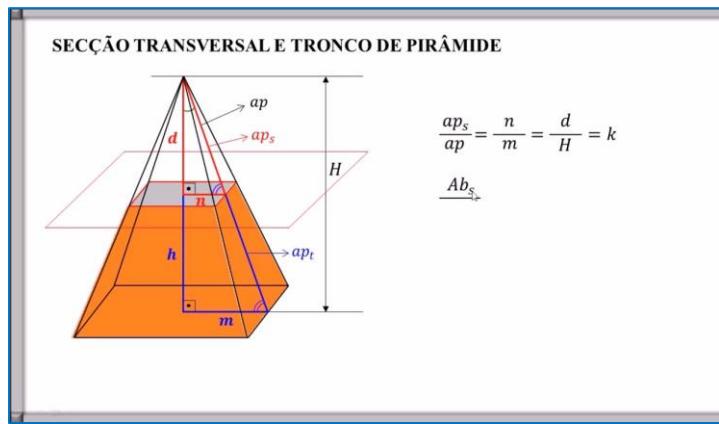




"5. Cálculos de Fluxo Radiativo para Céu Parcialmente Nublado"

Uma abordagem para lidar com a parcial cobertura de nuvens é dividir uma região em subcolunas e:

- 1. Assumir que a radiação flui através de cada subcoluna independentemente de todas as outras subcolunas,**
- 2. Assumir a independência das áreas de seção transversal das subcolunas,**
- 3. O fluxo através de cada subcoluna pode ser descrito pela teoria de transferência radiativa 1D.**

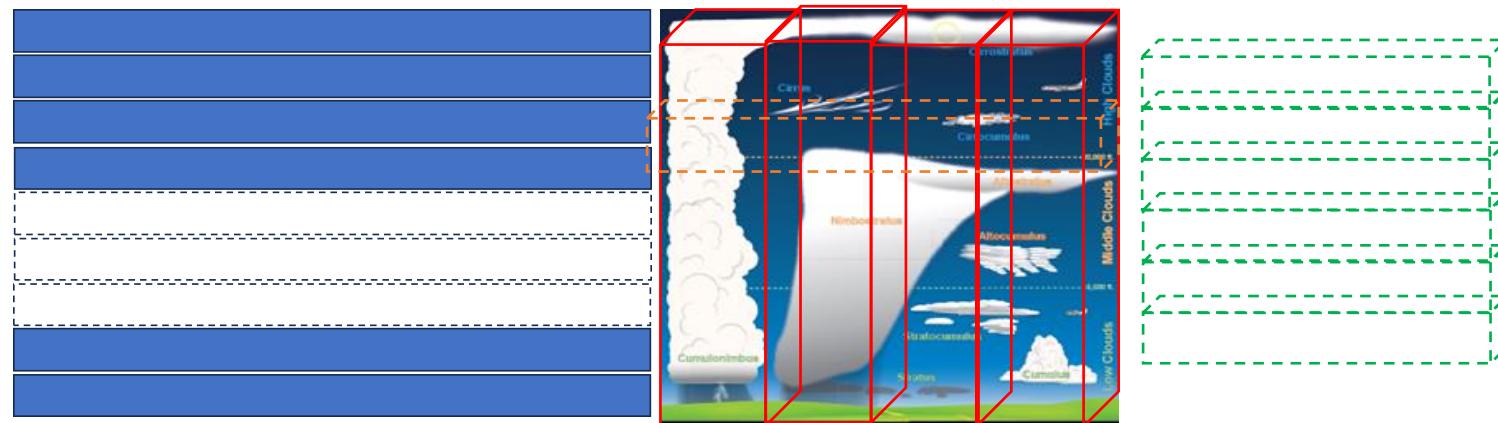




"5. Cálculos de Fluxo Radiativo para Céu Parcialmente Nublado"

Isso é chamado de **aproximação de coluna independente (ICA ou IPA)**.

Dentro de cada subcoluna, uma camada atmosférica (**cada subcoluna pode ser dividida em muitas camadas**) está livre de nuvens ou preenchida totalmente com uma nuvem homogênea.



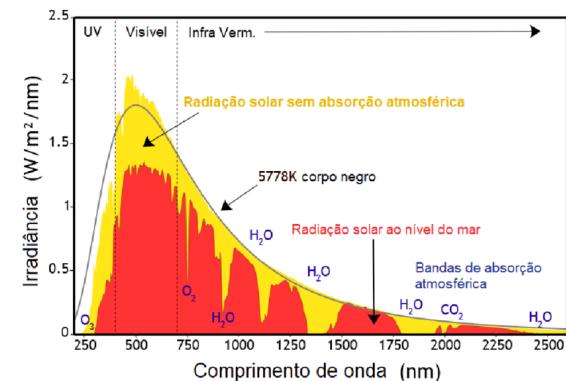
Os **fluxos médios no domínio em nuvens variáveis** podem ser determinados com bastante precisão usando a **aproximação ICA**, calculando a média do fluxo calculado para cada classe de nuvens (Cahalan et al. 1994; Barker et al. 1999).



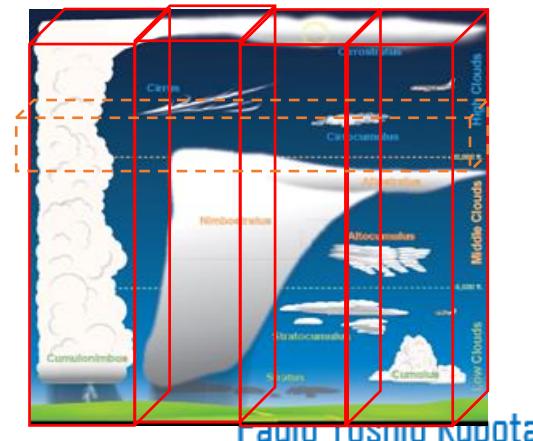
"5. Cálculos de Fluxo Radiativo para Céu Parcialmente Nublado"

1. Dependendo do número de camadas de nuvens e da forma como essas nuvens se sobrepõem, o cálculo pode ser muito caro.

2. O cálculo da transferência radiativa é demorado porque os fluxos e taxas de aquecimento são grandezas de banda larga que devem ser integradas em muitos intervalos espectrais.



3. Um perfil de taxa de aquecimento em uma única coluna é, na verdade, o resultado de muitos cálculos de banda estreita.



Fábio Toshiro Kubota



"5. Cálculos de Fluxo Radiativo para Céu Parcialmente Nublado"

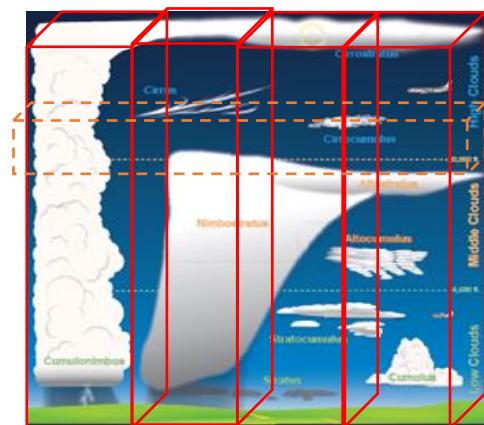
- 1. O Monte Carlo na Aproximação de Coluna Independente (McICA) (Pincus et al. 2003) é uma técnica computacionalmente eficiente para calcular fluxos radiativos de banda larga média no domínios em campos de nuvens variáveis verticalmente e horizontalmente de complexidade arbitrária.**
- 2. O método introduz erros aleatórios e não correlacionados nas estimativas das quantidades radiativas, e o valor esperado dessas estimativas é completamente imparcial em relação à ICA.**



"5. Cálculos de Fluxo Radiativo para Céu Parcialmente Nublado"

O McICA é uma aproximação à Aproximação de Coluna completamente Independente (ICA) ao calcular fluxos médios na célula de grade. Na ICA completa, os fluxos radiativos de banda larga na média do domínio são calculados como (Pincus et al. 2003; Räisänen e Barker 2004):

$$\bar{F} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N F_n \quad (5.1)$$



Onde:

N é o número de subcolunas e

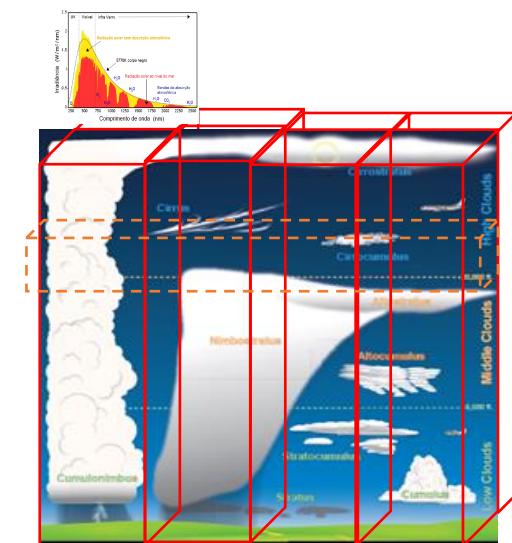
F_n é o fluxo radiativo de banda larga para a n -ésima n^{th} subcoluna.



"5. Cálculos de Fluxo Radiativo para Céu Parcialmente Nublado"

Os **fluxos radiativos de banda larga para a subcoluna** são calculados como a soma de todos os intervalos espectrais da banda larga.

$$F_n = \sum_{k=1}^K c_k F_{n,k} \quad (5.2)$$



Onde:

K é o número total de intervalos espectrais,

c_k é o peso em cada intervalo espectral,

$F_{n,k}$ indica fluxos calculados usando a **teoria de transferência radiativa unidimensional** a partir do k -ésima k^{th} intervalo espectral.

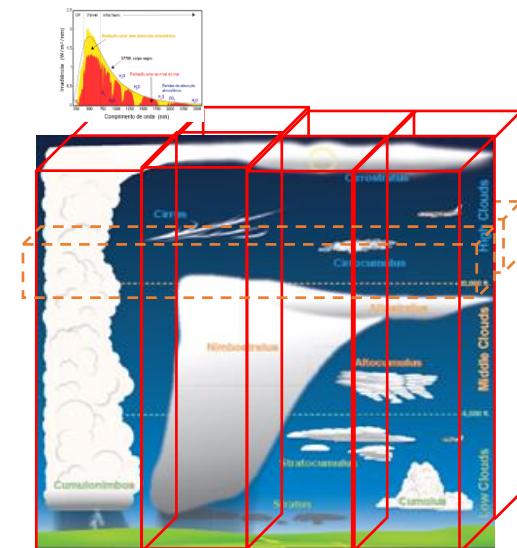
"5. Cálculos de Fluxo Radiativo para Céu Parcialmente Nublado"

Combinando as equações (5.1) e (5.2), temos os fluxos de banda larga médios no domínio para a ICA completa como:

$$\bar{F} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N F_n \quad (5.1)$$

$$F_n = \sum_{k=1}^K c_k F_{n,k} \quad (5.2)$$

$$\bar{F} = \bar{F}^{ICA} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \sum_{k=1}^K c_k F_{n,k} \quad (5.3)$$



Os fluxos radiativos são mais uniformes em céus limpos do que em nuvens, portanto, o domínio é dividido em partes claras e nubladas, e um único cálculo é realizado para o céu claro.

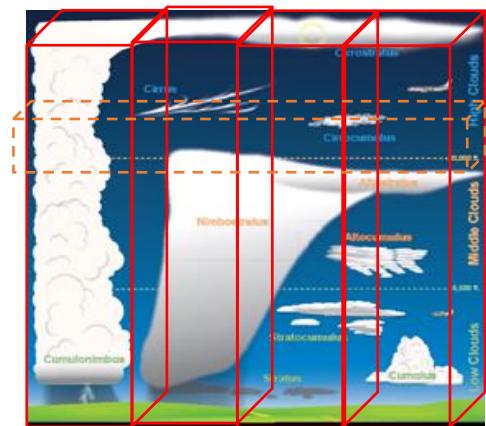


"5. Cálculos de Fluxo Radiativo para Céu Parcialmente Nublado"

Como cada subcoluna é tratada independentemente, podemos escrever as equações (5.3) como uma soma sobre a distribuição $p(s)$ dos possíveis estados s da atmosfera nublada (com potenciais pesos desiguais w):

$$\bar{F}^{ICA} = (1 - C_{tot}) \sum_k^K w_k c_k F_k^{clr} + C_{tot} \sum_k^K w_k c_k \sum_{n=1}^{N_{cld}} p(s_n) F_{n,k}^{cld} \quad (5.4)$$

$$\bar{F}^{ICA} = (1 - C_{tot}) \bar{F}^{clr} + C_{tot} \bar{F}^{cld} \quad (5.4)$$



Onde:

C_{tot} é a fração total de nuvens para a coluna do GCM, e

N_{cld} é o número total de estados de nuvem da atmosfera nublada, $N_{cld} \leq N$.

A Equação (5.4) é geral e se aplica a qualquer método de resolução da equação radiativa.



"5. Cálculos de Fluxo Radiativo para Céu Parcialmente Nublado"

Os intervalos espectrais podem ser considerados como bandas (por exemplo, Slingo, 1989) ou como intervalos quasi-monocromáticos em uma distribuição k.

$$\bar{F}^{ICA} = (1 - C_{tot}) \sum_k^K w_k c_k F_k^{clr} + C_{tot} \sum_k^K w_k c_k \sum_{n=1}^{N_{cld}} p(s_n) F_{n,k}^{cld} \quad (5.4)$$

É a soma aninhada no último termo da equação (5.4) que torna a ICA impraticável em modelos de grande escala.



"5. Cálculos de Fluxo Radiativo para Céu Parcialmente Nublado"

O cálculo completo da ICA para o fluxo sob céu nublado é uma soma bidimensional, com a variação do comprimento de onda em uma dimensão e o estado das nuvens na outra.

$$\bar{F}^{ICA} = (1 - C_{tot}) \sum_k^K w_k c_k F_k^{clr} + C_{tot} \sum_k^K w_k c_k \sum_{n=1}^{N_{cld}} p(s_n) F_{n,k}^{cld} \quad (5.4)$$

Em vez de calcular a contribuição de N_{cld} de cada estado de nuvem para cada intervalo de onda, ela é aproximada escolhendo um estado de nuvem aleatório para cada intervalo espectral.



"5. Cálculos de Fluxo Radiativo para Céu Parcialmente Nublado"

$$\bar{F}^{ICA} = (1 - C_{tot}) \sum_k^K w_k c_k F_k^{clr} + C_{tot} \sum_k^K w_k c_k \sum_{n=1}^{N_{cld}} p(s_n) F_{n,k}^{cld} \quad (5.4)$$

Em vez de calcular a contribuição de N_{cld} cada intervalo espectral. de cada estado de nuvem para cada intervalo de onda, ela é aproximada escolhendo um estado de nuvem aleatório para

$$F_{n_k,k} = \sum_{n=1}^{N_{cld}} p(s_n) F_{n,k}^{cld} \approx \sum_k^K w_k c_k F_{n_k,k}$$

$$\bar{F}^{cld} \approx \sum_k^K w_k c_k F_{n_k,k} \quad (5.5)$$

$$\bar{F}^{ICA} = (1 - C_{tot}) \sum_k^K w_k c_k F_k^{clr} + C_{tot} \sum_k^K w_k c_k F_{n_k,k} \quad (5.5a)$$

Onde:

$F_{n_k,k}$ é o fluxo radiativo monocromático no intervalo espectral k ,
 n_k é a distribuição vertical de nuvens selecionada aleatoriamente.



"5. Cálculos de Fluxo Radiativo para Céu Parcialmente Nublado"

A Equação (5.5) é uma soma de Monte Carlo da ICA, também referida como McICA.

A partir dessa definição, a solução McICA (5.5) é igual à solução da ICA apenas quando todas as N subcolunas são idênticas ou quando N=1.

Conforme discutido em Pincus et al (2003), o emparelhamento incompleto de subcolunas e intervalos espectrais do McICA assegura que sua solução conterá erros aleatórios, porém imparciais. A aplicação direta da equação (5.5) requer K cálculos sob céu nublado por domínio.



Atmosphere Numerical Modeling Group



5.2 Cloud overlapping method

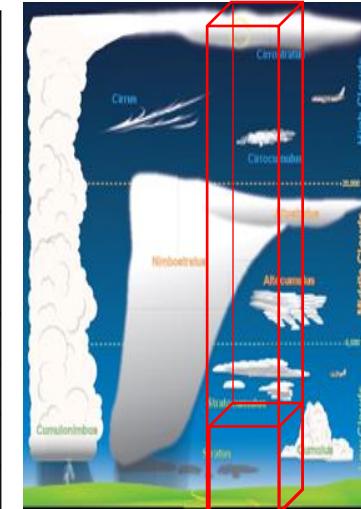
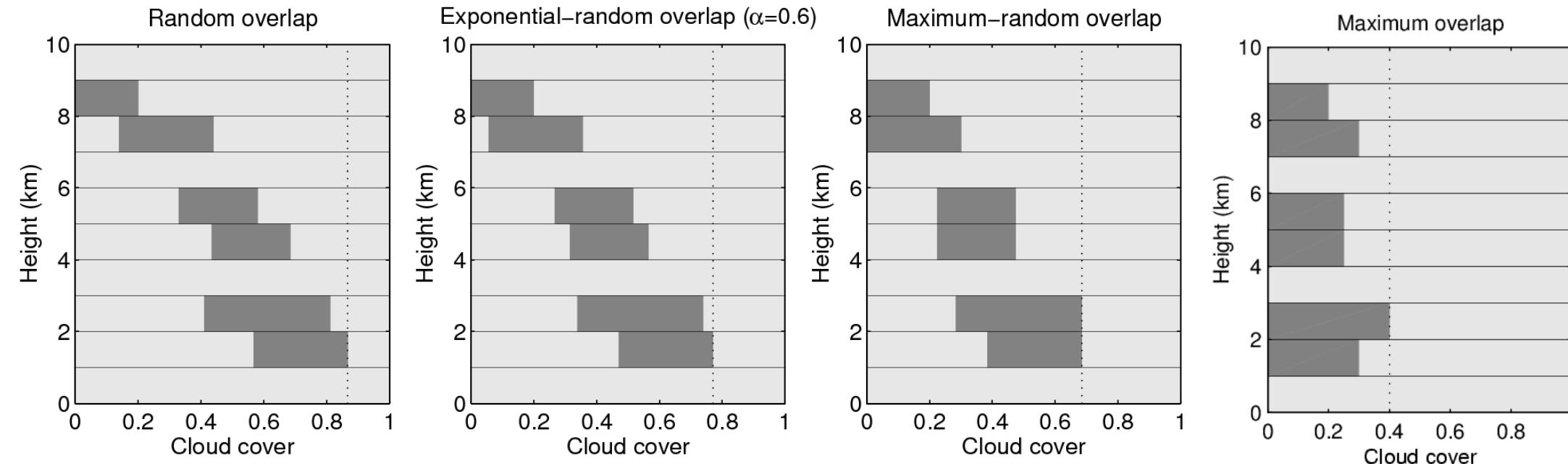




5.2 Cloud overlapping method

Parametrização de sobreposição de nuvem

- Mesmo que possa prever a fração de nuvens versus altura.
=> A **cobertura de nuvens** (e, portanto, a radiação) **depende da sobreposição de nuvens**



- Observações (Hogan e Illingworth 2000) suportam “sobreposição aleatória exponencial”:
 - Nuvens não adjacentes são **sobrepostas aleatoriamente**
 - Nuvens adjacentes **correlacionadas com comprimento de decorrelação $\sim 2\text{km}$**
 - Muitos modelos ainda usam “**sobreposição aleatória máxima**”



5.2 Cloud overlapping method

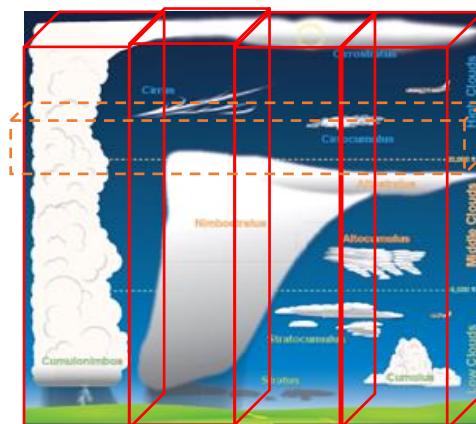
O esquema de sobreposição de nuvens exponencial-aleatório (EXP-RAN). A sobreposição de nuvens geralmente é definida em termos de três suposições básicas idealizadas: máxima, mínima ou aleatória.

Considerando a cobertura de nuvens em duas camadas e supondo que a fração de nuvens seja dada por c_k e c_l , então as três suposições podem ser descritas pela cobertura total combinada de nuvens como:

$$\text{Maximum overlap: } c_{k,l}^{\max} = \text{MAX}(c_k, c_l) \quad (5.6a)$$

$$\text{Minimum overlap: } c_{k,l}^{\min} = \text{MIN}(c_k + c_l, 1.0) \quad (5.6b)$$

$$\text{Randomly overlap: } c_{k,l}^{ran} = c_k + c_l - c_k c_l \quad (5.6c)$$



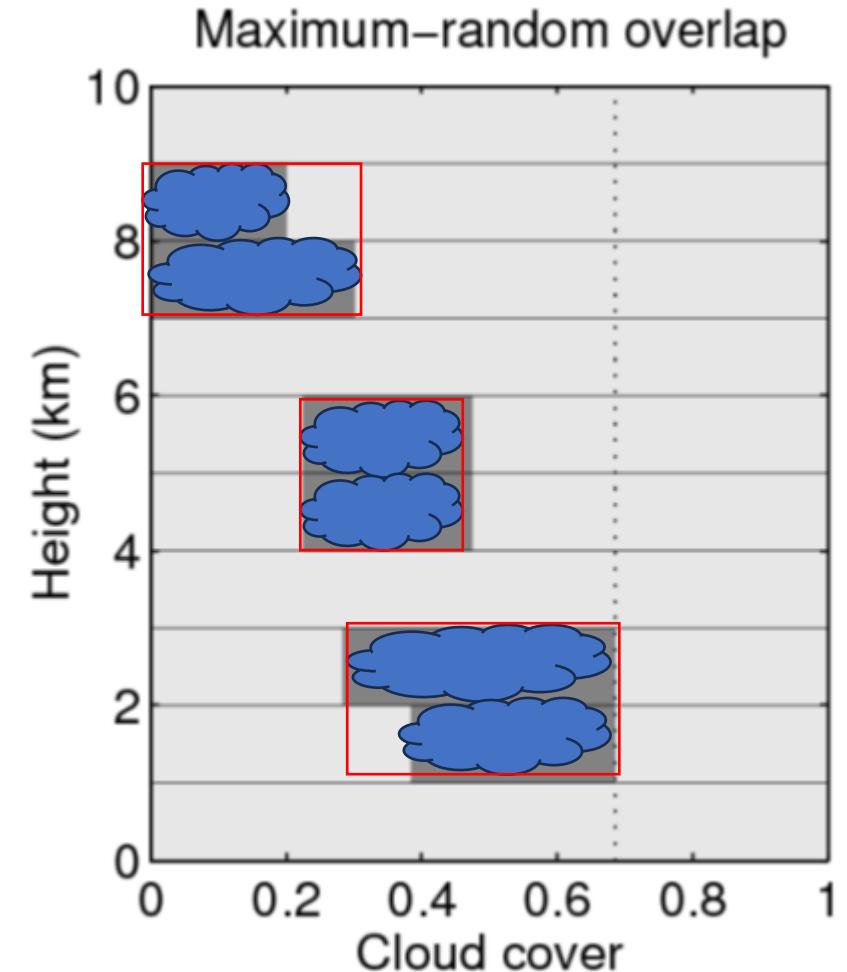


5.2 Cloud overlapping method

O esquema de **sobreposição máximo-aleatório (MAX-RAN)**:

assume que as nuvens em níveis verticais adjacentes provavelmente se formam a partir da mesma parte de um elemento de nuvem vertical e **estão sobrepostas ao máximo**,

assume que as nuvens separadas por uma camada clara são **consideradas espacialmente não correlacionadas** e, portanto, **sobrepostas aleatoriamente** (por exemplo, Geleyn e Hollingsworth 1979).

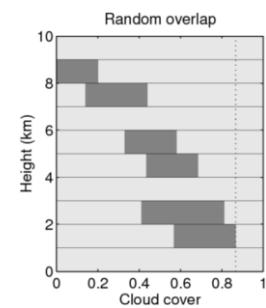
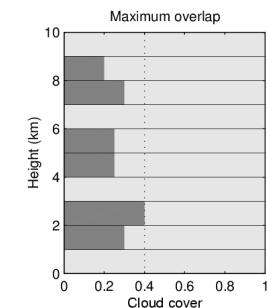


5.2 Cloud overlapping method

Na natureza, a cobertura total de nuvens observada resultante da sobreposição de duas camadas em uma cena de nuvens específica é ***improvável de ser igual àquela dada por uma das suposições acima.***

Barker et al. (1999) utilizaram dados de um modelo de resolução de nuvens para mostrar que a sobreposição de nuvens contínuas frequentemente fica entre o MÁX e o RAN para as casos estudados. É útil expressar a cobertura total de nuvens observada como uma combinação linear de MÁX e RAN usando o parâmetro de sobreposição (Hogan e Illingworth, 2000).

$$c_{k,l} = \alpha_{k,l} C_{k,l}^{\max} + (1 - \alpha_{k,l}) C_{k,l}^{\text{ran}} \quad (5.7)$$



$$c_{k,l} = \alpha_{k,l} C_{k,l}^{\max} + (1 - \alpha_{k,l}) C_{k,l}^{\text{ran}}$$

É evidente que $\alpha_{k,l} = 1$ resulta em camadas maximamente sobrepostas, $\alpha_{k,l} = 0$ resulta em uma sobreposição aleatória .



5.2 Cloud overlapping method

Note que a cobertura total de nuvens observada das duas camadas pode exceder o valor de sobreposição aleatória, como no caso da sobreposição mínima, para o qual assumiremos um valor negativo.

Observações indicam que $\alpha_{k,l} < 0$ ocorre muito menos frequentemente para camadas adjacentes do que para camadas distantes



5.2 Cloud overlapping method

Para camadas adjacentes, assume-se que $\alpha_{k,l} \geq 0$ e a sobreposição pode ser adequadamente descrita aplicando (5.7) sucessivamente às camadas adjacentes e, assim, trabalhando diretamente apenas com $\alpha_{k-1,l}$.

$$c_{k,l} = \alpha_{k,l} C_{k,l}^{\max} + (1 - \alpha_{k,l}) C_{k,l}^{\text{ran}} \quad (5.7)$$

Para camadas não adjacentes, o parâmetro de sobreposição é definido implicitamente como:

$$c_{k,l} = \prod_{m=k+1}^l \alpha_{m-1,m} \quad (5.8)$$



5.2 Cloud overlapping method

Para cada par de camadas, foi calculado como uma função da distância de separação entre camadas. A redução de $\alpha_{k,l}$ é modelada assumindo uma diminuição exponencial da distância de separação Δz .

$$\alpha_{k,l} = e^{\left(\frac{-\Delta z}{L(z)}\right)} \quad (5.9)$$

Onde:

$L(z)$ é um comprimento de decorrelação para nuvens fracionadas sobrepostas.

A escala de comprimento de decorrelação está na faixa de 2-4 km (pode ser um parâmetro constante ou dependente da latitude).



5.2 Cloud overlapping method

Usando a equação (5.9), então a equação (5.7) se torna um esquema de sobreposição de nuvens exponencial-aleatório (EXP-RAN).

$$\alpha_{k,l} = e^{\left(\frac{-\Delta z}{L(z)}\right)} \quad (5.9)$$

$$c_{k,l} = \alpha_{k,l} C_{k,l}^{max} + (1 - \alpha_{k,l}) C_{k,l}^{ran} \quad (5.7)$$

Existem várias formulações diferentes para o comprimento de decorrelação no esquema EXP-RAN. A formulação de Hogan (2010) com coeficientes ligeiramente diferentes.

$$L(z) = 2.78 - 0.025556\Phi$$

Onde Φ é a latitude em graus



5.2 Cloud overlapping method

Existem várias versões de geradores de sobreposição máxima-aleatória de nuvens.

Aqui discutimos a versão de Geleyn e Hollingsworth (1979) (Raisanen et al. 2004).

Considerando uma atmosfera parcialmente nublada:

Seja N o número total de intervalos espectrais, dividimos a coluna atmosférica em N subcolunas.

Supõe-se que a atmosfera seja discretizada em K camadas, sendo a mais alta $k = 1$.

Para aplicar a teoria de transferência radiativa 1D, assume-se adicionalmente que cada camada de cada subcoluna esteja preenchida ou livre de nuvens (horizontalmente homogêneas).



5.2 Cloud overlapping method

Portanto, a fração de nuvens $c_{j,k}$ na k^{th} camada da j^{th} subcoluna está entre 0 ou 1.

- O gerador de nuvens é um algoritmo que determina $x_{j,k} (0 \leq x_{j,k} \leq 1)$ para cada subcoluna j e camada k .
- As propriedades dos campos gerados $x_{j,k}$ dependem de como é determinado, bem como das condições fornecidas pelo modelo global.
- A variável $x_{j,k}$ é usada para decidir se as células das subcolunas estão nubladas ou claras de acordo com.

$$c_{i,k} = 0 \quad \text{se } x_{j,k} \leq 1 - c_k \quad (\text{clear})$$

$$c_{i,k} = 1 \quad \text{se } x_{j,k} > 1 - c_k \quad (\text{cloudy})$$

Onde $k = k_{top}, \dots, k_{base}$ (k_{top} e k_{base} são as camadas mais altas e mais baixas com $C_k > 0$), e C_k é a fração de nuvens para a k^{th} camada.



5.2 Cloud overlapping method

A **fração de nuvens** é calculada a partir de um esquema empírico baseado na umidade relativa (UR) ou de um esquema estatístico baseado em *PDF* (Tompkins, 2005).

Para o esquema de microfísica do GFDL, **a fração de nuvens é calculada na sub-rotina de microfísica assumindo uma distribuição uniforme de água total.**

Para **outros esquemas de microfísica**, se a fração de nuvens não for calculada na sub-rotina de microfísica, a fração de nuvens é calculada na sub-rotina do esquema de nuvens usando o esquema de parametrização de Xu e Randall (1996).

$$C_k = RH^{k_1} \left\{ 1 - e^{\left(-\frac{k_2 q_l}{[(1-RH)q_s]^{k_3}} \right)} \right\} \quad \text{se} \quad RH < 1 \quad (5.10a)$$

$$C_k = 1 \quad \text{se} \quad RH \geq 1 \quad (5.10b)$$

Onde RH é a umidade relativa, q_l é o condensado de nuvens, q_s é a umidade específica de saturação, $k_1 = 0,25$, $k_2 = 100$ e $k_3 = 0,49$ são os parâmetros empíricos.



5.2 Cloud overlapping method

Começando em k_{top} , o algoritmo determina $x_{j,k}$, atribuindo inicialmente a cada subcoluna j .

$$x_{j,k_{top}} = RN1_{j,k_{top}} \quad j = 1, \dots, N$$

Onde $RN1_{j,k_{top}}$ é um **número aleatório único distribuído uniformemente entre 0 e 1**.

Para camadas subsequentes abaixo,

$$x_{j,k} = x_{j,k-1} \quad \text{se} \quad x_{j,k-1} > 1 - C_{k-1} \quad (\text{célula nublada acima})$$

$$x_{j,k} = RN_{j,k}(1 - C_{k-1}) \quad \text{se} \quad x_{j,k-1} \leq 1 - C_{k-1} \quad (\text{célula sem nuvens acima})$$

Onde $k = k_{top+1}, \dots, k_{base}$, e $RN_{j,k}$ são novos números aleatórios com propriedades similar a $RN_{j,k_{top}}$.

Como são **assumidas nuvens horizontalmente homogêneas**, o conteúdo médio de água das nuvens para a parte nublada de uma camada do modelo é atribuído a cada célula nublada nessa camada.



5.2 Cloud overlapping method

Na versão de Geleyn e Hollingsworth (1979) da **sobreposição máxima-aleatória (MRO)**, a fração total de nuvens para as camadas de k a l , inclusive, é:

$$C_{k \rightarrow l} = 1 - (1 - C_k) \prod_{m=k+1}^l \frac{1 - \max(C_{m-1}, C_m)}{1 - C_{m-1}} \quad (5.11)$$

Após **calcular os fluxos de radiação líquida separadamente para céu claro ($F_{net-clr}$)** e para céu nublado ($F_{net-cld}$), o fluxo líquido para o céu total é calculado como uma simples combinação linear das quantidades de céu claro e céu nublado ponderadas por suas respectivas frações (Morcrette e Fouquart 1986).

$$F_{net-tot}(k) = (1 - C_{tot})F_{net-clr}(k) + C_{tot}F_{net-cld}(k) \quad (5.12)$$



5.2 Cloud overlapping method

A **mudança de temperatura para a camada k** devido à **radiação solar e infravermelha térmica** é então calculada a partir de:

$$\frac{dT_k}{dt} = -\frac{g}{C_p} \frac{dF_{net}(k)}{dp}$$

Onde:

T_k é a temperatura na camada k ,

t é o tempo,

g é a aceleração gravitacional, e

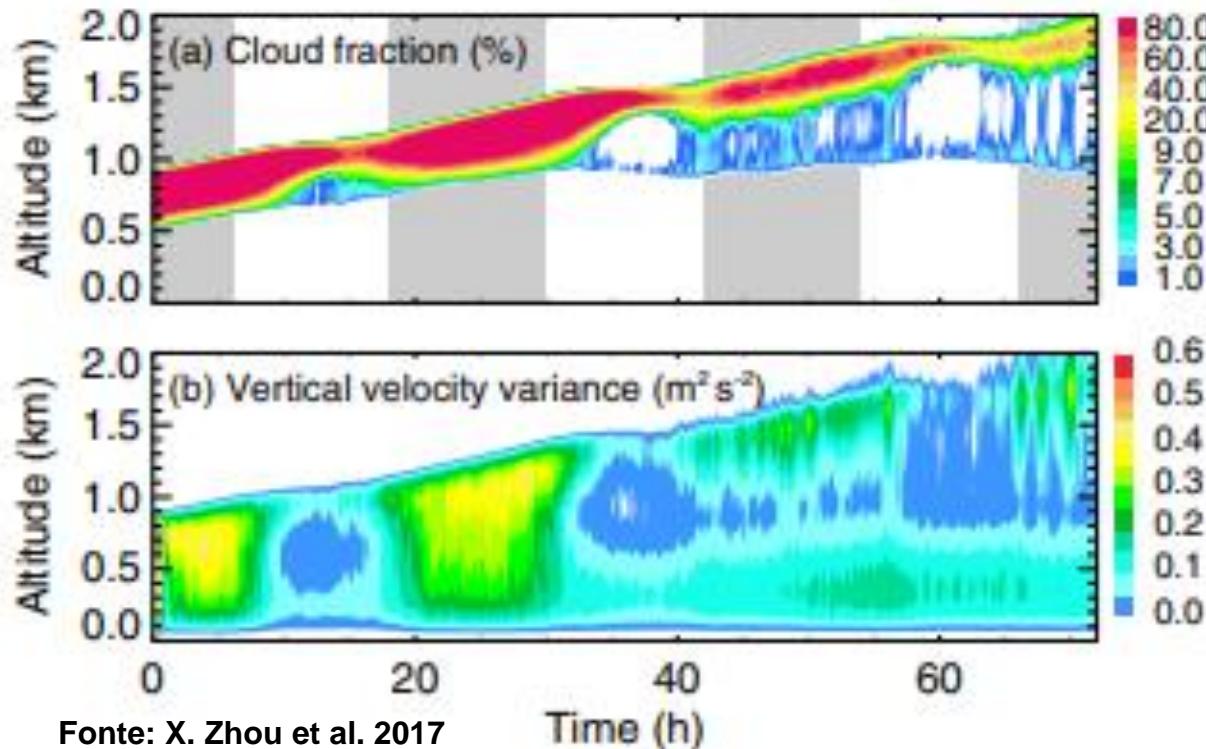
C_p é a capacidade térmica do ar a pressão constante.



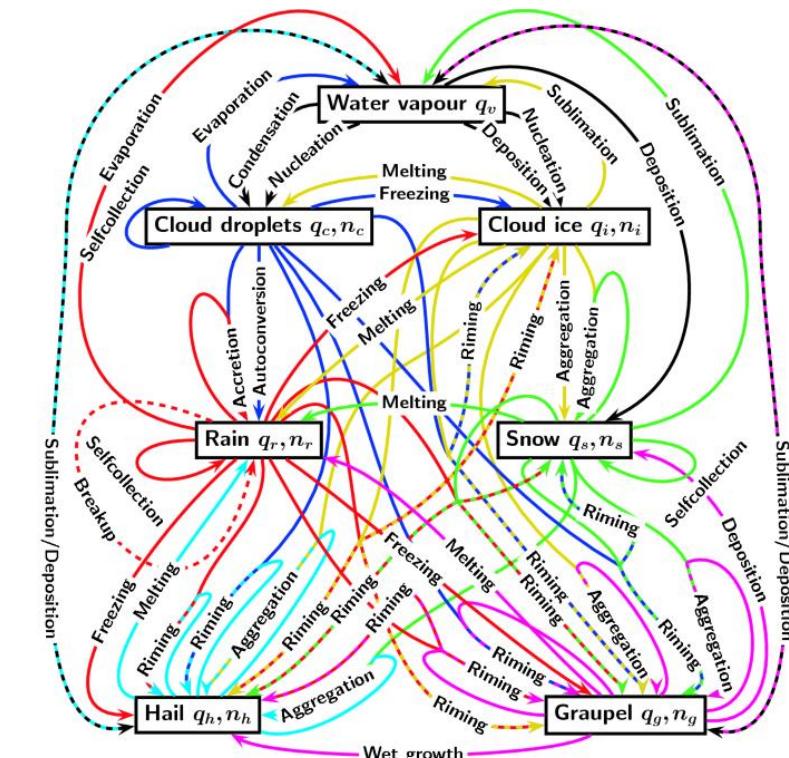
Atmosphere Numerical Modeling Group



5.3 Cloud optical properties



Fonte: X. Zhou et al. 2017



Fonte: Andrew Gettelman

$$T[\tau] = 2 \int_0^1 \exp\left[-\frac{\tau_{abs}}{\mu}\right] \mu d\mu \approx \exp\left[\frac{\tau_{abs}}{\mu_1}\right] \quad (4.9)$$

Extinção da gota na nuvem

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

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

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

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

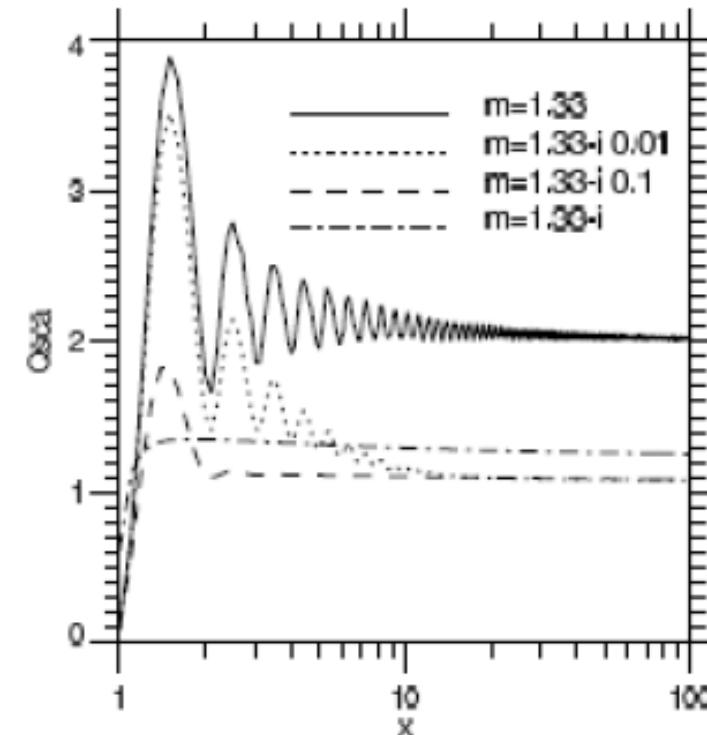
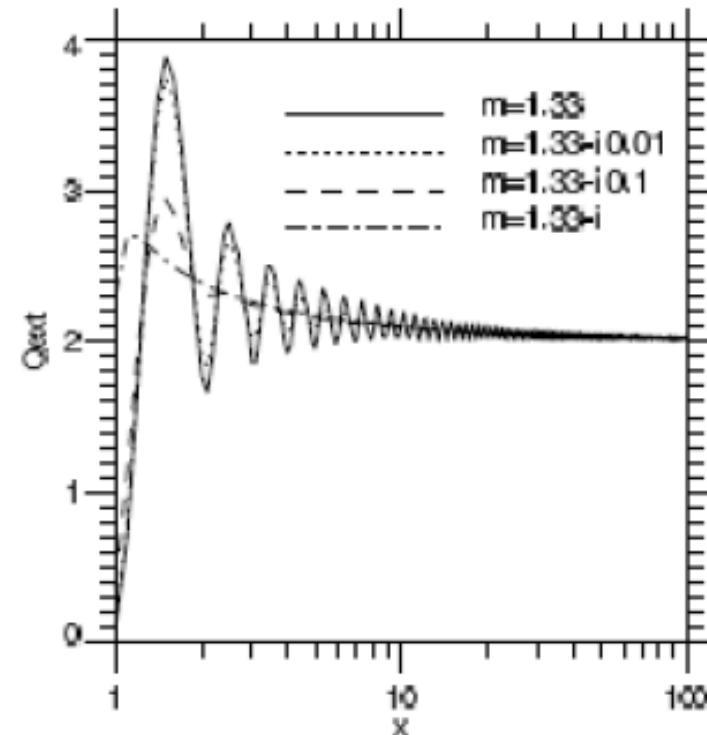
$$\sigma_{ext} = (\pi D^2/4) Q_{ext}$$

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)).

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 $r=1.33$ para várias componentes imaginárias k , em função do parâmetro de tamanho dimensional $x = \frac{2\pi r}{\lambda}$

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.

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

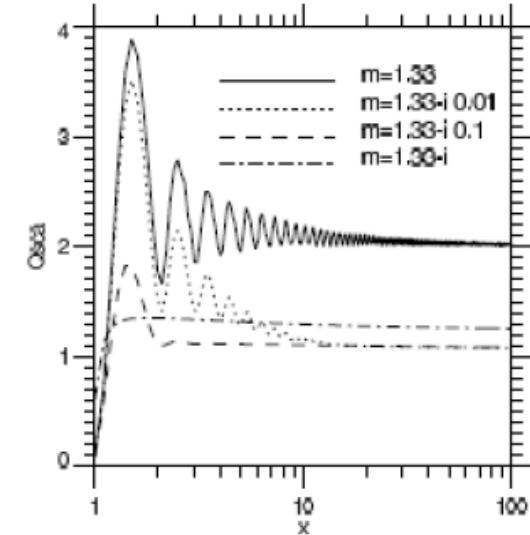
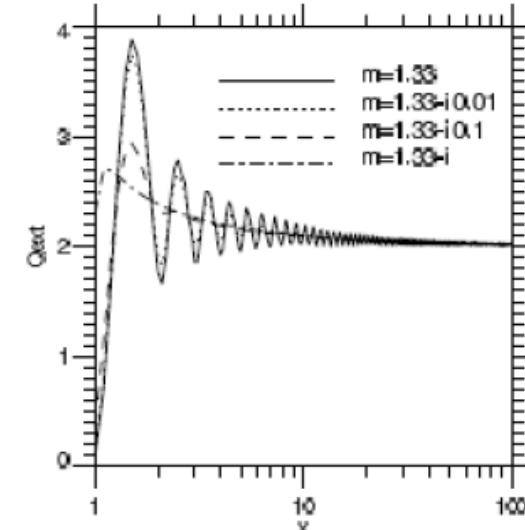
$$\varepsilon_{ext}(\lambda) = \int_0^{D_p^{\max}} E_{ext}(m, \lambda, D_p) n(D_p) dD_p$$

profundidade óptica da nuvem

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

Onde:

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



$$x = \frac{2\pi r}{\lambda}$$

é a eficiência da extinção em massa.

Transferência Radiativa do MCGA

Propriedades Ópticas



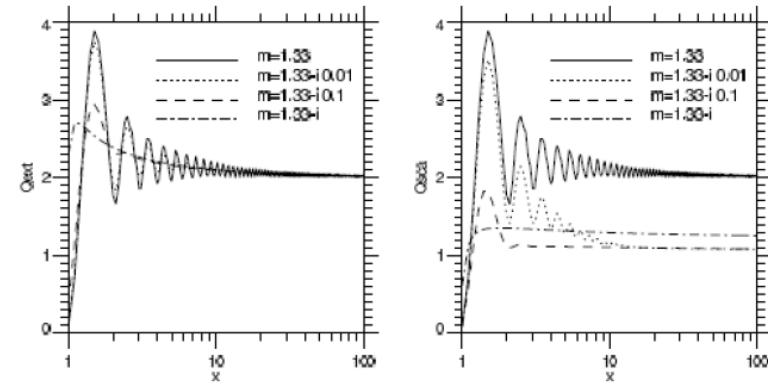
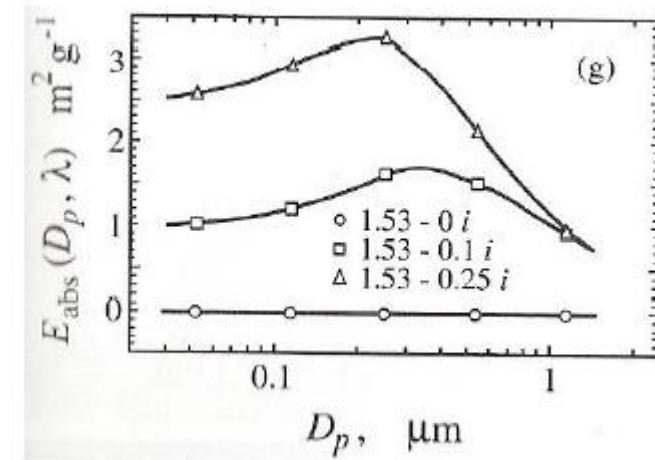
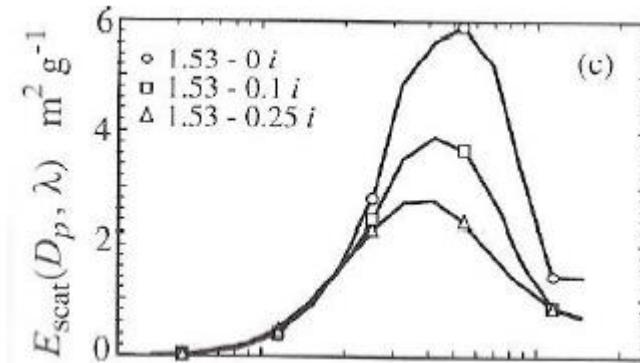
profundidade óptica da nuvem

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

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

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

$$x = \frac{2\pi r}{\lambda}$$



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.

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

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

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

Conhecendo a concentração do aerossol



Transferência Radiativa do MCGA

Propriedades Ópticas



profundidade óptica da nuvem

Conhecendo a concentração do aerossol N , de densidade ρ_p

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

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

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

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 MC GA

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

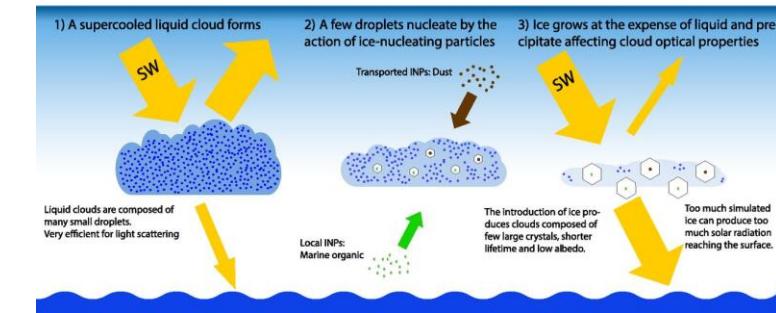
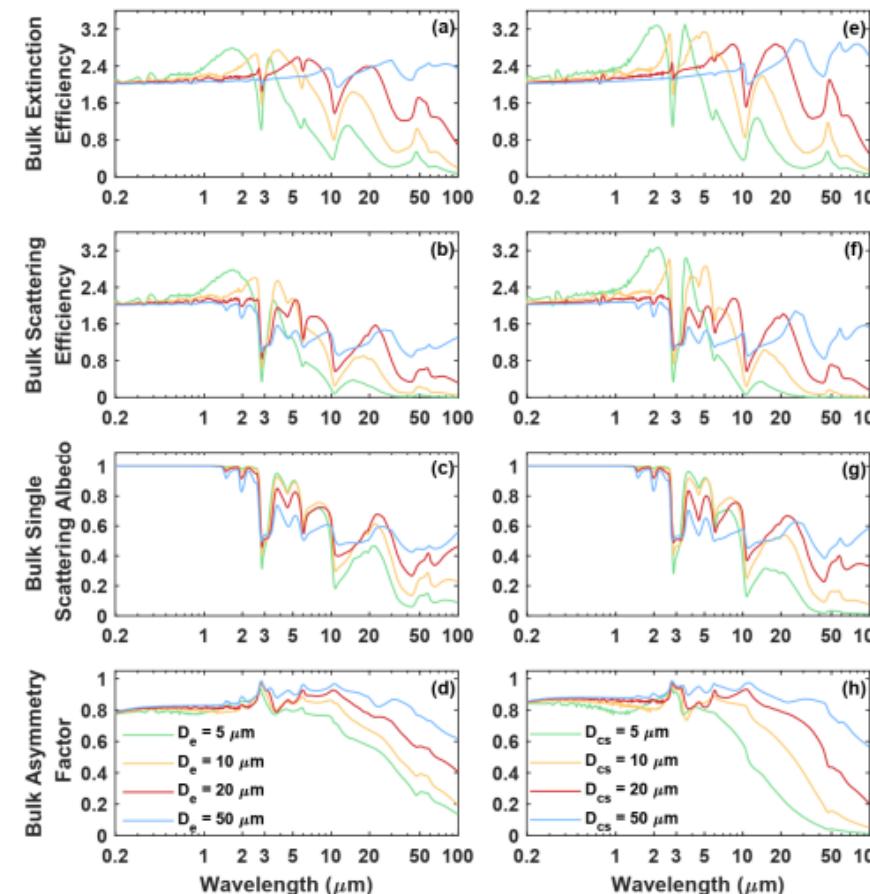
g é o parâmetro de espalhamento assimétrica

O albedo é estimado com base na profundidade óptica da nuvem e no parâmetro de espalhamento assimétrico .
(aproximado de 0,85 com base no cálculo do espalhamento de Mie).



5.3 Cloud optical properties

As propriedades ópticas das nuvens necessárias para os cálculos de transferência radiativa em modelos meteorológicos são o coeficiente de extinção de volume, o albedo de espalhamento único e o fator de assimetria.



Fonte: Jesús Vergara-Temprado



5.3 Cloud optical properties

O módulo de **óptica de nuvens do GFS** usa as razões de mistura de água líquida e gelo nas nuvens para calcular:

- 1) a fração total de nuvens da camada,
- 2) o caminho total de água líquida das nuvens, caminho de água de gelo, caminho de água da chuva e caminho de água da neve,
- 3) **raio efetivo médio** para nuvens de líquido, nuvens de gelo, gotas de chuva e flocos de neve.
- 4) Por fim, as propriedades ópticas das nuvens para ondas curtas e ondas longas são parametrizadas usando LWP (IWP) ou LWC (IWC)
- 5) **raio efetivo das gotículas de água** ou partículas de gelo.



5.3.1 Liquid water cloud

As parametrizações das propriedades ópticas para nuvens de água líquida seguem Hu e Stamnes (1993). Supondo que as **gotículas de nuvem de água sejam partículas esféricas** e tenham uma **distribuição de tamanho de gotículas, $n(r)$** , onde r é o raio das gotículas de nuvem e o conteúdo de água líquida (LWC , $g\text{cm}^{-3}$) é dado por:

$$LWC = \frac{4\pi}{3} \rho_l \int r^3 n(r) dr \quad (5.14)$$

E o **caminho de água líquida** (LWP) é:

$$LWP = \Delta z(LWC) \quad (5.15)$$

Onde:

Δz é a espessura da camada de nuvem,

r é o raio das gotículas

ρ_l é a densidade da água líquida.



5.3.1 Liquid water cloud

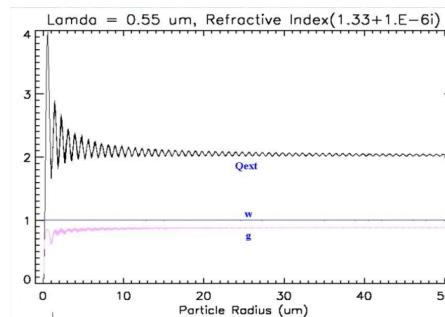
O **raio efetivo para nuvens de água líquida** é definido como:

$$r_{ew} = \frac{\int n(r)r^3 dr}{\int n(r)r^2 dr} \quad (5.16)$$

Os coeficientes de extinção e espalhamento são:

$$\beta_{ext} = \frac{\pi}{k^3} \int_0^\infty n(r)r^2 Q_{ext}(r) dr \quad (5.17)$$

$$\beta_{sca} = \frac{\pi}{k^3} \int_0^\infty n(r)r^2 Q_{sca}(r) dr \quad (5.18)$$



$$\omega = \frac{\beta_{sca}}{\beta_{ext}} \quad (5.19)$$

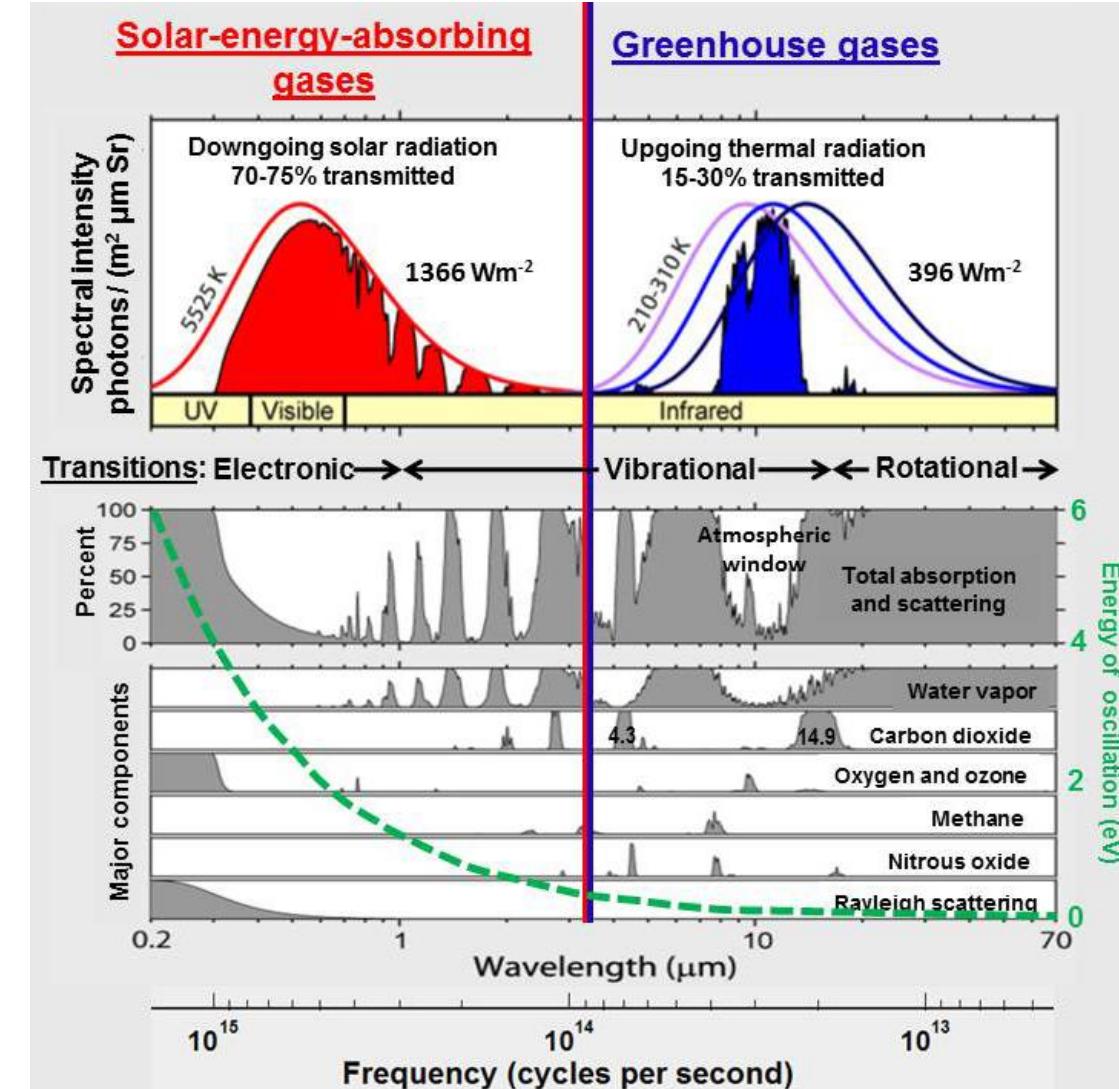
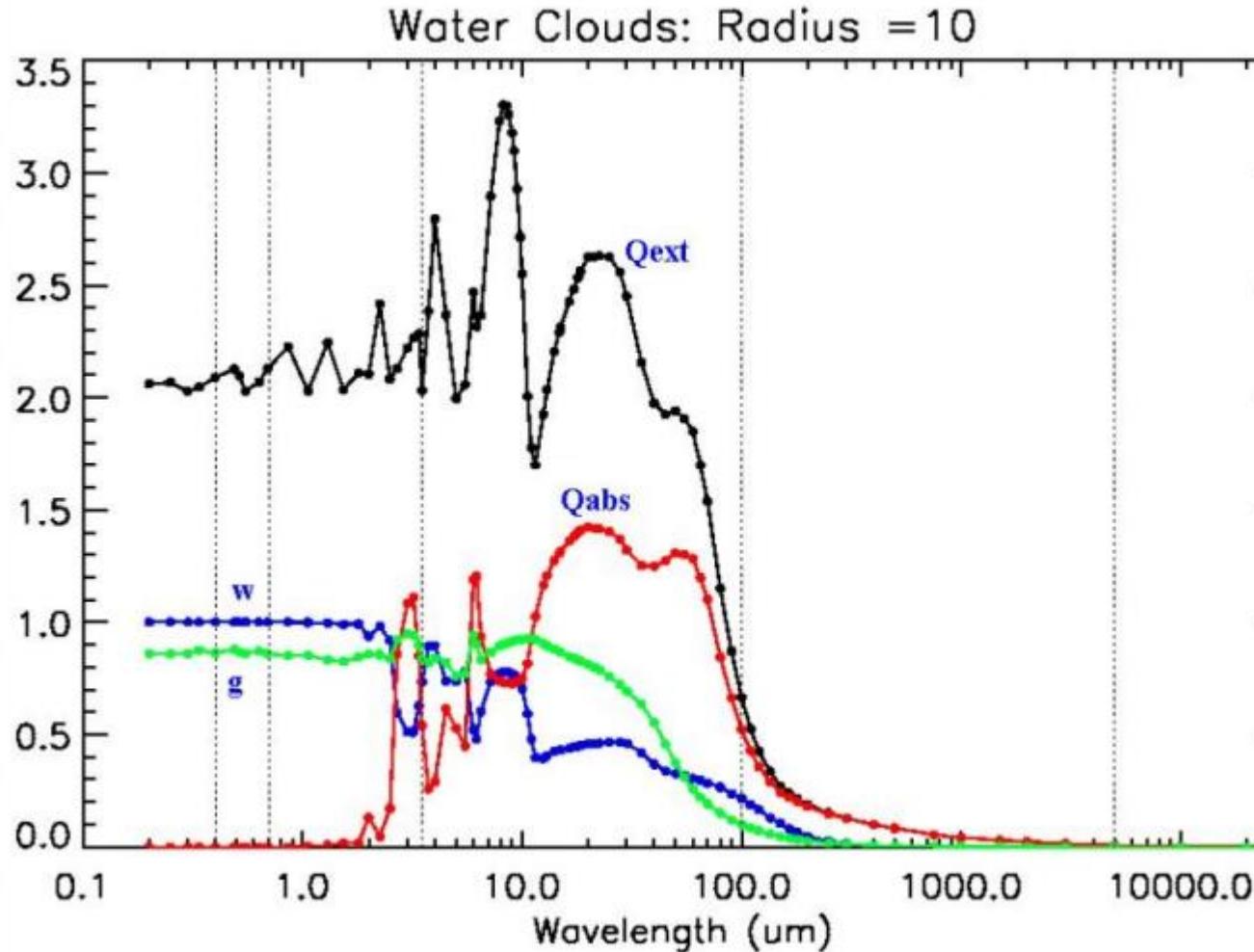
Onde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ é o comprimento de onda, $Q_{ext}(r)$ e $Q_{sca}(r)$ são a **eficiência de extinção** e a **eficiência de espalhamento**, respectivamente.



Atmosphere Numerical Modeling Group



5.3.1 Liquid water cloud

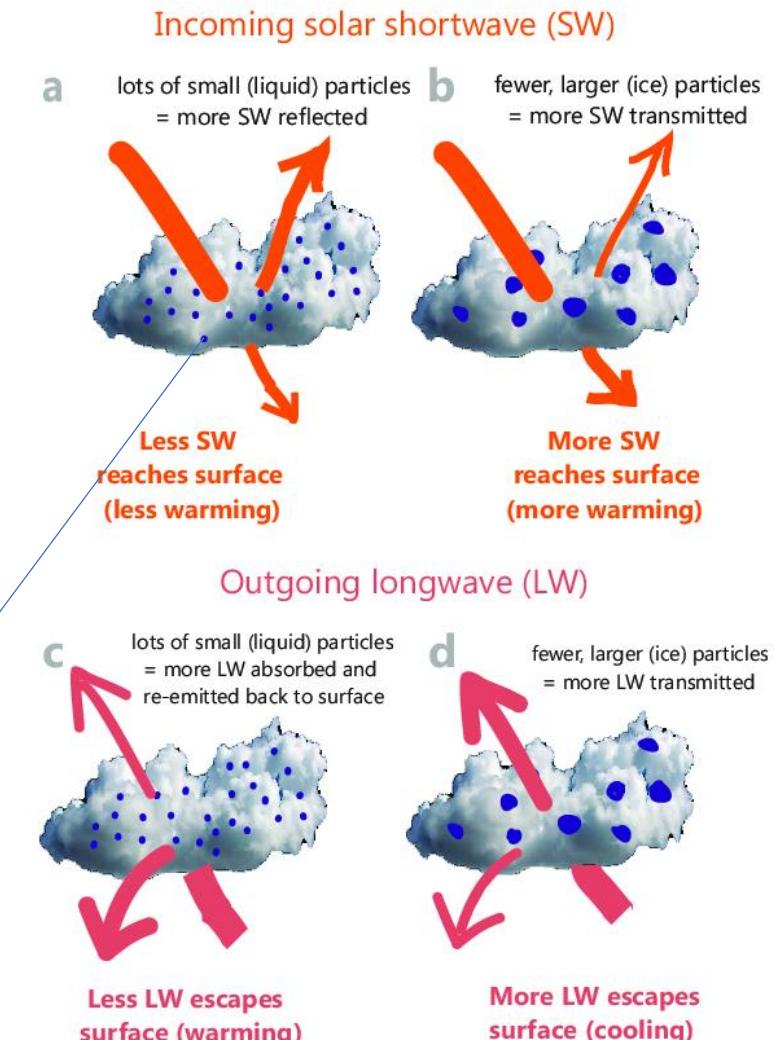
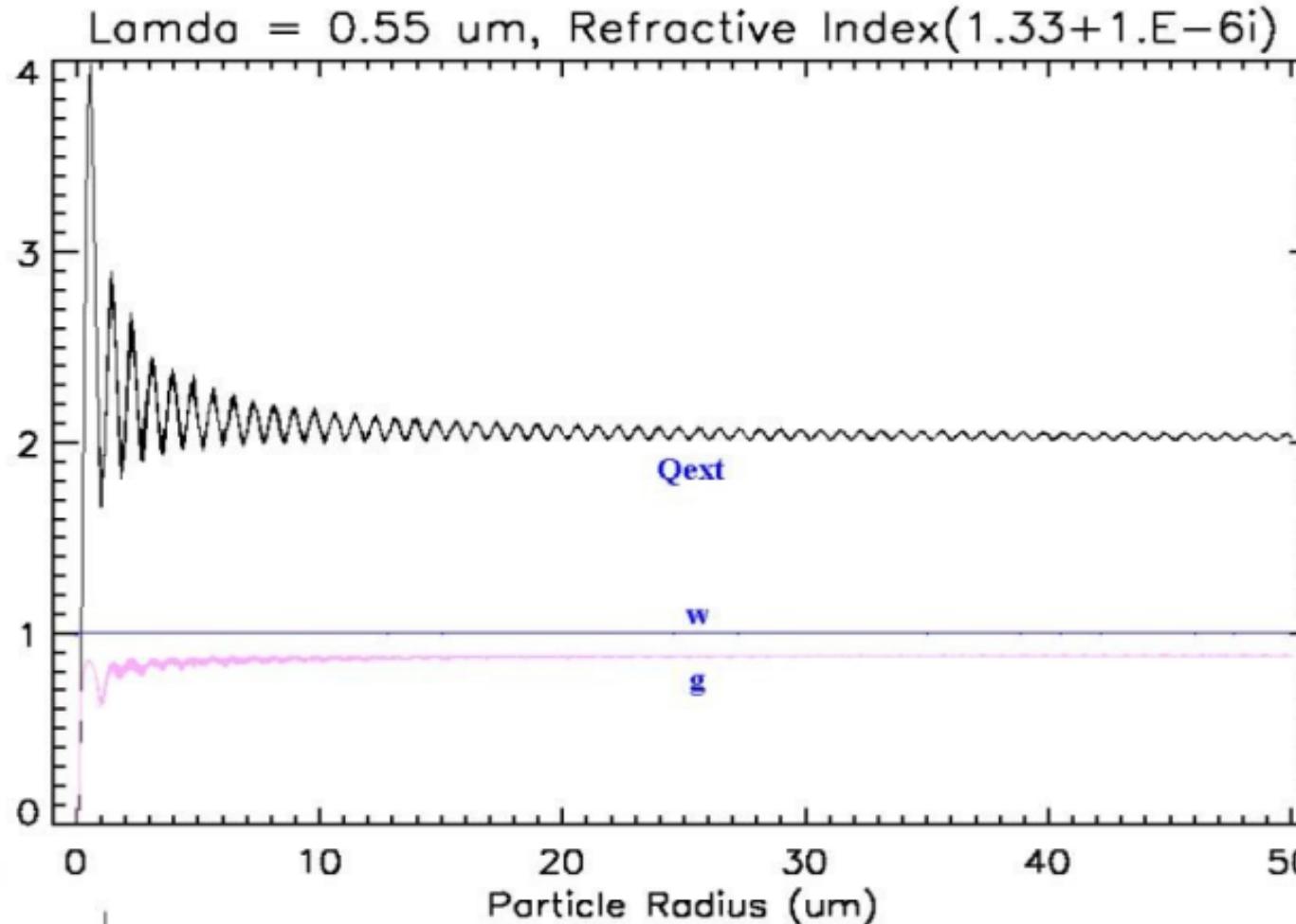




Atmosphere Numerical Modeling Group



5.3.1 Liquid water cloud



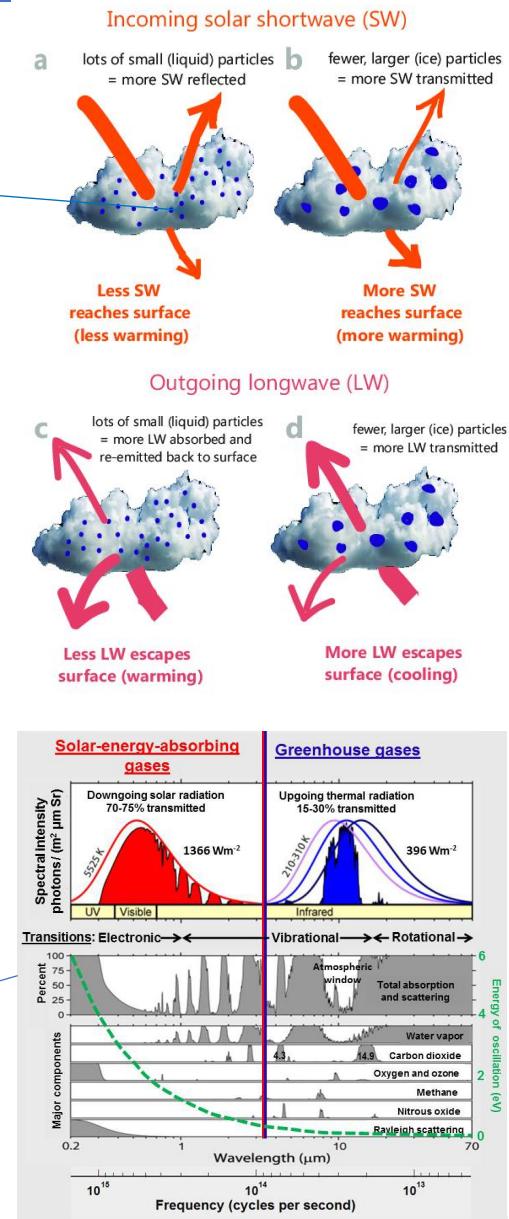
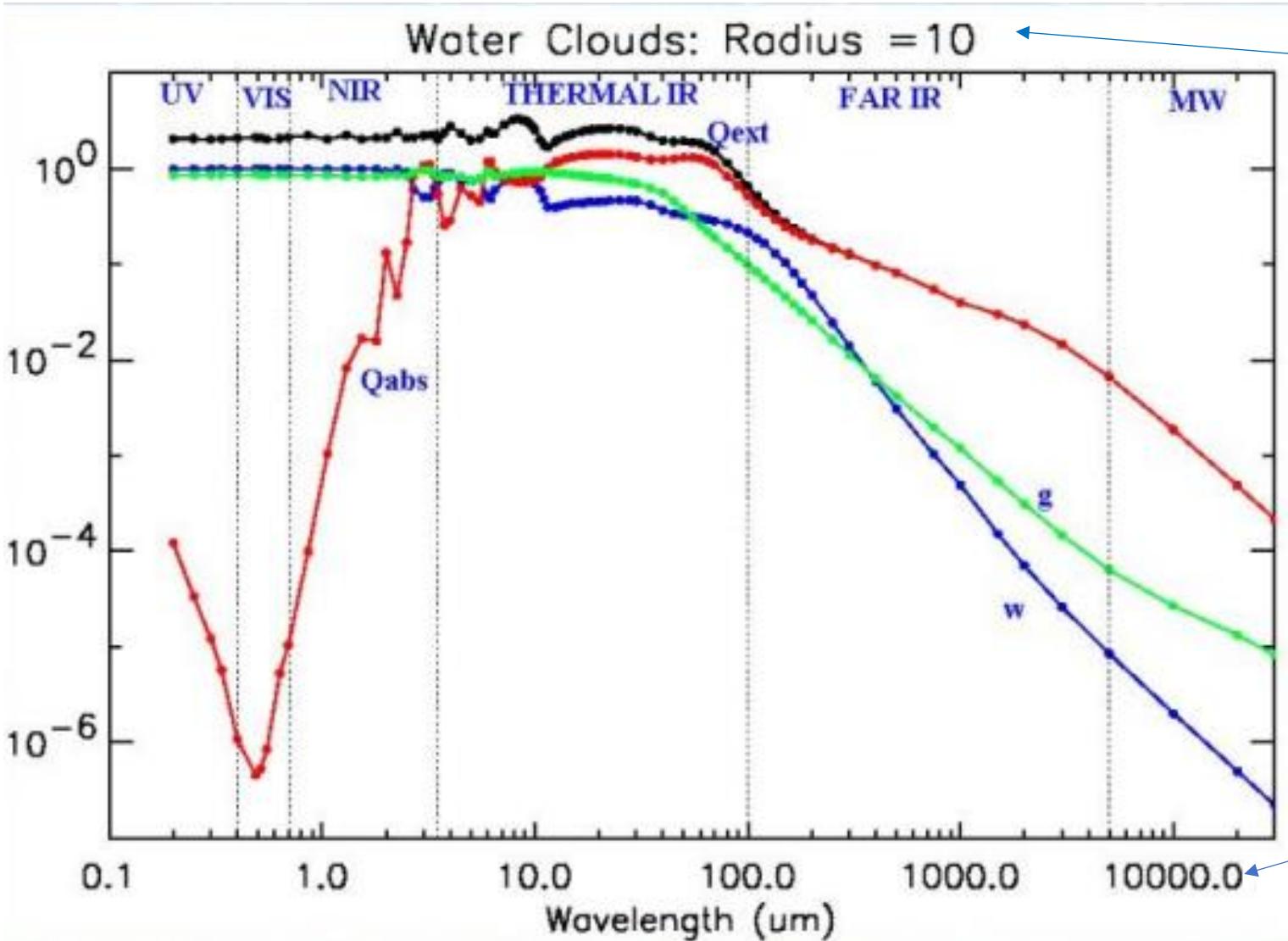
[Credit: Ella Gilbert]



Atmosphere Numerical Modeling Group



5.3.1 Liquid water cloud





5.3.1 Liquid water cloud

Podemos calcular $Q_{ext}(r)$ e $Q_{sca}(r)$ **pela teoria de Mie para um número de raios r que abrangem os tamanhos de gotículas de interesse e**, em seguida, **realizar as integrações necessárias sobre a distribuição de tamanho** para determinar e a partir das equações (5.17) e (5.18).

O albedo de espalhamento simples ω e o **fator de assimetria g** são:

$$\omega = \frac{\beta_{sca}}{\beta_{ext}} \quad (5.19)$$

$$g = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 P(\mu) \mu d\mu \quad (5.20)$$

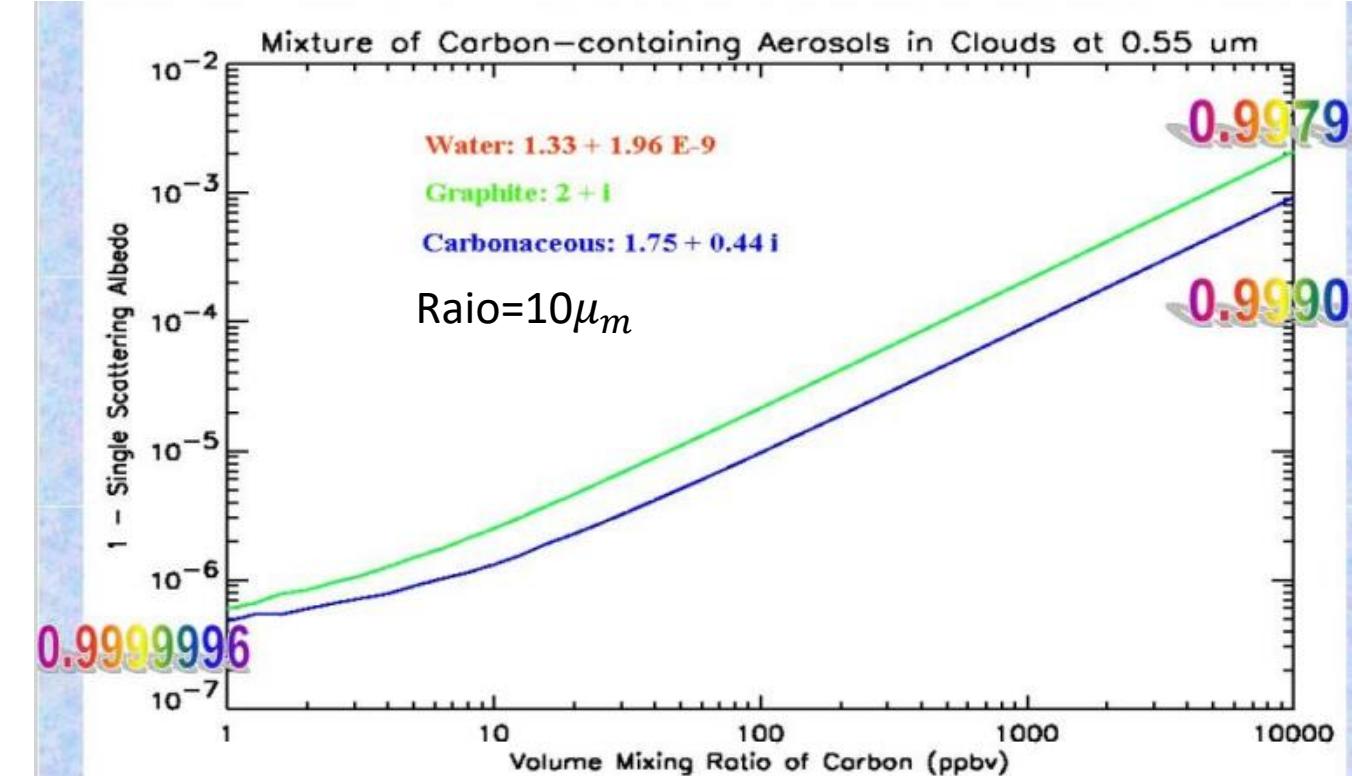
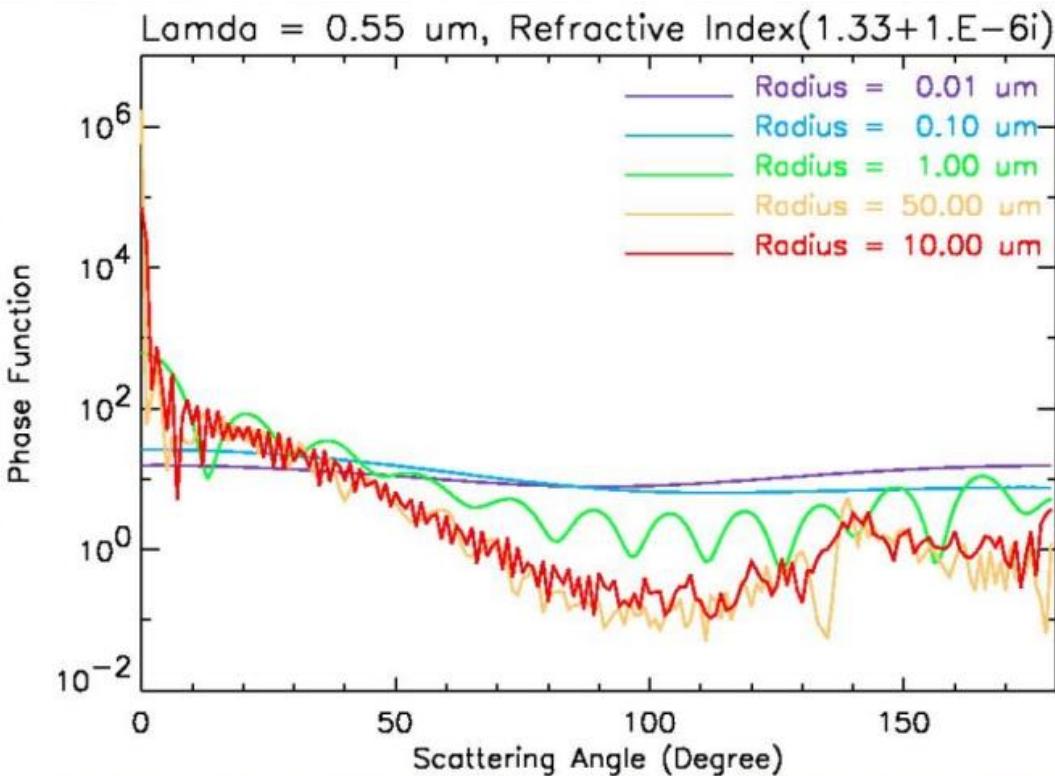
Onde μ é o cosseno do ângulo de espalhamento e $P(\mu)$ é a função de fase.



Atmosphere Numerical Modeling Group



5.3.1 Liquid water cloud





5.3.1 Liquid water cloud

Hu e Stamnes (1993) geraram um conjunto de dados relacionando as propriedades ópticas ao conteúdo de água líquida da nuvem e ao raio equivalente para uma variedade de distribuições de tamanho de nuvem com raios equivalentes variando de 2,5 a 60 μm . Os dados são usados para parametrizar o coeficiente de extinção, o albedo de espalhamento ω e o fator de assimetria g para comprimentos de onda tanto solares quanto terrestres:

$$\frac{\beta_{ext}}{LWC} = a_1 r_{ew}^{b_1} + c_1 \quad (5.21a)$$

$$1 - \omega = a_2 r_{ew}^{b_2} + c_2 \quad (5.21b)$$

$$g = a_3 r_{ew}^{b_3} + c_3 \quad (5.21c)$$

Onde:

LWC é o conteúdo de água líquida da nuvem e

$(1 - \omega)$ é o coalbedo.

r_{ew} é o raio equivalente está em unidades de micrômetros.

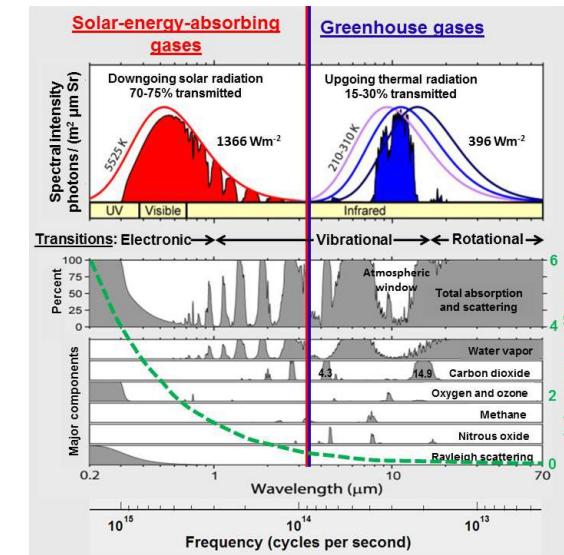
Todos os coeficientes a_i, b_i, c_i ($i = 1, 2, 3$) nas equações (5.21a) a (5.21c) são constantes para um determinado comprimento de onda.



5.3.1 Liquid water cloud

Usando o **método dos mínimos quadrados**, os dados são ajustados nas seguintes **três faixas de raios**:

- 1) tamanho pequeno de 2,5 a 12 μm ,
- 2) faixa média de 12 a 30 μm ,
- 3) tamanho grande de 30 a 60 μm .



Os dados são separados em 24 bandas na parte **visível** e **infravermelha** próxima do **espectro** (0,3 - 4,0 μm) e 50 bandas no espectro infravermelho (terrestre) (4,0-150,0 μm).

Os coeficientes a_i, b_i, c_i ($i = 1, 2, 3$) para o ajuste nas regiões de comprimento de onda curto e longo são dados por Hu e Stammes (1993).



5.3.1 Liquid water cloud

Dependendo dos esquemas de microfísica utilizados, várias opções estão disponíveis para calcular o LWP (caminho de conteúdo de água líquida) e o raio efetivo da nuvem de água líquida nos esquemas de nuvens do GFS. Algumas opções são discutidas a seguir:

Para a microfísica do GFDL (Lin et al. 1983; Chen and Lin 2011, 2013), o caminho total do condensado de nuvens é calculado (caminho do condensado de nuvens em grande escala + caminho do condensado de nuvens convectivas) e depois dividido em LWP e IWP com base na temperatura ambiente. A fração da nuvem de gelo é parametrizada como uma função da temperatura,

$$F = \min\left(1, \max\left(0, \frac{(273.16K - T)}{20}\right)\right) \quad (5.22a)$$

e o *LWP* e o *IWP* são separados da seguinte forma,

$$LWP = \text{total cloud condensate path} * (1 - F) \quad (5.22b)$$

$$IWP = \text{total cloud condensate path} * F \quad (5.22c)$$



5.3.1 Liquid water cloud

"O raio efetivo é parametrizado da seguinte forma,"

$$r_{ew} = 10\mu m \text{ sobre o oceano} \quad (5.23a)$$

$$r_{ew} = 5.0 + 5.0F \mu m \text{ sobre o continente} \quad (5.23b)$$



5.3.1 Liquid water cloud

Para o esquema de microfísica Thompson (Thompson e Eidhammer 2014) e o esquema de microfísica WSM6 (Hong e Lim 2006), o **caminho da água líquida das nuvens LWP** é calculado usando a equação (5.15), **e o raio efetivo é fornecido pelos esquemas de microfísica**. O **caminho ótico da água da chuva é calculado de forma semelhante à equação (5.15)**, e o raio efetivo para a água da chuva é fixado como constante em 1000 μm .

$$LWC = \frac{4\pi}{3} \rho_l \int r^3 n(r) dr \quad (5.14)$$

E o **caminho de água líquida (LWP)** é:

$$LWP = \Delta z(LWC) \quad (5.15)$$



5.3.2 ice cloud

"As parametrizações das propriedades radiativas solares e das propriedades radiativas infravermelhas para nuvens de gelo seguem Fu (1996) e Fu et al. (1998), respectivamente.

Supondo que $n(L)$ define a distribuição de tamanhos de cristais de gelo e L_{min} e L_{max} são os comprimentos mínimos e máximos dos cristais de gelo, respectivamente, e ρ_i é a densidade do gelo, temos o caminho de água de gelo,"

$$IWP = \Delta z \int V \rho_i n(L) dL = \Delta z (IWC) \quad (5.24)$$

"Onde:

Δz é a espessura da camada de nuvens,

V é o volume de um cristal de gelo individual,

L é a dimensão principal e

IWC é o conteúdo de água de gelo."



5.3.2 ice cloud

"Para uma **dada distribuição de tamanho de cristais de gelo**, as propriedades de **espalhamento único de nuvens de gelo**, incluindo o **coeficiente de extinção** (β), **coeficientes de absorção** (β_a) e o **fator de assimetria** (g) podem ser obtidos a partir de,"

$$\beta = \int_{L_{min}}^{L_{max}} Q(L)P(L)n(L)dL \quad (5.25a)$$

$$\beta_a = \int_{L_{min}}^{L_{max}} Q_a(L)P(L)n(L)dL \quad (5.25b)$$

$$g = \frac{\int_{L_{min}}^{L_{max}} Q_s(L)P(L)\mathbf{g}_L n(L)dL}{\int_{L_{min}}^{L_{max}} Q_s(L)P(L)n(L)dL} \quad (5.25c)$$

"Onde $Q(L)$, $Q_a(L)$ e $Q_s(L)$ são as extinção, absorção e eficiências espalhamento, respectivamente, para um cristal de gelo hexagonal orientado aleatoriamente, \mathbf{g}_L é o fator de assimetria, e P é a área projetada."



5.3.2 ice cloud

"Ao assumir que os cristais de gelo são hexagonais, o **conteúdo de água de gelo (IWC)** e o **tamanho efetivo generalizado (D_{ge})** são definidos da seguinte forma,"

$$IWC = \frac{3\sqrt{3}}{8} \rho_i \int_{L_{min}}^{L_{max}} D^2 L n(L) dL \quad (5.26)$$

$$D_{ge} = \frac{\int_{L_{min}}^{K_{max}} D^2 L n(L) dL}{\int_{L_{min}}^{K_{max}} \left[DL + \sqrt{3} \frac{D^2}{4} \right] n(L) dL} \quad (5.27)$$

"Onde D é a largura de um cristal de gelo. O termo $\left[DL + \sqrt{3} \frac{D^2}{4} \right]$ no denominador da equação (5.27) é proporcional à área de superfície de um cristal de gelo hexagonal, e $(D^2 L)$ no numerador é proporcional ao seu volume.



5.3.2 ice cloud

Para cálculos de espalhamento e absorção, o tamanho do cristal de gelo é discretizado em 30 intervalos, e a razão de aspecto, D/L, usada para o cálculo é,"

$$D/L = 1.00 \quad \text{if } 0 < L \leq 30\mu m$$

$$D/L = 0.80 \quad \text{if } 30 < L \leq 80\mu m$$

$$D/L = 0.50 \quad \text{if } 80 < L \leq 200\mu m$$

$$D/L = 0.34 \quad \text{if } 200 < L \leq 500\mu m$$

$$D/L = 0.22 \quad \text{if } L > 500\mu m$$

"O que corresponde aproximadamente às observações."



5.3.2 ice cloud

"As propriedades radiativas solares das nuvens de gelo são parametrizadas como função do IWC e D_{ge} . Mais genericamente, assume-se como (Fu 1996),"

$$\beta = IWC \left(a_0 + \frac{a_1}{D_{ge}} \right) \quad (5.28a)$$

$$1 - \omega = b_0 + b_1 D_{ge} + b_2 {D_{ge}}^2 + b_3 {D_{ge}}^3 \quad (5.28b)$$

$$g = c_0 + c_1 D_{ge} + c_2 {D_{ge}}^2 + c_3 {D_{ge}}^3 \quad (5.28c)$$

"Onde os coeficientes são obtidos por ajuste numérico das propriedades de espalhamento únicas calculadas a partir de um programa "exato" de espalhamento de luz e absorção .
A densidade do gelo, ρ_i , de $0,9167 \text{ g cm}^{-3}$ é utilizada.
Os coeficientes são fornecidos por Fu (1996) para várias bandas espectrais."



5.3.2 ice cloud

"As propriedades radiativas no infravermelho das nuvens de gelo são parametrizadas em termos de IWC e D_{ge} da seguinte forma,"

$$\beta = IWC \left(a_0 + \frac{a_1}{D_{ge}} + \frac{a_2}{{D_{ge}}^2} \right) \quad (5.29a)$$

$$\beta_a = \frac{IWC}{D_{ge}} \left(b_0 + b_1 D_{ge} + b_2 {D_{ge}}^2 + b_3 {D_{ge}}^3 \right) \quad (5.29b)$$

$$g = c_0 + c_1 D_{ge} + c_2 {D_{ge}}^2 + c_3 {D_{ge}}^3 \quad (5.29c)$$

"O albedo de espalhamento único (ω) é calculado a partir de,"

$$1 - \omega = \frac{\beta_a}{\beta} \quad (5.30)$$



5.3.2 ice cloud

"Usando o esquema composto de espalhamento de luz e absorção, **as propriedades de espalhamento único das nuvens cirrus são derivadas em 36 comprimentos de onda** de 4 a 100 μm .

Os coeficientes são **obtidos por ajuste numérico das propriedades de espalhamento único calculadas a partir do esquema composto** para **28 distribuições de tamanho de cristais de gelo**.

Esses valores de coeficiente são fornecidos por Fu et al. (1998) para várias faixas espectrais no infravermelho."



5.3.2 ice cloud

"Com base nos trabalhos de Fu (1996) e Heymsfield e McFarquhar (1996), podemos obter **a relação entre o tamanho efetivo generalizado (D_{ge}) e o raio efetivo (r_{ei})** dos cristais de gelo como,"

$$D_{ge} = 1.0315 r_{ei} \quad (5.31)$$

O coeficiente $\text{coef}= 1.0315$ é um valor atualizado



5.3.2 ice cloud

"O raio efetivo dos cristais de gelo (r_{ei}) é calculado com base em Heymsfield e McFarquhar (1996) como uma função da temperatura e IWC ,"

$$r_{ei} = (1250/9.917) \cdot IWC^{0.109} \quad \text{if } (T - 273.16) < -50 \quad (5.32a)$$

$$r_{ei} = (1250/9.337) \cdot IWC^{0.08} \quad \text{if } -50 \leq (T - 273.16) < -40 \quad (5.32b)$$

$$r_{ei} = (1250/9.208) \cdot IWC^{0.055} \quad \text{if } -40 \leq (T - 273.16) < -30 \quad (5.32c)$$

$$r_{ei} = (1250/9.387) \cdot IWC^{0.031} \quad \text{if } -30 \leq (T - 273.16) \quad (5.32d)$$



5.3.2 ice cloud

"Para a microfísica do GFDL, os cálculos são os seguintes: primeiro, usando a equação (5.32) para calcular o raio efetivo (r_{ei}) para nuvens de gelo, depois convertê-lo para o tamanho efetivo generalizado (D_{ge}) usando a equação (5.31) e, finalmente, obter as propriedades ópticas da nuvem de gelo usando as equações (5.28) e (5.29)."

$$r_{ei} = (1250/9.917) \cdot IWC^{0.109} \quad \text{if } (T - 273.16) < -50 \quad (5.32a)$$

$$r_{ei} = (1250/9.337) \cdot IWC^{0.08} \quad \text{if } -50 \leq (T - 273.16) < -40 \quad (5.32b)$$

$$r_{ei} = (1250/9.208) \cdot IWC^{0.055} \quad \text{if } -40 \leq (T - 273.16) < -30 \quad (5.32c)$$

$$r_{ei} = (1250/9.387) \cdot IWC^{0.031} \quad \text{if } -30 \leq (T - 273.16) \quad (5.32d)$$

$$\beta = IWC \left(a_0 + \frac{a_1}{D_{ge}} \right) \quad (5.28a)$$

$$1 - \omega = b_0 + b_1 D_{ge} + b_2 D_{ge}^2 + b_3 D_{ge}^3 \quad (5.28b)$$

$$g = c_0 + c_1 D_{ge} + c_2 D_{ge}^2 + c_3 D_{ge}^3 \quad (5.28c)$$

$$\beta = IWC \left(a_0 + \frac{a_1}{D_{ge}} + \frac{a_2}{D_{ge}^2} \right) \quad (5.29a)$$

$$\beta_a = \frac{IWC}{D_{ge}} (b_0 + b_1 D_{ge} + b_2 D_{ge}^2 + b_3 D_{ge}^3) \quad (5.29b)$$

$$g = c_0 + c_1 D_{ge} + c_2 D_{ge}^2 + c_3 D_{ge}^3 \quad (5.29c) \text{Paulo Yoshio Kubota}$$

$$D_{ge} = 1.0315 r_{ei} \quad (5.31)$$



5.3.2 ice cloud

"Para os esquemas de **microfísica de Thompson e WSM6**, o **raio efetivo dos cristais de gelo e da neve é calculado nos esquemas de microfísica**.

O caminho da água de gelo é calculado usando a equação (5.24), e o caminho da água da neve é calculado somando o caminho da água da neve e o caminho da água do granizo."

$$IWP = \Delta z \int V \rho_i n(L) dL = \Delta z (IWC) \quad (5.24)$$

$$\beta = IWC \left(a_0 + \frac{a_1}{D_{ge}} \right) \quad (5.28a)$$

$$1 - \omega = b_0 + b_1 D_{ge} + b_2 D_{ge}^2 + b_3 D_{ge}^3 \quad (5.28b)$$

$$g = c_0 + c_1 D_{ge} + c_2 D_{ge}^2 + c_3 D_{ge}^3 \quad (5.28c)$$

$$D_{ge} = 1.0315 r_{ei} \quad (5.31)$$

$$\beta = IWC \left(a_0 + \frac{a_1}{D_{ge}} + \frac{a_2}{D_{ge}^2} \right) \quad (5.29a)$$

$$\beta_a = \frac{IWC}{D_{ge}} (b_0 + b_1 D_{ge} + b_2 D_{ge}^2 + b_3 D_{ge}^3) \quad (5.29b)$$

$$g = c_0 + c_1 D_{ge} + c_2 D_{ge}^2 + c_3 D_{ge}^3 \quad (5.29c)$$



5.3.2 ice cloud

"No esquema de microfísica de Morrison-Gettelman (MG3) (Morrison e Gettelman 2008, 2015; Gettelman et al. 2019), **os raios efetivos para água de nuvem líquida, água de chuva, nuvem de gelo e flocos de neve são calculados no esquema de microfísica MG3.**

O caminho para nuvem de água líquida, caminho de água de chuva, caminho de água de nuvem de gelo e caminho de água de neve **são calculados de forma semelhante aos dos esquemas de microfísica Thompson e WSM6.**"

$$IWP = \Delta z \int V \rho_i n(L) dL = \Delta z (IWC) \quad (5.24)$$

$$\beta = IWC \left(a_0 + \frac{a_1}{D_{ge}} \right) \quad (5.28a)$$

$$1 - \omega = b_0 + b_1 D_{ge} + b_2 D_{ge}^2 + b_3 D_{ge}^3 \quad (5.28b)$$

$$g = c_0 + c_1 D_{ge} + c_2 D_{ge}^2 + c_3 D_{ge}^3 \quad (5.28c)$$

$$D_{ge} = 1.0315 r_{ei} \quad (5.31)$$

$$\beta = IWC \left(a_0 + \frac{a_1}{D_{ge}} + \frac{a_2}{D_{ge}^2} \right) \quad (5.29a)$$

$$\beta_a = \frac{IWC}{D_{ge}} (b_0 + b_1 D_{ge} + b_2 D_{ge}^2 + b_3 D_{ge}^3) \quad (5.29b)$$

$$g = c_0 + c_1 D_{ge} + c_2 D_{ge}^2 + c_3 D_{ge}^3 \quad (5.29c)$$



5.3.2 ice cloud

"Em resumo, **se o esquema de microfísica calcula os raios efetivos da nuvem** de água líquida, da água de chuva, da nuvem de gelo e dos flocos de neve, esses raios efetivos podem ser transmitidos para o esquema de nuvens e serem usados para calcular as propriedades ópticas da nuvem e das precipitações.

Se não houver um raio efetivo transmitido para o esquema de nuvens, o raio efetivo será parametrizado de forma semelhante àquela usada no esquema de microfísica do GFDL."



5.4 Aerosol optics

"Os **aerossóis geralmente são uma mistura combinada de partículas de diferentes fontes**. Diferentes componentes **têm diferentes propriedades ópticas e dependência da umidade relativa**.

O modelo operacional GFS utiliza um **conjunto de dados de aerossol distribuído globalmente chamado OPAC** (Propriedades Ópticas de Aerossóis e Nuvens) com resolução horizontal de cinco graus de longitude e latitude (Hess et al., 1998).

Um novo conjunto de dados **global de aerossóis, chamado MERRA-2** (discutido na seção 7.2), **está atualmente em testes no GFS** e pode se tornar operacional no futuro."



5.4 Aerosol optics

"No **conjunto de dados de aerossóis OPAC**, dados **climatológicos dos componentes de aerossóis** são fornecidos em **cada localização geográfica** (uma área de grade de cinco graus), incluindo o tipo de perfil de aerossol, as razões de mistura dos componentes de aerossol, a densidade média de partículas e as propriedades ópticas de cada componente de aerossol.

Sete perfis de distribuição vertical típicos são especificados.

Para cada um dos perfis escolhidos (com base em diferentes localizações geográficas), **são fornecidos até cinco domínios atmosféricos verticais distintos**, e até **dez tipos diferentes de componentes de aerossol** são usados para construir o perfil de aerossol.



5.4 Aerosol optics

Com base na fonte de origem, **os dez tipos de aerossóis** (Koepke et al. 1997 tabela 1; ou Hou et al. 2002 tabela 4) **são divididos em dois grupos**.

O **primeiro grupo inclui seis tipos de aerossóis**, e suas propriedades ópticas não são sensíveis à umidade atmosférica. Os coeficientes para o primeiro grupo de componentes de aerossol são fornecidos por Hess et al. (1998).

O **segundo grupo contém quatro tipos de aerossóis**. Esses aerossóis podem absorver a umidade do ar.



5.4 Aerosol optics

Para considerar variações nas propriedades ópticas desses aerossóis devido à mudança na umidade relativa ambiente, uma parametrização simples é fornecida conforme (Hess et al. 1998),"

$$\delta_{v,i} = a_{0v,j} + a_{1v,j}R_0 + a_{2v,j}R_1 \quad (5.33a) \quad R_0 = RH - 0.5$$

$$\sigma_{v,i} = b_{0v,j} + b_{1v,j}R_0 + b_{2v,j}R_1 \quad (5.33b)$$

$$\omega_{v,i} = c_{0v,j} + c_{1v,j}R_0 + c_{2v,j}R_1 \quad (5.33c) \quad R_1 = e^{(\gamma_{v,j}R_0)}$$

$$g_{v,i} = d_{0v,j} + d_{1v,j}R_0 + d_{2v,j}R_1 \quad (5.33d) \quad R_2 = R_1^2$$

Os Valores de $a_{iv,j}$, $b_{iv,j}$, $c_{iv,j}$ e $d_{iv,j}$ e $\gamma_{v,j}$ **são especificados**. RH define a umidade relativa da atmosfera.



5.4 Aerosol optics

"Da troposfera inferior até o meio da estratosfera, os tipos de aerossóis, concentrações numéricas e propriedades radiativas são especificados.

Não existe aerossol rastreável na estratosfera superior. Para cada uma das localizações geográficas de cinco graus, são fornecidos até cinco tipos diferentes de componentes de aerossol (de um total de 10 tipos distintos). As propriedades ópticas efetivas da mistura de aerossol podem ser expressas como (Hou et al. 2002),"

$$\delta_v = \bar{N} \sum c_i \delta_{vi} \quad (5.34a)$$

$$\omega_v = \sum c_i \omega_{vi} \delta_{vi} / \sum c_i \delta_{vi} \quad (5.34b)$$

$$g_v = \sum c_i g_{vi} \sigma_{vi} / \sum c_i \sigma_{vi} \quad (5.34c)$$

"Onde:

c_i é a razão de mistura do i-esimo componente de aerossol,

δ_{vi} , σ_{vi} , ω_{vi} e g_{vi} são os coeficientes para extinção, espalhamento, albedo de espalhamento único e fator de assimetria, respectivamente, para uma banda espectral v .

\bar{N} é o valor médio climatológico da densidade numérica de partículas de aerossol no domínio."



5.4 Aerosol optics

"A profundidade óptica do aerossol de cada camada vertical do modelo é então prontamente definida como,"

$$\tau_{v,k} = \delta_{v,k} H \left(e^{\frac{-z_{k+1}}{H}} - e^{\frac{-z_k}{H}} \right) \quad \text{se } H \geq 0 \quad (5.35a)$$

$$\tau_{v,k} = \delta_{v,k} \Delta z_k \quad \text{se } H < 0 \quad (5.35b)$$

"Onde H é a altura de escala dos aerossóis, z_k e Δz_k são a altura do k^{th} nível do modelo e a espessura da camada em quilômetros, respectivamente."

$$\Delta z_k = H_{0,k} \left[\ln(p_{k+\frac{1}{2}}) - \ln(p_{k-\frac{1}{2}}) \right] \quad (5.36)$$

"Onde $H_{0,k}$ é a escala altura da k^{th} camada média da atmosférica em quilômetros calculada pela equação hidrostática do modelo, $p_{k+\frac{1}{2}}$ e $p_{k-\frac{1}{2}}$ são as pressões nas interfaces da camada k."



5.5 Gas optics

"A transferência radiativa de ondas curtas e longas pode ser calculada com precisão por modelos de alta resolução espectral, como o LBLRTM (Clough et al. 1992).

Dependendo do número de intervalos espetrais, [o custo do cálculo pode ser enorme.](#)

Portanto, **a maioria dos modelos de GCM tem utilizado o método de distribuição K** nos últimos anos.

O GFS utiliza o RRTMG para os cálculos de transferência radiativa (discutido na seção 6).

No RRTMG, é utilizado o método de distribuição correlacionada K.

As regiões de ondas curtas e longas são divididas em várias bandas.

As absorções de gás são reordenadas dentro de cada banda, do menos absorvente para a mais absorvente, como função da nova coordenada g , que varia de 0 (menos absorvente) a 1 (mais absorvente).

A distribuição de absorção suave em relação a g é então discretizada por um punhado de pontos g , e cada ponto g é tratado como monocromático pelas outras partes do esquema de radiação.



6. RRTM, RRTMG and RRTMGP Radiative Transfer Models

"O Modelo Rápido de Transferência Radiativa (RRTM) calcula fluxos de ondas curtas, fluxos de ondas longas e taxas de resfriamento para aplicações em estudos gerais de transferência radiativa atmosférica e para implementação em Modelos de Circulação Geral (GCMs) (Mlawer et al. 1997).

O método correlacionado-k foi escolhido pelo RRTM devido à sua eficiência computacional com precisão consistente com modelos de transferência radiativa de linha por linha (LBLRTM) (Clough et al. 1992), e sua adaptabilidade direta a cálculos de múltiplo espalhamento.

O RRTM seleciona cuidadosamente a estrutura de bandas para lidar com vários absorvedores principais (espécies-chave) e absorvedores secundários, e utiliza duas regiões de pressão para um tratamento ideal de várias espécies.

O RRTM foi extensivamente validado em comparação com o LBLRTM, bem como em comparação com medições. Com base nos resultados de validação, uma versão acelerada do RRTM (RRTMG) foi desenvolvida para GCMs.



6. RRTM, RRTMG and RRTMGP Radiative Transfer Models

O RRTMG **compartilha a mesma física básica e coeficientes de absorção do RRTM**, mas incorpora várias **modificações que melhoram a eficiência computacional e representam a variabilidade de nuvens em escala sub-grade** (Mlawer et al. 2016).

Em particular, o número total de pontos de quadratura (pontos g) usados para calcular a radiância na faixa de ondas longas foi reduzido de 256 no RRTM_LW para 140 no RRTMG_LW. Na faixa de ondas curtas, o número de pontos g foi reduzido de 224 no RRTM_SW para 112 no RRTMG_SW.

Além disso, o código de espalhamento múltiplo DISORT usado pelo RRTM_SW foi substituído por um solucionador de transferência radiativa de dois fluxos muito mais rápido (Oreopoulos e Barker 1999) no RRTMG_SW.

A abordagem McICA é usada no RRTMG para lidar com a complexidade de representar nuvens fracionadas na presença de múltiplo espalhamento. O McICA é uma técnica estatística para representar a variabilidade de nuvens em escala subgrade, incluindo a sobreposição de nuvens (Pincus et al. 2003)."

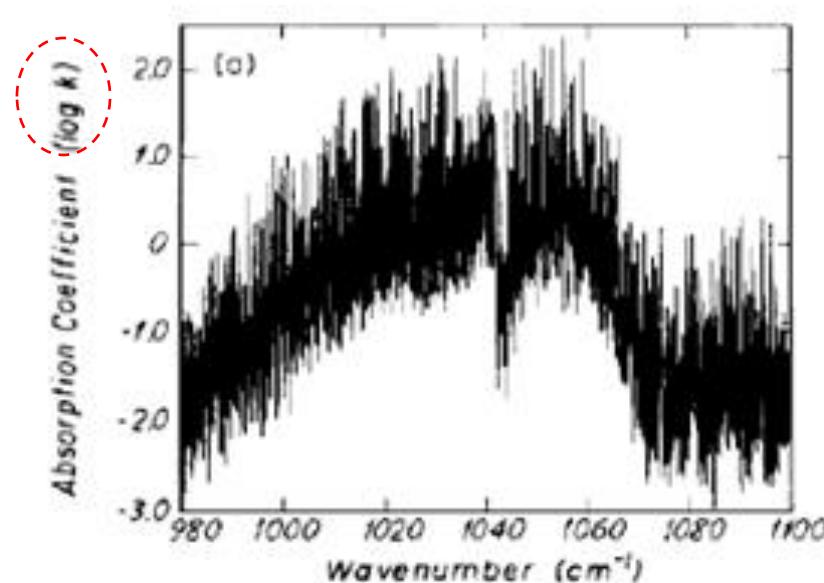


6.1 The k -distributions and the correlated- k method

"O método de distribuição k para o cálculo da transferência radiativa é baseado no agrupamento das transmitâncias espectrais gasosas de acordo com os coeficientes de absorção k_v (Liou 1992).

Em uma atmosfera homogênea, a transmitância espectral é independente da ordenação de k para um determinado intervalo espectral.

$$T_{\bar{v}}(u) = \frac{1}{\Delta v} \int_{\Delta v} \exp(-k_{a,v} u) dv$$

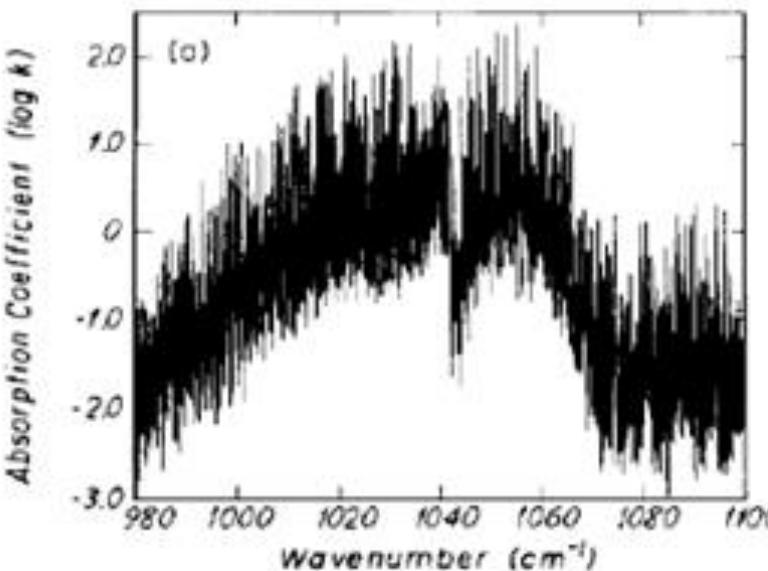


Portanto, a integração no número de ondas k pode ser substituída por uma integração no espaço k .



6.1 The k -distributions and the correlated- k method

Suponha que a função de distribuição de probabilidade normalizada f para k_v , no intervalo Δv seja dada por $f(k)$, em que os coeficientes de absorção máximos e mínimos com Δv sejam k_{max} e k_{min} , respectivamente, então a transmitância espectral pode ser expressa por,"

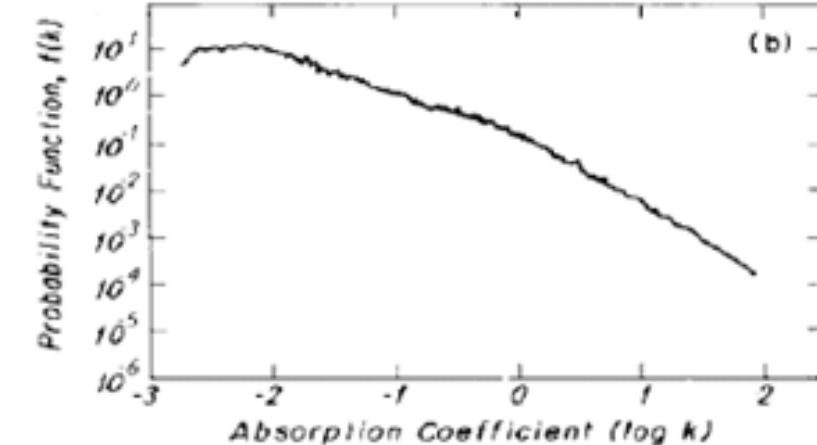


$$f(k) = \frac{e^{\frac{(k - \mu)^2}{2\sigma^2}}}{\sigma\sqrt{2\pi}}$$

$$k = e^{\log(k)} = k$$

$$\mu = \text{média}(k)$$

$$\sigma = \text{desvio padrão } ((k))$$



"Onde definimos $k_{max} = \infty$ e $k_{min} = 0$ por conveniência matemática, e u é o caminho de comprimento máximo ($g\text{ cm}^{-2}$) de gases absorventes e é definido como,"

$$T_v(u) = \int_{\Delta v} e^{-\mathbf{k}_v u} \frac{dv}{\Delta v} = \int_0^{\infty} e^{-\mathbf{k} u} f(\mathbf{k}) dk \quad (6.1)$$

"E ρ_a define a densidade do gás absorvente.

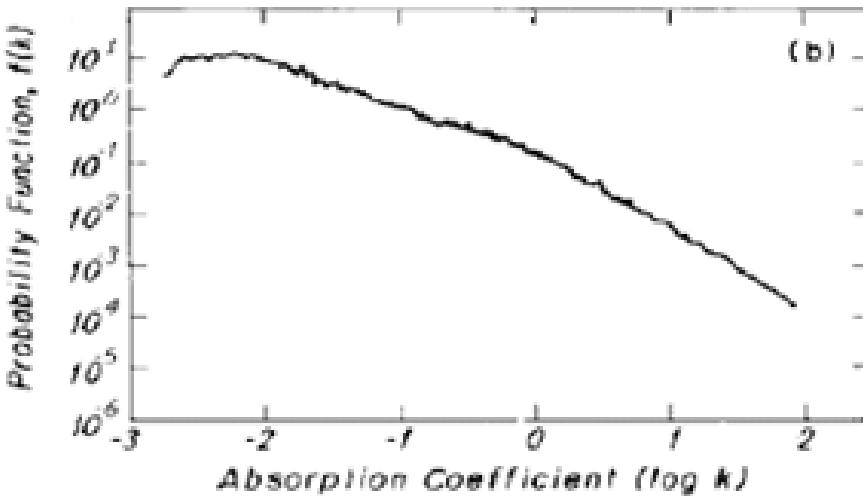
$$u(z) = \int_0^z \rho_a(z') dz'$$

Paulo Yoshio Kubota



6.1 The k -distributions and the correlated- k method

Podemos definir ainda uma função de probabilidade acumulativa na forma,"

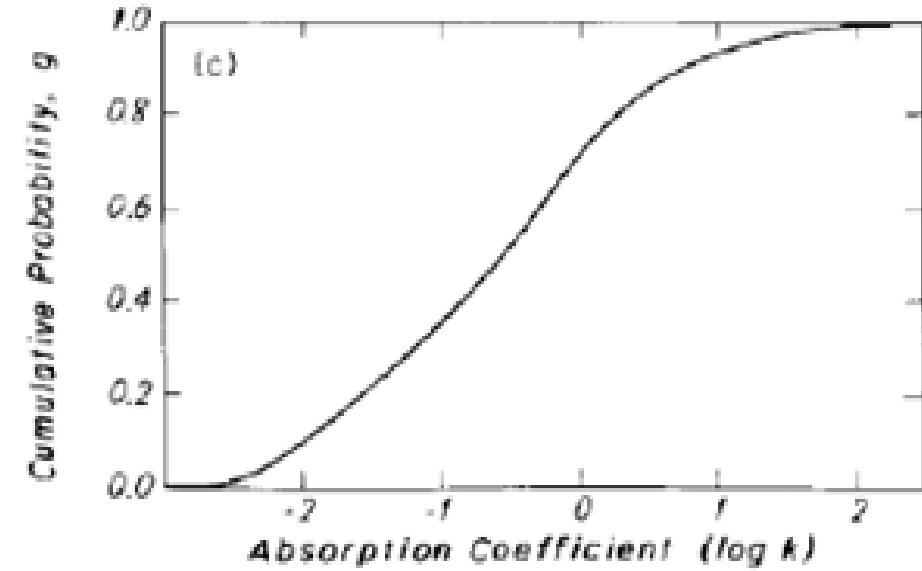


$$g(k) = \int_0^k f(k) dk \quad (6.2)$$

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

$$\frac{dg(k)}{dk} = \frac{d}{dk} \int_0^k f(k) dk$$

$$\frac{dg(k)}{dk} = f(k)$$



"Onde $g(0) = 0$, $g(k \rightarrow \infty) = 1$, e $\frac{dg(k)}{dk} = f(k)$.

Por definição, $g(k)$ é uma função monotonamente crescente e suave no espaço k e, portanto, $k(g)$ também é uma função suave no espaço g . Usando a função g , a transmitância espectral pode ser escrita como,"



6.1 The k -distributions and the correlated- k method

Usando a função g , a transmitância espectral pode ser escrita como,"

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

$$T_{\bar{v}}(u) = \int_0^1 e^{-k(g)u} dg \approx \sum_{j=1}^M e^{-k(g_j)u} \Delta g_j \quad (6.3)$$

Figura 10.2

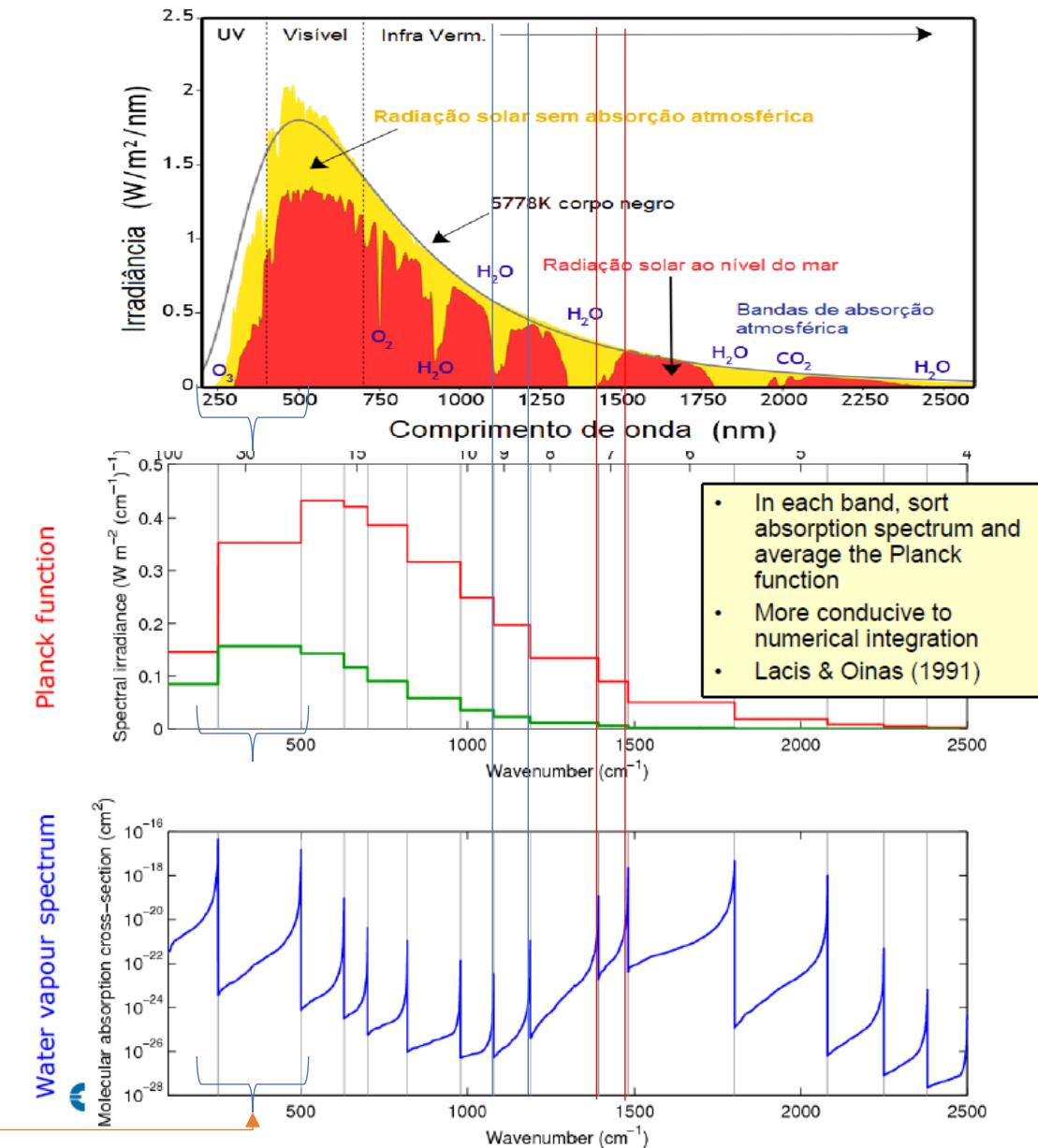
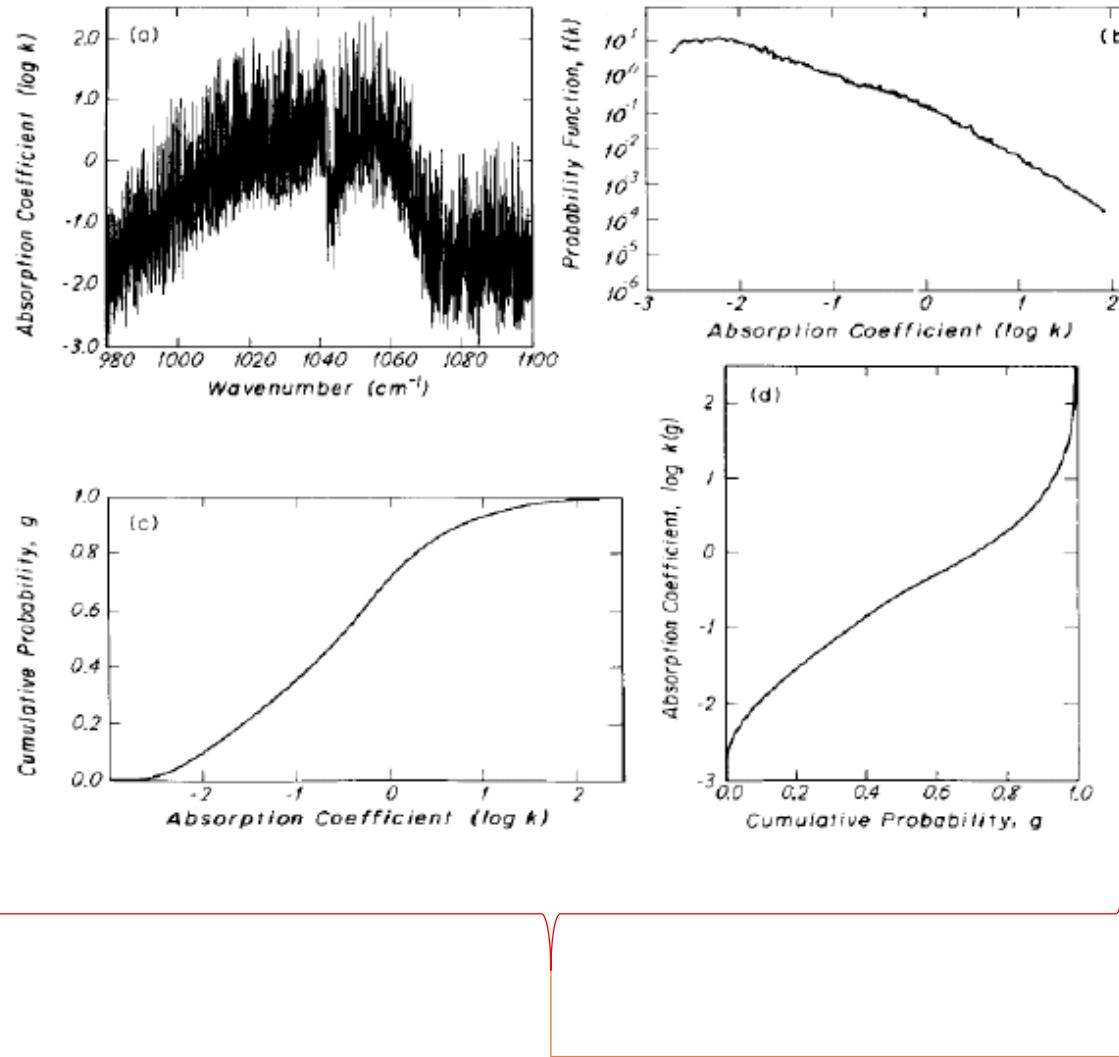
- (a) Coeficiente de absorção k_a (em $\text{cm}^{-1} \text{atm}^{-1}$) em função do número de onda na faixa de $9,6 \mu\text{m}$ de ozônio (resolução de $0,05 \text{ cm}^{-1}$, $p = 30 \text{ mb}$, $T = 200\text{K}$).
- (b) A função densidade de probabilidade $f(k)$ do coeficiente de absorção.
- (c)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



Atmosphere Numerical Modeling Group



6.1 The k -distributions and the correlated- k method





6.1 The k -distributions and the correlated- k method

"O método k correlacionado (ou método de distribuição k correlacionado) é uma extensão do método de distribuição k para trajetórias não homogêneas, proposto pela primeira vez por Lacis et al. (1979)."

Neste método, a não homogeneidade vertical da atmosfera é contabilizada com precisão por meio da suposição de uma correlação simples de distribuição k em diferentes temperaturas e pressões.

Assume-se que:

1) os coeficientes de absorção em dois números de onda, v_i e v_j ($i \neq j$), são iguais em qualquer pressão e temperatura arbitrárias, se forem iguais em uma pressão e temperatura de referência,

2) a ordem do coeficiente de absorção em relação ao seu valor é independente de pressão e temperatura, e apenas um g existe para um dado v em diferentes níveis."



6.1 The k -distributions and the correlated- k method

"Considerando uma atmosfera não homogênea, a transmitância média espectral entre duas alturas, z_1 e z_2 , pode ser escrita na forma (Fu e Liou, 1992),"

$$T_{\bar{v}}(u) = \int_{\Delta v} e^{\left[- \int_{z_1}^{z_2} k(v, P, T) \rho_a(z) dz \right]} \frac{dv}{\Delta v} \quad (6.4)$$

"Sob as suposições 1) e 2) descritas acima, Fu e Liou (1992) mostram que a equação (6.4) pode ser escrita como,"

$$T_{\bar{v}}(u) = \int_0^1 e^{\left[- \int_{z_1}^{z_2} k(g, P, T) \rho_a(z) dz \right]} dg \quad (6.5)$$

"O método para calcular a transmitância média espectral em uma atmosfera não homogênea com base na equação (6.5) é chamado de método de distribuição k correlacionado (CKD)."



6.1 The k -distributions and the correlated- k method

"Assim como o método de distribuição k , o método de distribuição k correlacionado pode ser usado para bandas de absorção tanto no espectro solar quanto no infravermelho térmico e, ao mesmo tempo, os resultados desse método podem ser incorporados diretamente em processos de múltiplo espalhamento associados a partículas de nuvens e aerossóis."



6.2 RRTMG_SW

6.3 RRTMG_LW

6.4 RRTMGP



Introdução

Inúmeras simplificações e aproximações são feitas nessas parametrizações.

O uso do método correlacionado-k parece ser uma abordagem computacionalmente eficiente e precisa para calcular a transferência radiativa em modelos atmosféricos (Goody et al. 1989; Fu and Liou 1992).

No método correlacionado-k, os coeficientes de absorção como função do número de onda são reordenados de forma monótona para criar uma distribuição k, permitindo, assim, que elementos espectrais com opacidades semelhantes sejam agrupados e tratados como um único elemento monocromático.

Essa técnica reduz o número de cálculos individuais de radiação necessários em cerca de 10^5 em comparação com os cálculos linha a linha, permitindo assim um aumento significativo na velocidade de computação, mantendo um nível aceitável de precisão para simulações climáticas e meteorológicas (Mlawer et al. 2016).

Portanto, para compreender e prever o clima e o tempo do sistema terra-atmosfera-oceano, é necessário calcular com precisão a transferência radiativa na atmosfera..



Introdução

Um Modelo Rápido de Transferência Radiativa para Modelos de Circulação Geral (RRTMG, na sigla em inglês) (Mlawer et al., 2016; Mlawer et al., 1997; Mlawer e Clough, 1998) utiliza um método de distribuição correlacionada-k e uma tabela de pesquisa de transmitância que é escalada linearmente pela profundidade óptica para alcançar alta precisão e eficiência.

O RRTMG foi validado usando o modelo de transferência radiativa linha por linha (LBLRTM) (Clough et al., 1992; Clough e Iacono, 1995) para uma ampla gama de perfis de temperatura e umidade em céu claro.

**O algoritmo RRTMG LW contém 140 pontos_g (pontos de quadratura) distribuídos de maneira desigual em 16 bandas espectrais amplas,
O algoritmo RRTMG SW inclui 112 pontos_g em 14 bandas.**

Portanto, para compreender e prever o clima e o tempo do sistema terra-atmosfera-oceano, é necessário calcular com precisão a transferência radiativa na atmosfera..



Introdução

Além dos principais gases atmosféricos absorventes, como ozônio, vapor d'água e dióxido de carbono, o algoritmo também inclui várias espécies absorventes menores, como metano, óxido nitroso, oxigênio e no infravermelho distante, até quatro tipos de halocarbonetos (CFCs).

Para representar estatisticamente a variabilidade não resolvida das nuvens de subgrade ao lidar com nuvens em várias camadas, o método da Aproximação Independente de Coluna Monte Carlo (McICA) é usado na transferência radiativa RRTMG.

Um método de sobreposição de comprimento de decorrelação é usado tanto nos cálculos de radiação LW quanto SW. O caminho ótico de nuvens condensada e o raio efetivo para água e gelo são usados para o cálculo das propriedades radiativas das nuvens.

Portanto, para compreender e prever o clima e o tempo do sistema terra-atmosfera-oceano, é necessário calcular com precisão a transferência radiativa na atmosfera..



(1) Quais são as fontes de incerteza do modelo? interação nuvem-radiação



Fonte de erros na parametrização da interação nuvem-radiação



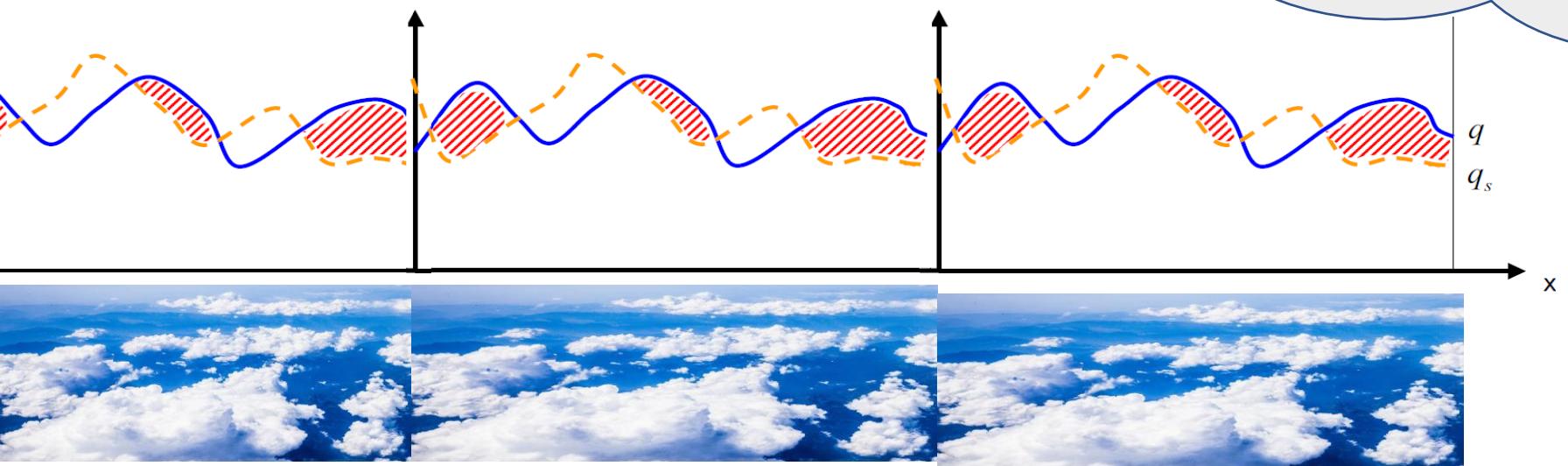
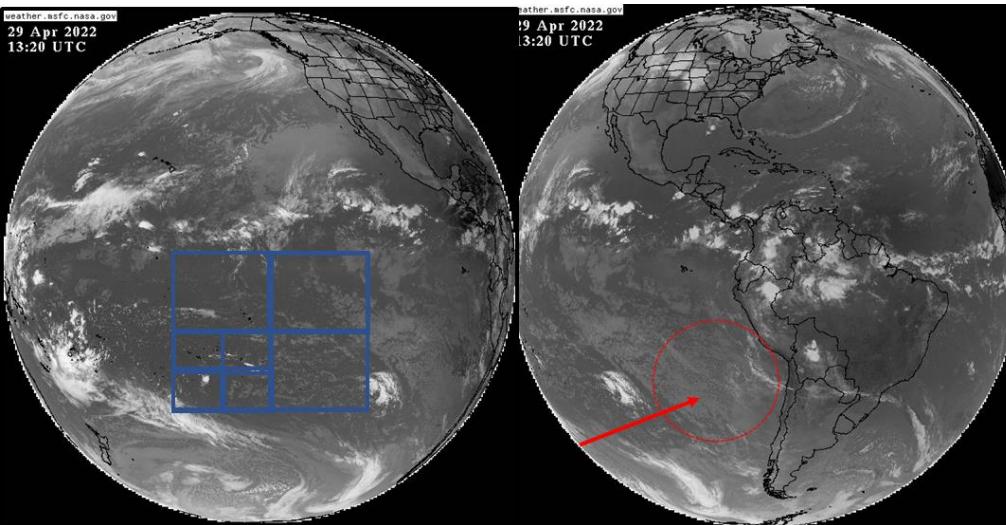
(1) Quais são as fontes de incerteza do modelo? interação nuvem-radiação



Paul



(1) Quais são as fontes de incerteza do modelo? interação nuvem-radiação



**Erros devido a
dificuldade de
representar a nuvens
em uma célula de
grade?**

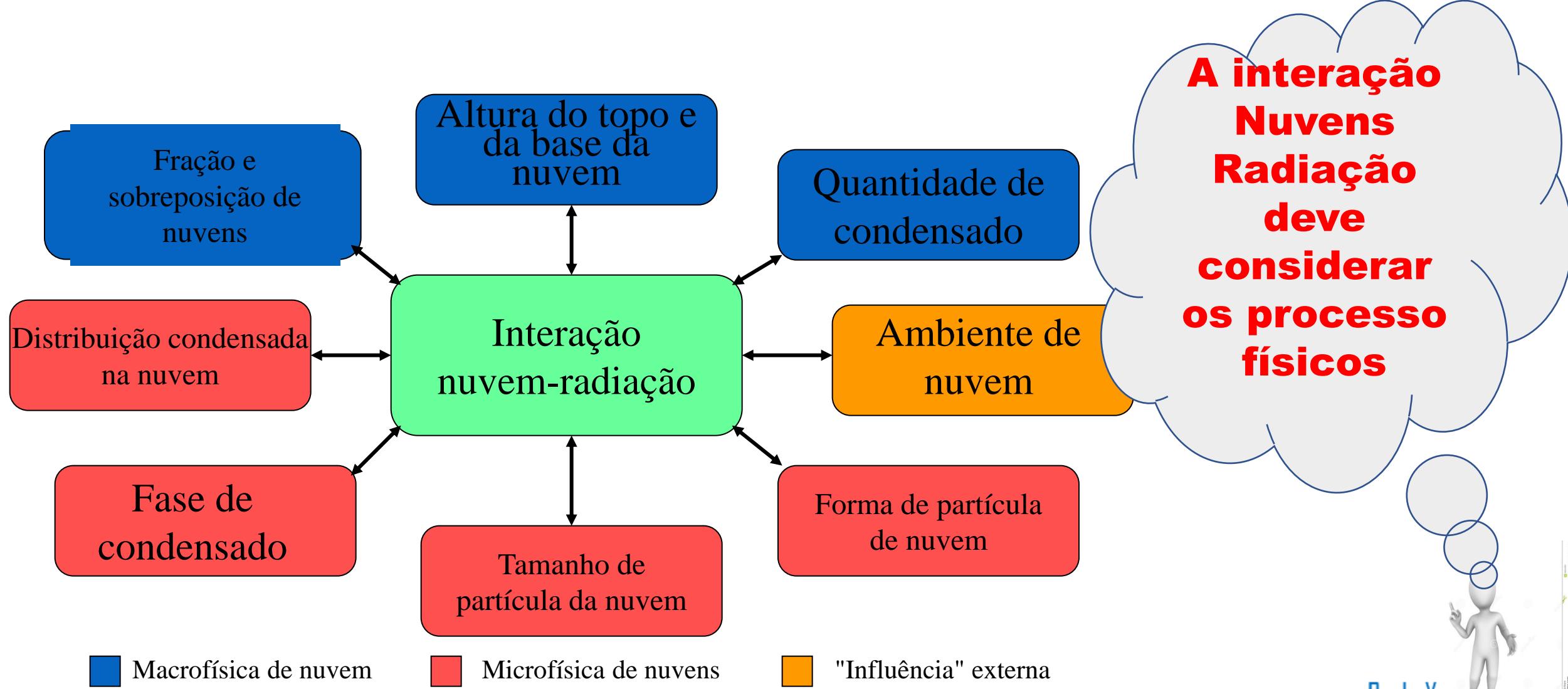


(1) Quais são as fontes de incerteza do modelo?

Interação nuvem-radiação



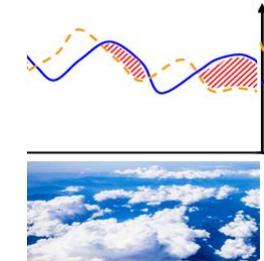
Muitos desses processos são apenas mal compreendidos - Por exemplo, a interação com a radiação



a) Nuvens Baixas

- Fração de nuvens em função de supersaturação (RH_c) => $fc = 1 - \sqrt{\frac{1-RH}{1-RH_c}}$

$fc \Rightarrow$



$Dthdpc = -0.4e-1 \Rightarrow$ critério estabilidade para a formação de nuvens de inversão

a) Devido ao tipo de inversão da camada if $\frac{d\theta}{dP_{k+1}} < dthdpc \Rightarrow fc = MAX(-f6p67 * \left(\frac{d\theta}{dP_{k-1}} - dthdpc\right), 0.0)$

a) Nuvens Médias

$$cldsatn = MAX\left(\frac{RH - RH_c}{RH_r}, 0.0\right)$$

$RH_c = 0.8$! Umidade Relativa Crítica

$RH_r = 0.2$! Umidade Relativa Critica de Referência

a) Nuvens Altas

$$cldsatn = MAX\left(\frac{RH - RH_c}{RH_r}, 0.0\right)$$

$RH_c = 0.9$! Umidade Relativa Crítica

$RH_r = 0.2$! Umidade Relativa Critica de Referência

a) Nuvens Profundas (CumuloNimbus e Nimbustratus)

$$Cld_{Convec} = fp2457 + fp1253 * LOG(prec * f8p0e3)$$

fp2457 = 0,2457

$$Cld_{Convec} = MAX(Cld_{Convec}, 0.0e0_r8)$$

fp1253 = 0,1253

$$Cld_{Convec} = MIN(Cld_{Convec}, f0p8)$$

f8p0e3 = 8.0e3

PREC = taxa de precipitação

Exemplos de PDFs encontrados na literatura obtidos e dados de agua liquida e gelo

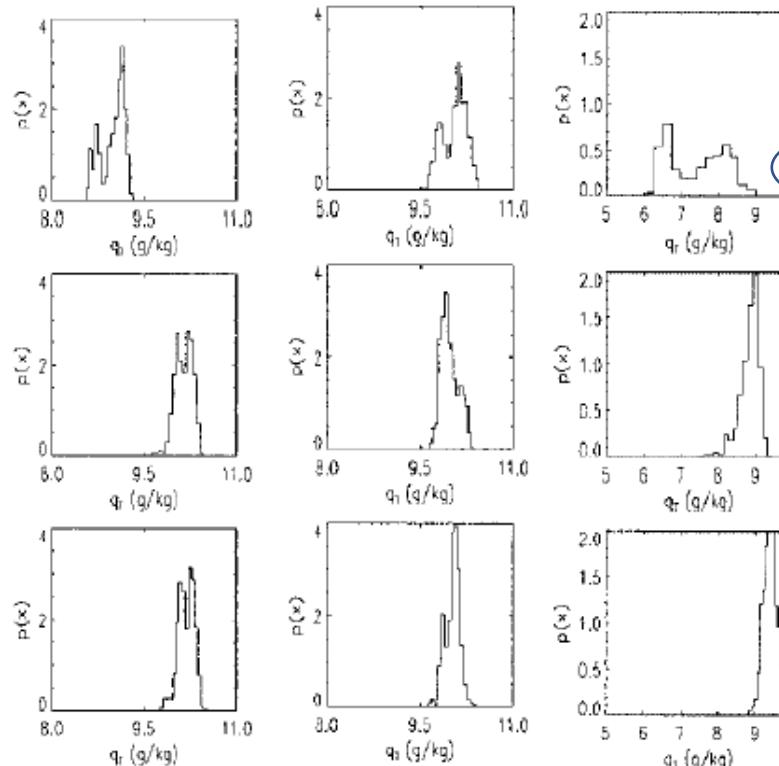


Figure 5: Reproduction total water PDFs from the aircraft observational study of [Wood and Field \(2000\)](#). Refer to the original article for details.

**Derivando PDF de
dados
Observacionais**

$f_c \Rightarrow \text{PDF} \Rightarrow$

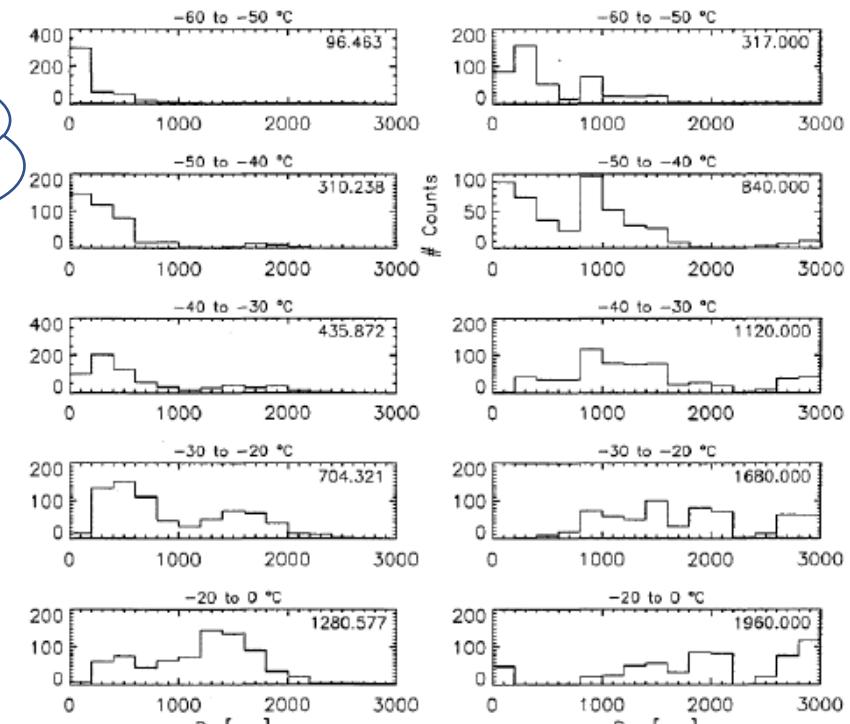
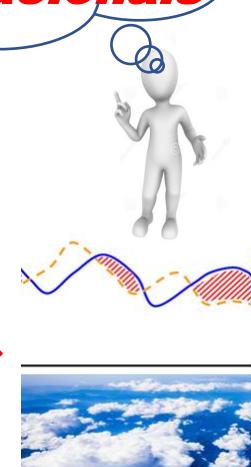
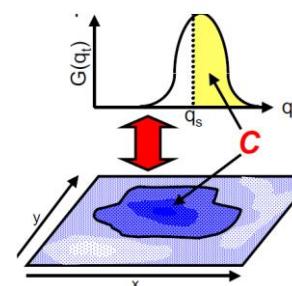


Figure 6: Reproduction of ice water content PDFs from the aircraft observational study of [Heymsfield and McFarquhar \(1996\)](#). Refer to the original article for details.

Assume-se que toda supersaturação é imediatamente condensada como nuvem. Aqui também estamos ignorando as flutuações de temperatura para simplificar



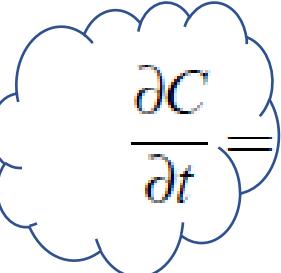
$$C = \int_{q_s}^{\infty} G(q_t) dq_t$$

Esquema Prognósticos

Met Office UM, Wilson et al 2008

Anteriormente usado um esquema RH_{crit} equivalente a uma PDF triangular simétrico (Smith 1990)

Agora usando um esquema de prognóstico para C e q_l


$$\frac{\partial C}{\partial t} = \left. \frac{\partial C}{\partial t} \right|_{advection} + \left. \frac{\partial C}{\partial t} \right|_{rad} + \left. \frac{\partial C}{\partial t} \right|_{conv} + \left. \frac{\partial C}{\partial t} \right|_{micro} + \left. \frac{\partial C}{\partial t} \right|_{blayer}$$

$$+ \left. \frac{\partial C}{\partial t} \right|_{erosion} + \left. \frac{\partial C}{\partial t} \right|_{expansion}$$

Originalmente Clima, NWP global, agora em mesoescalas Radiação, turbulência e expansão apenas alteram q_t , não C, q_l



Como Representar as Propriedades das Nuvens na Grade do Modelos.

Eq. transferência radiativa

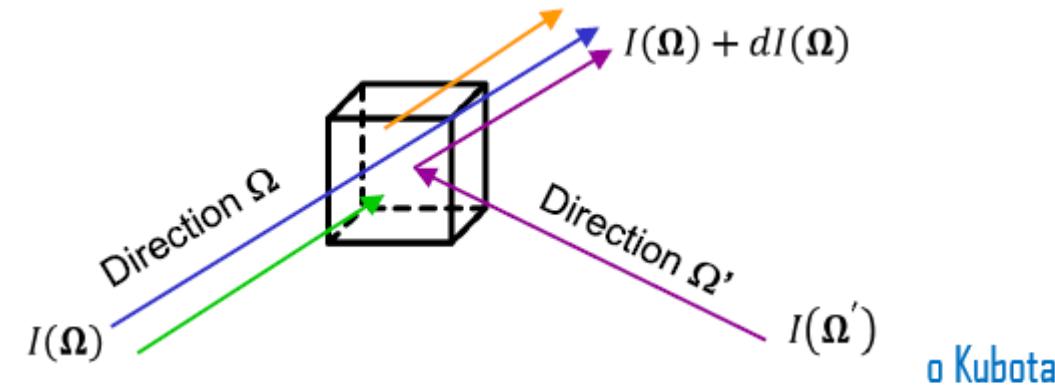
Derivada espacial representando quanta radiação está a upstream

Perda por absorção ou espalhando

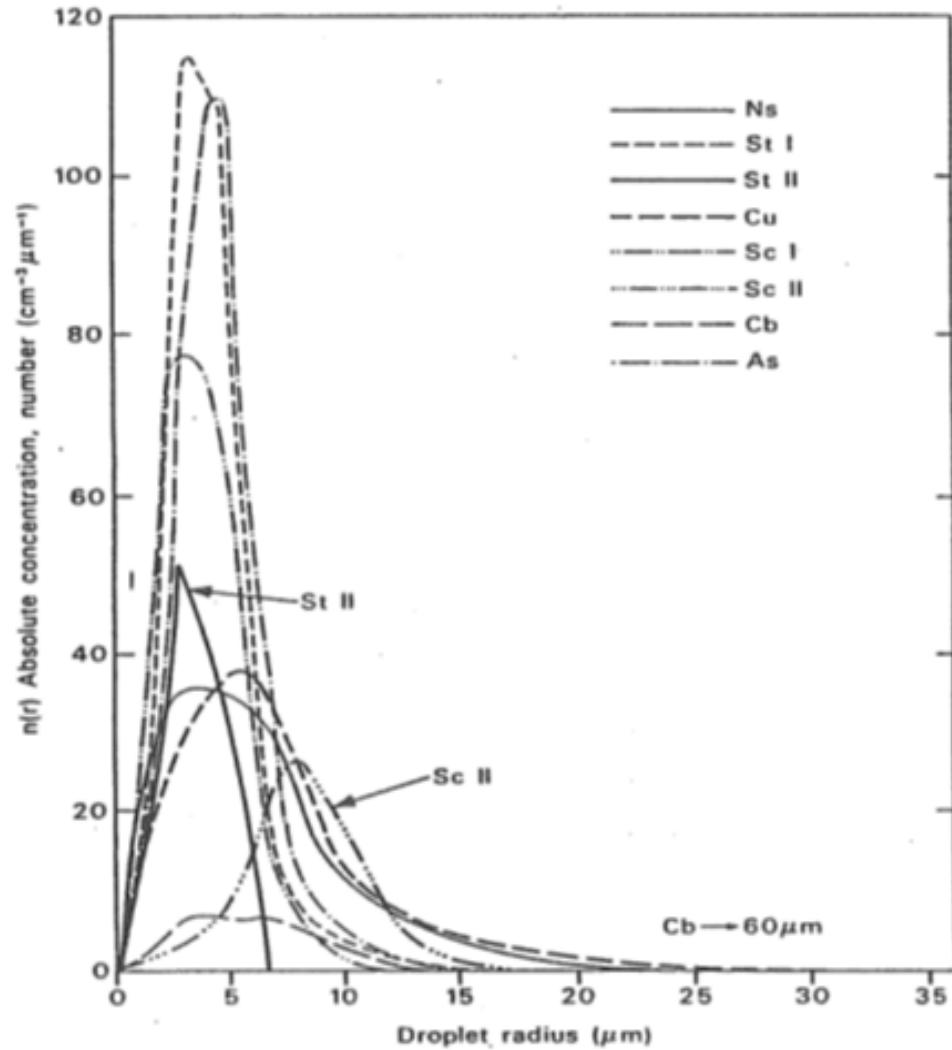
Ganho através do espalhamento de Radiação espalhada de todas as outras direções

Fonte como emissão térmica

A fração de nuvens entra no calculo das propriedades óticas, e na matriz que resolve o modelo de 2 fluxos



Como Representar as Propriedades das Nuvens na Grade do Modelos.



Tamanho das Distribuições

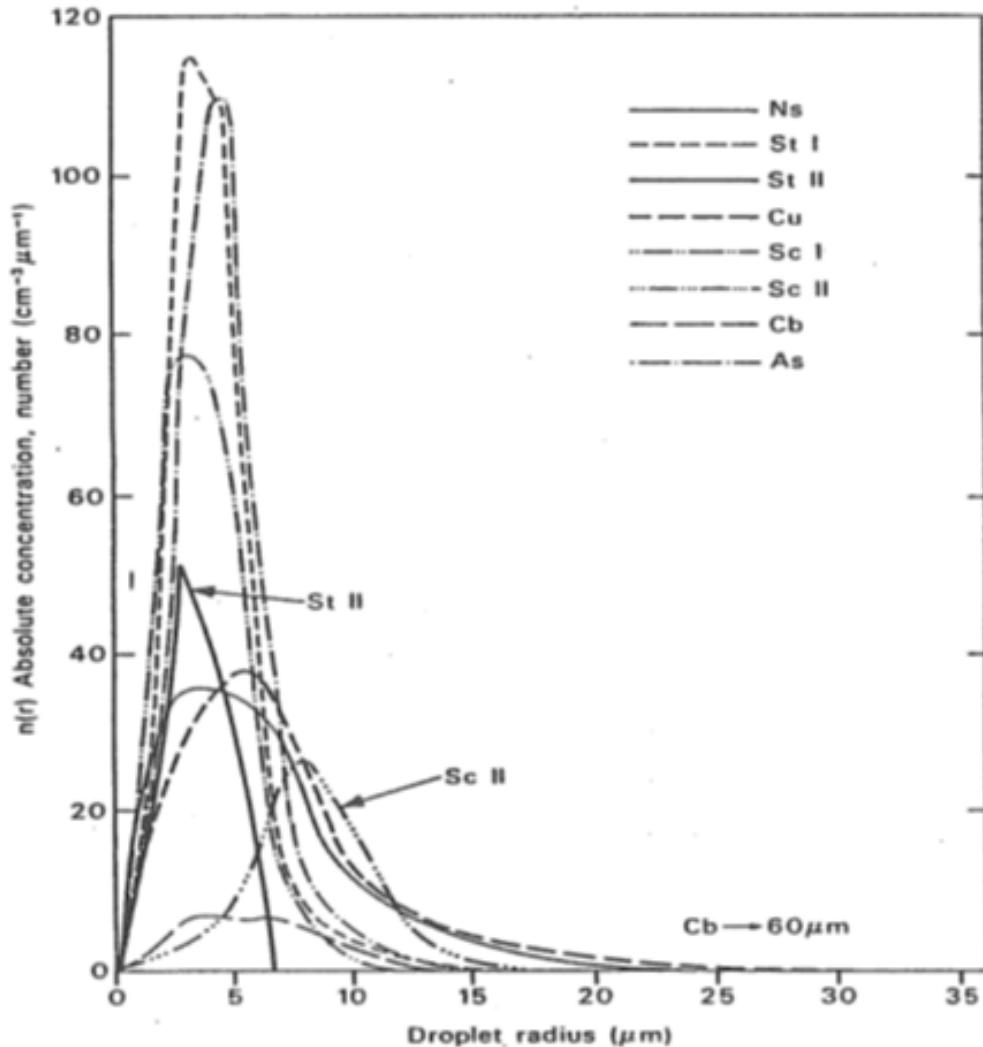
- Deseja-se o volume integral das propriedades de espalhamento.
- A descrição da distribuição do tamanho $n(r)[m^{-4}]$, onde $n(r)dr$ é o numero de concentração de partículas com raio entre r e $r + dr$.
 - O coeficiente de extinção m^{-1} é a integral da seção transversal de extinção de partículas m^2 por unidade de volume

$$\beta_e = \int n(r)\sigma_e(r)dr$$

- Na região óptica geométrica ($r \gg \lambda$) $\sigma_e = 2\pi r^2$, portanto, é apropriado caracterizar o tamanho médio das partículas por

$$Effective\ radius\ r_e = \frac{\int r^3 n(r)dr}{\int r^2 n(r)dr} = \frac{3LWC}{2\rho_l \beta_{e,go}}$$

Como Representar as Propriedades das Nuvens na Grade do Modelos.



- Pode converter o teor de água de prognóstico do modelo em coeficiente de extinção
- Em cada parte do espectro, ω e g são parametrizados em função de r_e
 - 1 τ extinction optical depth
 - 2 θ single scattering albedo
 - 3 ω a função de fase de espalhamento
 - 4 g assymetry parameter
 - 5 f forward scattered fraction

Obtidos através de tabelas de coeficientes pré-calculados para diferentes bandas e raio efetivo de agua líquida e gelo



Brazilian Atmospheric Model



a) Propriedades Óticas de Nuvens (Ebert and Curry, 1992, JGR, 97, 3831-3836)

! extinction optical depth

if($cldn \geq cldmin$. and. $cldn \geq cldeps$)then

$$liq_{tau} = 1000 * cliqwp * \left[abaril + \frac{bbaril}{\text{MAX}(4.2, \text{MIN}(scaleFactor * rel, 16))} \right]$$

Else

$$liq_{tau} = 0.0$$

Endif

! single scattering albedo * tau

$$liq_{tau_w} = liq_{tau} * \text{MIN} [1 - cbaril - dbaril * \text{MIN}(\text{MAX}(4.2, scaleFactor * Rel), 16)), 0.99999]$$

!

! Fator asymmetry parameter

$$w = ebaril * [fbaril * \text{MIN}(\text{MAX}(4.2, scaleFactor * Rel), 16))]$$

! assymetry parameter * tau * w

$$liq_{tau_w_g} = liq_{tau_w} * w$$

! forward scattered fraction * tau * w*w

$$liq_{tau_w_f} = liq_{tau_w} * w * w$$



(1) Quais são as fontes de incerteza do modelo?



$$\Omega \cdot \nabla I(\Omega) = -\beta_e I(\Omega) + \beta_s \int_{4\pi} P(\Omega, \Omega') I(\Omega') d\Omega' + S(\Omega)$$

Derivada espacial representando quanta radiação está a upstream

Perda por absorção ou espalhando

Ganho através do espalhamento de Radiação espalhada de todas as outras direções

Fonte como emissão térmica

- Radiation is an integral:

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

Dimension	Typical number of quadrature points	How well is this dimension known?	Consequence of poor resolution
Time	1/3 (every 3 h)	At the timestep of the model	Changed climate sensitivity (Morcrette 2000); diurnal cycle (Yang & Slingo 2001)
Angle	2 (sometimes 4)	Well (some uncertainty on ice phase functions)	$\pm 6 \text{ W m}^{-2}$ (Stephens et al. 2001)
Space	2 (clear+cloudy)	Poorly (clouds!)	Up to a 20 W m^{-2} long-term bias (Shonk and Hogan 2009)
Spectrum	100-250	Very well (HITRAN database)	Incorrect climate response to trace gases?

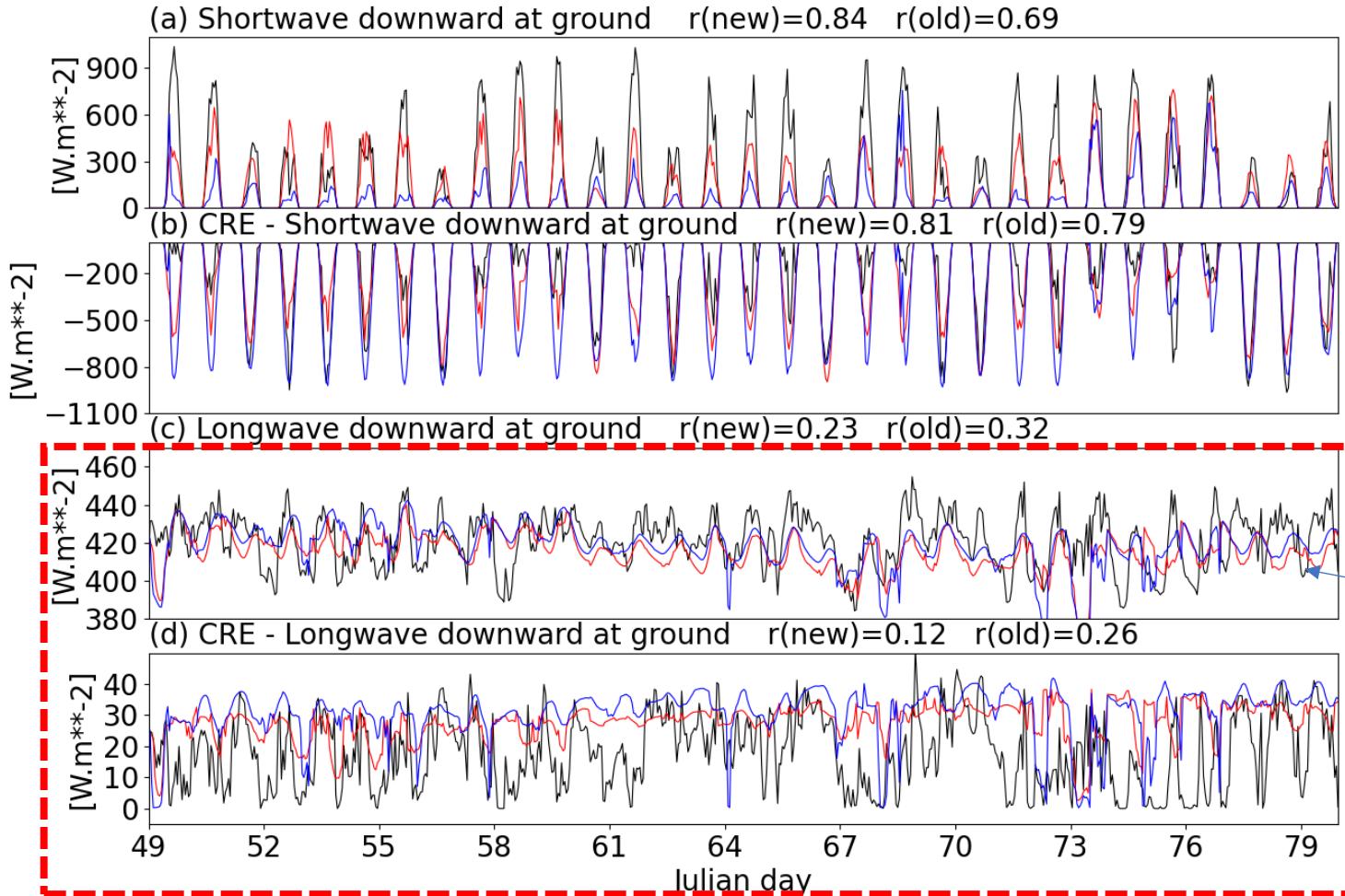
(1) Quais são as fontes de incerteza do modelo?

E2: Fluxos de radiação de onda longa e onda curta



Figura 5.4 - Série temporal dos fluxos de radiação e efeito radiativo de nuvens (CRE) para o período da IOP1 do GoAmazon 2014/15. Simulações utilizando os dados do SAM como forçantes de larga escala.

Observed — CFRM_exp — CFRM_ctl



Mesmos com esquemas sofisticados não conseguimos resolver o problema da interação da radiação com nuvens.

Principalmente no comprimento de onda da radiação térmica (terrestre) devido a nebulosidade.

