

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAIBA
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
CURSO DE MESTRADO EM METEOROLOGIA

TESTES DE UM MODELO DE PROPAGAÇÃO DE
RADIAÇÃO SOLAR EM ATMOSFERA DE MÚLTIPLAS
CAMADAS

JUAREZ DANTAS DE SOUZA

CAMPINA GRANDE
AGOSTO DE 1995

JUAREZ DANTAS DE SOUZA

TESTES DE UM MODELO DE PROPAGAÇÃO DE
RADIAÇÃO SOLAR EM ATMOSFERA DE MÚLTIPLAS
CAMADAS

DISSERTAÇÃO APRESENTADA AO
COLEGIADO DO CURSO DE MESTRADO
EM METEOROLOGIA DA UNIVERSIDADE
FEDERAL DA PARAIBA, EM CUMPRIMENTO
ÀS EXIGÊNCIAS PARA A OBTENÇÃO DO
GRAU DE MESTRE

ÁREA DE CONCENTRAÇÃO: *RADIAÇÃO NA ATMOSFERA E
SENSORIAMENTO REMOTO*

DISSERTAÇÃO ORIENTADA PELO PROF. Dr. *JUAN CARLOS CEBALLOS*

CAMPINA GRANDE PB
AGOSTO DE 1995



S719t Souza, Juarez Dantas de.
Testes de um modelo de propagação de radiação solar em atmosfera de múltiplas camadas / Juarez Dantas de Souza. - Campina Grande, 1995.
74 f.

Dissertação (Mestrado em Meteorologia) - Universidade Federal da Paraíba, Centro de Ciências e Tecnologia, 1995.
Referências.
"Orientação : Prof. Dr. Juan Carlos Ceballos".

1. Radiação Solar. 2. Atmosfera - Radiação. 3. Sensoriamento Remoto. 4. Meteorologia. 5. Dissertação - Meteorologia. I. Ceballos, Juan Carlos. II. Universidade Federal da Paraíba - Campina Grande (PB)

CDU 551.521.1(043)

TESTES DE UM MODELO DE PROPAGAÇÃO DE RADIAÇÃO SOLAR EM ATMOSFERA DE
MÚLTIPLAS CAMADAS.

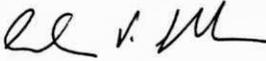
JUAREZ DANTAS DE SOUZA

DISSERTAÇÃO APROVADA EM 18/08/95


JUAN CARLOS CEBALLOS
Orientador


EDUARDO JORGE DE BRITO BASTOS

Membro


ARTÊMIO PLANA FATTORI
Membro

CAMPINA GRANDE
AGOSTO - 1995

DEDICATÓRIA

A
meus filhos Karcius e Kelly, e
Socorro, minha esposa

AGRADECIMENTOS

Aos professores: *Enilson Palmeira* e *Pedro Vieira*, pelo tratamento cordial, incentivos e a sinceridade demonstrada nos nossos relacionamentos.

Aos professores: *Jose Oribe Aragão*, *Regina Aragão* e *Celia Campos* pela a atenção que me foi dada no nosso relacionamento professor aluno.

Em especial ao professor Dr. *Juan Carlos Ceballos*, pela orientação sempre precisa e presente neste trabalho, pelo credito de confiança em min e incentivos durante todo curso.

RESUMO

O presente trabalho implementa um modelo de transferência de radiação solar (espectro visível) numa atmosfera estratificada em 16 camadas. O esquema tem estrutura estocástica onde os fótons difusos realizam um passeio aleatório na atmosfera até atingir um estado absorvente (no céu, numa camada ou no solo). O formalismo associado (uma cadeia de Markov de primeira ordem) permite o cálculo de refletância planetária, de irradiância global à superfície e de taxas de absorção em cada camada.

Os dados básicos necessários para a implementação são a refletância, a absorptância e a transmitância, para radiação direta e difusa, em cada camada. Estes parâmetros foram avaliados mediante aproximação delta-SS de dois fluxos.

Os resultados foram comparados com os de outros trabalhos já publicados, aplicados à situações padrão (haze-L, Cúmulus C.1, atmosfera Rayleigh com e sem zônio, atmosfera média tropical de McCLATCHEY). Verifica-se boa precisão do modelo ao avaliar refletância planetária e irradiância global à superfície. As principais vantagens do modelo utilizado são: estrutura simples, adaptação para um número arbitrário de camadas e boa precisão.

ABSTRACT

A computer procedure was developed for assessing solar radiation transfer in the visible spectrum through stratified atmosphere of sixteen layers. Radiation transfer is described assuming a stochastic point of view (diffuse photons perform in a random walk in the atmosphere until reaching absorption states at sky, within a layer or in the ground). The associate formalism (a first order Markov chain) allows to assess planetary reflectance, global irradiance at the surface and absorption rate in each layer in terms of final probabilities for each state.

The basic data used by the procedure are reflectance and transmittance in each layer (for direct and diffuse radiation). These parameters are evaluated by using SS two-flux approximation (SS = hemispheric isotropy), as well as its delta-version for the case of vary asymmetric phase function.

The resulting model was checked though comparison with other works considered "exact" applied to standard atmospheric profiles (haze-L, Deirmendjian cumulus C1, Rayleigh atmosphere with and without ozone, McClatchey's tropical atmosphere). Reliable results are found for estimates of planetary reflectance, net irradiance profile and global irradiance reaching the ground. The main advantages of the procedure are their simple structure, easy adaptation to any number of layers and fair accuracy.

SÍMBOLOS MAIS USADOS

- A - absorvância de uma camada.
As - albedo da superfície.
Ap - albedo planetário.
b - fração de retroespalhamento.
 $d\Omega$ - elemento de ângulo sólido.
f - "peso" da δ -Dirac em aproximações- δ da função de fase.
 F^{\pm} - probabilidades condicionais de propagação no modelo estocástico
 $F(a, r, t), 0$ - probabilidades de absorvância, refletância e transmitância para a radiação difusa em uma camada.
g - fator de assimetria.
L - radiância
 $M_{dr} = \mu_0 S_{\lambda}(\tau)$ - irradiância solar direta.
 M_{df} - irradiância difusa.
 M^{\pm} - irradiâncias difusas, M^+ é ascendente e M^- descendente.
 M_g - irradiância global.
 M_L - saldo de irradiância.
P - pressão atmosférica.
R - refletância de uma camada.
 r_p - refletância planetária.
 r_s - refletância do solo.
 $S_{0,\lambda}$ - fluxo solar (monocromático) no topo da atmosfera.
 $S_{\lambda}(\tau) = S_{0,\lambda} \exp(-\tau/\mu_0)$ - fluxo solar (monocromático) direcional.
T - transmitância de uma camada.
w - caminho óptico.
Z - ângulo zenital.
 β - coeficiente linear de atenuação.
 ϕ - ângulo azimutal.
 λ - comprimento de onda.
 φ - probabilidades absolutas para a propagação de radiação difusa no modelo estocástico
 κ - coeficiente "mássico" de atenuação.
 μ - cosseno do ângulo zenital.

$\mu_0 = \cos Z.$

ω - albedo simples para uma única interação.

ν - frequência de radiação.

Ψ - irradiância relativa a incidente no topo da atmosfera.

ρ - densidade.

σ - seção eficaz.

τ - profundidade óptica.

Ω - direção espacial (vetor unitário).

Ω' - direção de incidência numa função de fase.

$\Pi_{t,r,a}$ - probabilidades finais de propagação de radiação.

SUMÁRIO

Dedicatória.....	II
Agradecimentos.....	III
Resumo.....	IV
Abstract	V
Simbologia mais usada.....	VI
CAPÍTULO 1- INTRODUÇÃO E OBJETIVOS.....	1
CAPÍTULO 2 - APROXIMAÇÕES DE DOIS FLUXOS. DEFINIÇÕES, CONCEITO E TEORIA.	
2.1 - Alguns conceitos preliminares	3
2.2 - A propagação no espectro solar.	7
2.3 - Aproximações de dois fluxos.	10
2.3.1 - Isotropia Hemisférica.	14
2.3.2 - aproximação de Eddington.	14
2.3.3 - Aproximações delta.	17
2.4 - Modelo de várias camadas	18
2.5 - Modelo estocástico.....	18
2.5.1 - O conceito estocástico.....	19
2.5.2 - Interpretação microscópica da lei de BEER.	19
2.5.3 - Camada única.....	20
2.5.4 - Camadas múltiplas.....	21
CAPÍTULO 3 - APROXIMAÇÃO DE DOIS FLUXOS: SOLUÇÕES E PARAMETRIZAÇÕES EM CAMADAS HOMOGÊNEA.	
3.1 - Solução clássica para uma camada homogênea.....	25
3.1.1 - Atmosfera não conservativa.	25
3.1.2 - Atmosfera conservativa... ..	26
3.2 - Solução com conotação probabilística.....	27
3.2.1 - Probabilidades para incidência de fótons difusos..	27
3.2.2 - Probabilidades totais.....	28
3.3- Parametrizações.	32
3.3.1 - Camada limpa e seca (Atmosfera Rayleigh).....	32
3.3.2 - Camada coma presença de O ₃ (ozônio).	33
3.3.3 - Camada com a presença de aerossóis	35
3.3.4 - Vapor.....	37
3.3.5 - Nuvens stratiformes	37
3.3.5.1 - Cobertura parcial de nuvens.	38
3.3.5.2 - Propriedades ópticas das nuvens.	39
CAPÍTULO 4 - O MODELO PROPOSTO	
4.1 - Método de cálculo.....	43
CAPÍTULO 5 - APLICAÇÕES DO MODELO	
5.1 - Aplicação em uma névoa seca.....	49
5.2 - Aplicação em um cumulus Cl.....	53
5.3 - Aplicação em atmosfera limpa e seca.....	54
5.4 - Aplicação em atmosfera limpa e seca incluindo ozônio...	56
5.5 - Inclusão de aerossóis.....	58
5.6 - Caso com cobertura parcial de nuvens estratiformes....	61
CAPÍTULO 6- CONCLUSÕES E SUGESTÕES.....	69
BIBLIOGRAFIA.....	71

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO E OBJETIVOS

A radiação solar é uma fonte de energia de muita influência nos processos atmosféricos. As variações no balanço de radiação são fundamentais nos processos atmosféricos e terrestres, alterando por, exemplo, a temperatura à superfície, o perfil da taxa vertical de aquecimento e a circulação atmosférica.

A propagação da radiação solar na atmosfera é considerada um fenômeno relativamente complexo, em particular quando se pensa na sua possível inclusão em modelos de circulação atmosférica. Neste contexto os denominados "métodos de dois fluxos" surgem como uma alternativa simplificadora de cálculo (STEPHENS, 1984).

CEBALLOS (1986) desenvolveu um modelo de dois fluxos para a radiação solar com perspectiva estocástica, isto é, considerando em termos de probabilidades os fluxos de radiação produzidos a partir da incidência de fótons no topo da atmosfera. Como será descrito mais adiante, um modelo estocástico apresenta características simplificadoras interessantes do ponto de vista de cálculo de fluxos de irradiâncias.

O modelo permite a introdução de sistemas descontínuos (como exemplo: campos de nuvens), além de evidenciar as interações entre os diversos elementos componentes da atmosfera. A determinação de perfis verticais de taxas de aquecimento ou resfriamento, a partir de situações climáticas previamente conhecidas, é uma consequência do modelo.

O presente trabalho tem como objetivo implementar um modelo estocástico de dois fluxos para uma atmosfera de 16 camadas, procurando preservar a simplicidade e precisão nos cálculos referentes a estimativa e absorção de radiação em cada

camada. Entretanto, sua aplicação ficará restrita ao intervalo espectral visível, ou seja, aproximadamente $\lambda: (0,3-0,7\mu\text{m})$.

No capítulo 2, comenta-se os conceitos básicos envolvidos no processo de transferência radiativa. No capítulo 3, apresenta-se as soluções para modelos de dois fluxos enfatizando a solução de CEBALLOS (1986); também são feitas as parametrizações necessárias para aplicação do modelo. No capítulo 4, apresenta-se a estrutura do modelo com base nos conceitos do capítulo 2 e nas soluções do capítulo 3.

Finalmente, no capítulo 5 são feitas comparações com resultados de outros modelos publicados na literatura recente.

CAPÍTULO 2

APROXIMAÇÕES DE DOIS FLUXOS, DEFINIÇÕES, CONCEITOS E TEORIA

2.1 ALGUNS CONCEITOS PRELIMINARES

Nesta seção são definidas variáveis e parâmetros que serão utilizados no presente trabalho. As definições correspondem a grandezas "monocromáticas, eventualmente variáveis com o comprimento de onda (λ) da radiação solar.

A *lei de BEER-BOUGUER-LAMBERT*, à qual passaremos a nos referir apenas como a "Lei de BEER", descreve a atenuação do fluxo solar direto com relação à profundidade óptica (τ) da atmosfera (estratificada verticalmente), na forma

$$S_{\lambda}(\tau) = S_{0,\lambda} \exp(-\tau/\mu_0) \quad (2.1)$$

onde $S_{\lambda}(\tau)$ é o fluxo monocromático direcional e $S_{0,\lambda}(0)$ o fluxo específico monocromático incidente no topo da atmosfera; μ_0 é o ângulo de incidência definido por: $\mu_0 = \cos Z$, onde Z é o ângulo zenital do sol; τ é a profundidade óptica definida ao longo de um trajeto vertical entre uma altitude z e o topo da atmosfera, onde

$$\tau = \int_z^{\infty} \beta_e(s) ds. \quad (2.2)$$

Nesta equação,

$$\beta_e = \beta_a + \beta_s = \text{coeficiente de extinção.}$$

β_a = coeficiente de absorção.

β_s = coeficiente de espalhamento (scattering).

As quantidades β_a e β_s são, geralmente, funções da posição s , e dependem do comprimento de onda λ (LENOBLE, 1985).

A **espessura óptica** pode ser calculada por

$$\tau = \int_0^s \beta_e(s) ds = \int_0^s \kappa \rho ds = \int_0^s \kappa dw, \quad (2.3)$$

onde definimos dw = "caminho óptico" e κ = "coeficiente mássico de atenuação", sendo: $\kappa = \beta/\rho$ e ρ = densidade (massa/unid. de volume).

A **posição de um ponto** Q é definida por um vetor $\mathbf{r}(x, y, z)$; a direção de propagação de radiação é definida pelo vetor unitário $\Omega(\alpha, \beta, \gamma)$. A direção Ω é caracterizada por um ângulo Z (ângulo zenital) com o eixo z , onde $\mu = \cos Z$, e o ângulo azimutal ϕ ; considerar-se-á que se $\mu > 0$ a radiação é descendente e, se $\mu < 0$ a radiação é ascendente.

Dois parâmetros importantes para descrever características atmosféricas são;

1) **albedo simples** definido por:

$$\omega = \beta_s/\beta_e \quad (2.4)$$

Quando $\omega = 1$, diz-se que a atmosfera é conservativa, e não conservativa quando $\omega < 1$.

2) **função de fase** $P(\mathbf{r}, \Omega', \Omega)$. Esta função caracteriza o espalhamento por elementos de volume no ponto $Q(\mathbf{r})$, desde uma direção Ω' para outra direção Ω . Sua forma normalizada obedece a relação:

$$\int_{4\pi} P(\mathbf{r}, \Omega', \Omega) d\Omega = 4\pi. \quad (2.5)$$

Considerando a atmosfera como opticamente homogênea, os parâmetros β_a , β_e e P não dependem de \mathbf{r} . Se $P(\mathbf{r}, \Omega', \Omega) = 1$ o

espalhamento é dito isotrópico, o que não acontece na atmosfera real. Usualmente, considera-se que a função de fase depende apenas do ângulo de dispersão $\theta(\Omega', \Omega)$ e, portanto, apresenta simetria axial em torno de Ω' (direção de incidência). Consequentemente é útil seu desenvolvimento conforme a expressão

$$P(\mu^*) = \sum c_k P_k(\mu^*), \quad (2.6)$$

onde: $\mu^* = \cos\theta$, c_k são coeficientes independentes do albedo simples (ω), P_k são polinômios de Legendre em μ^* .

O **fator de assimetria** (g) é definido como o cosseno do ângulo de dispersão θ ponderado com a função de fase, podendo ser avaliado pela expressão

$$g = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} P(\mu, \mu') \mu d\mu = \langle \cos\theta \rangle \quad (2.7)$$

onde: $\mu = \cos\theta$. Note-se que para uma função de fase pouco assimétrica $g \ll 1$.

A **fração de retroespalhamento** ("backscattered fraction"), $b(\mu')$. Este parâmetro corresponde à probabilidade de que a partir de uma direção $\Omega'(\mu' > 0, \phi')$, dado que tenha ocorrido um espalhamento, a direção final $\Omega(\mu < 0, \phi)$ se encontre no hemisfério superior. A fração de retroespalhamento é avaliada por

$$b(\Omega') = \frac{1}{4\pi} \int_{2\pi} P(\Omega', \Omega) d\Omega = b(\mu'). \quad (2.8)$$

Por construção a função $b(\Omega')$ depende apenas de μ' e não de ϕ , podendo ser escrita na forma

$$b(\mu') = \frac{1}{2} \int_0^1 \tilde{P}(\mu, \mu') d\mu \quad (2.9)$$

onde, conforme CEBALLOS (1988)

$$\tilde{P}(\mu, \mu') = \sum_{n=0}^{\infty} c_n P_n(\mu) P_n(\mu') \quad (2.10)$$

sendo \tilde{P} a média azimutal de $P(\Omega', \Omega)$, e os P_n polinômios de Legendre de grau n .

$L_\lambda(\mathbf{r}, \Omega)$ = **radiância espectral** no ponto definido pelo vetor \mathbf{r} com propagação de radiação na direção Ω , é o fluxo por unidade de comprimento de onda, por unidade de ângulo sólido e por unidade de área normal a Ω .

$J_\lambda(\mathbf{r}, \Omega)$ = **função fonte espectral**, definida por:

$$J_\lambda(\mathbf{r}, \Omega) = \frac{\omega(\mathbf{r})}{4\pi} \int_0^{\pi} L_\lambda(\mathbf{r}, \Omega') P(\Omega', \Omega) d\Omega'. \quad (2.11)$$

onde Ω' se refere à direção de incidência e Ω à direção de dispersão. Esta função representa a contribuição do campo de radiação transferindo energia de todas as direções (Ω') para a direção Ω . Esta forma da função fonte não inclui o caso de existência de emissão de radiação, e portanto é adequada para o espectro solar.

As grandezas L_λ , J_λ , $S_{0,\lambda}$ e as irradiâncias M_λ avaliadas neste trabalho são densidades espectrais (referem-se a fluxos por unidade de comprimentos de onda). Visando simplificar expressões matemáticas, no que segue o índice λ será omitido nas grandezas L_λ , J_λ e M_λ . Todavia, ele continuará a ser utilizado explicitamente para as variáveis $S_{0,\lambda}$ e S_λ .

Definimos por $M_L(\mathbf{r})$, a **irradiância líquida** no ponto $Q(\mathbf{r})$ no eixo vertical, sendo:

$$M_L(\mathbf{r}) = M^+(\mathbf{r}) - M^-(\mathbf{r}) \quad (2.12)$$

onde: $M^+(\mathbf{r})$ e $M^-(\mathbf{r})$ são as irradiâncias (difusas) descendente e ascendente respectivamente, numa atmosfera estratificada verticalmente.

A **irradiância global** $M_G(\tau)$ que chega na base da atmosfera compreende uma parte difusa $M_{df}^+(\tau)$ e outra direta $M_{dr}^+(\tau) = \mu_0 S_\lambda(\tau)$.

A **refletância** "R" de uma superfície é definida como a taxa entre a irradiância refletida $M^-(\tau)$ e a incidente $M^+(\tau)$ ou seja;

$$R = \frac{M^-(\tau)}{M^+(\tau)}. \quad (2.13)$$

No topo da atmosfera tem-se:

$$R_p = \frac{M^-(0)}{\mu_0 S_{0,\lambda}}, \quad (2.14)$$

onde $S_{0,\lambda}$ é o fluxo monocromático incidente no topo da atmosfera.

A **transmitância** da atmosfera " $T(\mu_0)$ " é definida por:

$$T(\mu_0) = \frac{M_g(\tau)}{\mu_0 S_{0,\lambda}} = T_{df} + T_{dr} \quad (2.15)$$

onde $T_{df} = \frac{M^+(\tau)}{\mu_0 S_{0,\lambda}}$ é a transmitância difusa e $T_{dr} = \exp(-\tau/\mu_0)$ é

a transmitância direta.

2.2 - A PROPAGAÇÃO DE RADIAÇÃO NO ESPECTRO SOLAR

A propagação da radiação solar monocromática na atmosfera é descrita pela equação de SCHWARZSCHILD (LIOU, 1980), cuja estrutura matemática é bastante complexa. Esta equação permite descrever detalhadamente a distribuição espacial da absorção e do espalhamento de radiação, entretanto, para variados fins é suficiente o conhecimento da irradiância (fluxo por unidade de área). No caso de uma atmosfera estratificada, a equação de SCHWARZSCHILD pode ser reduzida a aproximações de dois fluxos (veja seção 2.4), as quais descrevem a transferência de um fluxo ascendente e de outro descendente.

CHANDRASEKHAR (1950) formalizou a equação de SCHWARZSCHILD na seguinte forma

$$\frac{\partial L}{\partial \tau_{\Omega}} = -L + J \quad (2.16)$$

sendo J a função fonte definida na eq.(2.11), e τ_{Ω} expressa a espessura óptica na direção Ω .

Considerando uma atmosfera estratificada, a eq.(2.16) pode ser escrita na forma (LENOBLE,1985)

$$\mu \frac{\partial L(\tau, \Omega)}{\partial \tau} = -L(\tau, \Omega) + J(\tau, \Omega). \quad (2.17)$$

A radiância pode ser separada numa componente direta (L_{dr}) e outra difusa (L_{df}). A radiância direta propaga-se na direção Ω_0 , atenuando-se segundo a lei de Beer:

$$L_{dr}(\tau, \Omega) = L(0, \Omega_0) \exp(-\tau/\mu_0),$$

$$L(0, \Omega_0) = S_{0\lambda} \delta(\Omega_0, \Omega),$$

com δ = função delta de Dirac. Introduzindo-se esta definição na Eq.(2.17), obtem-se uma equação de propagação para L_{df} com a função fonte J_{df} definida tal que

$$\mu \frac{\partial L(\tau, \Omega)}{\partial \tau} = -L_{df} + \frac{\omega}{4\pi} \int_{4\pi} L_{df}(\tau, \Omega') P(\tau, \Omega', \Omega) d\Omega' + \frac{\omega}{4\pi} S_{0\lambda} \exp\left(\frac{-\tau}{\mu_0}\right) P(\tau, \Omega_0, \Omega) \quad (2.18)$$

onde $\mu_0 = \cos Z$, Z é o ângulo zenital dos raios solares diretos (CEBALLOS 1986).

A solução da Eq.(2.18) pode ser obtida decompondo-a em dois fluxos de radiância L^+ e L^- , os quais especificam a radiância monocromática para $\mu > 0$ (descendente) e $\mu < 0$ (ascendente) respectivamente, com as seguintes condições de contorno:

$$1) L^+(0, \Omega) = 0, \quad (2.19a)$$

que corresponde a ausência de radiação difusa incidente no topo da atmosfera e,

$$2) \int_{-2\pi} \mu L^-(\tau_s, \Omega) d\Omega = \int_{+2\pi} r_s \mu L^+(\tau_s, \Omega) d\Omega \quad (2.19b)$$

que corresponde a radiação refletida pelo solo, sendo r_s a refletância do mesmo e τ_s a profundidade óptica da atmosfera. Se for considerada a terra como um corpo negro ($r_s=0$) tem-se:

$$1) L^+(0, \Omega) = 0, \quad (2.20a)$$

$$2) L^-(\tau, \Omega) = 0, \quad (2.20b)$$

A atmosfera do tipo RAYLEIGH (ar "limpo e seco") tem sido bastante estudada com relação às propriedades de transmitância e reflexão. CHANDRASEKHAR (1950) desenvolveu uma solução geral exata da Eq.(2.18) para o caso de uma atmosfera estratificada. Posteriormente DEIRMENDJIAN & ZEKERA (1954) aplicaram essa solução a uma atmosfera RAYLEIGH, para determinar a irradiância solar global à superfície como função da espessura óptica, do ângulo zenital e do comprimento de onda. COULSON (1959) utilizou-se das mesmas soluções para estimar refletância planetária. LACIS & HANSEN (1974) utilizaram métodos "exatos" para resolver a equação de transferência em atmosferas modelos, interpolando os resultados com fórmulas simplificadas. Para avaliar diversos parâmetros (por exemplo; refletância planetária, absorção por vapor d'água, etc.)

A propagação da radiação solar em atmosferas com perfis mais complicados (incluindo efeitos de aerossóis e gases atmosféricos) tem sido estudada por vários pesquisadores, gerando numerosos métodos de solução da Eq.(2.18).

A atenção do presente trabalho está voltada aos denominados "métodos de dois fluxos", que reduzem a Eq.(2.18) a um par de irradiâncias (ascendente e descendente, respectivamente), tendo evidenciado simplicidade de cálculo dentro de margens razoáveis de precisão. Na seção seguinte descreve-se os fundamentos básicos destas aproximações. Na seção seguinte descreve-se os fundamentos básicos destas aproximações.

2.3 - APROXIMAÇÕES DE DOIS FLUXOS.

As aproximações de dois fluxos consistem na solução da equação de transferência de radiação por integração do campo de radiância em dois fluxos verticais, correspondente às irradiâncias no hemisfério superior ($M_g = M^+ + M_{dr}$; $\mu > 0$) e inferior (M^- ; $\mu < 0$), sendo M_g a irradiância global, $M_{dr} = \mu_0 S_\lambda(\tau)$ a direta e M^\pm as difusas.

As aproximações de dois fluxos são apresentadas em muitos trabalhos (SHETTLE & WEINMAN, 1970; LIOU, 1974; MEADOR & WEAVER, 1980; STEPHENS, 1984; LENOBLE, 1985; FILYUSHKIN et al 1994, etc.). Suas soluções impõem algumas condições básicas tais como:

1) considerar a atmosfera estratificada em camadas horizontais, com irradiância incidente $M_g(0)$ no topo da atmosfera dada por:

$$M_g(0) = \mu_0 S_{0,\lambda}. \quad (2.21)$$

onde $\mu_0 = \cos Z$.

2) a atenuação de fluxo específico monocromático obedece a lei de Beer:

$$S_\lambda(\tau) = S_{0,\lambda} \exp(-\tau/\mu_0).$$

3) da radiação atenuada por unidade de volume, resulta uma fração absorvida $(1-\omega)$ e outra dispersada ω .

A radiância difusa "L" gerada propaga-se com irradiâncias M^+ para baixo e M^- para cima, onde:

$$M^\pm(\tau) = \int_{\pm 2\pi} \mu L(\mu, \Omega) d\Omega = 2\pi \int_0^1 \mu \tilde{L}(\tau, \pm\mu) d\mu \quad (2.22)$$

com \bar{L} = média azimutal da radiância.

4) As condições de contorno no topo $M^+(0)$ e na base da atmosfera $M^-(\tau_s)$ (Fig. 2.1) são:

$$M^+(0)=0, \quad M^-(\tau_s) = r_s M_g(\tau_s) \quad (2.23)$$

onde τ_s é a espessura óptica vertical total da atmosfera e r_s a refletância do solo.

O sistema solo-atmosfera apresenta uma irradiância refletida pela atmosfera $M^-(0)$, refletância planetária R_p e irradiância absorvida pelo solo M_{abs} , tais que:

$$M^-(0) = \mu_0 S_{0,\lambda} R_p \quad (2.24)$$

$$M_{abs} = (1 - r_s) M_g(\tau_s). \quad (2.25)$$

Para uma atmosfera conservativa a relação entre o fluxo total incidente no topo da atmosfera $S_\lambda(0)$ e as frações absorvidas, é:

$$S_\lambda(0) = M^-(0) + M_{abs} \quad (2.26)$$

A solução geral para o método de dois fluxos apresenta-se na seguinte forma (CEBALLOS, 1986);

$$\frac{dM^+(\tau)}{d\tau} = -\frac{[1-\omega(1-\hat{b}^+)]}{\hat{\mu}^+} M^+(\tau) + \frac{\omega \hat{b}^-}{\hat{\mu}^-} M^-(\tau) + \omega S_\lambda(\tau)(1-b_0) \quad (2.27a)$$

$$\frac{dM^-(\tau)}{d\tau} = -\frac{\omega \hat{b}^+}{\hat{\mu}^+} M^+(\tau) + \frac{[1-\omega(1-\hat{b}^-)]}{\hat{\mu}^-} M^-(\tau) - \omega b_0 S_\lambda(\tau) \quad (2.27b)$$

onde $b_0 = b(\mu_0)$, e

$$\hat{\mu}^{\pm}(\tau) = \frac{\int_0^1 \mu L(\tau, \pm\mu) d\mu}{\int_0^1 L(\tau, \pm\mu) d\mu}, \quad \hat{b}^{\pm}(\tau) = \frac{\int_0^1 b(\mu) L(\tau, \pm\mu) d\mu}{\int_0^1 L(\tau, \pm\mu) d\mu} \quad (2.28)$$

Nestas expressões, $\hat{\mu}$ e \hat{b} são o cosseno médio (hemisférico) de orientação de raios solares e fração de retroespalhamento média, nesta ordem, ponderados com a distribuição angular das radiâncias difusas. Fazendo:

$$\alpha_{11} = \frac{[1 - \omega(1 - \hat{b}^+)]}{\hat{\mu}^+}, \quad \alpha_{12} = \frac{\omega \hat{b}^+}{\hat{\mu}^-}, \quad \alpha_{21} = \frac{\omega \hat{b}^+}{\hat{\mu}^+}, \quad \alpha_{22} = \frac{[1 - \omega(1 - \hat{b}^-)]}{\hat{\mu}^-}, \quad (2.29)$$

pode-se escrever as equações (2.27) na forma:

$$\frac{d}{d\tau} \begin{bmatrix} M^+ \\ M^- \end{bmatrix}(\tau) = \begin{bmatrix} -\alpha_{11} & \alpha_{12} \\ -\alpha_{21} & \alpha_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} M^+ \\ M^- \end{bmatrix}(\tau) + \omega S_{\lambda}(\tau) \begin{bmatrix} 1 - b_0 \\ -b_0 \end{bmatrix}. \quad (2.30)$$

Assim como as irradiâncias M^{\pm} os parâmetros \hat{b}^{\pm} , $\hat{\mu}^{\pm}$, b_0 e ω são funções de τ (espessura óptica).

A fração de retroespalhamento $b(\mu')$, numa aproximação de primeira ordem, tem a forma

$$b(\mu') = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{3}{2} g \mu' \right). \quad (2.31)$$

Substituindo-se essa expressão nas Eqs.(2.29), pode-se representar os coeficientes α_{ij} segundo aproximações de primeira ordem

$$\alpha_{11}^{(1)} = \frac{1 - \frac{\omega}{2} [1 + \frac{3}{2} g \hat{\mu}^+]}{\hat{\mu}^+}, \quad \alpha_{12}^{(1)} = \frac{\frac{\omega}{2} [1 - \frac{3}{2} g \hat{\mu}^-]}{\hat{\mu}^-},$$

$$\alpha_{21}^{(1)} = \frac{\frac{\omega}{2} [1 - \frac{3}{2} g \hat{\mu}^+]}{\hat{\mu}^+}, \quad \alpha_{22}^{(1)} = \frac{1 - \frac{\omega}{2} [1 + \frac{3}{2} g \hat{\mu}^-]}{\hat{\mu}^-}, \quad (2.32)$$

A Eq. (2.30) é a expressão geral do método de dois fluxos, e deve fornecer uma solução exata para a equação de transferência de irradiância. A solução depende das condições de contorno (2.23) e de conhecer exatamente a variação dos coeficientes α_{ij} com τ , o que não é possível (desde que $\tilde{L}(\tau, \mu)$ não é conhecida a priori), de forma que os parâmetros \hat{b}^\pm , $\hat{\mu}^\pm$ e os coeficientes α_{ij} são parametrizados e geralmente supõe-se que sejam constantes. Com a introdução das expressões (2.32) a solução do sistema (2.30) é apenas uma aproximação das irradiâncias reais.

MEADOR & WEAVER (1980), STEPHENS (1984), LENOBLE (1985), KING & HARSHVARDHAN (1986) e FILYUSHKIN *et alii* (1994) comentam uma extensa lista de aproximações de dois fluxos.

A aplicação para várias camadas foi utilizada por diversos autores. Entretanto, LIOU (1980) afirma que este método pode induzir erros apreciáveis, quando aplicado a muitas camadas atmosféricas com pequena espessura óptica.

A seguir comenta-se os modelos denominados de "isotropia hemisférica" (SS) e "Eddington" (EDD). O primeiro é o mais simples, e o segundo é o de melhor aproximação segundo comparações feitas por LENOBLE (1985).

KING & HARSHVARDHAN (1986) comparando o desempenho de diversos modelos em situações específicas, apontam um ótimo comportamento dos modelos SS e EDD. O modelo SS produz ótimos resultados para espessuras ópticas pequenas, sendo por tanto, uma boa escolha para o presente trabalho já que a atmosfera será

dividida em 16 camadas. No entanto, no tratamento de camadas com nuvens poderá ser usado o modelo EDD.

2.3.1 - ISOTROPIA HEMISFÉRICA (MODELO SS).

A versão mais simples das aproximações de dois fluxos, segundo NEIBURGER (1948) e WISCOMBE et al (1976), é a adotada por SCHUSTER e SCHWARZSCHILD em 1905-1906 (aqui denominada de "SS") para aplicação em atmosferas estelares.

O modelo supõe que as radiâncias ascendente e descendente são, cada uma, isotrópicas por hemisfério e função da profundidade óptica. A função de fase também é considerada isotrópica com $P(\mu, \mu') = 1$. Nesse caso, a fração de retroespalhamento resulta $b(\mu) = 1/2$ para todo μ . Este resultado também aparece naturalmente numa atmosfera Rayleigh, apesar da função de fase não ser isotrópica. No caso geral, a hipótese de isotropia hemisférica implica em obter \hat{b}^\pm como simples média de $b(\mu)$ no intervalo; $\mu: (0,1)$, de forma que

$$\alpha_{11} = \alpha_{22} = \frac{1 - \omega(1 - \bar{b})}{\bar{\mu}}, \quad \alpha_{12} = \alpha_{21} = \frac{\omega \bar{b}}{\bar{\mu}}. \quad (2.33)$$

Para um fluxo isotrópico $\hat{\mu}^\pm = \bar{\mu} = 1/2$, e o modelo SS torna-se idêntico ao apresentado por COAKLEY et al (1975).

2.3.2 - A APROXIMAÇÃO DE EDDINGTON (MODELO EDD)

A hipótese de Eddington consiste em supor que as radiâncias difusas L^\pm são funções locais lineares em relação ao cosseno do ângulo zenital. Os coeficientes α_{ij} são

eventualmente função das propriedades ópticas da camada atmosférica.

Conforme SHETTLE & WEINMAN (1970) a aproximação EDD é similar ao método de dois fluxos. Eles supõem simetria axial da radiância difusa na forma

$$L(\tau, \mu) = L_0(\tau) + L_1(\tau)\mu, \quad (2.34)$$

enquanto a função de fase expandida em série de polinômios de Legendre pode ser aproximada pela expressão:

$$P(\theta) = 1 + 3g\cos(\theta), \quad (2.35)$$

onde $\cos\theta = \mu\mu' + (1 - \mu^2)^{1/2}(1 - \mu'^2)^{1/2}\cos(\theta - \theta')$, θ é o ângulo entre o raio de incidência e o de espalhamento de radiância (L). Da integração da Eq. (2.34) resultam as aproximações

$$M^\pm(\tau) \cong \pi(L_0 \pm \frac{2L_1}{3}), \quad (2.36)$$

de onde tem-se

$$2\pi L_0 \cong M^+ + M^-; \quad (2.37)$$

$$4\pi L_1 \cong 3(M^+ - M^-). \quad (2.38)$$

Conforme SHETTLE & WEINMAN (1970) a introdução da Eq. (2.34) na equação de transferência acarreta no seguinte sistema de equações:

$$\frac{dL_1}{d\tau} = -3(1 - \omega)L_0 + \frac{3}{4}\omega S_\lambda(\tau) \quad (2.39a)$$

$$\frac{dL_0}{d\tau} = -(1 - \omega g)L_1 + \frac{3}{4} \omega g \mu_0 S_\lambda(\tau) \quad (2.39b)$$

Aplicando em (2.39) as Eqs.(2.37) e (2.38), obtém-se

$$\frac{dM^+}{d\tau} = -\left[\frac{7}{4} - \omega\left(1 + \frac{3}{4}g\right)\right]M^+ + \left[-\frac{1}{4} + \omega\left(1 - \frac{3}{4}g\right)\right]M^- + \frac{\omega S(\tau)}{2} \left(1 + \frac{3}{2}g\mu_0\right) \quad (2.40a)$$

$$\frac{dM^-}{d\tau} = -\left[\frac{1}{4} - \omega\left(1 - \frac{3}{4}g\right)\right]M^+ + \left[\frac{7}{4} - \omega\left(1 + \frac{3}{4}g\right)\right]M^- - \frac{\omega S(\tau)}{2} \left(1 - \frac{3}{2}g\mu_0\right) \quad (2.40b)$$

CEBALLOS (1988) mostra que as Eqs.(2.40) constituem uma aproximação da expressão

$$\frac{d}{d\tau} \begin{bmatrix} M^+ \\ M^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\alpha_{11} & \alpha_{12} \\ -\alpha_{21} & \alpha_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} M^+ \\ M^- \end{bmatrix} + \omega S_\lambda(\tau) \begin{bmatrix} 1 - b_0 \\ b_0 \end{bmatrix} + 4\pi \begin{bmatrix} \eta^+ \\ \eta^- \end{bmatrix} \quad (2.41)$$

onde M^\pm e b_0 são valores exatos da irradiância e da fração de retroespalhamento $b(\mu_0)$, e os η^\pm são termos de correção. Para uma aproximação de primeira ordem os coeficientes $\alpha_{ij}^{(1)} = \alpha_{ij}(2F)$ do modelo de dois fluxos nas Eqs.(2.32) e os coeficientes $\alpha_{ij}(\text{EDD})$ do modelo EDD obedecem a seguinte relação

$$\alpha_{ij}(\text{EDD}) = \alpha_{ij}(2F) - 1/4, \text{ se } \hat{\mu} = 1/2, \quad (2.42)$$

A aproximação de Eddington supõe a hipótese de $\eta^\pm \approx 0$. A conveniência de se ter a versão exata de $b(\mu_0)$ foi comprovada por MEADOR & WEAVER (1980). Nas Eqs.(2.40) registra-se apenas a aproximação de primeira ordem.

2.3.3 - APROXIMAÇÕES DELTA.

A propagação de radiação numa atmosfera real e em nuvens introduz dificuldades de cálculos nos métodos de dois fluxos, devido ao fato dos aerossóis e gotículas d'água apresentarem funções de fase altamente assimétricas, enquanto os métodos de dois fluxos supõem que os desvios da isotropia sejam pequenos. Para fatores de assimetria elevados, a aproximação de primeira ordem para α_{ij} deixa de ser adequada.

POTTER (1970) utilizou a "aproximação delta" na parametrização da função de fase, procurando minimizar as dificuldades produzidas pelo pico anterior ("forward") da referida função mediante a eliminação desse pico. O critério de POTTER consiste em tratar o espalhamento no interior do pico anterior separadamente, de forma que a função de fase admite uma componente delta de DIRAC (JOSEPH et al, 1976; SCHALLER, 1979) na forma:

$$P(\mu', \mu) \approx 2f\delta(\mu - \mu') + (1-f)P'(\mu', \mu), \quad (2.43)$$

onde $\delta(\mu - \mu')$ é a função delta de Dirac, f é a fração de radiação espalhada no interior do pico "forward" e $P'(\mu, \mu')$ é a função de fase descrevendo a distribuição de radiação espalhada após remoção do pico "forward" (SCHALLER, 1979). Numa aproximação de primeira ordem para a função de fase $P'(\mu', \mu)$ remanescente definida pela Eq. (2.10) tem-se

$$P'(\mu', \mu) = 1 + 3g'\mu\mu' \quad (2.44)$$

onde $3g'$ corresponde ao coeficiente de primeiro grau da expansão de P' , sendo g' o "fator de assimetria". JOSEPH et al (1976) utilizando as aproximações (2.43) e de Eddington para a função de fase de HENYEY-GREENSTEIN obteve o peso $f = g^2$ para a função delta.

Conforme CEBALLOS (1986) a utilização de aproximações- δ é equivalente a introduzir uma mudança de escala na profundidade óptica, no fator de assimetria e no albedo simples, conservando-

se a mesma estrutura do modelo escolhido, seja ele a equação original de SCHWARZSCHILD ou uma aproximação de dois fluxos. Uma vez aplicada a mudança de escala, pode-se então escolher uma aproximação de dois fluxos, por exemplo SS ou EDD. O resultado é uma aproximação δ -SS ou δ -EDD

Os novos valores de τ , ω , g são equivalentes a "valores efetivos" e calculados como segue;

$$\tau' = (1 - \omega f)\tau \quad (2.45a)$$

$$\omega' = \frac{(1 - f)\omega}{1 - \omega f} \quad (2.45b)$$

$$g' = \frac{g - f}{1 - f} \quad (2.45c)$$

2.4 - MODELO DE VÁRIAS CAMADAS

O modelo de dois fluxos (2F) pode ser aplicado em uma atmosfera subdividida em N camadas homogêneas. Para tanto forma-se um sistema de 2N equações onde as condições de contorno em uma interface "i" ($i = 1, 2, 3, \dots, n-1$) de duas camadas adjacentes são: $M^+_i(\tau_i) = M^+_{i+1}(\tau_i)$, $M^-_i(\tau_i) = M^-_{i+1}(\tau_i)$. A solução para várias camadas é descrita em SHETTLE & WEINMAN (1970) e ZDUNKOWSKI (1980).

2.5 - MODELO ESTOCÁSTICO

Os modelos utilizados para calcular a propagação da radiação na atmosfera envolvem um número considerável de cálculos, dosados de uma certa complexidade, por isso muitos esforços tem sido feitos em busca de um método simplificado e ao mesmo tempo confiável.

CEBALLOS (1986) apresentou um modelo estocástico de propagação de radiação solar, no qual a atmosfera é dividida em várias camadas. O modelo além de apresentar resultados precisos, apresenta um método de resolução mais simples que outros modelos usados para o mesmo fim. Nele, o passeio aleatório de um fóton difuso que ingressa no topo da camada da atmosfera, termina com sua absorção no solo, ou no céu após ser refletido pela atmosfera, ou na própria atmosfera. O processo de transmissão tem as mesmas características de uma cadeia de Markov de primeira ordem o que possibilita o desenvolvimento de um modelo estocástico.

2.5.1 - O CONCEITO ESTOCÁSTICO

Conforme CEBALLOS (1988), os parâmetros de transmissão e reflexão admitem uma interpretação probabilística. Por exemplo: para um fóton direto que ingressa no topo da atmosfera, R_{dr} é a probabilidade de ser refletido, T_{dr} é a probabilidade de ser transmitido e A_{dr} a de ser absorvido. Da mesma forma a refletância do solo (r_s), pode ser interpretada como sendo a probabilidade de um fóton incidente na camada atmosférica encontrar-se com a superfície e retornar em sentido contrário, assim como $1 - r_s$ é a probabilidade de absorção no impacto com o solo.

2.5.2 - INTERPRETAÇÃO MICROSCÓPICA DA LEI DE BEER.

Uma interpretação microscópica da lei de BEER pode ser analisada conforme a Fig.(2.2) (CEBALLOS,1986).

Um fóton que incide no topo da camada atmosférica ($\tau = 0$), com inclinação Z_j , ao iniciar o seu passeio nessa camada poderá: a) interagir várias vezes sempre mudando de direção a cada interação, até atingir o solo, ser refletido pela

superfície e, em seguida, ser absorvido pela atmosfera (Fig.2.2a). b) interagir na camada atmosférica e voltar para o espaço (Fig.2.2b), e c) após interagir várias vezes no interior da camada atmosférica, ser absorvido pelo solo (Fig. 2.2c). Para um fóton incidente no topo da camada, com inclinação Z_j , que interage N vezes em N pontos distintos distribuídos verticalmente, cuja espessura óptica correspondente a cada ponto em relação ao topo é respectivamente $\tau_0, \tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n$, ao atingir a base da camada a transmissão T é dada por:

$$T = \exp[-\tau_s/\cos Z] \quad (2.46)$$

onde; $\tau_s = (\tau_1 - \tau_0) + (\tau_2 - \tau_1) + \dots + (\tau_n - \tau_{n-1})$ é a espessura óptica total da atmosfera.

A probabilidade de um fóton interagir no nível τ' desde que tenha interagido em τ é:

$$P[v(\tau)/v(\tau')] = \exp[-(\tau - \tau')],$$

onde: $v(\tau)$ é o evento "sobrevivência até o nível τ ". Do ponto de vista probabilístico o deslocamento do fóton pode ser visto como um processo estocástico semelhante a uma cadeia de MARKOV de primeira ordem (CEBALLOS 1986).

Os estados transitórios referentes ao deslocamento do fóton no interior da camada atmosférica são de menor importância. Interessante para nós é o estado final correspondente a absorção do fóton que pode ser no céu, no solo ou na atmosfera.

2.5.3 - CAMADA ÚNICA

A ideia básica para descrever a propagação de fótons através de uma camada atmosférica, está ilustrada na Fig. 2.3 (esquema de propagação de fótons diretos). O fluxo de radiação direta que incide no topo é proporcional ao número de fótons

(N_0) correspondente ao fluxo com inclinação Z_j (ângulo zenital). As frações A_{dr} , R_{dr} , T_{dr} , correspondem respectivamente, a absorptância, refletância e transmitância de radiação direta, pela camada. Enquanto A_{df} , R_{df} , T_{df} correspondem a fluxos de radiação difusa. A transmitância global que atinge a base da camada após incidir de forma direta no topo é: $T_g = T_{df}(dr) + T_{dr}$ (sendo, $T_{df}(dr) =$ transmitância difusa da direta após interação no interior da camada). No caso de incidência de radiação difusa, processa-se de forma semelhante onde $T_g = T_{df}(dr)$. Em cada caso os valores adequados podem ser avaliados mediante resolução de um sistema de duas equações diferenciais lineares, como as equações (2.30), apropriadas para aproximação de dois fluxos.

2.5.4 - CAMADAS MÚLTIPLAS

No caso de propagação em uma atmosfera dividida em várias camadas, o método de dois fluxos fornece condições para calcular as probabilidades de transmissão entre estados transitórios e absorventes de cada camada. O processo se desenvolve segundo uma cadeia de Markov de primeira ordem entre estados transitórios e absorventes, desde que estejam definidos de forma adequada. Pode-se ter dois tipos de probabilidade: 1) probabilidade de estado inicial para um fóton difuso, gerado pela interação de um fóton direto com a atmosfera; 2) probabilidade de transição para fótons difusos. A Fig.(2.4) ilustra a propagação de radiação difusa em uma atmosfera com 16 camadas.

Na Fig.(2.4) a estrutura de transição está indicada na camada 2; as demais têm a mesma configuração. As transições entre dois níveis $I \rightarrow J$ de estados de fótons difusos têm probabilidades T , R , A , conforme seja o caso, adequadas para cada camada. Os estados de 1 a 18 são absorventes; sendo os de números ímpares descendentes e os de números pares ascendentes. O estado inicial de número 49 é um estado especial; ele recebe

radiação difusa do estado 47, e se limita a transmiti-la ao solo (probabilidade $1-r_s$) ou a refletí-la ao estado 50 (probabilidade r_s), onde r_s é a refletância do solo.

Com base num conjunto apropriado de coeficientes T, R, A para cada camada, determina-se uma matriz Q de probabilidades de transição de primeira ordem.

Definimos um vetor inicial de probabilidade P_0 , indicando o conjunto de probabilidades para presença de um fóton difuso no sistema a partir de um fóton direto. Inicia-se então um passeio aleatório descrito pela relação:

$$P_n = P_0 Q^n \rightarrow P_\infty = \Pi = P_0 Q^\infty . \quad (2.47)$$

O vetor Π descreve as probabilidades de estado final (necessariamente absorvente) para o fóton difuso inicial. No caso do modelo de 16 camadas, os estados absorventes são 18, os quais recebem fótons transitórios de 16 estados ascendentes e 16 estados descendentes.

CEBALLOS (1989), observa que as matrizes Q e Q^∞ podem ser representadas na forma (ver também FERNANDEZ (1984), pg. 118):

$$Q = \begin{bmatrix} I & O \\ U & V \end{bmatrix}, \quad Q^\infty = \begin{bmatrix} I & O \\ W & O \end{bmatrix} \quad (2.48)$$

onde $W = (I - V)^{-1}U$.

As Eqs. (2.47) e (2.48) permitem avaliar o vetor Π em função de $\mu = \cos Z$.

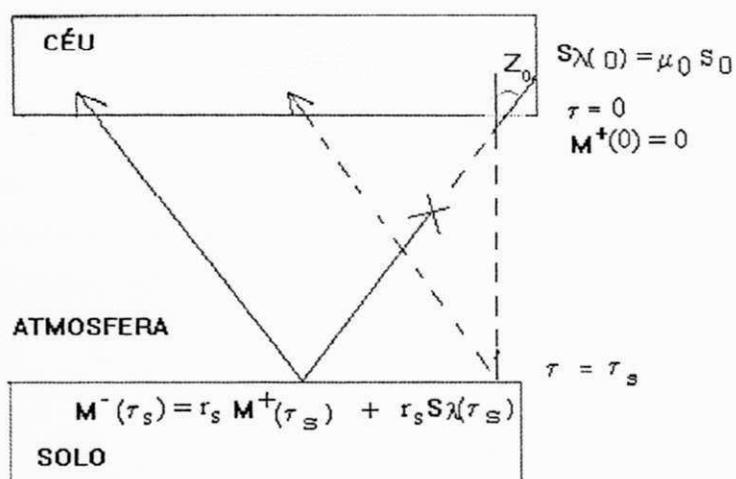


Fig. 2.1: Condições de contorno numa camada atmosférica homogênea.

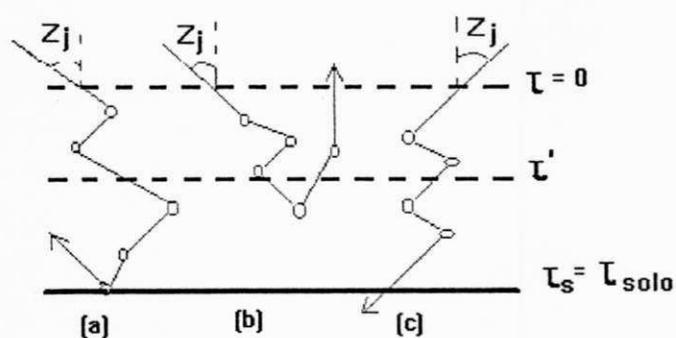


Fig. 2.2: Possíveis trajetórias de um fóton ao ingressar no topo da atmosfera

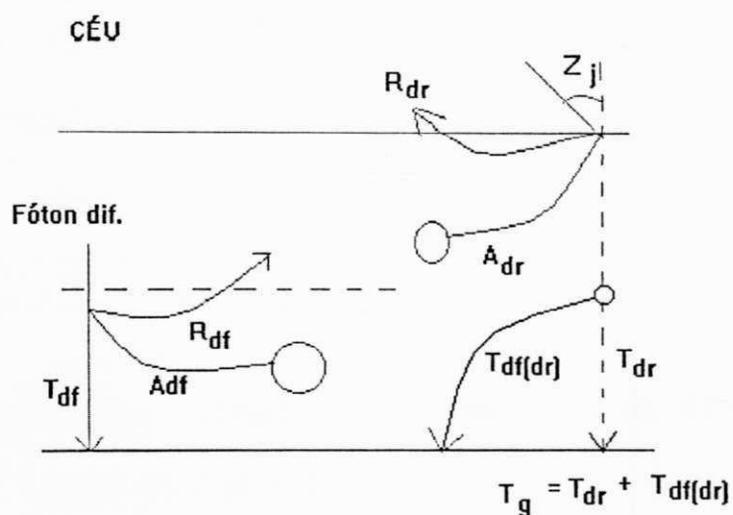


Fig. 2.3: Propagação de radiação direta incidente no topo da camada atmosférica e de radiação difusa incidente em uma camada.

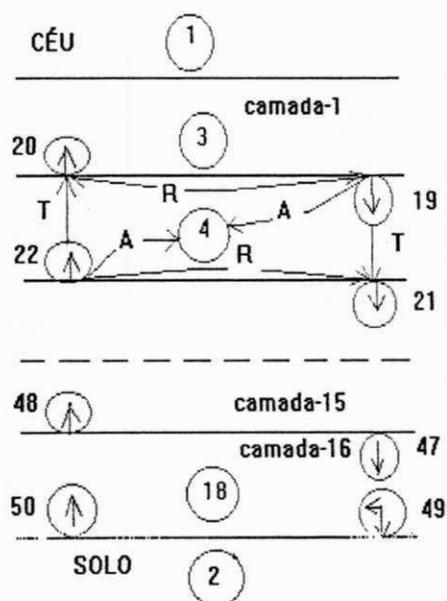


Fig. 2.4: Estados transitórios e absorventes de propagação de radiação numa atmosfera dividida em 16 camadas.

CAPÍTULO 3

APROXIMAÇÕES DE DOIS FLUXOS: SOLUÇÕES E PARAMETRIZAÇÕES EM CAMADAS HOMOGÊNEAS

3.1 - SOLUÇÃO CLÁSSICA PARA UMA CAMADA HOMOGÊNEA

3.1.1 - ATMOSFERA NÃO CONSERVATIVA.

Neste caso os coeficientes α_{ij} no sistema (2.27) são distintos. A solução geral do sistema pode ser apresentada na seguinte forma

$$M^+(\tau) = C_1 e^{K\tau} + C_2 e^{-K\tau} - \gamma_1(\tau) \quad (3.1)$$

$$M^-(\tau) = C_1 \frac{(\alpha_1 + K)}{\alpha_2} e^{K\tau} + C_2 \frac{(\alpha_1 - K)}{\alpha_2} e^{-K\tau} - \gamma_2(\tau), \quad (3.2)$$

onde $K = (\alpha_1^2 - \alpha_2^2)^{1/2}$ são os autovalores da matriz dos coeficientes α_{ij} . As soluções particulares γ_1, γ_2 são

$$\gamma_1(\tau) = \frac{\omega S_0 \mu_0 \{1 - b_0 + \mu_0 [\alpha_1 (1 - b_0) + \alpha_2 b_0]\}}{1 - \mu_0^2 k^2} \exp(-\tau / \mu_0) \quad (3.3a)$$

$$\gamma_2(\tau) = \frac{\omega S_0 \mu_0 \{-b_0 + \mu_0 [\alpha_1 b_0 + \alpha_2 (1 - b_0)]\}}{1 - \mu_0^2 k^2} \exp(-\tau / \mu_0) \quad (3.3b)$$

Os coeficientes C_i , aplicando as condições de contorno (2.23) nas eqs. (3.1 e 3.2), são avaliados como segue:

$$C_1 = \frac{\alpha_2 [r_s M_g + \gamma_2 \exp(-m_0 \tau)] - \gamma_1 (\alpha_1 - k) \exp(-k\tau)}{(\alpha_1 + k) \exp(k\tau) - (\alpha_1 - k) \exp(-k\tau)} \quad (3.4a)$$

$$C_2 = \frac{-\alpha_2[r_s M_g + \gamma_2 \exp(-m_0 \tau)] + \gamma_1(\alpha_1 + k) \exp(k\tau)}{(\alpha_1 + k) \exp(k\tau) - (\alpha_1 - k) \exp(-k\tau)} \quad (3.4b)$$

Observe-se que os termos representados por $M^\pm(\tau)$, até agora, referem-se à irradiância absoluta. No que segue define-se $\psi^\pm(\tau) = M^\pm(\tau)/\mu_0 S_0 \lambda$ como irradiância relativa à irradiância no topo. Desse modo, utilizando a solução acima determina-se a R_p (refletância planetária), a ψ_L e ψ_g (irradiância líquida e global, respectivamente, na superfície), onde:

$$R_p = \psi^-(0) = M^-(0)/\mu_0 S_0 \lambda \quad (3.5)$$

$$\psi(\tau)_L = 1 - R_p \quad (3.6)$$

$$\psi_g(\tau) = \psi^+(\tau) + \exp(-\tau/\mu_0) = \psi(\tau)_L / (1 - r_s) \quad (3.7)$$

sendo $\psi^+(\tau)$ = irradiância difusa e $\exp(-\tau/\mu_0)$ a direta que atingem a superfície, sendo ambas relativas à irradiância no topo.

A solução apresentada nesta seção pode ser aplicada a uma atmosfera dividida em N camadas. Para tanto formam-se $2N$ equações onde as condições de contorno

$$\psi^+(\tau_i) = \psi^-(\tau_{i+1} - \tau_i),$$

nas interfaces das camadas permitem determinar os $2N$ coeficientes C_i do sistema de N fluxos (SHETTLE & WEINMAN, 1970; SCHMETZ, 1984). Vide por exemplo ZDUNKOWSKI et al (1980).

3.1.2 - ATMOSFERA CONSERVATIVA

Para uma atmosfera conservativa ($\omega=1$, $\alpha_1=\alpha_2$) as soluções para R_p e $\psi_L(\tau)$ são:

$$\Psi_L(\tau) = \frac{1}{1 + \alpha_1 \tau} [1 + (\alpha \mu_0 - b_0) \cdot (1 - \exp(-\frac{\tau}{\mu_0}))] \quad (3.8)$$

$$R_p = 1 - \Psi_L(\tau) . \quad (3.9)$$

Considerando apenas as propriedades intrínsecas da camada com relação à transmissão T e reflexão R, para a radiação difusa tem-se (CEBALLOS, 1988)

$$R = \frac{\alpha_1 \tau}{1 + \alpha_1 \tau} \quad (3.10)$$

$$T = 1 - R = \frac{1}{1 + \alpha_1 \tau} \quad (3.11)$$

3.2 - SOLUÇÃO COM CONOTAÇÃO PROBABILÍSTICA

Um outro formalismo de solução para o sistema (2.27) é o de CEBALLOS (1989), sendo naturalmente adequado para a aplicação de um modelo estocástico. Esta solução pode ser apresentada em dois aspectos, um considerando apenas fótons difusos incidentes no topo da camada e outro considerando apenas incidência de fótons diretos. As probabilidades de reflexão, transmissão e absorção de radiação, difusa ou direta, incidente no topo da camada com espessura óptica $\tau = \tau_s$ e *refletância nula na base*, são descritas a seguir.

3.2.1 PROBABILIDADES PARA INCIDÊNCIA DE FÓTONS DIFUSOS

a) CASO CONSERVATIVO.

$$F_{t,0}(\tau_s) = \frac{1}{1 + m q \tau_s} \quad (3.12)$$

$$F_{r,0}(\tau_s) = 1 - F_t(\tau_s) \quad (3.13)$$

$$F_{a,0}(\tau_s) = 1 - F_t(\tau_s) - F_r(\tau_s) = 0. \quad (3.14)$$

Nestas expressões:

$F_{t,0}$, $F_{r,0}$, $F_{a,0}$ correspondem às probabilidades de transmissão, reflexão e absorção, respectivamente, pela camada,

$m = \frac{1}{\bar{\mu}}$, sendo $\bar{\mu}$ o cosseno médio do ângulo zenital no modelo

"2F".

$q = \bar{b}$, é a fração ponderada de retroespalhamento no modelo "2F".

τ_s é a espessura óptica total da camada.

b) CASO NÃO CONSERVATIVO.

$$F_{r,0}(\tau_s) = \frac{\omega q \text{sh}x}{W(x)} \quad (3.15)$$

$$F_{a,0}(\tau_s) = \frac{D(\text{ch}x - 1) + (1 - \omega)\text{sh}x}{W(x)} \quad (3.16)$$

$$F_{t,0}(\tau_s) = 1 - F_{r,0}(\tau_s) - F_{a,0}(\tau_s) \quad (3.17)$$

onde

$$W(x) = D\text{ch}x + (1 - \omega p)\text{sh}x. \quad (3.18)$$

$$x = mD\tau_s, \quad q = \bar{b}, \quad p + q = 1.$$

$$D = \sqrt{(1 - \omega)(1 - \omega p + \omega q)}.$$

$\text{ch}x$ e $\text{sh}x$, são o cosseno e o seno hiperbólico, respectivamente, da variável x

3.2.2 PROBABILIDADES TOTAIS

Nesta seção considera-se a irradiância de fótons diretos, denominando;

- ξ_a = probabilidade total para a absorção.
- ξ_r = probabilidade total para a reflexão.
- ξ_t = probabilidade total para a transmissão.

As probabilidades ξ_a , ξ_r e ξ_t que serão expressas a seguir correspondem às soluções do método da seção (3.1), aqui arbitrariamente denominado método clássico.

Se fótons diretos incidentes no topo da camada tornam-se difusos em algum ponto interior da mesma, dando origem à propagação de radiação difusa, as probabilidades relativas a absorção, reflexão e transmissão de fótons difusos produzidos na camada, representadas por $\varphi_{a,r,t}$, podem nesta ordem, conforme CEBALLOS (1989), serem calculadas pela expressão:

$$\varphi_{a,r,t}(\tau_s) = \int_0^{\tau_s} [(1 - b_0)F_{a,r,t}^+(\tau, \tau_s) + b_0F_{a,r,t}^-(\tau, \tau_s)] \omega m_0 \exp(-m_0\tau) d\tau \quad (3.19)$$

onde $F_{a,r,t}^+(\tau, \tau_s)$ são probabilidades condicionais de tendo-se produzido um fóton difuso descendente no nível τ de uma camada com espessura τ_s , ele seja absorvido (F_a^+), refletido (F_r^+) ou transmitido (F_t^+). $F_{a,r,t}^-(\tau, \tau_s)$ são as probabilidades para fótons inicialmente ascendentes e são definidas de forma semelhante.

a) CASO CONSERVATIVO.

Neste caso, a transmitância na base da camada tem a seguinte forma:

$$\xi_t(\tau_s) = \varphi_t(\tau) + \exp(-m_0\tau_s), \quad (3.20a)$$

onde a solução para o 2º membro da eq.(3.20a), corresponde à Eq.(3.8) com $\alpha_1 = m\omega$, de modo que (CEBALLOS,1989):

$$\xi_t(\tau_s) = \frac{1}{1 + m\omega\tau_s} [1 + (\alpha\mu_0 - b_0) \cdot (1 - \exp(-\frac{\tau}{\mu_0}))] \quad (3.20b)$$

$$\xi_{r,0}(\tau_s) = 1 - \xi_{t,0}(\tau_s). \quad (3.21)$$

$$\xi_{a,0}(\tau_s) = 0. \quad (3.22)$$

b) CASO NÃO CONSERVATIVO.

Neste caso, a solução encontrada por CEBALLOS (1989) para a eq.(3.19) apresenta-se genericamente da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \varphi_{a,r,t}(\tau_s) = & -(m_0L_1 + mDL_2 - L_3) + \\ & [(mDL_1 + m_0L_2)\text{sh}x + (m_0L_1 + mDL_2)\text{ch}x - L_3] \cdot \exp(-m_0\tau_s) \end{aligned} \quad (3.23)$$

onde para a transmitância tem-se:

$$L_1 = m_0\omega [p_0F_{t,0}(\tau_s, 0)] \frac{1}{m^2D^2 - m_0^2}. \quad (3.24a)$$

$$L_2 = m_0\omega \frac{F_{t,0}(\tau_s, 0)}{D} \cdot \frac{[p_0(1 - \omega p) + b_0\omega b]}{m^2D^2 - m_0^2}. \quad (3.24b)$$

$$L_3 = 0. \quad (3.24c)$$

Para a refletância, tem-se:

$$L_1 = m_0\omega [p_0F_{r,0}(\tau_s, 0) + b_0] \frac{1}{m^2D^2 - m_0^2}. \quad (3.25a)$$

$$L_2 = \frac{m_0\omega \{p_0[(1 - \omega p)F_{r,0}(\tau_s, 0) - \omega b] - b_0[1 - \omega p + \omega bF_{r,0}(\tau_s, 0)]\}}{D[m^2D^2 - m_0^2]}. \quad (3.25b)$$

$$L_3 = 0. \quad (3.25c)$$

Nas eqs. (3.24-25), $F_{r,0}(\tau_s,0)$ e $F_{t,0}(\tau_s,0)$, são fornecidos pelas eqs. (3.15-17); $p_0 = 1 - b_0$; $m_0 = 1/\mu_0$; $m^2 D^2 \neq m_0^2$. Se $m^2 D^2 = m_0^2$ tem-se um caso de ressonância, e neste caso a solução é encontrada através de valores de m_0 que aproximam a expressão $(m^2 D^2 - m_0^2)$ de 0, uma solução particular para $\omega = 1$ consiste das Eqs. (3.12,13) (ZDUNKOWSKI et al. 1980). Pelo exposto $\varphi_t(\tau_s)$ e $\varphi_r(\tau_s)$ são calculados aplicando-se as eqs. (3.24) e (3.25) em (3.23), respectivamente.

A irradiância total na base da camada é

$$\xi_t(\tau_s) = \varphi_t(\tau_s) + \exp(-m_0\tau_s), \quad (3.26)$$

onde $\varphi_t(\tau_s)$ é dada pela eq. (3.23) e o 2º termo corresponde à probabilidade de transmissão de fótons diretos. A probabilidade de absorção no interior da camada é

$$\xi_a(\tau) = \varphi_a(\tau) + (1-\omega)[1-\exp(-m_0\tau)] \quad (3.27)$$

onde o 2º termo do 2º membro da Eq. (3.27) representa a probabilidade de absorção de radiação direta sendo que

$$\xi_a(\tau_s) + \xi_r(\tau_s) + \xi_t(\tau_s) = 1. \quad (3.28)$$

Para a radiação refletida tem-se

$$\xi_r(\tau_s) = \varphi_r(\tau_s). \quad (3.29)$$

onde $\varphi_r(\tau)$ é dado pela eq. (3.23).

3.3 - PARAMETRIZAÇÕES

O objetivo de uma parametrização da radiação atmosférica é a simplificação do método de cálculo do perfil do fluxo total radiativo, sem prejuízo da exatidão dos referidos cálculos.

A parametrização a ser empregada neste trabalho incluirá efeitos combinados de absorção e espalhamento na presença de O_3 , aerossóis e gotículas d'água.

As parametrizações destinam-se a avaliar a espessura óptica (τ), albedo simples (ω) e função de fase em uma camada considerada homogênea. Por tanto, definem também os coeficientes α_{ij} .

3.3.1- CAMADA LIMPA E SECA (ATMOSFERA RAYLEIGH)

Define-se como atmosfera Rayleigh uma atmosfera de composição homogênea e sem absorção, composta apenas por gases cognominados "permanentes". Diz-se que uma atmosfera é limpa e seca quando registra-se a ausência de O_3 , aerossóis e vapor d'água.

Na dispersão Rayleigh a função de fase é simétrica em relação ao plano no qual $\mu=90^\circ$, nesse caso o coeficiente de assimetria é nulo ($g = 0$) e a fração de retroespalhamento vale $1/2$ para todo ângulo de incidência da radiação, ou seja

$$b_0(\mu) = b(\mu) = 0,5; \mu^\pm = 0,5; \omega = 1$$

para todo valor de μ_0 . Assim, os coeficientes α_{ij} referentes aos modelos de dois fluxos adotados resultam $\alpha_{ij} = \alpha$ e para os modelos SS e EDD tem-se:

$$\alpha(SS) = 1; \quad \alpha(EDD) = \frac{3}{4}$$

A espessura óptica τ_r no nível de pressão P é calculada conforme a expressão (PALTRIDGE & PLATT, 1976)

$$\tau_R = \left(\frac{P}{P_0}\right) \cdot 0,0088\lambda^{-4,08} \quad (3.30)$$

onde λ é o comprimento de onda em μm , $P_0 = 1013\text{HPa}$ e P é a pressão atmosférica no nível desejado. Para uma camada com espessura $\Delta P = P_i - P_{i-1} > 0$ tem-se:

$$\Delta\tau_R = \frac{\Delta P}{P_0} (0,0088\lambda^{-4,08}) \quad (3.31)$$

3.3.2- CAMADA COM A PRESENÇA DE O₃ (OZÔNIO).

A absorção no visível e ultravioleta é considerada separadamente. No ultravioleta considera-se que toda absorção no espaço é devido ao ozônio. No espectro solar, o ozônio apresenta as bandas de absorção de HARTLEY ($\lambda < 0,31\mu\text{m}$), de HUGGINS ($0,313\mu\text{m} < \lambda < 0,340\mu\text{m}$) e de CHAPPUIS ($0,45\mu\text{m} < \lambda < 0,76\mu\text{m}$). A absorção na banda de CHAPPUIS está concentrada no intervalo $0,5\mu\text{m} < \lambda < 0,6\mu\text{m}$ (HENSE et al, 1979).

O alargamento de linhas por colisões moleculares é desprezível, de modo que os coeficientes de absorção podem ser considerados como funções contínuas do comprimento de onda da radiação incidente, possibilitando a aplicação da lei de BEER em termos monocromáticos. Conforme CEBALLOS (1986), a espessura óptica do ozônio (τ_{O_3}) pode ser calculada usando dados reproduzidos por GOODY (1964), (Tab. 3.1), de modo que:

$$\tau_{O_3}(P) = N\sigma_{O_3}(\lambda)\Delta z \quad (3.32)$$

onde: Δz = a profundidade geométrica, $N = \frac{\rho_{O_3}}{M} N_0$ é o número de moléculas por unidade de volume, ρ_{O_3} é a densidade do ozônio, $M = 48\text{g/mol}$ é a massa molar do ozônio e N_0 é o número de Avogadro. $\sigma_{O_3}(\lambda)$ é a seção eficaz no comprimento de onda λ , calculada pela expressão

$$\sigma(\lambda) = A \exp[-B(\lambda - \lambda_1)] \quad (3.33)$$

cujos valores de A, B e λ são obtidos conforme a Tabela (3.1)

Tabela 3.1: Bandas de absorção do ozônio no UV e visível. Parâmetros para estimativa de seção efetiva segundo GOODY (1964). Fonte: CEBALLOS (1986)

λ_1	λ	A	B
0.28	0.315	380	127
0.315	0.35	5.3	131
0.45	0.565	0.033	22
0.565	0.605	0.46	0
0.605	0.79	0.51	17

A razão de mistura " u_3 " para o ozônio é a razão entre o número de moléculas de O_3 e o de ar, a qual fornece informações sobre a importância da absorção pelo O_3 com relação à dispersão Rayleigh, de modo que o albedo simples " ω " é avaliado por

$$\omega = \frac{\beta_R}{\beta_R + \beta_3} = \frac{1}{1 + xu_3}, \quad x = \frac{\sigma_3}{\sigma_R}; \quad (3.34)$$

onde:

$-\sigma_3$ = seção eficaz do ozônio, dada pela Eq. (3.33).

$$-\sigma_R = \text{seção eficaz do ar} = \frac{5,402(n_s - 1)^2}{10^{25}\lambda^4} \text{ em m}^2, \lambda (\mu\text{m}).$$

$$-(n_s - 1)10^8 = 6432,8 + \frac{2949810}{146 - \lambda^2} + \frac{25540}{41 - \lambda^2}.$$

Os demais coeficientes do modelo de 2F, considerando que $g = 0$, são:

$$b(\mu_0) = b = 0,5,$$

$$\mu^\pm = 0,5, \text{ se } \omega > 0,2,$$

$$\mu^\pm = 1,67, \text{ se } \omega \leq 0,2.$$

3.3.3 - CAMADA COM PRESENÇA DE AEROSSÓIS.

A presença de aerossóis na atmosfera constitui um problema no cálculo de fluxos radiativos, devido à função de fase ser muito assimétrica. Este problema é solucionado com a aplicação de aproximações- δ (JOSEPH et al., 1976; SCHALLER, 1979; HENSE et al 1979), comentada na seção (2.3.3). Por outro lado, é difícil estabelecer uma parametrização geral para transferência radiativa numa camada contendo aerossóis, devido à diversidade de tipos de aerossóis, e a sua variabilidade temporal.

Os aerossóis são importantes por contribuírem significativamente na taxa de aquecimento da atmosfera, não só devido à absorção pelos próprios aerossóis, mas também ao "feedback" de múltiplos espalhamentos entre a superfície e os gases absorventes (HENSE et al., 1979).

Os parâmetros ω e τ da mistura são avaliados por:

$$\tau_c = \tau_a + \tau_R$$

$$\omega_c = (\omega_a \tau_a + \tau_R) / \tau_c. \quad (3.35)$$

Os parâmetros de índice "a" referem-se aos aerossóis e os parâmetros com índice "R" referem-se ao ar.

Os parâmetros efetivos de uma certa camada "C" são avaliados como segue:

$$\begin{aligned}
 f_c^* &= g_c^2; \quad g_c^* = \frac{g_c}{1+g_c}, \\
 b_{oc}^* &= \frac{1}{2} \left(1 - \frac{3}{2} g_c^* \mu_0\right); \quad b_c^* = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{3}{4} g_c^*\right), \\
 \omega_c^* &= \frac{\omega_c (1 - f_c^*)}{1 - \omega_c f_c^*}, \\
 \tau_c^* &= (1 - \omega_c^* f_c^*) \tau_c.
 \end{aligned}
 \tag{3.36}$$

JOSEPH et al., (1976) mostram que a escolha $f_c^* = g^2$ é coerente com aproximações δ -EDD. Todavia, neste trabalho f_c^* é utilizado para uma aproximação δ -SS (aproximação de primeira ordem em SS).

Considerando uma atmosfera composta de aerossóis + ar + gases absorventes, CEBALLOS (1986) introduziu um fator y , correspondente à probabilidade de dispersão por aerossóis na função de fase, de modo que o peso efetivo " f_c^* " da delta-Dirac é avaliado por:

$$f_c^{*'} = y f_c^* \tag{3.37}$$

com:

$$y = \frac{\omega_a \tau_a}{\omega_a \tau_a + \omega_A \tau_A},$$

onde ω_A , τ_A são, respectivamente, o albedo simples e a espessura óptica do gás, de modo que:

$$g_c^* = \frac{(g_a - f)}{\left(\frac{1}{y} - f\right)}. \tag{3.38}$$

$$b_{0c}^* = [(1-f)b_a^* + \frac{1}{2}(\frac{1}{y}-1)] / (\frac{1}{y}-f). \quad (3.39)$$

$$\bar{b}_c^* = [(1-f)\bar{b}_a + \frac{1}{2}(\frac{1}{y}-1)] / (\frac{1}{y}-f).$$

3.3.4 - VAPOR D'ÁGUA

O vapor d'água apresenta uma grande variação de concentração no tempo e no espaço, e sua importância é fundamental nos processos termodinâmicos e na propagação de radiação de ondas longas. No IV solar a dispersão de radiação por uma mistura ar + vapor é desprezível.

As bandas de absorção do vapor d'água não permitem um tratamento monocromático da absorção, não aplicando-se a lei de Beer. No entanto alguns trabalhos, compatibilizam o uso de funções de transmissão com a equação de propagação. Nesses trabalhos a transmitância em cada banda é calculada como a soma ponderada de diversas transmitâncias regidas pela lei de Beer (STEPHENS, 1984 e KERSCHGENS *et al.*, 1976).

No intervalo visível não se apresentam bandas de absorção de vapor d'água, e sua existência não será considerada no que segue.

3.3.5 - NUVENS ESTRATIFORMES

Nuvens estratiformes são nuvens cuja dimensão horizontal é bem maior que a dimensão vertical.

As nuvens interagem com a radiação solar; suas gotículas e cristais de gelo em suspensão são os principais elementos com propriedades de dispersão. A absorção através de gotas é fraca no visível e forte no infravermelho solar; neste caso,

distribui-se em bandas (para o vapor e gotas). A complexidade das propriedades ópticas das nuvens requerem a aplicação da teoria MIE (STEPHENS, 1984).

Um problema a mais no cômputo de transferência radiativa através de nuvens são as interações com outras nuvens. No presente trabalho vamos considerar que as nuvens não interagem horizontalmente com outras nuvens, sendo basicamente estratiformes.

O modelo de dois fluxos com aproximações δ -EDD, conforme FEIGELSON (1984), constitui um bom método de cálculo no tratamento de transferência radiativa com nuvens.

As parametrizações para as nuvens estratiformes são feitas conforme as propriedades de nuvens comentadas na seção (3.3.5.2). Na presença de nuvens será adotado o modelo δ -EDD. Nesse caso, os coeficientes $\alpha_{ij}(\delta\text{-EDD})$ são avaliados por:

$$\alpha_{ij}^*(\delta\text{-EDD}) = \alpha^*(\delta-2F)^{-1/4} \quad (3.40)$$

STEPHENS (1984) afirmou que os parâmetros de assimetria não variam muito para diferentes tipos de nuvens, de modo que pode ser o mesmo para várias nuvens. Quanto ao albedo simples pode-se admitir que: $\omega = 1$ no visível e $0,9 < \omega < 0.999$ no infravermelho próximo (IR).

3.3.5.1- COBERTURA PARCIAL DE NUVENS.

A aproximação dos cálculos dos fluxos radiativos em uma atmosfera apresentando cobertura parcial, N , de nuvens pode ser feita separadamente; neste caso, o fluxo total " $F_{\downarrow T}$ " será a soma

do fluxo que atravessa a parte coberta de nuvens " $F_{\downarrow N}$ " (proporcional a N), e a do fluxo que passa direto por entre as nuvens " $F_{\downarrow C}$ " (proporcional a 1-N); assim por exemplo para o fluxo descendente F_{\downarrow} , tem-se:

$$F_{\downarrow T} = (1-N)F_{\downarrow C} + NF_{\downarrow N} \quad (3.41)$$

3.3.5.2 - PROPRIEDADES ÓPTICAS DAS NUVENS.

As características de interesse são: os coeficientes de espalhamento (β_s), absorção (β_a) e o coeficiente de extinção, $\beta_e = \beta_s + \beta_a$, assim como a função de fase. A determinação destes parâmetros não é simples, envolve a teoria Mie e uma aplicação da função gamma modificada (WELCH & COX, 1980; FEIGELSON, 1984).

Conforme WELCH & COX (1980) os coeficientes de atenuação, o de espalhamento e de absorção por gotículas variam muito pouco em função do comprimento de onda. A expressão (3.42) estabelece uma relação entre esses coeficientes.

$$\beta_e = \int_0^{\infty} n(r) \pi r^2 Q_{\lambda}(r) dr \quad (3.42)$$

onde:

- Q_{λ} é um fator de eficiência referente a absorção, ou espalhamento, por gotículas no comprimento de onda λ e dependem da eficiência Mie.

- $n(r)$ é a distribuição do tamanho das gotículas em função do raio r destas, sendo:

$$n(r) = ar^\alpha \exp\left[-\frac{\alpha}{\gamma} \left(\frac{r}{r_c}\right)^\gamma\right] \quad (3.43)$$

onde $n(r)$ expresso em $\text{cm}^{-3}\mu\text{m}^{-1}$ é a densidade espectral de gotículas com raios r , e r_c corresponde ao raio modal da distribuição. Os valores típicos da equação (3.43) são apresentados na Tabela (3.2), onde

$$N = \int_0^\infty n(r)dr \quad (3.44)$$

é o número de gotículas por cm^3 .

A espessura óptica referente à camada de nuvem no visível é

$$\tau = \int_{z_1}^{z_2} \overline{\beta_e}(z)dz \quad (3.46)$$

onde: $\overline{\beta_e}(z)$ = coeficiente médio de atenuação, dz = profundidade geométrica.

Uma análise para os coeficientes de expansão da função de fase para várias funções de distribuição de partículas e diversos comprimento de onda, feita por WELCH & COX (1980) revelam uma variação muito pequena em relação aos vários tipos de nuvens, quer seja no topo ou na base, e nos vários subintervalos de comprimento de onda contidos em $0,7\mu\text{m} < \lambda < 6,3\mu\text{m}$. WELCH & COX (1980) sugerem uma aproximação delta de 4ª ordem, para a qual $f = C_4/9$, onde $C_4 = 4^\circ$ coeficiente da função de fase (Eq. 2.6), com f podendo assumir um valor entre 0,44 e 0,67 no intervalo visível. No presente trabalho será adotado uma aproximação de primeira ordem, de forma que $g = C_1/3$

= 0,577 e $f = 0,674$. A aproximação- δ correspondente será a δ -EDD de primeira ordem.

A Tabela (3.2) apresenta parametrizações de Welch & Cox (1980) para a distribuição de gotículas em diversos tipos de nuvens. Suas estimativas dos coeficientes de atenuação (β_e) e absorção (β_a) para as diversas bandas de absorção evidenciam que β_e varia dentro de 2,5% e que ω apresenta valores elevados para $\lambda < 1,5\mu\text{m}$. Na Tabela (3.3) são apresentados valores de β_e , ω correspondentes a diversos tipos de nuvens. β_e corresponde à banda (fraca) de $0,95\mu\text{m}$. Considerando que $1-\omega \leq 10^{-4}$, este valor de β_e será adotado como típico do intervalo visível.

Tabela 3.2. Parâmetros de distribuição de tamanhos de gotículas de nuvens (Sc, St, Ns, C5 e C6). Fonte WELCH & COX, 1980.
Notação: E-x = 10^{-x} .

tipo	a	α	γ	$r_C(\mu\text{m})$	$w_L(\text{gm}^{-3})$	$N(\text{cm}^{-3})$
Sc: base	2.8230E-1	5	1.19	5.33	0.141	100
topo	1.9779E-1	2	2.46	10.19	0.796	100
St: base	9.7923E-1	5	1.05	4.70	0.114	100
topo	3.8180E-1	3	1.30	6.75	0.379	100
Ns: base	8.0606E-2	5	1.24	6.41	0.235	100
topo	1.0969	1	2.41	9.67	1.034	100
C.5	0.5481	4	1.00	6.00	0.297	100
C.6	0.500E-4	2	1.00	2.00	0.025	0.1

Tabela 3.3. Coeficientes médios de atenuação para $\lambda < 1,5 \mu\text{m}$, e valores de ω_0 para nuvens: Sc, Nc, St, C.5 e C.6.

	$\bar{\beta}_e$	0.95	1.15	1.4	1.85
Sc: base	29.6	0.9998	0.9996	0.9931	0.9809
topo	91.4	0.9997	0.9993	0.9881	0.9676
Ns: base	41.5	0.9998	0.9995	0.9911	0.9773
topo	103.0	0.9997	0.9992	0.9865	0.9639
St: base	24.9	0.9999	0.9996	0.9935	0.9819
topo	54.3	0.9998	0.9993	0.9893	0.9733
C.5	45.8	0.9998	0.9994	0.9911	0.9755
C.6	7.8	0.9999	0.9998	0.9963	0.9902

CAPÍTULO 4

O MODELO

O modelo em questão considera a atmosfera dividida em 16 camadas. Embora o método de cálculo permita utilizar um número arbitrário de camadas, a escolha de 16 é apenas uma opção que achamos conveniente para descrever o perfil de absorção pela atmosfera.

Este modelo está fundamentado no método estocástico de CEBALLOS (1986, 1989). Ele está direcionado a obter, em uma atmosfera de múltiplas camadas, as probabilidades finais de absorção de irradiância em cada camada.

No que segue as parametrizações serão feitas conforme as situações de acordo com o exposto no capítulo 3.

4.1 - MÉTODO DE CÁLCULO

Na seção (2.5.4) define-se conforme CEBALLOS (1989) o algoritmo referente ao estado final de absorção com base num processo de cadeias de MARKOV de primeira ordem.

Na Fig.(4.1) está indicada a posição inicial de todos os estados envolvidos, no caso 50 estados, a partir da qual se define os elementos dos blocos matriciais **I**, **U** e **V**.

Na Eq.(2.47) o vetor linha " P_0 " descreve as probabilidades de estado inicial. Cada estado corresponde a uma probabilidade condicional, sendo a primeira condição correspondente à probabilidade que o fóton tem em atingir o topo da camada de forma direta e a segunda à probabilidade de que o fóton seja absorvido, refletido ou transmitido pela camada. Como exemplo na Fig. (4.1), o estado inicial 20 corresponde à probabilidade do fóton ser refletido pela camada 2 após ter ingressado de forma

direta no topo dessa camada. Desta forma a probabilidade de estado inicial 20 que representamos por $P_{0,20}$ é definida por

$$P_{0,20} = \exp(-\tau_1 m_0) \cdot \varphi_r(\tau_2) \quad (4.1)$$

onde $\exp(-\tau_1 m_0)$ é a probabilidade do fóton ser transmitido diretamente pela camada 1, cuja espessura óptica é τ_1 ; $m_0 = 1/\mu_0$ e $\varphi_r(\tau_2)$ é a probabilidade do fóton ser refletido pela camada 2 (espessura óptica τ_2). No que segue, se $\omega = 1$ então $\varphi_a(\tau) = 0$, $\varphi_r(\tau) = 1 - \xi_t(\tau)$ e $\varphi_t(\tau) = \xi_t(\tau) - \exp(-m_0\tau)$ onde $\xi_t(\tau)$ é dado pela Eq.(3.20); se $\omega \neq 1$, $\varphi_{a,r,t}(\tau)$ é dado pela Eq.(3.23). No modelo estocástico de CEBALLOS (1989) o número de estados iniciais é da ordem de $3N + 2$, cujo formalismo para determinar $P_{0,k}$ ($1 \leq k \leq 3N + 2$) é o seguinte:

$$\begin{aligned} P_{0,1} &= \varphi_r(\tau_1). \\ P_{0,2} &= \exp(-m_0 \cdot S\tau_k) (1-r_s). \\ P_{0,3} &= \varphi_a(\tau_1). \\ P_{0,k} &= \exp(-m_0 \cdot S\tau_{k-3}) \varphi_a(\tau_{k-2}), \text{ se } 4 \leq k < 19. \\ P_{0,k} &= \varphi_t(\tau_1), \text{ se } k = 19. \\ P_{0,2k} &= \exp(-m_0 \cdot S\tau_{k-9}) \varphi_r(\tau_{k-8}), \text{ se } 10 \leq k < 24. \\ P_{0,2k+1} &= \exp(-m_0 \cdot S\tau_{k-3}) \varphi_t(\tau_{k-8}), \text{ se } 10 \leq k < 24. \\ P_{0,50} &= \exp(-m_0 \cdot S\tau_{16}) r_s. \end{aligned} \quad (4.2)$$

onde τ_n ($1 \leq n \leq 16$) é a espessura óptica efetiva da n-ésima camada, $S\tau_n$ é a espessura óptica total entre o topo da atmosfera e o topo da n-ésima camada; r_s é a refletância do solo.

A matriz \mathbf{U} na Eq.(2.48), corresponde ao bloco das probabilidades de absorção, no primeiro passo, de um fóton difuso que acaba de ingressar em uma camada quer pelo topo ou pela base. Os elementos de \mathbf{U} são determinados conforme um processo de MARKOV, sua dimensão para N camadas é $\mathbf{U}_{2N \times N+2}$. Um

caso especial é o do fóton difuso que emerge pela base da camada 1 (ver Fig. 4.1), em um primeiro passo a ser dado ele poderá:

1) ser absorvido pelo céu, sendo na Fig.(4.1) o passo do estado 20 ao estado 1, que corresponde à probabilidade de ser transmitido pela camada 1, e nesse caso o elemento da matriz \mathbf{U} representado por $U_{2,1}$ é definido por

$$U_{2,1} = F_{t,0}(\tau_1) \quad (4.3)$$

ou,

2) ser absorvido pela camada 1, sendo na Fig.(4.1) o passo do estado 20 ao estado 3, este é o elemento $U_{2,3}$ da matriz \mathbf{U} cujo valor é dado por

$$U_{2,3} = F_{a,0}(\tau_1). \quad (4.4)$$

Observe-se que os elementos da matriz \mathbf{U} são fornecidos pelas Eqs.(3.14-16) conforme seja a situação. Os demais elementos de \mathbf{U} obedecem as seguintes relações:

$$U_{32,18} = F_{a,0}(\tau_{16}), \quad (4.5a)$$

$$U_{31,2} = 1 - r_s, \quad (4.5b)$$

$$U_{2k,k+2} = F_{0,a}(\tau_k), \text{ se } K \leq 15, \quad (4.5c)$$

$$U_{2k-1,k+3} = F_{0,a}(\tau_{k+1}), \text{ se } K \leq 15, \quad (4.5d)$$

onde τ_k corresponde a espessura óptica da camada. Observe por exemplo, que o primeiro elemento não nulo da matriz \mathbf{U} corresponde ao passo do estado 19 ao estado 4 (veja Fig.(4.1)), o qual está inserido na Eq..(4.5d) para $K=1$.

A matriz \mathbf{V} tem dimensão $V_{2N} \times 2N$, onde N é o número de camadas. Esta matriz corresponde ao bloco de transições (reflexão e transmissão) onde por exemplo, o primeiro elemento não nulo corresponde ao passo do estado 19 ao estado 20 na Fig.(4.1) (refletância da camada 2), é o elemento $V_{1,2}$ cujo

valor é determinado pela Eq.(4.6f) para $n=1$. Todos os elementos de \mathbf{V} são determinados como segue;

$$V_{32,30} = F_{t,0}(\tau_{16}), \quad (4.6a)$$

$$V_{31,32} = r_s, \quad (4.6b)$$

$$V_{32,31} = F_{r,0}(\tau_{16}), \quad (4.6c)$$

se $n \leq 15$ então:

$$V_{2n,2n-1} = F_{r,0}(\tau_n), \quad (4.6d)$$

$$V_{2n+2,2n} = F_{t,0}(\tau_{n+1}), \quad (4.6e)$$

$$V_{2n-1,2n} = F_r(\tau_{n+1}), \quad (4.6f)$$

$$V_{2n-1,2n+1} = F_t(\tau_{n+1}), \quad (4.6g)$$

onde τ_n é a espessura óptica da n -ésima camada e as funções de transmissão são calculadas conforme as Eqs. (3.12,13,15 e 17). A introdução do vetor \mathbf{P}_0 e das matrizes \mathbf{U} e \mathbf{V} na Eq.(2.48) nos fornece as probabilidades finais, " Π ", de absorção onde

$$\Pi_n = P_{0,n} + P_{0,m} \left[(\mathbf{I} - \mathbf{V})^{-1} \mathbf{U} \right], \quad (4.7)$$

para $1 \leq n \leq 18$ e $19 \leq m \leq 50$,

onde o índice n corresponde ao número da camada, sendo $n = 1$ a absorção no céu, $n = 2$ a absorção no solo e para $3 \leq n \leq 18$ a absorção nas camadas.

Os resultados são obtidos através de um programa em computador na linguagem "T. pascal". A rotina referente a inversão de matriz na Eq.(4.7) foi adaptada de PACITTI (1968, pg 123).

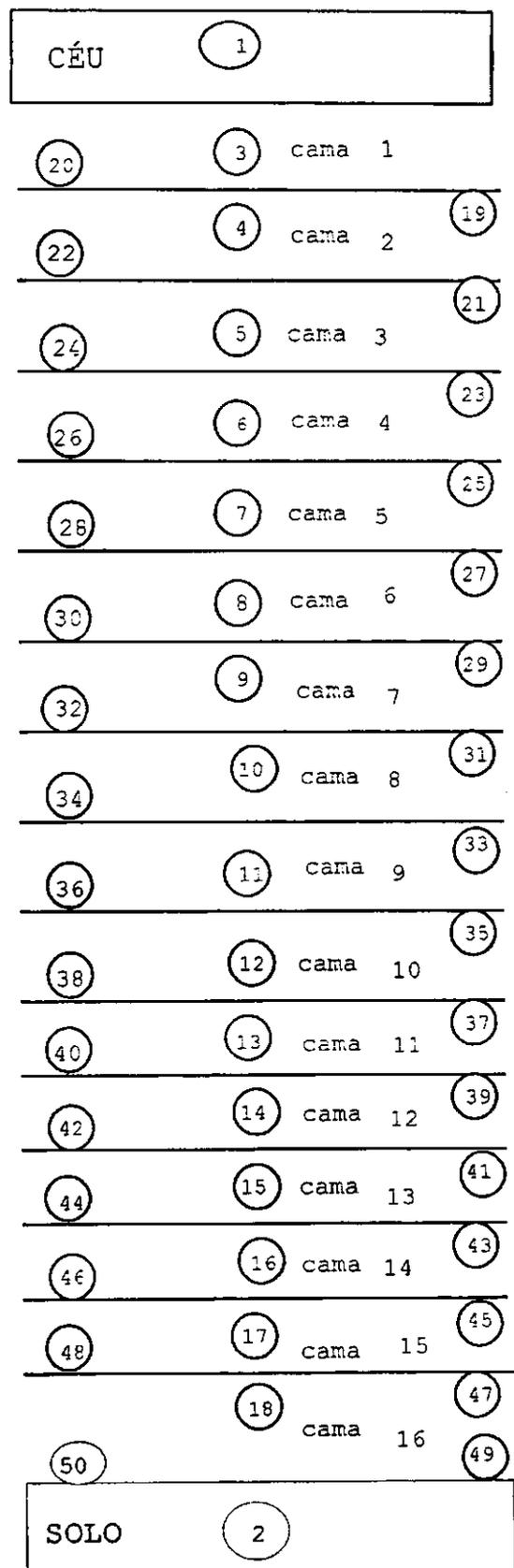


Figura 4.1. Distribuição de estados iniciais do modelo estocástico

CAPÍTULO 5

APLICAÇÕES DO MODELO

Existem várias versões de aproximações de dois fluxos, (algumas comentadas na seção 2.3) empregadas para estimar o balanço de irradiância em camadas atmosféricas homogêneas. Algumas destas aproximações foram comparadas por LENOBLE (1985) com "métodos exatos". As comparações foram feitas supondo-se uma atmosfera HAZE-L (névoa com características específicas) e uma nuvem cumulus modelo "C1" de Deirmendjian. Os resultados mostram que a δ -EDD apresenta-se como a melhor das várias aproximações. Posteriormente KING & HARSHVARDHAN (1986) submeteram alguns métodos de dois fluxos a um teste comparativo, apontando eles um bom comportamento das aproximações δ -EDD e do método de aproximação de COAKLEY & CHYLEK (1975), sendo que este último assume isotropia hemisférica ou seja o modelo SS.

Nas aplicações do modelo, são apresenta-se comparações entre os resultados do modelo proposto (ME) e diversas estimativas publicadas por vários autores. Deixa-se de apresentar os resultados com relação a outras aproximações de dois fluxos, dentre elas o modelo de LIOU (1974), devido ao fato destas apresentarem um erro maior que as SS e Eddington.

O esquema ME utilizado divide a profundidade óptica total em 16 camadas. Os resultados são monocromáticos. Para fins de integração espectral, o intervalo visível ($0,3\mu\text{m} < \lambda < 0,7\mu\text{m}$) é dividido em quatro intervalos com largura $\Delta\lambda = 0,1\mu\text{m}$, e o ME aplicado aos comprimentos de onda centrais. A fração $\Pi_R(\text{vis.})$ resultante para o k-ésimo estado, correspondente ao intervalo visível é avaliada como

$$\Pi_R(\text{vis.}) = \frac{\sum_{i=1}^4 \delta S_0(i) \Pi_R(i)}{\sum_{i=1}^4 \delta S_0(i)}, \quad (5.1)$$

onde $\Pi_R(i)$ é o resultado para o i -ésimo intervalo espectral, e $\delta S_0(i)$ a parte da constante solar incluída nesse intervalo

Nas Tabelas (5.1) a (5.5) $\psi^-(0)$ é o fluxo difuso relativo no topo da atmosfera, $\psi^+(\tau_S)$ o fluxo difuso relativo a nível do solo, e $\psi_L(\tau)$ (com $0 \leq \tau \leq \tau_S$) é o fluxo líquido relativo no nível τ_k calculado pela expressão

$$\psi_L(\tau_k) = (1-R_p) - \sum_{i=1}^k \Pi(i), \quad k = 1, 2, \dots, 16 \quad (5.2)$$

sendo $\Pi(i)$ a absorção na camada i fornecido pela Eq.(4.7). Por exemplo: $\psi_L(0,5) = \psi_L(\tau_8)$ é o fluxo que chega no topo menos a refletância planetária e o fluxo que foi absorvido nas oito primeiras camadas superiores (C_1, \dots, C_8). Os valores referentes as colunas MC e δ -EDD são fornecidos por LENOBLE (1985).

No que segue, denomina-se ME-1 o modelo estocástico com aplicação da δ -EDD e ME aquele com aplicação da δ -SS. A aproximação δ -EDD é introduzida no ME utilizando-se a relação entre os coeficientes $\alpha_{ij}(2F)$ e $\alpha_{ij}(EDD)$ conforme a Eq.(2.42). Foi aplicado a δ -EDD no ME apenas em alguns casos de atmosferas conservativas, embora seja possível a aplicação em casos não conservativos deixamos de fazê-lo devido a certas modificações que teriam de ser introduzidas na solução estocástica.

5.1 - APLICAÇÃO A UMA NÉVOA SECA

A aplicação é feita em uma atmosfera HAZE-L (utilizada por LENOBLE (1985) nas comparações entre métodos de aproximação), caracterizada por profundidade óptica $\tau_S = 1$ e fator de assimetria $g = 0,80148$, casos $\omega = 1$ e $\omega = 0,9$. O solo é considerado negro. Utiliza-se a aproximação δ -SS (modelo ME) em todos os casos; nos casos conservativos também são apresentados os resultados com aproximação δ -EDD (modelo ME-1). Para as duas aproximações, os valores efetivos de ω , τ , g e f são fornecidos

pelas Eqs.(3.36). A espessura óptica inicial em cada camada tem valor 1/16.

As Tabelas de (5.1) a (5.3) apresentam resultados de fluxos relativos, obtidos conforme os métodos ME e ME-1 assim como os resultados informados por LENOBLE (1985) para o "Método de Monte Carlo" (MC) e para a δ -EDD. De acordo com as hipóteses impostas por LENOBLE o fluxo direcional incidente no topo da névoa é $M_0 = \pi$. É relevante notar que a δ -EDD avalia $M^-(0)$, $M^+(\tau_S)$ e $M_L(\tau)$ como resultado de uma equação diferencial (aproximação de dois fluxos, Eq.(2.40)) aplicada a uma única camada homogênea. Os métodos ME considera um conjunto de camadas estratificadas, de forma que a irradiância M é avaliada a partir de ψ segundo $M = \pi\psi$.

Para o caso conservativo e com incidência vertical do fluxo inicial a Tabela (5.1) exhibe resultados do perfil de fluxos para o método de "Monte Carlo" (considerado "exato"), aproximação δ -EDD, método ME-1 e o método ME. Em relação ao MC o erro relativo para o fluxo no topo é $\approx +33,3\%$ para o ME-1 e $\approx +20\%$ para a EDD- δ . Para o fluxo difuso à superfície é $+3,0\%$ para o ME-1 e $-1,8\%$ para a δ -EDD. Podemos ver nessa Tabela que o comportamento do ME melhor que o do ME-1. Observa-se, ainda, que os ME, ME-1 avaliam o saldo de irradiância melhor que a δ -EDD.

Na Tabela (5.2) os resultados são para $\omega = 0,9$ e $\mu_0 = 1$. As parametrizações são as mesmas e os erros do ME com relação ao MC são maiores. Na Tabela (5.3) conserva-se as parametrizações mas a radiação incidente no topo tem inclinação $\mu_0 = 0,5$; pode-se observar que, neste caso, o modelo ME apresenta um erro de $-2,2\%$ para o fluxo no topo e de $+6,4\%$ na superfície enquanto a δ -EDD apresenta respectivamente $-6,8\%$ e $+7,9\%$.

Os resultados apresentados nas Tabelas (5.1-3) mostram que numa atmosfera HAZE-L o modelo estocástico com aproximação δ -SS (modelo ME) é bastante eficiente no cálculo da refletância planetária, dos fluxos de irradiância difusa e no perfil da irradiância líquida. Observa-se que nos casos das Tabelas (5.1 e 5.3) os resultados do ME são melhores do que os da δ -EDD.

Tabela 5.1. Fluxo para uma atmosfera Haze-L, $\tau_S=1$, $\mu_0 = 1$, $\omega = 1$, $g = 0.80418$, $f = g^2$, $M_0 = \pi$.

	MC	δ -EDD	ME-1	ME
$M^-(0)$	0.165	0.198	0.220	0.179
$M^+(\tau_S)$	1.820	1.787	1.766	1.807
$M_L(\tau=0)$	2.976	2.943	2.965	2.963
$M_L(\tau=0, 50)$	2.976	2.943	2.965	2.963
$M_L(\tau=0, 75)$	2.976	2.943	2.965	2.963
$M_L(\tau=1)$	2.976	2.943	2.965	2.963

Tabela 5.2. Fluxo para uma atmosfera Haze-L, $\tau_S=1$, $\mu_0 = 1$, $\omega = 0.9$, $g = 0.80418$, $f = g^2$, $M_0 = \pi$

	MC	δ -EDD	ME
$M^-(0)$	0.123	0.147	0.166
$M^+(\tau_S)$	1.516	1.500	1.478
$M_L(\tau=0)$	3.019	2.994	2.975
$M_L(\tau=0, 50)$	2.837	2.823	2.801
$M_L(\tau=0, 75)$	2.749	2.738	2.716
$M_L(\tau=1)$	2.672	2.656	2.634

Tabela 5.3. Fluxo para uma atmosfera Haze-L, $\tau_S=1$, $\mu_0 = 0.5$, $\omega = 0.9$, $g = 0.80418$, $f = g^2$, $M_0 = \pi$.

	MC	δ -EDD	ME
$M^-(0)$	0.234	0.219	0.229
$M^+(\tau_S)$	0.795	0.858	0.846
$M_L(\tau=0)$	1.336	1.352	1.342
$M_L(\tau=0, 50)$	1.150	1.193	1.182
$M_L(\tau=0, 75)$	1.064	1.128	1.116
$M_L(\tau=1)$	1.008	1.071	1.059

5.2 - APLICAÇÃO A UM CUMULUS C1

Considera-se uma camada homogênea com estrutura de cumulus segundo modelo C1 proposto por DEIRMENDJIAN (1969), com espessura óptica $\tau_s = 64$, sendo consideradas duas situações de albedo simples ($\omega = 1$ e $\omega = 0,9$). Os valores efetivos de τ , ω são calculados conforme as Eqs.(3.36). O fator de assimetria foi avaliado aplicando a Eq.(2.7) à função de fase fornecida em LENOBLE, obtendo-se $g = 0,8588$. Entretanto, para a função δ foi adotado o critério de POTTER (corte do pico anterior da função de fase), que fornece um peso $f = 0,47$, segundo descrito por CEBALLOS & CRÉTEL (1989). A espessura óptica de cada camada é $\tau = 4$ com valor efetivo 2,12 para $\omega = 1$ e 2,31 para $\omega = 0,9$. A Tabela (5.4) mostra os resultados obtidos com o ME-1, ME, comparados com o MC e δ -EDD considerando $\mu_0 = 1$ e $\omega = 1$. Nestas condições os resultados do ME-1 apresentam um erro de -1,9% para o fluxo refletido no topo da atmosfera e +10,3% para o fluxo a superfície, enquanto para a δ -EDD os erros são +0,5% e -2,7% respectivamente. A Tabela mostra que o ME apresenta erros significativos, assim, não sendo uma boa opção para casos deste tipo.

Para os resultados da Tabela (5.5), as parametrizações são as mesmas usadas para os cálculos obtidos na Tabela (5.4); a diferença é que agora a camada não é conservativa. Os erros nos resultados do ME são: +5,4% para o fluxo refletido no topo e -0,6% para o fluxo líquido; para a δ -EDD os erros são, respectivamente, -4,5% e +0,7%.

A Tabela 5.6 apresenta quais são as melhores aproximações (indicadas com ***) em relação aos resultados apresentados nas Tabelas (5.1) à (5.5). Observe-se que o ME-1 foi aplicado apenas nos casos conservativos.

Tabela 5.4. Fluxo para uma atmosfera C1, $\tau_S=64$, $\mu_0=1, \omega = 1$, $g = 0,8588$, $f = 0,47$. Os valores em (*), por falta de dados do método MC, são do método Spherical Harmonics.

	MC	δ -EDD	ME-1	ME
$M^-(0)$	2.656	2.669	2.606	2.822
$M^+(\tau_S)$	0.486	0.473	0.536	0.320
$M_L(\tau=0)$	*0.483	0.473	0.536	0.319
$M_L(\tau=32)$	*0.483	0.473	0.536	0.319
$M_L(\tau=48)$	*0.482	0.473	0.536	0.319
$M_L(\tau=64)$	*0.482	0.473	0.536	0.319

Tabela 5.5. Fluxo para uma atmosfera C1, $\tau_S=64$
 $\mu_0 = 1, \omega = 0,9, g = 0,8588, f = 0,47$

	MC	δ -EDD	ME
$M^-(0)$	0.370	0.354	0.390
$M^+(\tau_S)$	0.000	0.000	0.000
$M_L(\tau=0)$	2.768	2.787	2.751
$M_L(\tau=32)$	0.002	0.001	0.007
$M_L(\tau=48)$	0.000	0.000	0.000
$M_L(\tau=64)$	0.000	0.000	0.000

Tabela 5.6 Resumo qualitativo das aplicações apresentadas nas Tabelas (5.1) a (5.5). Os asteriscos indicam qual a melhor aproximação

casos	μ_0	ω	δ -EDD	ME	ME-1
Névoa:	1	1		***	
	1	0,9	***		
	0,5	0,9		***	
Cumulus:	1	1	***		
	1	0,9	***		

5.3 - APLICAÇÃO A UMA ATMOSFERA LIMPA E SECA (RAYLEIGH)

Na Tabela (5.7) é apresentada uma comparação, entre o ME e os modelos SS e EDD, com valores exatos de DEIRMENDJIAN & SEKERA (1954). Os resultados se referem a Refletância planetária relativa (R_p) e a Irradiância global relativa à superfície (ψ_g) em função da espessura óptica " τ ". Os dados referentes aos modelos SS, EDD e D&S foram transcritos de CEBALLOS (1988). Os cálculos correspondem a uma aplicação da solução do método de dois fluxos, Eqs. (3.8,9) para os modelos SS e EDD, considerando a atmosfera como uma única camada homogênea limpa e seca. Para o ME os resultados são obtidos conforme o modelo descrito no capítulo 4.

Os resultados na Tabela (5.7) correspondem a radiação monocromática, onde $\lambda = 0,312\mu\text{m}$ para $\tau = 1$, $\lambda = 0,495\mu\text{m}$ para $\tau = 0,15$, $\lambda = 0,618\mu\text{m}$ para $\tau = 0,06$.

Na Tabela (5.7) os resultados do ME apresentam uma boa aproximação, principalmente quando há produção de radiação difusa devido a refletância do solo. É importante notar que as colunas SS e EDD correspondem a resultados referentes a uma única camada com espessura óptica τ_s , enquanto o ME implica em dividir a situação física em 16 camadas. Observa-se que esta divisão não produz erros significativos em relação ao SS (de uma camada). Por outro lado, para incidência vertical a melhor aproximação é a EDD, como podia esperar-se. Com efeito, para ângulos "Z" de incidência elevada (valores pequenos de μ_0), a produção de radiação difusa é mais intensa e a contribuição de fluxos relativamente isotrópico é maior. Neste caso o modelo ME apresenta erro menor que 2,5% para R_p . Conforme os resultados da tabela, podemos concluir que numa atmosfera Rayleigh o ME é satisfatório ao avaliar a refletância planetária e a irradiância líquida.

Tabela 5.7. Irradiância global a superfície ($P_0 = 1013\text{HPa}$) e refletância planetária em atmosfera Rayleigh.

μ_0	r_s	τ_s	$R_p = \Psi^-(0)$				$M_g = \Psi_g$			
			D&S	SS	EDD	ME	D&S	SS	EDD	ME
1	0	1	.340	.342	.338	.347	.660	.658	.662	.653
0,6	0	1	.458	.459	.452	.464	.542	.541	.548	.536
0,1	0	1	.704	.700	.671	.703	.296	.300	.329	.297
1	0,25	1	.443	.436	.444	.439	.743	.752	.741	.748
0,6	0,25	1	.543	.537	.540	.540	.610	.618	.614	.613
0,1	0,25	1	.750	.743	.724	.745	.334	.343	.368	.340
1	0,25	0,15	.281	.279	.285	.280	.959	.961	.954	.962
0,6	0	0,06	.053	.048	.048	.050	.957	.952	.952	.950

As Figs.(5.1 e 5.2) mostram as variações, da Refletância planetária " R_p " e a Irradiância global relativa à superfície " ψ_g " com relação a μ_0 (cosseno do ângulo de incidência) e variantes de λ : [0,3; 0,7] e r_s : [0,0; 0,3]. A Fig.(5.1) mostra que R_p e ψ_g , são bastante sensíveis a inclinação de fluxos incidentes no topo da atmosfera para $\lambda = 0,3\mu\text{m}$, onde R_p varia de 73% para 49%, e a ψ_g de 38% para 74%. Em $\lambda = 0,7\mu\text{m}$ a atmosfera reflete menos de 37% do fluxo incidente enquanto a ψ_g atinge valores próximos a 99% mostrando uma inversão de crescimento da R_p e ψ_g em relação a λ . Observa-se que R_p e ψ_g aumentam com a refletância do solo; esse crescimento é devido à produção de fótons difusos em decorrência da reflexão no solo.

A Fig.(5.2) são ilustra as variações de R_p e ψ_g com comprimentos de onda entre $0,3\mu\text{m}$ e $0,7\mu\text{m}$, sendo $r_s = 0$. Em relação ao crescimento de λ , observa-se um crescimento rápido de ψ_g e um decrescimento de R_p .

A Fig. (5.3) ilustra a integração no visível para R_p e M_g em uma atmosfera limpa e seca. O eixo vertical representa a porcentagem (irradiância/ S_0) de fluxos em relação à constante solar ($S_0 = 1353\text{W/m}^2$). Para incidência de fluxo direto a

atmosfera reflete menos de 7% enquanto a irradiância à superfície chega a aproximadamente 39%.

A Fig.(5.4) ilustra a variação dos fluxos integrados no visível para a refletância planetária e para irradiância global a superfície, com relação ao albedo do solo (considerado constante no intervalo visível) sendo $\mu_0 = 1$. O eixo vertical representa o percentual em relação à constante solar (irradiância/ S_0). A Figura mostra um crescimento praticamente linear de R_p e Ψ_g com relação ao albedo do solo, indicando um fator de crescimento aproximadamente de 0,35 para R_p e de aproximadamente 0,073 para a irradiância global à superfície. Expressões aproximadas para estas grandezas são

$$\Psi_g = 0,409 + 0,073r_s, \quad R_p = 0,048 + 0,35r_s.$$

5.4 - APLICAÇÃO EM ATMOSFERA LIMPA E SECA, INCLUINDO OZÔNIO

O perfil de ozônio adotado corresponde ao modelo tropical de McCLATCHEY (1973), cuja 90% está concentrado na estratosfera, de modo que praticamente toda absorção está concentrada, no nosso caso, na primeira camada (base em 60HPa) do modelo que propomos. As parametrizações feitas para o ozônio foram discutidas na seção (3.3.2), onde a espessura óptica é dada pela Eq. (3.32) e o albedo simples pela Eq.(3.34). Esses parâmetros são calculados com base nos dados do modelo de atmosfera tropical de McCLATCHEY (1973) e os dados da Tabela (3.1), encontrando-se os seguintes valores para o albedo simples: 0,18 para a banda de HARTLEY centrada em $0,3\mu\text{m}$; 0,92 para a banda de HUGGINS centrada em $0,33\mu\text{m}$ e para a banda de CHAPUIS são; 0,97 para o intervalo com centro em $0,51\mu\text{m}$; 0,13 para o intervalo de centro em $0,58\mu\text{m}$ e 0,94 para o intervalo com centro em $0,7\mu\text{m}$.

A absorção por ozônio foi avaliada em cada banda considerando as irradiancias relativas no centro da mesma. A integração foi obtida (conforme descrito no início deste capítulo) multiplicando-se o percentual médio de absorção em cada intervalo de largura $\Delta\lambda = 0,1\mu\text{m}$, incluindo o valor central

de cada banda, pela respectiva taxa de energia incidente no topo da atmosfera correspondente ao intervalo espectral considerado. A absorção total corresponde a soma das contribuições dos intervalos compreendidos entre 0,3 μ m e 0,7 μ m.

A Fig. (5.5) ilustra as frações (irradiância/S₀) associada à refletância planetária, a absorção pela atmosfera e à irradiância global à superfície sendo r_s = 0 e $\mu_0 = 1$. O perfil do ozônio considerado proporciona uma redução da refletância planetária de aproximadamente 0,7%, enquanto a taxa de absorção pela atmosfera corresponde a aproximadamente 1,4%. A refletância planetária é 3,8% e a irradiância à superfície é de aproximadamente 40,5%.

Do total absorvido pelo ozônio, a banda de HARTLEY [0,28 μ m; 0,315 μ m] absorve aproximadamente 86% e o restante pela banda de CHAPPUIS correspondente ao intervalo com centro em 0,58 μ m, as demais intervalos da banda de CHAPPUIS e a banda de HUGGINS apresentam coeficientes de absorção desprezíveis.

Uma comparação foi realizada com a expressão proposta por LACIS & HANSEN (1974) para a refletância planetária considerando o espectro solar total e a presença de ozônio. A parametrização mencionada é;

$$\alpha_R = \frac{0.28}{1 + 6.43\mu_0}$$

A Tabela (5.8) exhibe uma comparação entre resultados integrados da refletância planetária numa atmosfera ar+O₃ e a parametrização de LACIS & HANSEN. Os resultados correspondem ao percentual de fluxos (irradiância/S₀) em relação a todo o espectro solar (irradiância/S₀).

Tabela 5.8. Comparação do modelo ME com a fórmula parametrizada de LACIS E HANSEN (1974).

μ_0	ME	LACIS & HANSEN
1	0,038	0,037
0,8	0,045	0,046
0,4	0,075	0,078

Os resultados revelam uma boa precisão do ME (erros menores que 0,3%) ao avaliar a refletância planetária em uma atmosfera composta de ar + O₃.

5.5 - INCLUSÃO DE DE AEROSSOIS

Nesta seção o modelo é aplicado a uma atmosfera com variação vertical do conteúdo de aerossóis descrito por uma atmosfera "modelo tropical" de McClatchey et al. (1973). Esta atmosfera inclui como informação o perfil vertical dos coeficientes β_a , β_s . Os valores de β_a , β_s são fornecidos para 0,337 μ m, 0,488 μ m, 0,5145 μ m, 0,6328 μ m e 0,6943 μ m. Foram feitas interpolações para obter o perfil de β_a , β_s nos demais comprimentos de onda desejado (0,3; 0,35; 0,40;...;0,7 μ m). Em alguns comprimentos de onda, por exemplo 0,337 μ m tem-se $\beta_a < 10^{-6}$ de modo que o albedo simples resulta $\omega \sim 1$, com pouca variação vertical; por outro lado, $\omega \sim 0,94$ em 0,6943 μ m. Adotou-se um valor médio $\omega = 0,97$ e por hipótese um fator de assimetria $g = 0,82$. Considerou-se ainda à ausência de aerossol nas camadas acima dos 12km de altitude.

Na seção (3.3.3) foram feitas considerações com relação a propagação de radiação na presença de aerossóis. As parametrizações adotadas seguem o modelo δ -SS, de modo que os valores da espessura óptica, do albedo simples e do fator de assimetria, adotados teoricamente, são transformados em valores efetivos para cada camada conforme as Eqs.(3.36-39), como também são transformados em efetivos os valores referentes às frações de retroespalhamento.

A Fig.(5.6) ilustra os perfis referentes à espessura óptica teórica e efetiva da atmosfera (ar mais aerossóis), obtidos para o comprimento de onda $\lambda = 0,5\mu$ m. A espessura óptica teórica corresponde a $\tau_a + \tau_R = 0,395$ (sendo $\tau_a=0,246$ e $\tau_R=0,149$), enquanto que a efetiva é 0,234 (sendo a espessura óptica efetiva dos aerossóis $\tau_a^* = 0,086$) evidenciando neste caso uma alteração

significativa dos parâmetros iniciais ao se empregar a aproximação delta.

A Fig. (5.7) ilustra o perfil de absorção por camadas para as refletâncias do solo $r_s = 0$ e $r_s = 0,15$ e incidência vertical ($\mu_0 = 1$). Pode-se observar que a partir da camada C12 (situada entre 2,5Km e 3,1km) a absorção cresce rapidamente. Para $r_s=0$ a atmosfera absorve 0,34% da constante solar tendo um valor máximo de 0,10% na camada C16. Para $r_s=0,15$ a atmosfera absorve aproximadamente 0,45% da constante solar com um máximo de 0,13% na camada C16.

No que segue, usar-se-á a notação funcional $R_p(\mu_0)$, $A_{dr}(\mu_0)$, $A_{df}(\mu_0)$, $A_{atm}(\mu_0)$, $\psi_L(\mu_0)$, $\psi_{dr}(\mu_0)$ e $\psi_{df}(\mu_0)$ para indicar, respectivamente, a refletância planetária, a irradiância direta e difusa absorvida pelo solo, da irradiância absorvida pela atmosfera, a irradiância líquida e as irradiâncias direta e difusa à superfície (sendo todos fluxos relativos).

Na Fig.(5.8) estão ilustradas as irradiâncias relativas referentes a $R_p(\mu_0)$, $\psi_L(\mu_0)$ e $A_{atm}(\mu_0)$ para $\lambda = 0,5\mu m$ e $r_s = 0$ em relação a μ_0 . A absorção total na atmosfera é inferior a 5%, com aproximadamente 80% desse total sendo absorvido pela troposfera (camadas C12...C16).

A refletância planetária decresce monotonicamente com o crescimento de μ_0 , apresentando grande dependência com relação ao ângulo zenital, enquanto a absorção no solo apresenta um valor máximo $\psi_L(1) = 94,8\%$ decrescendo a medida que $R_p(\mu)$ cresce até atingir o valor $\psi_L(0,2) = 67,2\%$. Por outro lado a transmitância direta " $\psi_{dr}(\mu)$ " e a difusa " $\psi_{df}(\mu)$ " apresentam os valores: $\psi_{dr}(1) \cong 79,6\%$, $\psi_{df}(1) \cong 15,6\%$ e $\psi_{dr}(0,2) \cong 21,0\%$, $\psi_{df}(0,2) \cong 36,2\%$. Isto mostra que a radiação difusa na atmosfera produzida pelo aerossol sofre uma variação bem menor do que a variação da direta em relação ao ângulo de incidência.

Na Fig.(5.9) é mostrada a variação de irradiâncias relativas, com relação a refletância do solo, referentes a absorção pela atmosfera devido aos aerossóis, à refletância planetária e à irradiância global a superfície, sendo $\mu_0 = 1$ e $\lambda = 0,5\mu m$. A Figura mostra uma grande sensibilidade da refletância

planetária em relação à refletância do solo. A variação de r_s : [0; 0,3] elevou ψ_g de 0,948 para 0,997 e R_p de 0,008 para 0,013.

A Fig.(5.10) mostra os valores integrados no intervalo ($0,3\mu\text{m} < \lambda < 0,7\mu\text{m}$) para a absorção na atmosfera no solo e no céu, sendo $\mu_0 = 0,4$, $r_s = 0$. O eixo vertical representa a porcentagem da energia total no topo da atmosfera ML_0 . A integração total no intervalo [0,3; 0,7] μm representa aproximadamente 45,6% de ML_0 . No caso considerado a irradiância líquida ML a superfície é de aproximadamente 35,34%, a atmosfera absorve aproximadamente 1,5% e a refletância planetária é de 9,73%.

A taxa de aquecimento na atmosfera devido à absorção pelo aerossol pode ser calculada pela fórmula

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \mu_0 AB[K] \Delta S_0 \Gamma \frac{1}{\Delta P},$$

onde ΔS_0 é a energia associada a um certo intervalo espectral, $AB[k]$ é, no nosso modelo, a fração de irradiância absorvida por uma camada K e $\Gamma > 0$ é a taxa de aquecimento adiabático por elevação ($\Gamma = 9,8^\circ\text{C}$), μ_0 é o ângulo de incidência, ΔP é a pressão em mb, e $\frac{\partial T}{\partial t}$ é a taxa de aquecimento em $^\circ\text{C}/\text{dia}$. A

Fig.(5.11) mostra o perfil da taxa de aquecimento para $r_s = 0$, e $\mu_0 = 1$ devido a absorção pelo aerossol nas condições da Fig.(5.6).

Na Fig.(5.11) apresenta-se a variação da taxa de aquecimento pela atmosfera devido a aerossóis conforme perfil de absorção da Fig.(5.7) no caso de $r_s = 0$. Das Figs. (5.6) e (5.11) pode-se ver que a taxa de aquecimento é proporcional a concentração de aerossóis. A camada 16, adjacente ao solo ($P_0 = 1013\text{HPa}$), apresenta a maior taxa ou seja $0,22^\circ\text{C}/\text{dia}$, essa taxa vai decrescendo com a altura, sendo proporcional a concentração de aerossol em cada camada.

5.6 - CASO DE COBERTURA PARCIAL DE NUVENS ESTRATIFORMES

As Figuras (5.12) e (5.13) ilustram resultados para coberturas parciais com nuvens estratiformes utilizando a Eq.(3.41). Foi considerada uma nuvem St ocupando a camada C11 (com base no nível de 700HPa e espessura de 60HPa correspondendo a aproximadamente 650m). Aplicando o $\bar{\beta}_e$ da Tabela(3.4) na Eq.(3.51) tem-se $\tau = 35,9$. Foi utilizada, em todos os casos, uma aproximação δ de 3º ordem, onde $g = 0,577$, $f = 0,674$ (valores utilizados conforme CEBALLOS, 1988) e o albedo simples $\omega = 1$.

A Fig.(5.12) ilustra a variação da refletância planetária R_p e da irradiância líquida (Ψ_L) a superfície, em relação a cobertura parcial de nuvens. Como pode ver-se, a R_p e a Ψ_L são bastante sensíveis à cobertura de nuvens. A medida que Ψ_L é reduzida, R_p cresce na mesma proporção.

Na Fig.(5.13) são ilustrados os percentuais de absorção no visível pelo solo, pela atmosfera e pelo céu considerando $\mu_0=1$, nebulosidade de 70%, nos casos de $r_s = 0$ e $0,15$ respectivamente. A Figura mostra que a refletância do solo pouco influencia na refletância planetária (pelo menos para esse nível de nebulosidade) acarretando apenas um percentual de 1,06% de acréscimo, enquanto a irradiância líquida à superfície decresce na mesma razão.

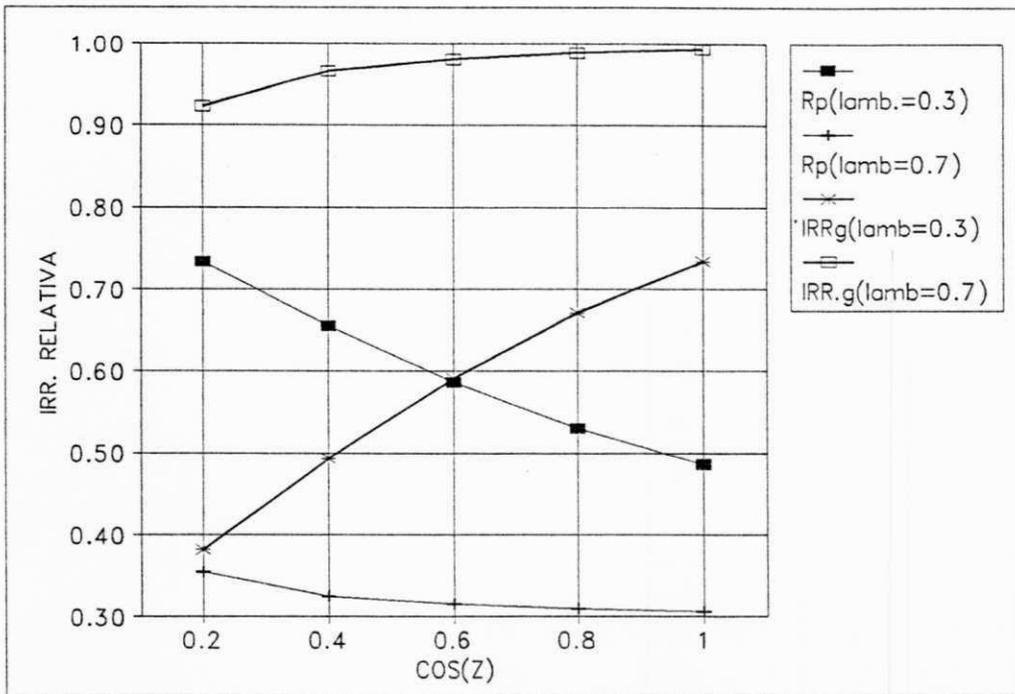


Fig. (5.1). Variação, com μ_0 , de irradiância relativa para $\lambda = 0,3\mu\text{m}$ e $0,7\mu\text{m}$, $r_s = 0,3$. Atmosfera limpa e seca.

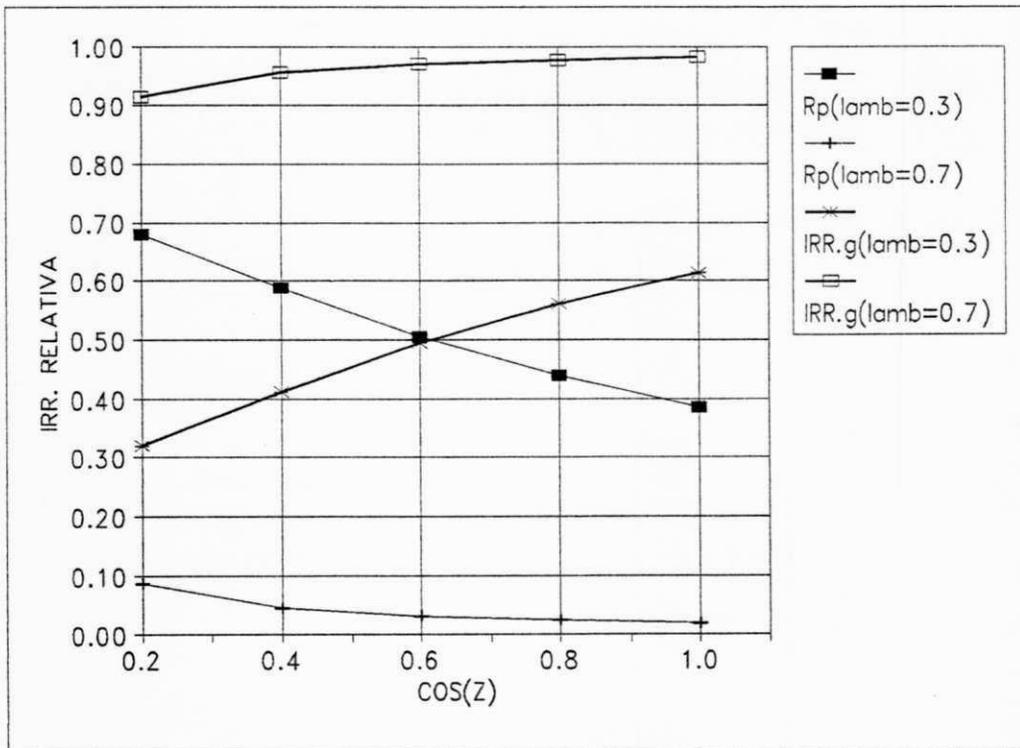


Fig. (5.2). Variação, com μ_0 , de irradiância para $\lambda = 0,3\mu\text{m}$ e $0,7\mu\text{m}$ e $r_s=0$. Atmosfera limpa e seca.

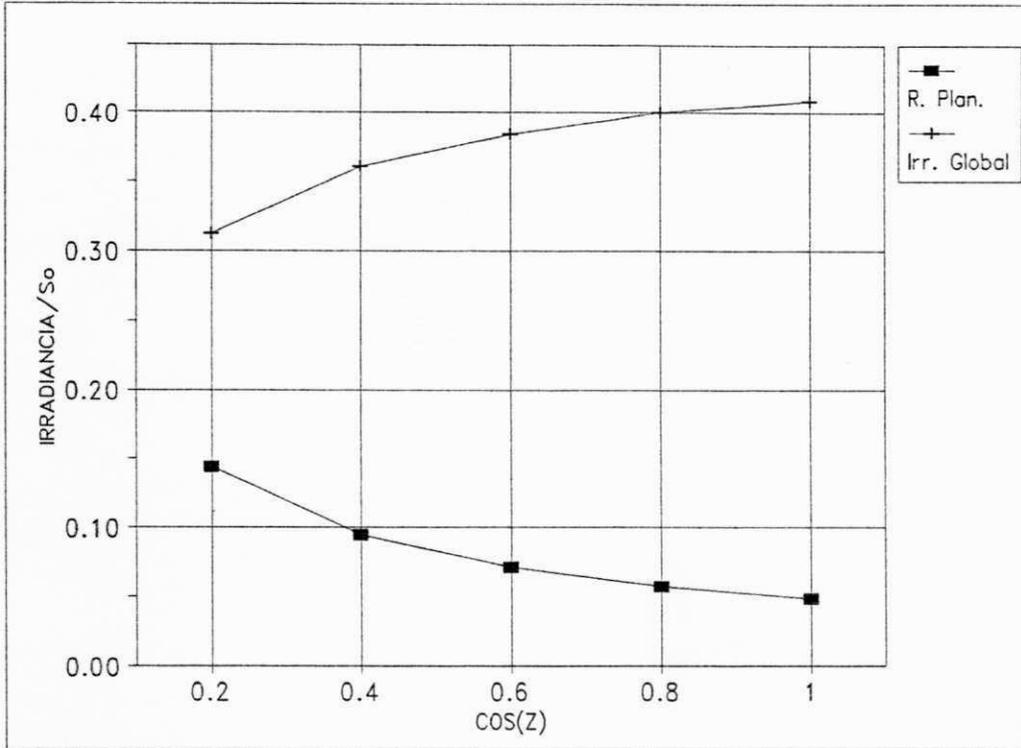


Fig. (5.3). Valores integrados de Rp e Mg (irradiância/So). Variação com μ_0 . Refletância do solo $r_s = 0$. Atmosfera limpa e seca.

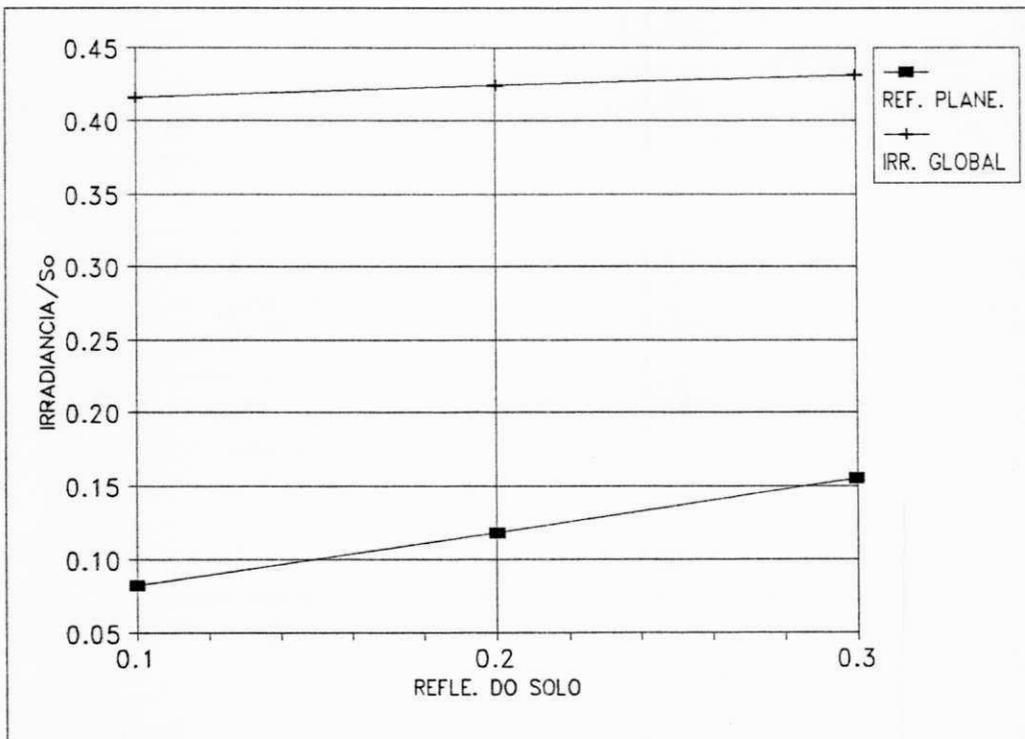


Fig. (5.4). Valores integrados de Rp e Mg (irradiância/So) com relação a refletância do solo, para $\mu_0 = 1$. Atmosfera limpa e seca.

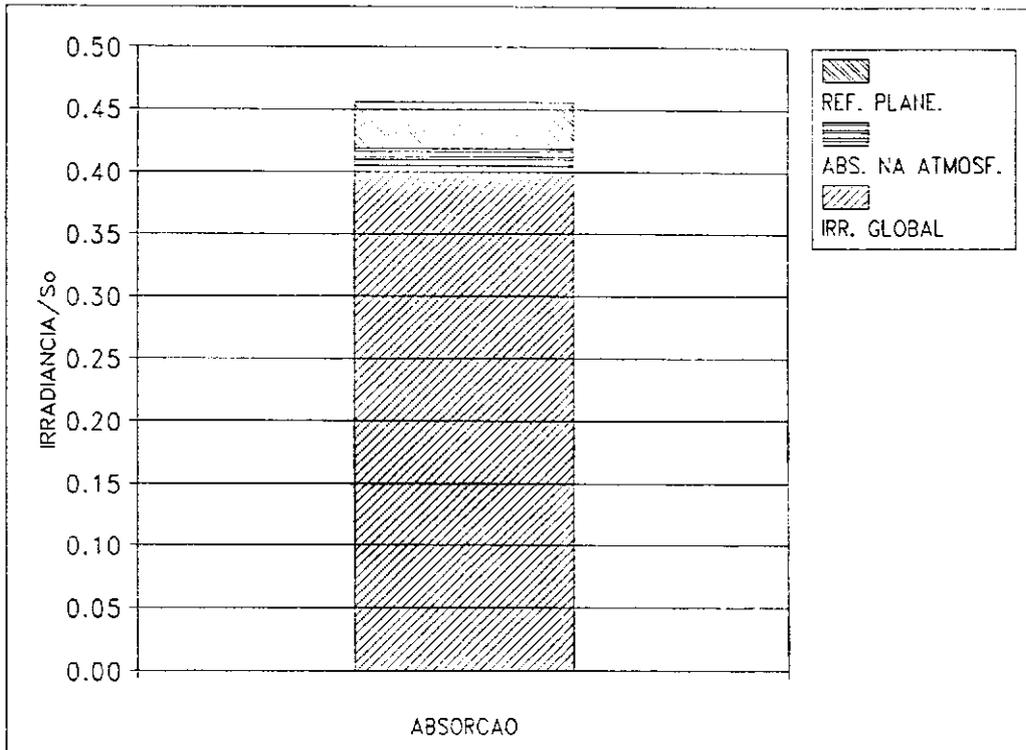


Fig.(5.5). Absorção no solo, na atmosfera e no céu. Valores integrados (irradiância/So) para $\mu_0 = 1$ e $r_s = 0$. Atmosfera ar + O₃.

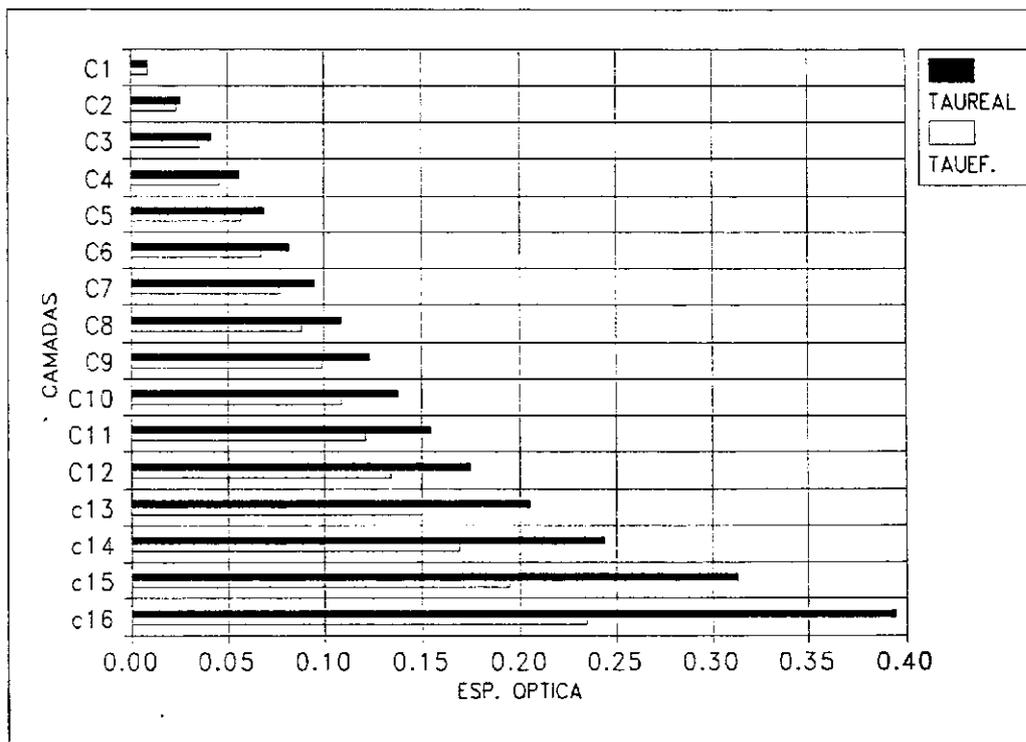


Fig.(5.6). Perfil da espessura óptica (ar + aerossóis), efetiva e teórica numa atmosfera tropical modelo de McCLATCHEY(1973). Valores interpolados para $\lambda = 0,5\mu\text{m}$.

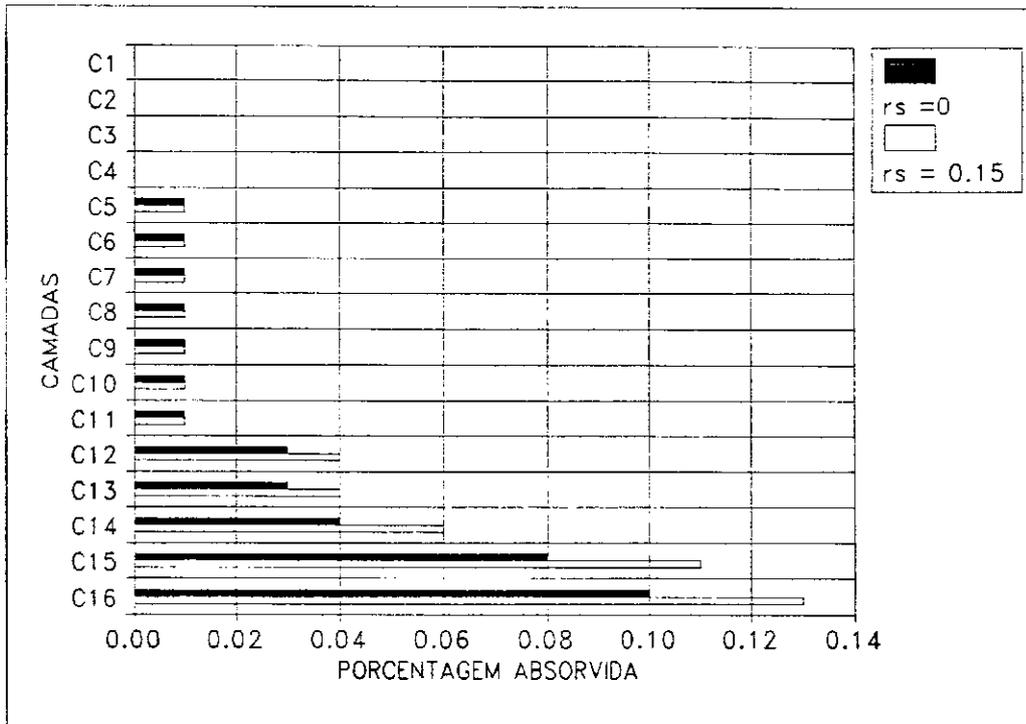


Fig. (5.7). Perfil da absorção por camadas de aerossóis para $r_s = 0$, $r_s = 0,15$ e $\mu_0=1$. Valores integrados no visível. O eixo horizontal expressa a taxa percentual de absorção por camada.

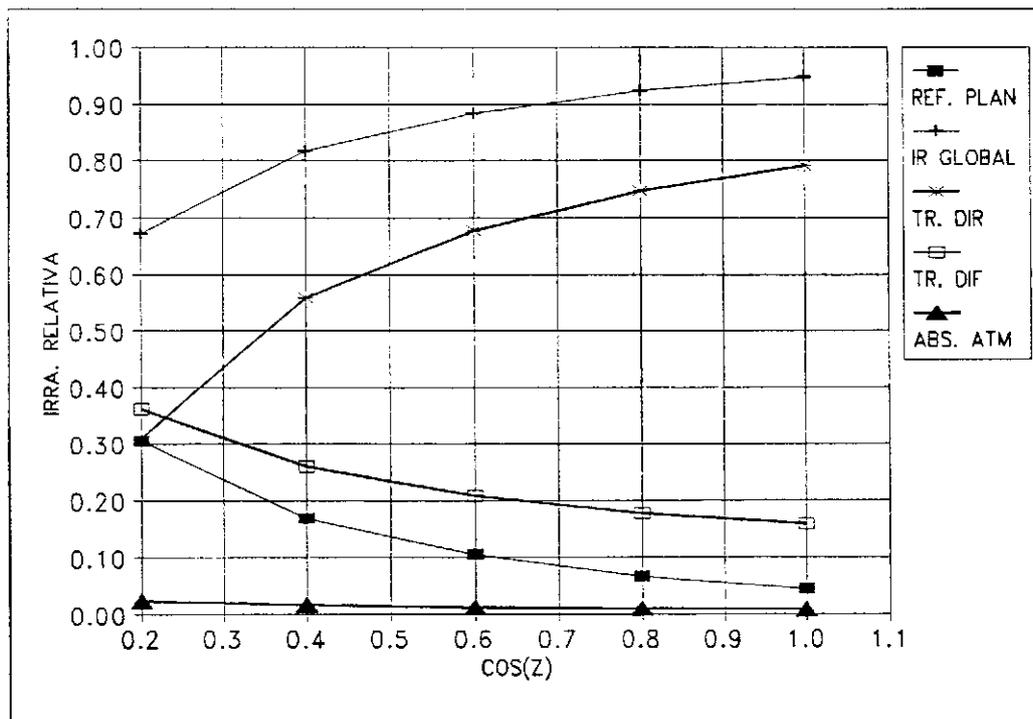


Fig. (5.8). Variação, com μ_0 , de irradiâncias relativas, para $\lambda = 0,5\mu\text{m}$ e $r_s = 0$. Atmosfera ar + aerossóis.

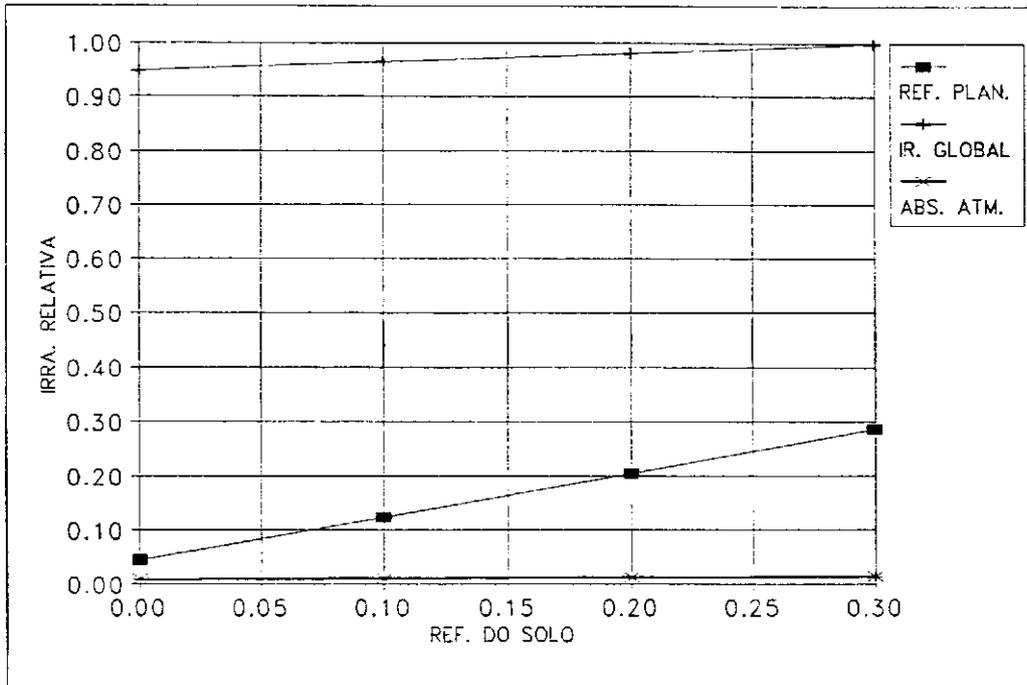


Fig. (5.9). Variação, com r_s , de irradiâncias relativas para $\mu_0 = 1$ e $\lambda = 0,5\mu\text{m}$. Atmosfera ar + aerossóis

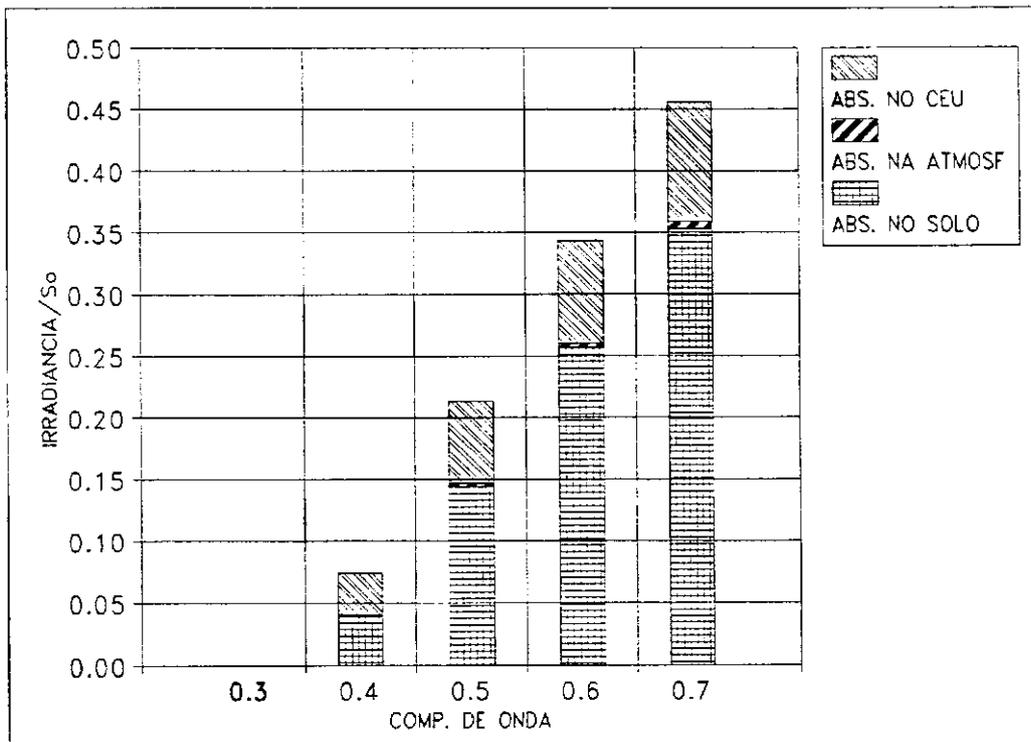


Fig. (5.10). Integração no visível para uma atmosfera ar + aerossóis. Valores (irradiância/So) em função do comprimento de onda, para $r_s = 0,15$ e $\mu_0 = 0,4$.

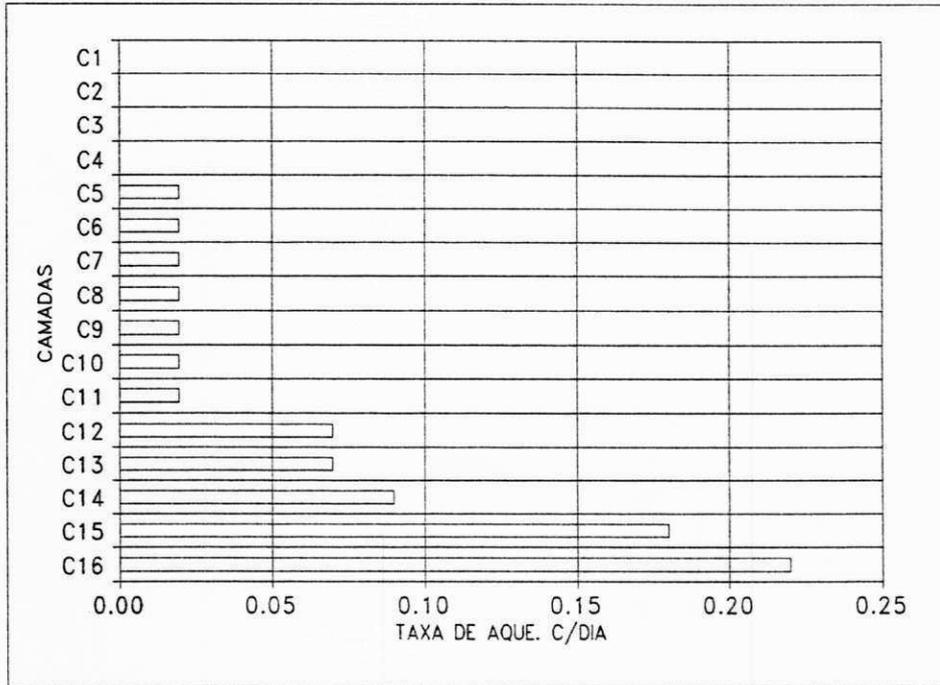


Fig. (5.11). Taxa de aquecimento por camadas. Perfil de aerossóis da Fig. (5.6).

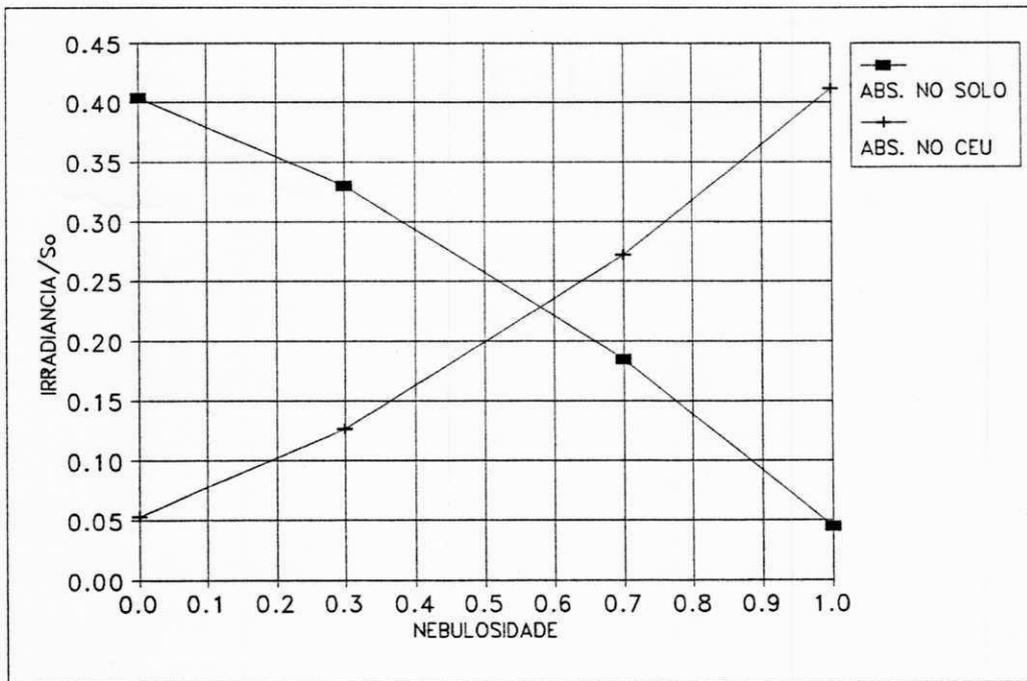


Fig. (5.12). Valores integrados de R_p e M_g (irradiância/ S_0) em função da cobertura parcial de nuvens, $\mu_0 = 1$, $r_s = 0$. Atmosfera limpa e seca com nuvem St ocupando a camada com base em 700HPa.

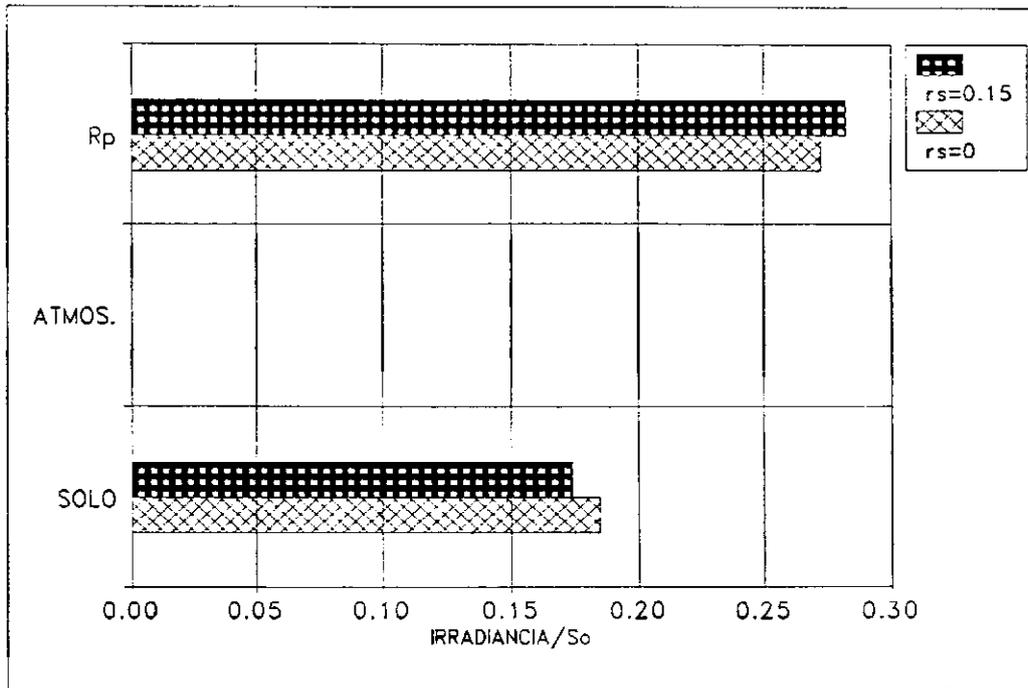


Fig. (5.13). Valores de R_p , M_g e absorção na atmosfera integrados no visível para para $r_s = 0$ e $\mu_0 = 1$, $\lambda = 0,5\mu\text{m}$. O eixo horizontal expressa a irradiância/ S_0 . Atmosfera limpa e seca com nuvem St (neb = 0,7) ocupando a camada C11.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES E SUGESTÕES

Foi implementado um modelo de dois fluxos para propagação de radiação solar, numa atmosfera dividida em 16 camadas. A estrutura do modelo está baseada em considerações desenvolvidas por CEBALLOS (1986, 1989), e descreve a solução do problema em termos de probabilidades de transição para estados absorventes (com camadas no solo e no "céu") em uma cadeia de Markov.

O modelo foi aplicado a várias situações no intervalo λ : (0,3 μ m;0,7 μ m). As comparações realizadas no capítulo 5 mostram que a escolha de 16 camadas para o modelo não gera erros significativos que coloquem em dúvida a propriedade da espessura óptica usada para cada camada, o que de acordo com LIOU (1974) poderia comprometer os cálculos de transferência radiativa. O comportamento do modelo nos casos de atmosfera limpa e seca e com aerossóis é bastante satisfatório, apresentando uma margem de erro que pode, em alguns casos, ser ignorada.

O comportamento da refletância planetária é bem descrito para atmosferas Rayleigh com ozônio, reproduzindo parametrizações bem conceituadas na bibliografia, como a de LACIS & HANSEN (1974).

O modelo se ajusta muito bem aos resultados de "métodos exatos" no caso da refletância planetária e saldo de radiação em meios atmosféricos com espessura óptica pequena e fator de assimetria elevado ("Haze-L", $\tau = 1$) como também em casos de atmosfera não conservativa, em alguns outros casos de atmosfera conservativa com grande espessura óptica (Cumulus C1 de DEIRMENDJIAN), é necessário avaliar parametrizações mais adequadas. Por exemplo, as propriedades intrínsecas de cada camada (transmissão, reflexão e absorção de radiação direta e difusa) podem ser avaliadas mediante aproximações δ -Eddington.

Estas propriedades são facilmente introduzidas no formalismo estocástico proposto.

O formalismo foi também aplicado a uma atmosfera modelo tropical de McCLATCHEY et al (1973). O vapor d'água não foi incluído por ter uma contribuição muito pequena na absorção dentro do espectro solar referente ao visível. O perfil de taxas de aquecimento devido à interação com aerossóis mostra valores inferiores a $0,3^{\circ}\text{C}/\text{dia}$.

A implementação de uma atmosfera com perfil relativamente complexo, incluindo a presença de campos de nuvens em determinadas camadas é simples bastando descrever a transmitância e refletância de cada camada. A introdução destas grandezas numa matriz de Markov permite o cálculo rápido de probabilidades de absorção nos diversos "estados" do sistema terra-atmosfera.

Conclui-se que o formalismo implementado pode constituir-se numa ferramenta valiosa para estudos de propagação de radiação solar na atmosfera. Neste contexto, sugere-se a continuidade deste estudo através das atividades que seguem (sem que a lista esgote as possibilidades):

1 - Comparação com resultados experimentais em diversas condições atmosféricas (medição em campo com piranômetro espectral, por exemplo).

2 - Analisar o incremento de precisão obtido quando a aproximação δ -Eddington é introduzida para definir propriedades das camadas.

3 - Redigir o programa de cômputo em linguagem Fortran, a fim de permitir sua inclusão em códigos radiativos (dentre eles, os existentes dentro de modelos de circulação geral e regional).

4 - Ampliar o intervalo espectral de trabalho para o infravermelho solar, o que permitiria incluir a absorção por vapor d'água, dióxido de carbono e gotículas.

5 - Uma vez implementado um modelo para o espectro solar completo, comparar seu custo computacional (tempo de cálculo) com aquele de códigos radiativos implementados em programas como RAMS & COLA.

BIBLIOGRAFIA

- CEBALLOS, J. C., 1986: *Um modelo estocástico de propagação de radiação solar na atmosfera*. Tese de doutorado, Instituto Astronômico e Geofísico. Univ. de S. Paulo, Brasil.
- CEBALLOS, J. C., 1988: On two-flux approximations for shortwave radiative transfer in the atmosphere. *Contrib. to Atmos. Physics*. 61:8-22.
- CEBALLOS, J. C., 1989: Stochastic properties of two-flux shortwave radiative transfer in the atmosphere. *Contrib. to Atmos. Physics*. 62:179-192.
- _____ & CRÉTEL, D., 1989: *Applications of Monte Carlo method and stochastic modeling for cloud field*. Laboratoire d'Optique Atmosphérique. Université des Sciences et Techniques de Lille - Flandres Artois - France.
- CHANDRASEKHAR, S (1950): *Radiative transfer*. Oxford Press, London; Dover Eds., 1960.
- COAKLEY, J. A., Jr., and CHYLEK P., (1975): The two stream Approximation in Radiative Transfer. Including the angle of the incident radiation. *J. Atmos. Sci.*, 32: 409-418.
- COULSON, K. L. (1959): Characteristics of the radiation emerging from the top of Rayleigh atmosphere-I. Intensity and polarization. *Planet Spa. Sci.* 1:265-276.
- COULSON, K. L. (1959): Characteristics of the radiation emerging from the top of Rayleigh atmosphere-II. Total upward flux and albedo. *Planet Spa. Sci.* 1:277-284.
- DEER, V. E., STONE, R. S., FEDOR, L. S. and HANSON, H. P. (1990): A Parameterization for the Shortwave Transmissivity of Stratiform Water Clouds Based on Empirical Data and Radiative Transfer Theory. *J. Atmos. Sci.* 47:2774-2783.
- DEIRMENDJIAN, D e SEKERA, Z. (1954): Global radiation resulting from multiple scattering in a Rayleigh atmosphere. *Tellus VI*:382-398.
- DEIRMENDJIAN, 1969: *Electromagnetic Scattering on Spherical Polydispersions*. Elsevis Pub. Co. New York.
- ELTERMAN, L. (1970): *Vertical-attenuation model with eighth surface*

- meteorological range 2 to 13 kilometers. Air Force Cambridge Res. Labors., Environ. Res. Paper; 318, US Air Force.
- FEIGELSON, E. M. (1984): *Radiation in a cloudy atmosphere*. D. Reidel Publishing Company Holland.
- FILYUSHKIN, V. V. MADRONICH, S. BRASEUR, G. P. AND PETROPAVLOVSKIKH I. V. (1994): Fast Two-Stream Method for Computing Diurnal-Mean Actinic Flux in Vertically Inhomogeneous Atmospheres. *J. Atmos. Sci.* 51:1077-1088
- FERNANDES, P. J. 1973: *Introdução à teoria das probabilidades*. Ed. UNB. Brasília, Brasil.
- FOUQUART, Y. & BONNEL (1979): Computation of solar heating of the earth's atmosphere. A new parametrization. *Contrib. to Atmos Physics*. 53:35-62.
- GELEYN, J. F. & HOLLINGSWORTH, A. (1979): An economical analytical method for the computation of the interaction between scattering and line absorption of radiation. *Contrib. to Atmos. physics*, 52:1-16.
- GOODY, R. M. (1959): *Atmospheric radiation. I. Theoretical Basis*. Clarendon Press, Oxford.
- HOEL, P. G., PORT, S. C. STONE, C. J. (1972): *Introduction to stochastic processes*. Houghton Mifflin Co., Boston.
- JOSEPH, J. N.; WISCOMBE. W. J. e WEIMAN; J. A. (1976): The delta-Eddington approximation for radiative flux transfer. *J. Atmos. Sci.* 33:2452-2459.
- HENSE A., KERSCHGENS, M. AND RASCHKE E. (1979): An economical method for computing the radiative energy transfer in circulation models. *Quat. J. R. Met. Soc.* 108: 231-252.
- KERSCHGENS, M. RASCHKE, E. & REUTER, U. (1976): The absorption of solar radiation in model atmospheres. *Contrib. to Atmos. physics* 49: 81-97.
- KING, M. D. and HARSHVARDHAN (1986): Comparative Accuracy of Selected Multiple Scattering Aproximations. *J. Atmos. Sci.* 43:784-801.
- LACIS, A. A. e HANSEN, J. E. (1974): A parametrization for the absorption of solar radiation in the Earths atmosphere. *J. Atmos. Sci.* 31:118-133.
- LEIGHTON, H. G. (1980): Application of the delta-Eddington Method to the absorption of solar radiation in the atmosphere. *Atmosphere-Ocean* 18:43-52.

- LENOBLE, J. (1985): *Radiative transfer in scattering and absorbing atmospheres*. A. Deepak Publishing 1985.
- LIOU, K. N. (1974): Analytic two-stream and four-stream solutions for radiative transfer. *J. Atmos. Sci.* 31:1473-1475
- LIOU, K. N., (1980): *An introduction to atmospheric radiation*. Academic Press. 392 pp.
- LIOU, K. N., FU, Q. and ACKERMAN, T. P. (1988): A Simple Formulation of the Delta-Four-Stream Approximation for Radiative Transfer Parameterizations: *J. Atmos. Sci.* 45:1940-1947
- McCLATCHY, R. A., BENEDICT, W. S., CHOUGH, S. A., BURCH, D. E., CALFEE, K., FOX, L. S., ROTHMAN & GARING, J. S. (1973): *AFCRL Atmospheric absorption line parameters compilation*. Environ Res. Pap. 434 AFCRL-TR-73-0096, pp 78 [NTIS AD 762904].
- NEIBURGER, M. (1949): Reflexion, absorption, and transmission of insolation by stratus clouds. *J. of Meteor.* 6:98-104.
- MEADOR, W. E. AND WEAVER, W. R., 1980: Two-stream approximations to radiative transfer in planetary atmospheres: A unified description of existing methods and a new improvement. *J. Atmos Sci.* 37:630-643.
- PACITTI T., (1968): *Fortran monitor*. Ao Livro Técnico S/A, Rio de Janeiro.
- PALTRIDGE, G. W. AND PLATT, C. M. R. (1976): *Radiative processes in meteorology and climatology*. Elsevier Sci. Pub. Co.
- PINKER, R.T. AND EWING, J. A. (1985): Surface solar radiative model formulation and validation. *J. of Climate and App. Meteorology*.
- POTTER, J. F. (1970): The delta function approximation in radiative transfer theory. *J. Atmos. Sci.* 27:943-949.
- SCHMETZ, J. (1984): On the parameterization of the radiative properties of broken clouds. *Tellus* 36A, 417-432.
- SCHALLER, E. (1979): A delta two-stream approximation in radiative flux calculation. *Contrib. to Atmos. Physics* 52:17-26.
- SHETTLE, E. P. e FENN, R. W. (1979): *Models for the aerosol of the lower atmosphere and the effect of humidity variations on their optical properties*. Environ. Res. Paper N° 676, Air for Force Geophysics Lab., Hanson AFB, Massachusetts, EUA.
- SHETTLE, E. P. e WEINMAN, J. A. (1970): The transfer of solar irradiance through inhomogeneous turbid atmosphere evaluated by Eddington's approximation. *J. Atmos. Sci.* 27:1048-1055.

- SLINGO, A. (1989): A GCM Parameterization for the Shortwave Radiative Properties of Water Clouds. *J. Atmos. Sci.* 46:1419-1427.
- SOUZA, J. D. e CEBALLOS, J. C. (1994): Teste de um modelo estocástico de propagação de radiação solar numa atmosfera multicamada. Congresso Brasileiro de meteorologia-Belo Horizonte MG. *Anais* pp 403-405.
- STEPHENS, G. L., (1984): The parametrization of radiation for numerical weather prediction and climate models. *Mon Wea. Rev.* 112:826-867.
- TAKANO, Y & LIOU, K. N. (1989): Solar Radiative Transfer in Cirrus Clouds. Part I: Single- Scattering and Optical Properties of Hexagonal Ice Crystals. *J. Atmos. Sci.* 46:1-19.
- TAKANO, Y & LIOU, K. N. (1989): Solar Radiative Transfer in Cirrus Clouds. Part II: Theory and Computation of Multiple Scattering in an Anisotropic Medium. *J. Atmos. Sci.* 46:20-36.
- WELCH, R. M., COX, S. K., (1980): The effect of monomodal drop size distributions, top heights, clouds thickness and vertical water vapor profiles upon cloud heating rates and the cloud radiation field. In: Solar radiation and clouds ch.2, *American Meteor. Soc., Meteor. Monographs* v. 17, nº 39.
- WELCH, R. M., COX, S. K. and DAVIS, J. M. (1980): *Solar radiation and clouds*. American Meteorological Society.
- WISCOMBE, W. J. AND G. W. GRAMS (1976): The backscattered fraction in two-stream approximation. *J. Atmos. Sci.* 33:2240-2451.
- ZDUNKOWSKI, W. G.; KORB, G.J. & DAVIS, C. T. (1974). Radiative transfer in model cloud of variable and height constant liquid water content as computed by approximate and exact methods". *Contrib. to Atmos. Physics*, 47:157-186.
- ZDUNKOWSKI, W. G.; WELCH, R. & KORB, G. (1980): An investigation of the structure of typical two-stream-methods for the calculation of solar fluxes and heating rates in clouds. *Contrib. to Atmos. Physics*, 53:147-166.