

JORNANDES JESÚS CORREIA

MÉTODO DE ESPALHAMENTOS SUCESSIVOS APLICADO À TRANSFERÊNCIA
DE RADIAÇÃO EM NUVENS, NA FAIXA ESPECTRAL DE 8 A 13 μm

VICOSA

JANEIRO - 1991

JORNANDES JESUS CORREIA

MÉTODO DE ESPALHAMENTOS SUCESSIVOS APLICADO À TRANSFERÊNCIA
DE RADIAÇÃO EM NUVENS, NA FAIXA ESPECTRAL DE 8 A 13 μm

Tese Apresentada à Universidade
Federal de Viçosa, como Parte das
Exigências do Curso de Meteorologia
Agrícola, para Obtenção do Título de
"Magister Scientiae".

VIÇOSA

MINAS GERAIS - BRASIL

JANEIRO - 1991

Ficha catalográfica preparada pela Área de Catalogação
Classificação da Biblioteca Central da UFV

T

C824m
1991

Correia, Jomandes Jesú. Método de espalhamentos sucessivos aplicado à transferência de radiação em nuvens, na faixa espectral de 8 a 13 μm . Viçosa, UFV, 1991.
46p. ilustr.

Tese (M.S.) - UFV

1. Radiação terrestre. 2. Nuvens-Saldo de radiação. 3. Nuvens-Taxa de resfriamento. 4. Nuvens-Emissões médias. 5. Nuvens-Temperaturas efetivas. 6. Física de nuvens. 7. Método de espalhamentos sucessivos. 8. Radiação atmosférica. I. Universidade Federal de Viçosa. II. Título.

CDD. 18.ed. 551.5272

CDD. 19.ed. 551.5272

MÉTODO DE ESPALHAMENTOS SUCESSIVOS APLICADO À TRANSFERÊNCIA
DE RADIAÇÃO EM NUVENS, NA FAIXA ESPECTRAL DE 8 A 13 μm

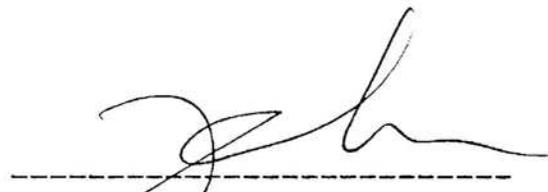
Tese Apresentada à Universidade
Federal de Viçosa, como Parte das
Exigências do Curso de Meteorologia
Agrícola, para Obtenção do Título de
"Magister Scientiae".

T
651.521
C 357m
1991
26.22

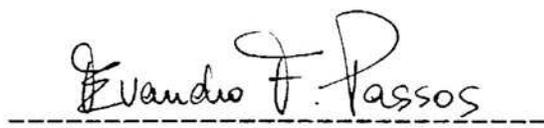
APROVADA: 31 de agosto de 1990.



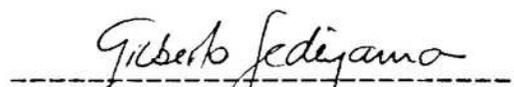
Prof. Rubens Leite Vianello
(Conselheiro)



Prof. José Maria N. Costa
(Conselheiro)



Prof. Evandro F. Passos



Prof. Gilberto C. Sedyama



Prof. Adil Rainier Alves
(Orientador)

Aos meus colegas do
Departamento de Ciências Exatas
da Universidade Estadual do Sudoeste da Bahia.

AGRADECIMENTOS

À Universidade Federal de Viçosa, pelas lições.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior- CAPES, pelo apoio financeiro.

À Universidade Estadual do Sudoeste da Bahia - UESB, pela confiança.

Ao Professor Adil Rainier Alves, pela amizade, além da orientação.

Aos Professores do Departamento de Engenharia Agrícola da UFV, pelos ensinamentos.

À minha mãe, pela eterna firmeza de ânimo que me despertou.

Aos colegas do curso de Meteorologia Agrícola, pelos créditos e familiaridade.

À Associação dos Estudantes de Pós-Graduação - AEPG, pelo relacionamento simpático dos seus associados.

À tia Jocasta, pelo exemplo de família.

BIOGRAFIA

Jornandes Jesús Correia, filho de Júlio Prado Correia e Isabel Delfina de Jesús, nasceu em Cândido Sales, Estado da Bahia, no dia 1^o. de janeiro de 1957.

Cursou o primeiro grau no Ginásio Paulo VI, em Vitória da Conquista, e concluiu o segundo grau no Colégio Ipiranga, em Salvador.

Licenciou-se em Física em janeiro de 1984 e bacharelou-se em Física em janeiro de 1985, na Universidade Federal da Bahia.

Em janeiro de 1987, concluiu o curso de Matemática Superior, "Stricto Sensu", pela Fundação Severino Sombra, em Vassouras, Estado do Rio de Janeiro.

Em fevereiro de 1988, iniciou o curso de Pós-Graduação em Meteorologia Agrícola, em nível de Mestrado, na Universidade Federal de Viçosa.

CONTEÚDO

	Página
LISTA DE QUADROS	vi
LISTA DE FIGURAS	viii
LISTA DE SÍMBOLOS	x
EXTRATO	xiv
1. INTRODUÇÃO	1
2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	3
3. METODOLOGIA	7
3.1. Condições de Contorno	8
3.2. O Modelo	9
3.2.1. Considerações Preliminares	9
3.2.2. Equações do Modelo	10
4. RESULTADOS E DISCUSSÃO	17
4.1. Validade do Modelo	17
4.2. Aplicações do MES na Determinação de Divergências do Saldo de Radiação	21
5. RESUMO E CONCLUSÕES	30

	Página
BIBLIOGRAFIA	32
APÉNDICE	35

LISTA DE QUADROS

Quadro		Página
1	Taxa de Resfriamento Radiativo do Topo de uma Nuvem Ci, em K/h, para as Ordens de Espalhamento de Zero a Vinte e Dois e Espalhamento Total (até a 31 ^a Ordem), com os Tempos Necessários aos Respective Processamentos ("Wall-clock Time") e a Porcentagem da Contribuição para a Taxa de Resfriamento.	25
2	Taxas de Resfriamento Radiativo, em K/h, para o Espalhamento de Ordem Zero e para o Espalhamento Total, por Camadas.	27
3	Taxas de Resfriamento Radiativo, em K/h, para os Espalhamentos de Ordem Zero até os de Sexta Ordem.	28

Quadro

Página

4	Taxa de Resfriamento Radiativo, K/h, para a Região Próxima do Topo de Nove Tipos de Nuvens, para Diferentes Valores de Conteúdos de Água Líquida. Foram Desprezados os Espalhamentos de Ordem Igual ou Superior à Unidade.	29
---	---	----

LISTA DE FIGURAS

Figura	Página
1 Emitância Média da Nuvem em Função da sua Espessura Ótica, na Forma de Densidade de Fluxo Emitido para Cima, Normalizado pela Densidade de Fluxo Emitido por um Corpo Negro, à Mesma Temperatura da Nuvem, a $10 \mu\text{m}$. Sua Espessura Geométrica é de 1757,4 m e sua Temperatura é de 273 K. As Temperaturas Abaixo e Acima da Nuvem Foram Consideradas Nulas, na Escala Absoluta, e Foram Utilizadas duas Quadraturas Gaussianas para o Modelo MES.	19
2 Radiância Monocromática para Cima, a $10 \mu\text{m}$, no Topo da Nuvem, Normalizada pela Emissão Monocromática de um Corpo Negro, Emitindo à Mesma Temperatura e à Mesma Freqüência, em Função do seu Ângulo Zenital. A Espessura Ótica	

	da Nuvem é Igual a 5; a sua Temperatura é de 250 K; as Temperaturas Abaixo e Acima da Nuvem Foram Consideradas Nulas, na Escala Absoluta, e Foram Utilizadas 16 Quadraturas Gaussianas para o Modelo MES.	20
3	Temperatura Efetiva do Topo da Nuvem, na Escala Absoluta, em Função do Ângulo Zenital, para a Região Espectral de 8 a 13 μm . A Espessura Ótica da Nuvem é Igual a 2; as Temperaturas do Solo, da Nuvem e da Região Acima do Topo da Nuvem são Iguais a 300 K, 250 K e 0 K, Respectivamente, e Foram Utilizadas 16 Quadraturas Gaussianas para o Modelo MES.	22
4	Perfil Vertical da Taxa de Resfriamento Radiativo para a Metade Superior de uma Nuvem do Tipo C1 de Deirmendjian, Considerando Diferentes Ordens de Espalhamento.	23

LISTA DE SÍMBOLOS

- a, b, α, γ - parâmetros empíricos (adimensionais);
- $B_\nu(T)$ - função de Planck à uma temperatura absoluta T e número de onda ν ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} / \text{cm}^{-1}$);
- $B_\nu(T_c)$ - função de Planck à temperatura absoluta da nuvem e número de onda ν ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} / \text{cm}^{-1}$);
- $B_\nu(T_g)$ - função de Planck à temperatura absoluta do solo e número de onda ν ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} / \text{cm}^{-1}$);
- $B_\nu(T_s)$ - função de Planck à temperatura absoluta da região acima do topo da nuvem e número de onda ν ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} / \text{cm}^{-1}$);
- c - velocidade da luz no vácuo (m s^{-1});
- C_m - coeficiente do polinômio de Legendre (adimensional);
- c_p - calor específico a pressão constante ($\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$);
- $F(z)_{\text{cima}}$ - densidade de fluxo de radiação dirigida para cima, para um nível z (W m^{-2});
- $F(z)_{\text{baixo}}$ - densidade de fluxo de radiação dirigida para baixo, para um nível z (W m^{-2});

- $F_{\nu(z)}^{\text{cima}}$ - densidade de fluxo de radiação monocromática dirigida para cima, para um nível z ($\text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$);
- $F_{\nu(z)}^{\text{baixo}}$ - densidade de fluxo de radiação monocromática dirigida para baixo, para um nível z ($\text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$);
- F_{net} - saldo de radiação (W m^{-2});
- g - fator de assimetria da função de fase (adimensional);
- h - constante de Planck (J s^{-1});
- $I_{n\nu}(\tau'; \mu_j, \phi)$ - radiância espectral para cima, para o espalhamento de ordem n no nível τ' e na direção (μ_j, ϕ) ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} / \text{cm}^{-1}$);
- $I_{n\nu}(\tau'; -\mu_j, \phi)$ - radiância espectral para baixo, para o espalhamento de ordem n no nível τ' e na direção $(-\mu_j, \phi)$ ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} / \text{cm}^{-1}$);
- $I_{\theta\nu}(z, \mu_j)$ - radiância monocromática, em um nível z , no interior da nuvem, numa direção μ_j ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} / \text{cm}^{-1}$);
- $I_{\theta\nu}(z, -\mu_j)$ - radiância monocromática, em um nível z , no interior da nuvem, numa direção $-\mu_j$ ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} / \text{cm}^{-1}$);
- $\bar{I}_{\nu}(z)$ - radiância monocromática média em um nível z da nuvem ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} / \text{cm}^{-1}$);
- $I_{\nu}(\theta)$ - radiância espectral isotrópica incidente na base da nuvem ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} / \text{cm}^{-1}$);
- $I_{\nu}(\tau^*)$ - radiância espectral isotrópica incidente no topo da nuvem ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} / \text{cm}^{-1}$);
- $I_{\nu}(0; \mu_j, \phi)$ - radiância espectral incidente na base da nuvem numa direção (μ_j, ϕ) ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} / \text{cm}^{-1}$);

- $I_{\nu}(\tau^*; -\mu_j, \phi)$ - radiância espectral incidente no topo da nuvem numa direção $(-\mu_j, \phi)$ ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} / \text{cm}^{-1}$);
- $I_{0\nu}(\tau'; \mu_j, \phi)$ - radiância espectral para o espalhamento de ordem zero, para um nível τ' e direção (μ_j, ϕ) ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} / \text{cm}^{-1}$);
- $I_{0\nu}(\tau'; -\mu_j, \phi)$ - radiância espectral para o espalhamento de ordem zero, para um nível τ' e direção $(-\mu_j, \phi)$ ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} / \text{cm}^{-1}$);
- j - índice associado ao número da quadratura gaussiana (adimensional);
- J - número total de quadraturas gaussianas (adimensional);
- $J_{n\nu}(\tau; \mu_j, \phi)$ - função-fonte monocromática para o espalhamento de ordem n , em um nível τ e direção (μ_j, ϕ) ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} / \text{cm}^{-1}$);
- $J_{0\nu}$ - função-fonte monocromática para o espalhamento de ordem zero ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} / \text{cm}^{-1}$);
- k - constante de Boltzmann (J K^{-1});
- m - ordem da expansão da função de fase em polinômios de Legendre (adimensional);
- n - ordem do espalhamento (adimensional);
- $P_f(\mu_j, \phi; \mu'_j, \phi'_j)$ - função de fase para a direção de incidência (μ_j, ϕ) e para a direção de espalhamento (μ'_j, ϕ'_j) (adimensional);
- $P_f(\mu_j, \mu'_j)$ - função média de fase para a direção de incidência μ_j e para a direção de espalhamento μ'_j (adimensional);
- $P_m(\mu_j)$ - polinômio de Legendre de ordem m para a direção de

- incidência μ_j (adimensional);
- $Q_{ext,\nu}$ - fator de eficiência para a extinção (adimensional);
- r_{ef} - raio efetivo da distribuição de gotículas (μm);
- r - raio da gotícula d'água (μm);
- T - temperatura (K);
- T_c - temperatura da nuvem (K);
- T_g - temperatura do solo (K);
- T_s - temperatura efetiva da porção da atmosfera acima do topo da nuvem (K);
- t - tempo (s);
- z' - altura a partir da base da nuvem (m);
- z^* - espessura total da camada (m);
- θ_j - ângulo de incidência (rad);
- θ'_j - ângulo de espalhamento (rad);
- ν - número de onda (cm^{-1});
- ρ - densidade absoluta do ar ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$);
- τ - espessura ótica da camada (km^{-1});
- τ' - espessura ótica para um nível z' no interior da camada (km^{-1});
- τ^* - espessura ótica da total camada (km^{-1});
- ω_j - peso associado à quadratura gaussiana (adimensional);
- $\bar{\omega}$ - albedo do espalhamento simples (adimensional);
- μ_j - cosseno do ângulo de incidência (adimensional);
- μ'_j - cosseno do ângulo de espalhamento (adimensional);
- ϕ - ângulo azimutal (rad);
- $n(r)$ - concentração de gotículas da nuvem ($\text{m}^{-3} \mu\text{m}^{-1}$);
- κ_ν - coeficiente linear monocromático de extinção (m^{-1});
- $[\partial T / \partial t]_{rad}$ - taxa de resfriamento radiativo (K/h).

EXTRATO

CORREIA, Jornandes Jesús. M.S., Universidade Federal de Viçosa, janeiro 1991. Método de Espalhamentos Sucessivos Aplicado à Transferência de Radiação em Nuvens, na Faixa Espectral de 8 a 13 μm . Professor Orientador: Adil Rainier Alves. Professores Conselheiros: Rubens Leite Vianello e José Maria Nogueira da Costa.

Desenvolveu-se um modelo para o cálculo de radiâncias, irradiâncias, saldos de radiação, emitâncias médias e temperaturas efetivas, em presença de cobertura estratiforme de nuvens, com base no espalhamento sucessivo da radiação. Tal modelo foi validado mediante comparações com outros sofisticados modelos, como o de ordenadas discretas de Chandrasekhar ("16-stream") e o de Neumann.

Analisou-se a contribuição do espalhamento múltiplo da radiação infravermelha na janela atmosférica, de 8 a 13 μm , para a taxa de resfriamento radiativo* da região próxima do

* Neste trabalho, o termo "radiativo" se refere à radiação e não à radiatividade.

topo da camada de nuvens, com propriedades microfísicas idênticas às das nuvens C1 de Deirmendjian, considerando o conteúdo de água líquida constante em seu interior. Concluiu-se que o espalhamento de ordem igual ou superior à unidade contribui muito pouco, na ordem de 6,7%, para a taxa de resfriamento radiativo em nuvens, na referida faixa espectral, podendo ser desprezível no cálculo da divergência do saldo de radiação.

1. INTRODUÇÃO

O estudo da transferência de energia radiante através de um meio que absorve, emite e espalha a radiação tem sido um foco de atenção nas últimas duas décadas. Embora estudos sobre esses fenômenos já venham sendo realizados por mais de cem anos, uma das recentes considerações tem sido o detalhamento da absorção e do espalhamento da radiação na atmosfera terrestre.

A determinação das taxas de resfriamento/aquecimento radiativo consiste num ponto de fundamental importância para vários estudos sobre a estrutura termodinâmica, microfísica e turbulenta da camada-limite planetária. Tais estudos são ainda mais interessantes quando envolvem a presença de nuvens, uma vez que estas propiciam elevadas taxas de resfriamento radiativo no topo e razoável aquecimento na base, o que pode consistir numa importantíssima fonte de energia cinética de turbulência.

A radiação espalhada por uma partícula interage com

outras partículas do meio e a esse fenômeno denomina-se espalhamento sucessivo de radiação. O espalhamento Mie, em camadas atmosféricas, tem sido explorado ultimamente, em virtude da sua importância no estudo da transferência da energia radiante. Em razão das dificuldades de obtenção de alguns tipos de dados meteorológicos na camada-limite planetária, como, por exemplo, a radiância no interior de uma camada de nuvens, torna-se necessário o desenvolvimento de modelos que forneçam valores que sejam úteis para a descrição do comportamento das referidas camadas. Dos inúmeros métodos utilizados para o cálculo da radiância, em modelagens atmosféricas, o Método de Espalhamentos Sucessivos (MES) se destaca, em virtude da exatidão dos resultados apresentados pelo mesmo.

Este trabalho tem como objetivo desenvolver um modelo para o cálculo de radiâncias, irradiâncias, saldos de radiação, emitâncias médias, temperaturas efetivas e taxas de resfriamento radiativo em nuvens, na região do infravermelho de 8 a 13 μm , com base no Método de Espalhamentos Sucessivos.

2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

A transferência radiativa emprega inúmeras técnicas, com o propósito de esclarecer as questões a ela pertinentes. Os vários métodos utilizados em transferência radiativa dividem-se em três grupos: MÉTODOS ANALÍTICOS, COMPUTACIONAIS E APROXIMADOS. Dos métodos analíticos, destacam-se o Método "Singular Eigenfunction", a Técnica de "Wiener-Hopf" e o Método "Transfer Matrix". Quanto aos métodos computacionais, destacam-se: Método de Monte Carlo, Método dos Harmônicos Esféricos, Método de Ordenadas Discretas, Método das Diferenças Finitas, Método de Ordens Sucessivas de Espalhamentos, Método "Invariant Imbedding", entre outros. Dos métodos aproximados, os mais utilizados são a Aproximação de Eddington e o Método "2-stream". Os métodos mais empregados, no entanto, são os computacionais. Tais métodos logram das seguintes vantagens: rapidez na apresentação dos resultados; o perfil vertical atmosférico pode ser dividido em um número finito de camadas não-homogêneas cuja espessura pode assumir

valores arbitrários; pode servir-se de um número finito de quadraturas gaussianas; os problemas envolvidos podem comportar uma simetria esférica e as variáveis incluídas podem ser expressas em função da profundidade do meio e das coordenadas horizontais. Uma das desvantagens de tais métodos é o aumento do tempo de computação quando a espessura ótica da camada aumenta consideravelmente.

BARKSTROM (1978) deduziu uma equação para o cálculo da radiância média, utilizando a aproximação de Eddington, em que analisa a influência do resfriamento radiativo das gotículas sobre o movimento convectivo e sugere que o resfriamento devido à janela atmosférica poderá ser incluído em estudos relativos à precipitação e ao crescimento de gotículas.

ALVES e DAVIES (1986) desenvolveram um modelo, usando o método de Monte Carlo, e determinaram a divergência do saldo de radiação no infravermelho termal, a partir da intensidade radiante média, para o topo de nuvens estratiformes. Analisando o efeito da perda da radiação térmica pelo topo da nuvem, tais autores sugeriram que essa perda pode causar intensa instabilidade na camada próxima do topo. BELLMANN et alii (1972) apresentam um método destinado ao cálculo da função de transmissão de radiação submetida a uma ordem finita de espalhamentos, para uma camada homogênea e isotrópica, utilizando o método "invariant imbedding". Tais autores chegaram a uma fórmula de recorrência para a reflexão difusa e para a função de transmissão.

Dentre os métodos mencionados anteriormente, um dos mais sofisticados é o Método de Ordenadas Discretas, que

difere dos outros métodos no sentido de que a solução da equação de transferência de radiação pode ser explicitamente derivada pelo emprego de uma série finita de quadraturas gaussianas discretas, representando os ângulos pelos quais a radiação emerge. LENOBLE (1977), por outro lado, classifica o método de Ordens Sucessivas de Espalhamentos como aquele que oferece melhor compreensão física dentre os métodos aplicados à transferência radiativa, porque o processo é acompanhado em cada etapa do espalhamento.

A influência relativa da janela atmosférica de 8 a 13 μm sobre os processos microfísicos, tais como taxa de resfriamento e crescimento de gotículas, e dinâmicos, tais como circulação termal e turbulência, da camada-limite planetária ainda continua sendo objeto de desafio em todo o mundo. Como se sabe, essa região do espectro eletromagnético é de fundamental importância para o estudo da transferência radiativa em nuvens e, segundo WISCOMBE e RAMANATHAM (1984), a emissão de radiação nessa faixa pode intensificar a taxa de crescimento de gotículas, influenciando, assim, a sua distribuição por tamanho. A título de ilustração, vale ressaltar que os cálculos feitos por ALVES (1987), para gotículas com raio de 10 μm , no topo da nuvem, mostraram que a perda de radiação pela gotícula no infravermelho termal foi cerca de uma ordem de magnitude maior que a absorção de radiação solar.

MANTON (1979), por exemplo, investiga o perfil de resfriamento radiativo em nuvens "stratus" e discute sobre o resfriamento radiativo próximo do topo da nuvem e um leve

aquecimento radiativo próximo da sua base. Segundo vários pesquisadores, o resfriamento no topo da nuvem e o aquecimento na sua base constituem uma importante fonte de energia cinética turbulenta para a camada-limite planetária.

3. METODOLOGIA

Considerou-se uma cobertura de nuvens horizontalmente estratificadas, em geral do tipo C1 de Deirmendjian, com o topo a 2 km de altura e conteúdo de água líquida de $0,063 \text{ g/m}^3$. A altura da base variou com a espessura ótica da camada a ser considerada para fins de modelagem. A distribuição das gotículas d'água por tamanho foi dada pela função gama (modificada) de Deirmendjian que, segundo MORCLETTE (1978), pode ser representada pela equação a seguir:

$$\eta(r) = ar^\alpha \exp(-br^\gamma). \quad \text{eq. 1}$$

Substituindo os parâmetros adimensionais a , α , b e γ para a nuvem C1 de Deirmendjian tem-se:

$$\eta(r) = 14,238 r^6 \exp(-1,5r), \quad \text{eq. 2}$$

em que $\eta(r)$ representa o número de gotículas por unidade de volume, por intervalo unitário de raio ($\text{m}^{-3} \mu\text{m}^{-1}$), sendo r o raio da gotícula expresso em μm . A nuvem foi considerada

isotérmica e o conteúdo de água líquida constante no seu interior. A faixa do espectro eletromagnético para este estudo foi a janela atmosférica, de 8 a 13 μm , compreendida entre os números de onda 750 cm^{-1} e 1250 cm^{-1} . Em se tratando de um estudo sobre a janela atmosférica, a única fonte térmica considerada na porção inferior à base da nuvem foi a superfície do solo, emitindo como um corpo negro à sua temperatura. Para essa região do espectro eletromagnético não se considerou a existência de fonte térmica acima da cobertura de nuvens.

3.1. Condições de Contorno:

$$I_{\nu}(\theta) = B_{\nu}(T_g); \quad \text{eq. 3}$$

$$I_{\nu}(\tau^*) = B_{\nu}(T_s), \quad \text{eq. 4}$$

sendo:

$$B_{\nu}(T) = 2 h c^2 \nu^3 / [\exp(h \cdot c \cdot \nu / k \cdot T) - 1], \quad \text{eq. 5}$$

em que:

$B_{\nu}(T)$ é a função de Planck para um número de onda ν e temperatura T , expressa em $\text{W}/(\text{m}^2 \text{sr cm}^{-1})$;

$I_{\nu}(\theta)$ é a radiância espectral isotrópica incidente na base da nuvem, em $\text{W}/(\text{m}^2 \text{sr cm}^{-1})$;

$I_{\nu}(\tau^*)$ é a radiância espectral isotrópica incidente no topo da nuvem, em $\text{W}/(\text{m}^2 \text{sr cm}^{-1})$;

T_g é a temperatura do solo, em Kelvins;

T_s é a temperatura efetiva da porção da atmosfera acima da cobertura de nuvens, em Kelvins;
 h é a constante de Planck, em J s;
 c é a velocidade da luz no vácuo, em $m s^{-1}$;
 k é a constante de Boltzmann, em $J K^{-1}$;
 τ é a espessura ótica monocromática da nuvem associada à altura z , acima da base da nuvem (adimensional).

3.2. O Modelo

3.2.1. Considerações Preliminares

A cobertura de nuvens foi dividida em 24 camadas (25 níveis: nível 1 para a base e nível 25 para o topo da nuvem). Foram desprezados os efeitos das bordas laterais, em virtude de se ter considerado uma cobertura de nuvens estratiforme. No cálculo do coeficiente de extinção da nuvem, utilizou-se o raio efetivo das gotículas d'água ao invés de se proceder à integração da secção transversal das gotículas em toda a sua população. Isto, segundo CAMPOS (1990), implica erros de apenas 4 a 6%. Inicialmente, calcularam-se as radiâncias para o espalhamento de ordem zero, para cada nível. Em seguida, foram calculadas as radiâncias para os espalhamentos de ordem igual ou superior à unidade, conforme a metodologia clássica descrita por VAN DE HULST (1980).

3.2.2. Equações do Modelo

As radiâncias correspondentes ao espalhamento de ordem zero, para cima e para baixo, no nível τ' no interior da nuvem, na direção definida pelos ângulos zenital θ_j ($\mu_j = \cos\theta_j$) e azimutal ϕ , são calculadas como:

i) Radiância para cima [na direção (μ_j, ϕ)]:

$$I_{\theta\nu}(\tau'; \mu_j, \phi) = I_{\nu}(\theta; \mu_j, \phi) \exp[-\tau' / \mu_j] + \int_0^{\tau'} J_{\theta\nu} \exp[-(\tau' - \tau) / \mu_j] d\tau / \mu_j; \quad \text{eq. 6}$$

ii) Radiância para baixo [na direção (μ_j, ϕ)]:

$$I_{\theta\nu}(\tau'; -\mu_j, \phi) = I_{\nu}(\tau^*; -\mu_j, \phi) \exp[-(\tau^* - \tau') / \mu_j] + \int_{\tau'}^{\tau^*} J_{\theta\nu} \exp[-(\tau - \tau') / \mu_j] d\tau / \mu_j, \quad \text{eq. 7}$$

em que $J_{\theta\nu}$ é a função-fonte para o espalhamento de ordem zero, expressa na seguinte forma:

$$J_{\theta\nu} = (1 - \bar{\omega}) B_{\nu}(T), \quad \text{Eq. 8}$$

em que $\bar{\omega}$ é o albedo do espalhamento simples e T a temperatura absoluta da nuvem no nível τ . Na equação 7, τ^* representa a espessura óptica total da nuvem. Note-se que $\tau=0$ na base da nuvem e $\tau=\tau^*$ no seu topo.

Os primeiros termos das equações 6 e 7 estão associados à transmissão da radiação incidente na base e no topo da nuvem, respectivamente, até o nível τ' , na direção (μ_j, ϕ) . Os segundos termos, nas referidas equações, representam as

contribuições das diversas camadas da nuvem, até o nível τ' .

Assumindo simetria azimutal do campo de radiação, temperatura absoluta e conteúdo de água líquida constantes no interior da nuvem, as equações 6 e 7 podem ser reescritas como se segue:

i) radiância para cima (na direção μ_j):

$$I_{\theta\nu}(z; \mu_j) = B_\nu(T_g) \exp(-\kappa_\nu z / \mu_j) + J_{\theta\nu} [1 - \exp(-\kappa_\nu z / \mu_j)]; \quad \text{eq. 9}$$

ii) radiância para baixo (na direção μ_j):

$$I_{\theta\nu}(z; -\mu_j) = B_\nu(T_s) \exp[-\kappa_\nu (z^* - z) / \mu_j] + J_{\theta\nu} [1 - \exp[-\kappa_\nu (z^* - z) / \mu_j]], \quad \text{eq. 10}$$

em que κ_ν é o coeficiente monocromático de extinção, determinado como:

$$\kappa_\nu = \int_0^\infty \pi r_{ef}^2 Q_{ext,\nu} n(r) dr, \quad \text{eq. 11}$$

sendo $Q_{ext,\nu}$ o fator de eficiência monocromático para a extinção, calculado pela teoria de Mie, e r_{ef} o raio efetivo da população de gotículas, calculado pela seguinte equação:

$$r_{ef} = \frac{\int_0^\infty r^3 n(r) dr}{\int_0^\infty r^2 n(r) dr}. \quad \text{eq. 12}$$

Por outro lado, as radiâncias correspondentes à n -ésima ordem de espalhamento ($n > 0$) são determinadas como se segue:

i) radiância para cima [na direção (μ_j, ϕ)]:

$$I_{n\nu}(\tau'; \mu_j, \phi) = \int_0^{\tau'} J_{n\nu}(\tau; \mu_j, \phi) \exp[-(\tau' - \tau) / \mu_j] d\tau / \mu_j;$$

... eq. 13

ii) radiância para baixo [na direção (μ_j, ϕ)]:

$$I_{n\nu}(\tau'; -\mu_j, \phi) = \int_{\tau'}^{\tau^*} J_{n\nu}(\tau; \mu_j, \phi) \exp[-(\tau - \tau') / \mu_j] d\tau / \mu_j,$$

... eq. 14

em que $J_{n\nu}(\tau; \mu_j, \phi)$ é a função-fonte para o espalhamento de n -ésima ordem, sendo expressa na seguinte forma:

$$J_{n\nu}(\tau; \mu_j, \phi) = (\Omega/4\pi) \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 P_f(\mu_j, \phi; \mu'_j, \phi') I_{(n-1)\nu}(\tau; \mu'_j, \phi') d\mu'_j d\phi'.$$

... eq. 15

O fator $P_f(\mu_j, \phi; \mu'_j, \phi')$, usado em tal equação, foi a função de fase de Henyey-Greenstein. Segundo LIOU (1980), para casos de independência azimutal do campo de radiação (assumido neste trabalho), pode-se definir uma função média de fase, $P_f(\mu_j, \mu'_j)$, como:

$$P_f(\mu_j, \mu'_j) = [1/(2\pi)] \int_0^{2\pi} P_f(\mu_j, \phi; \mu'_j, \phi') d\phi', \quad \text{eq. 16}$$

assim, a função-fonte $J_{n\nu}(\tau; \mu_j, \phi)$ das equações 13 e 14 é substituída por $J_{n\nu}(\tau; \mu_j)$, sendo que esta foi determinada pelo método das quadraturas gaussianas, como se segue:

$$J_{n\nu}(\tau; \mu_j) = (\pi/2) \sum_{j=1}^J P_f(\mu_j, \mu'_j) I_{(n-1)\nu}(\tau; \mu'_j) \omega_j, \quad \text{eq. 17}$$

em que ω_j é o peso associado à abscissa μ'_j ($\arccos \theta'_j$).

Neste trabalho, os somatórios das contribuições das radiancias de n-ésima ordem, para a radiancia total, foram truncados quando o valor de $J_{n\nu}(\tau; \mu_j)$ foi inferior a $10^{-4} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$, conforme sugeriu ALVES (1984).

Note-se que a função média de fase pode ser numericamente expandida em série finita de polinômios de Legendre, sendo sua expressão matemática representada na forma como se segue:

$$P_f(\mu_j, \mu'_j) = \sum_{m=0}^M C_m P_m(\mu_j) P_m(\mu'_j), \quad \text{eq. 18}$$

em que $P_m(\mu_j)$ e $P_m(\mu'_j)$ representam os polinômios de Legendre de ordem m , e C_m o conjunto de constantes da expansão da função de fase. O valor de M , usado neste trabalho, foi 150, pois, segundo ALVES (1984), isto implica erros da ordem de apenas 0,001% na determinação da função de fase.

Segundo BUTKOV (1983), a relação de recorrência para os polinômios de Legendre é expressa da seguinte forma:

$$P_{m+1}(\mu_j) = [\mu_j (2m+1) P_m(\mu_j) - m P_{m-1}(\mu_j)] / (m+1), \quad \text{eq. 19}$$

o que permite calcular $P_{m+1}(\mu_j)$ se $P_m(\mu_j)$ e $P_{m-1}(\mu_j)$ são conhecidos, e pode ser usada para calcular todos os polinômios de Legendre, partindo de:

$$P_0(\mu_j) = 1 \quad (\text{ordem zero}); \quad \text{eq. 20}$$

$$P_1(\mu_j) = \mu_j \quad (\text{ordem um}). \quad \text{eq. 21}$$

Na equação 18, o coeficiente C_m , para a função de fase de Henyey-Greenstein, é dado por:

$$C_m = (1 + 2m)g^m, \quad \text{eq. 22}$$

em que "g" representa o fator de assimetria da função de fase (determinado pela teoria de Mie).

A normalização da função de fase é feita para garantir a conservação da energia, sendo representada da seguinte forma:

$$\frac{1}{2} \sum_{j=1}^J P_f(\mu_j, \mu_j') \omega_j = 1. \quad \text{eq. 23}$$

A fim de se validar o modelo, por comparação com o trabalho de HARSHVARDHAN et alii (1981), foi determinada a radiância monocromática média $\bar{I}_\nu(z)$, para diferentes níveis, isto é,

$$\bar{I}_\nu(z) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_\nu(\tau, \mu_j) d\mu_j. \quad \text{eq. 24}$$

Numericamente, pelo método das quadraturas gaussianas, a radiância monocromática média foi calculada pela seguinte expressão:

$$\bar{I}_\nu(z) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^J I_\nu(\tau; \mu_j') \omega_j. \quad \text{eq. 25}$$

Determinou-se também a emitância normalizada, calculada

a partir da relação $\bar{I}_v(z) / B_v(T)$, bem como a temperatura efetiva da nuvem. Note-se que temperatura efetiva de um sistema é definida como a temperatura que um corpo negro deveria ter para emitir de maneira idêntica ao sistema em questão (nuvem), numa dada direção.

Como aplicação do modelo ora desenvolvido, determinou-se a taxa de resfriamento radiativo para diferentes níveis do interior da nuvem, conforme a equação que se segue:

$$[\partial T / \partial t]_{\text{rad}} = [-1 / (\rho c_p)] \partial F_{\text{net}} / \partial z, \quad \text{eq. 26}$$

sendo:

$$F_{\text{net}} = F_{\text{cima}}(z) - F_{\text{baixo}}(z), \quad \text{eq. 27}$$

em que:

T é a temperatura absoluta da nuvem;

t é o tempo;

$[\partial T / \partial t]_{\text{rad}}$ é a taxa de resfriamento radiativo;

ρ é a densidade absoluta da nuvem;

c_p é o calor específico da nuvem à pressão constante;

$F(z)$ é a densidade de fluxo de radiação em um nível z;

F_{net} é o saldo de radiação no nível z.

As densidades de fluxo de radiação, em um nível z, para cima e para baixo foram obtidas por meio de integração espectral, isto é:

i) fluxo para cima:

$$F_{\text{cima}}(z) = \int_{\nu_1=750}^{\nu_2=1250} F_{\text{cima}}(\nu, z) d\nu; \quad \text{eq. 28}$$

ii) fluxo para baixo:

$$F_{\text{baixo}}(z) = \int_{\nu_1=750}^{\nu_2=1250} F_{\text{baixo}}(\nu, z) d\nu. \quad \text{eq. 29}$$

As densidades de fluxo de radiação monocromática, $F_{\nu}(z)$, das equações 28 e 29, foram determinadas numericamente pelo método das quadraturas gaussianas, isto é:

$$F_{\text{cima}}(\nu, z) = 2\pi \sum_{j=1}^J \omega_j I_{\nu}(z; \mu'_j) \mu_j; \quad \text{eq. 30}$$

$$F_{\text{baixo}}(\nu, z) = 2\pi \sum_{j=1}^J \omega_j I_{\nu}(z; -\mu'_j) \mu_j, \quad \text{eq. 31}$$

sendo $I_{\nu}(z; \pm\mu'_j)$ a radiância monocromática num nível z , numa direção μ'_j para cima, ou $-\mu'_j$ para baixo.

4. RESULTADOS E DISCUSSÃO

4.1 Validade do modelo

A validação do modelo ora desenvolvido, MES, foi feita por meio da comparação dos resultados deste modelo com os de dois outros sofisticados modelos apresentados no "MEMORANDUM" técnico da NASA, publicado por HARSHVARDHAN et alii (1981), os quais se baseiam no detalhado método de Neumann e no método de ordenadas discretas ("16-stream"). Segundo LIOU (1973), o método de ordenadas discretas para a transferência radiativa, originalmente apresentado por Chandrasekhar, tem sido teoricamente desenvolvido e numericamente verificado na solução da equação da transferência da radiação solar e infravermelha térmica através de nuvens e aerossóis.

Determinou-se a emitância média da nuvem, na forma de densidade de fluxo emitido para cima, normalizada pela emitância de um corpo negro, à mesma temperatura da nuvem, na região espectral centrada em $10 \mu\text{m}$. Os resultados obtidos pelo

MES foram comparados com aqueles obtidos pelos modelos "2-stream", Eddington e Neumann, como mostra a Figura 1. Observa-se, em tal Figura, que os resultados obtidos pelo presente modelo são muito bons, especialmente quando comparados com os do sofisticado modelo de Neumann. Observa-se ainda, na Figura 1, que uma nuvem com espessura ótica próxima de 20 comporta-se praticamente como um corpo negro na região espectral centrada em $10 \mu\text{m}$, pois sua emitância média tende à unidade nessa região. Observa-se, também, que através do MES podem-se conseguir resultados mais realísticos que aqueles obtidos pela aproximação de Eddington, em que os valores da emitância média ultrapassam a unidade quando a espessura ótica é maior ou igual a 5. Segundo Lyzenga, citado por HARSHVARDHAN et alii (1981), considerando os limites típicos para os fatores de assimetria e albedo do espalhamento simples, o método de Eddington é, em alguns casos, impróprio para o uso na região do infravermelho termal.

Em seguida, determinou-se a radiância monocromática dirigida para cima, a $10 \mu\text{m}$, no topo da nuvem, em função do ângulo zenital, normalizada pela emitância monocromática de um corpo negro, emitindo à mesma temperatura da nuvem. Os resultados, quando comparados àqueles obtidos pelo método "16-stream", como se vê na Figura 2, foram muito bons, especialmente para maiores valores de ângulo zenital. Por outro lado, o menos sofisticado método "2-stream" apresentou grandes discrepâncias, exceto para valores de ângulo zenital próximos de $50-60^\circ$. Verifica-se ainda, na Figura 2, que o MES subestima um pouco a emissividade monocromática da nuvem em

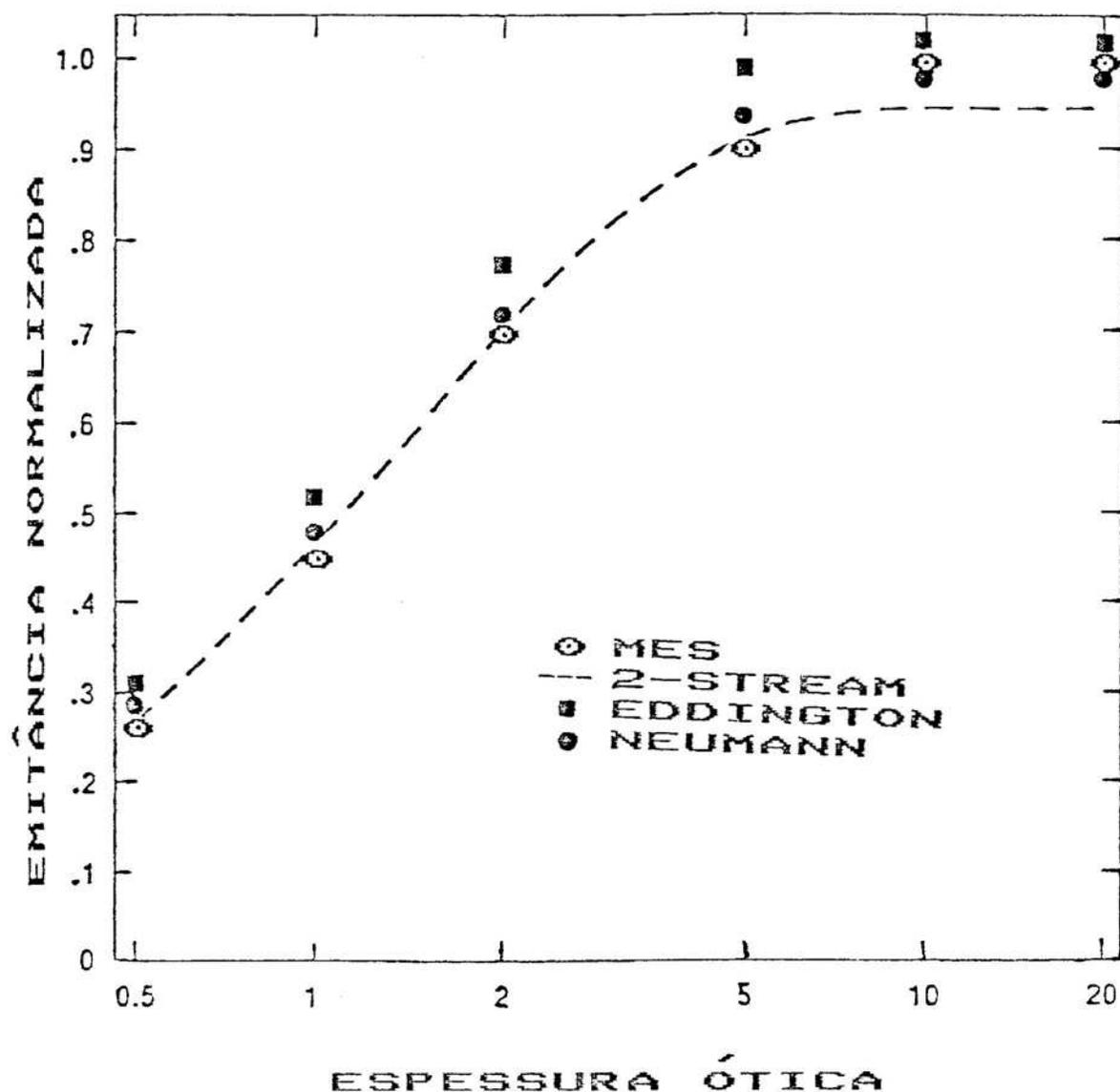


FIGURA 1 - Emitância Média da Nuvem, em Função da sua Espessura Ótica, na Forma de Densidade de Fluxo Emitido para Cima, Normalizado pela Densidade de Fluxo Emitido por um Corpo Negro, à Mesma Temperatura da Nuvem, a $10 \mu\text{m}$. Sua Espessura Geométrica é de $1757,4 \text{ m}$ e sua Temperatura é de 273 K . As Temperaturas Abaixo e Acima da Nuvem Foram Consideradas Nulas, na Escala Absoluta, e Foram Utilizadas Duas Quadraturas Gaussianas para o Modelo MES.

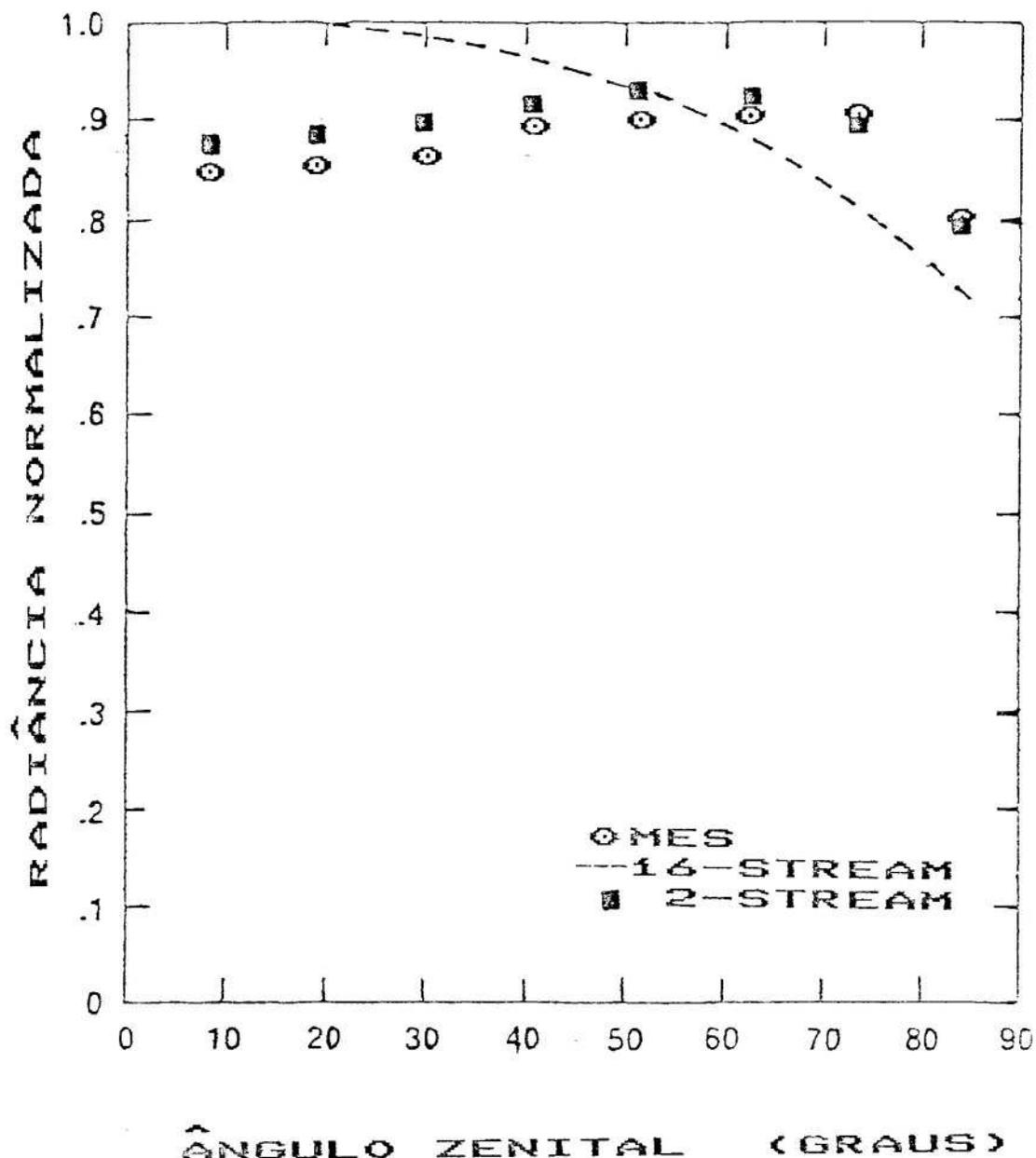


FIGURA 2 - Radiância Monocromática para Cima, a 10 μm , no Topo da Nuvem, Normalizada pela Emissão Monocromática de um Corpo Negro, Emitindo à Mesma Temperatura e à Mesma Frequência, em Função do seu Ângulo Zenital. A Espessura Ótica da Nuvem é Igual a 5; a sua Temperatura é de 250 K; as Temperaturas Abaixo e Acima da Nuvem Foram Consideradas Nulas, na Escala Absoluta, e Foram Utilizadas 16 Quadraturas Gaussianas para o Modelo MES.

relação aos valores obtidos pelo método "16-stream", para os valores de ângulo zenital inferiores a aproximadamente 70° ; para valores de ângulo zenital maiores que 70° , os resultados obtidos pelos dois modelos são praticamente coincidentes.

Finalmente, calculou-se a temperatura efetiva do topo da nuvem, em função do ângulo zenital, para a região espectral de 8 a $13 \mu\text{m}$. Mais uma vez verificou-se que o modelo ora desenvolvido apresentou resultados coerentes com aqueles obtidos pelo método "16-stream", como ilustra a Figura 3.

Observa-se em tal Figura que, em relação ao método "16-stream" e MES, o método de Eddington oferece uma margem considerável de erro para os valores da temperatura efetiva, para todos os ângulos, exceto para aqueles próximos de 50 graus. Outra informação importante que se pode extrair da Figura 3 é a natureza anisotrópica da radiação infravermelha emergente da nuvem; nota-se que, à medida que o ângulo zenital aumenta, a radiação emergente diminui consideravelmente.

4.2. Aplicações do MES na Determinação de Divergências do Saldo de Radiação

Foi analisada a contribuição do espalhamento para a taxa de resfriamento de nuvens horizontalmente estratificadas com as propriedades microfísicas idênticas às das nuvens C1 de Deirmendjian, e com espessura geométrica igual a 1 km. Foram consideradas 10 quadraturas gaussianas na obtenção dos dados da Figura 4, uma vez que, conforme ALVES (1987), este número de quadraturas fornece fluxos com erros inferiores a 1,4% em

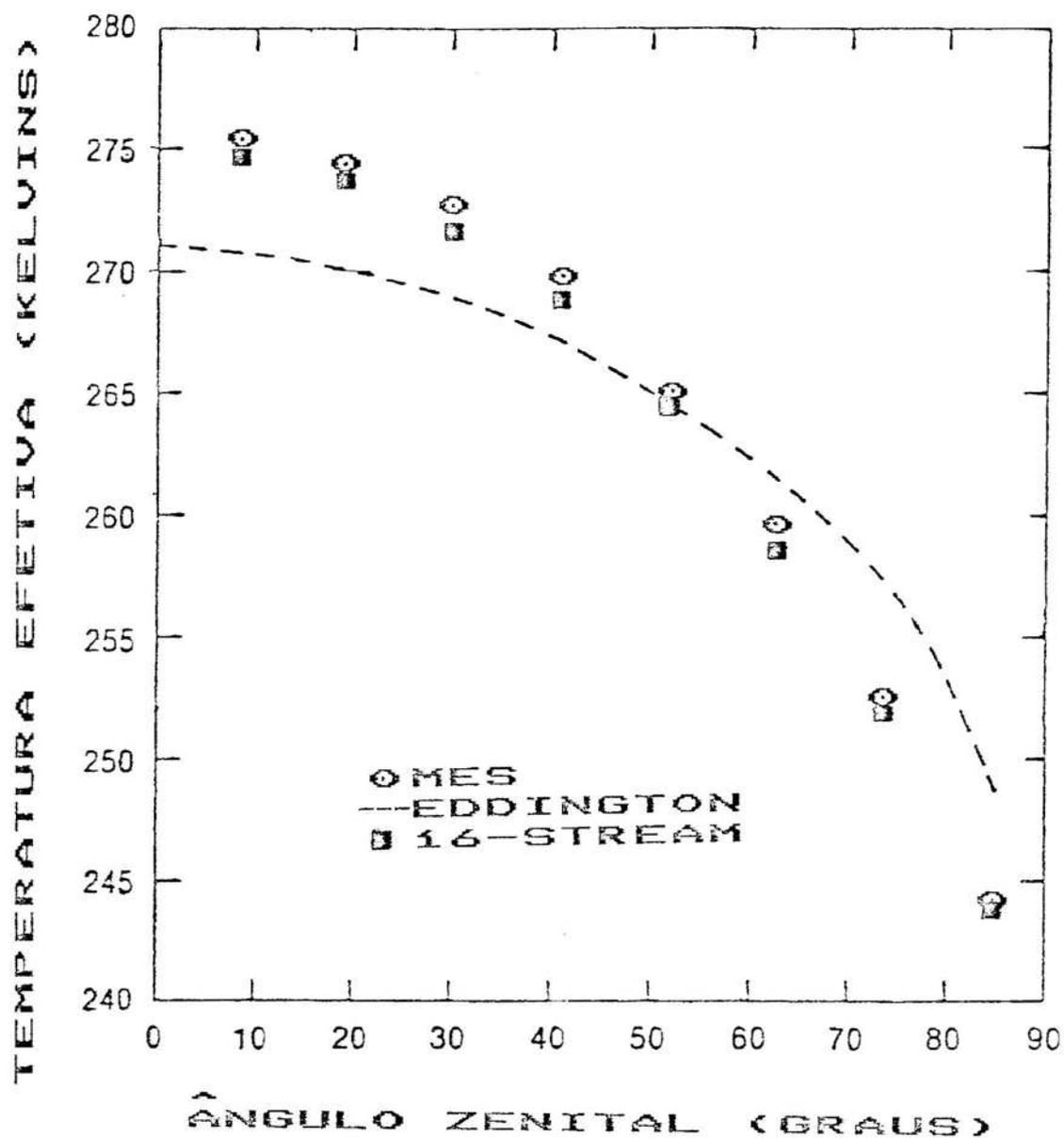


FIGURA 3 - Temperatura Efetiva do Topo da Nuvem, na Escala Absoluta, em Função do Ângulo Zenital, para a Região Espectral de 8 a 13 μm . A Espessura Ótica da Nuvem é Igual a 2; as Temperaturas do Solo, da Nuvem e da Região Acima do Topo da Nuvem são Iguais a 300 K, 250 K e 0 K, Respectivamente, e Foram Utilizadas 16 Quadraturas Gaussianas para o Modelo MES.

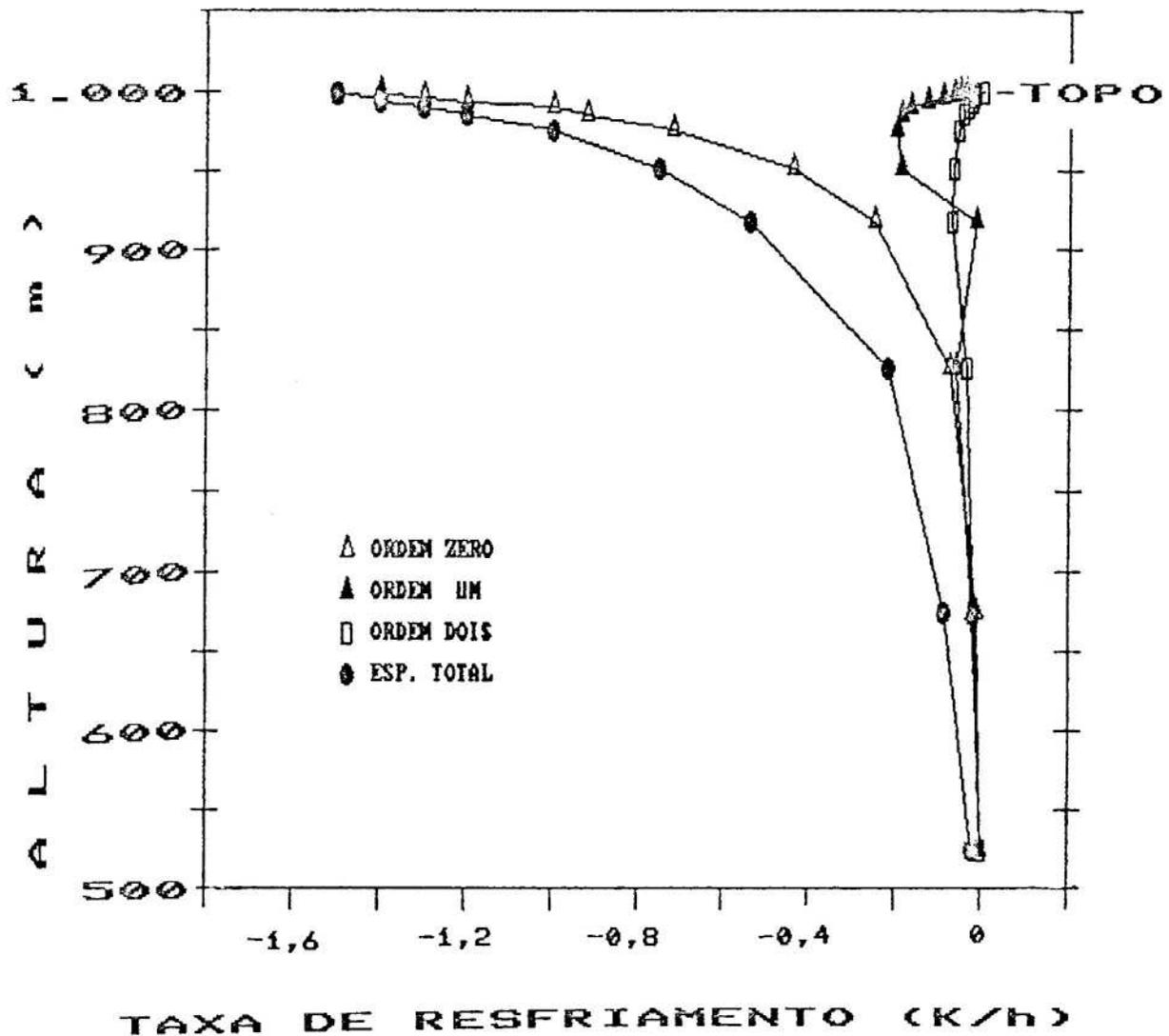


FIGURA 4 - Perfil Vertical da Taxa de Resfriamento Radiativo para a Metade Superior de uma Nuvem do Tipo C1 de Deirmendjian, Considerando Diferentes Ordens de Espalhamento.

relação a uma escolha de 40 quadraturas; as temperaturas do solo e da nuvem são iguais a 250 K e a temperatura da porção da atmosfera acima da cobertura de nuvens foi tomada como 0 K. Como se observa na referida Figura 4, as contribuições dos espalhamentos de ordens superiores a zero para a taxa de resfriamento radiativo são praticamente desprezíveis na região próxima do topo da nuvem. Sua importância, por outro lado, é maior na região que compreende os 300 m abaixo do topo; porém, em tal região, os valores do resfriamento radiativo são muito menores que aqueles da região próxima do topo.

O Quadro 1 relaciona, na primeira coluna, a ordem de espalhamento para o qual foram efetuados os cálculos da taxa de resfriamento; na segunda coluna, a taxa de resfriamento apenas para a região próxima do topo da nuvem; na terceira coluna são mostrados os respectivos tempos de processamento computacional ("wall-clock time"); na quarta coluna apresentam-se as porcentagens das contribuições do respectivo espalhamento para a taxa de resfriamento, e, na quinta coluna, estão os tempos de processamentos do programa para o espalhamento de ordem "n" em relação ao tempo gasto para espalhamento de ordem zero. A última linha do Quadro 1 mostra resultados integrados até se obterem valores da função-fonte inferiores a $10^{-4} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ (valor para o truncamento), sendo que, para tal, foi necessário computar os espalhamentos até a 31ª ordem.

O Quadro 2 apresenta as espessuras geométricas das 24 camadas da cobertura de nuvens, bem como as taxas de resfriamento/aquecimento radiativo, considerando o

QUADRO 1 - Taxa de Resfriamento Radiativo do Topo de uma Nuvem Ci, em K/h, para as Ordens de Espalhamento de Zero a Vinte e Dois e Espalhamento Total (até a 31^a Ordem), com os Tempos Necessários aos Respective Processamentos ("Wall-clock Time") e a Porcentagem da Contribuição para a Taxa de Resfriamento

Ordem de Esp. (n)	Taxa (K/h)	Tempo* de Computação	Porcentagem da Contribuição para a Taxa de Resfriamento	T_n/T_0 **
0	-1,4E+0	1' 23"	93,333	1,00
1	-4,1E-2	2' 00"	2,733	1,48
2	-1,7E-2	2' 55"	1,133	2,01
3	-9,6E-2	3' 39"	0,640	2,52
4	-5,7E-3	4' 23"	0,380	3,02
5	-3,4E-3	5' 08"	0,227	3,54
6	-1,9E-3	5' 52"	0,127	4,04
7	-8,0E-4	6' 37"	0,053	4,56
8	-1,4E-4	7' 25"	0,009	5,11
9	-1,7E-4	7' 46"	0,011	5,59
10	-2,0E-4	8' 18"	0,013	5,72
11	-5,3E-5	8' 48"	0,004	6,07
12	-1,4E-4	9' 15"	0,009	6,38
13	-3,0E-4	9' 47"	0,020	6,75
14	-2,0E-4	10' 03"	0,025	6,93
15	-4,0E-4	10' 37"	0,027	7,32
16	-3,7E-4	11' 03"	0,025	7,62
17	-3,1E-4	11' 29"	0,021	7,91
18	-2,5E-4	11' 52"	0,017	8,18
19	-1,9E-4	12' 12"	0,013	8,41
20	-1,4E-4	12' 34"	0,009	8,67
21	-9,7E-5	12' 53"	0,006	8,88
22	-6,8E-5	13' 13"	0,004	9,11
Total***	-1,5E+0	15' 13"	100,000	10,49

* Microcomputador utilizado: PC-XT, 640 k RAM, 40 M HD e 8 MHz.

** T_n/T_0 é o tempo necessário para o cálculo do espalhamento de ordem n, em relação ao de ordem zero.

*** até a 31^a ordem.

espalhamento de ordem zero e total. Observa-se na base da nuvem um forte aquecimento radiativo (0,91 K/h), o que, sem dúvida, está superestimado, em virtude, principalmente, de se ter considerado constante o conteúdo de água líquida no interior da nuvem. O forte aquecimento no topo, assim como um leve resfriamento na base da nuvem, têm sido modelados por muitos pesquisadores, como já se discutiu, o que representa uma importante fonte geradora de energia cinética de turbulência para toda a camada-limite planetária. Observa-se ainda, no Quadro 2, que a porção central da nuvem se comporta aproximadamente como um corpo negro, em que se verificam taxas de resfriamento/aquecimento radiativo praticamente nulas.

A título de ilustração, o Quadro 3 é apresentado para mostrar as taxas de resfriamento/aquecimento radiativo, considerando, individualmente, os espalhamentos de ordem zero até os de sexta ordem, em toda a extensão geométrica da nuvem. Observa-se, mais uma vez, que o espalhamento de ordem zero domina os demais na região de resfriamento máximo, isto é, próximo ao topo.

Com a finalidade de mostrar a importância do conteúdo de água líquida sobre o resfriamento radiativo do topo de nuvens, o Quadro 4 é apresentado. Em face do exposto anteriormente, considerou-se, neste caso, apenas o espalhamento de ordem zero. Como se pode verificar em tal Quadro, a taxa de resfriamento radiativo da porção próxima do topo da nuvem aumenta com o aumento do conteúdo de água líquida, sendo esta, portanto, uma importante variável para o cálculo do resfriamento radiativo em nuvens.

QUADRO 2 - Taxas de Resfriamento Radiativo, em K/h, para o Espalhamento de Ordem Zero e para o Espalhamento Total, por Camadas

Camada (n)	Limites dos Níveis para Cada Camada (metro)		Taxa para Ordem Zero (K/h)	Taxa para Espalh. Total (K/h)
1	0,0	- 0,5	0,46E+1	0,91E+0
2	0,5	- 1,0	0,45E+1	0,90E+0
3	1,0	- 2,0	0,44E+1	0,89E+0
4	2,0	- 4,0	0,41E+1	0,86E+0
5	4,0	- 8,0	0,37E+1	0,82E+0
6	8,0	- 16,0	0,30E+1	0,74E+0
7	16,0	- 32,0	0,21E+1	0,61E+0
8	32,0	- 64,0	0,12E+1	0,45E+0
9	64,0	- 150,0	0,44E+0	0,24E+0
10	150,0	- 300,0	0,79E-1	0,89E-1
11	300,0	- 450,0	0,11E-1	0,24E-1
12	450,0	- 600,0	-0,89E-4	-0,23E-1
13	600,0	- 750,0	-0,11E-1	-0,87E-1
14	750,0	- 900,0	-0,76E-1	-0,22E+0
15	900,0	- 936,0	-0,25E+0	-0,54E+0
16	936,0	- 968,0	-0,44E+0	-0,75E+0
17	968,0	- 984,0	-0,72E+0	-0,10E+1
18	984,0	- 988,0	-0,92E+0	-0,12E+1
19	988,0	- 992,0	-0,10E+1	-0,13E+1
20	992,0	- 996,0	-0,12E+1	-0,14E+1
21	996,0	- 998,0	-0,13E+1	-0,14E+1
22	998,0	- 999,0	-0,14E+1	-0,15E+1
23	999,0	- 999,5	-0,14E+1	-0,15E+1
24	999,5	- 1000,0	-0,14E+1	-0,15E+1

QUADRO 3 - Taxas de Resfriamento Radiativo, em K/h, para os Espalhamentos de Ordem Zero até os de Sexta Ordem

Camada	Ordem Zero	Ordem Um	Ordem Dois	Ordem Três	Ordem Quatro	Ordem Cinco	Ordem Seis
1	0,46E+1	-0,36E+1	-0,59E-1	-0,20E-1	-0,12E-1	-0,73E-2	-0,48E-2
2	0,45E+1	-0,35E+1	-0,10E+0	-0,21E-1	-0,12E-1	-0,74E-2	-0,49E-2
3	0,44E+1	-0,33E+1	-0,16E+0	-0,24E-1	-0,12E-1	-0,75E-2	-0,49E-2
4	0,41E+1	-0,29E+1	-0,25E+0	-0,35E-1	-0,13E-1	-0,77E-2	0,51E-2
5	0,37E+1	-0,24E+1	-0,37E+0	-0,60E-1	-0,17E-1	-0,85E-2	-0,53E-2
6	0,30E+1	-0,16E+1	-0,44E+0	-0,10E+0	-0,28E-1	-0,11E-1	-0,61E-2
7	0,21E+1	-0,84E+0	-0,42E+0	-0,14E+0	-0,46E-1	-0,18E-1	-0,82E-2
8	0,12E+1	-0,22E+0	-0,28E+0	-0,14E+0	-0,61E-1	-0,26E-1	-0,12E-1
9	0,44E+0	0,71E-1	-0,74E-1	-0,77E-0	-0,49E-1	-0,27E-1	-0,14E-1
10	0,79E-1	0,74E-1	0,23E-1	-0,11E-1	-0,21E-1	-0,18E-1	-0,13E-1
11	0,11E-1	0,22E-1	0,25E-1	0,13E-1	-0,42E-3	-0,83E-2	-0,10E-1
12	-0,89E-4	-0,49E-4	0,11E-2	0,29E-2	0,16E-2	-0,18E-2	-0,45E-2
13	-0,11E-1	-0,21E-1	-0,19E-1	-0,13E-1	-0,64E-2	-0,27E-2	-0,16E-2
14	-0,76E-1	-0,62E-1	-0,36E-1	-0,20E-1	-0,99E-2	-0,42E-2	-0,13E-2
15	-0,25E+0	-0,15E+0	-0,73E-1	-0,34E-1	-0,16E-1	-0,75E-2	-0,28E-2
16	-0,44E+0	-0,19E+0	-0,68E-1	-0,27E-1	-0,12E-1	-0,55E-2	-0,24E-2
17	-0,72E+0	-0,20E+0	-0,57E-1	-0,20E-1	-0,89E-2	-0,45E-2	-0,22E-2
18	-0,92E+0	-0,19E+0	-0,46E-1	-0,16E-1	-0,75E-2	-0,41E-2	-0,22E-2
19	-0,10E+1	-0,17E+0	-0,37E-1	-0,13E-1	-0,68E-2	-0,38E-2	-0,21E-2
20	-0,12E+1	-0,13E+0	-0,27E-1	-0,11E-1	-0,62E-2	-0,36E-2	-0,20E-2
21	-0,13E+1	-0,95E-1	-0,21E-1	-0,10E-1	-0,59E-2	-0,35E-2	-0,19E-2
22	-0,14E+1	-0,68E-1	-0,19E-1	-0,98E-2	-0,58E-2	-0,34E-2	-0,19E-2
23	-0,14E+1	-0,53E-1	-0,18E-1	-0,97E-2	-0,57E-2	-0,34E-2	-0,19E-2
24	-0,1E+1	-0,41E-1	-0,17E-1	-0,96E-2	-0,57E-2	-0,34E-2	-0,19E-2

QUADRO 4 - Taxa de Resfriamento Radiativo, em K/h, para a Região Próxima do Topo de Nove Tipos de Nuvens, para Diferentes Valores de Conteúdos de Água Líquida. Foram Desprezados os Espalhamentos de Ordem Igual ou Superior à Unidade

Tipo de Nuvem		Conteúdo de Água Líquida (g/m ³)	Taxa Resf. (K/h)
"STRATUS" II	(*)	0,050	- 1,0
C1-DEIRMENDJIAN	(**)	0,063	- 1,4
"STRATOCUMULUS" I	(*)	0,040	- 3,1
"STRATUS" I	(*)	0,220	- 4,8
"ALTOSTRATUS"	(*)	0,280	- 6,1
"STRATOCUMULUS" II	(*)	0,470	- 8,1
"NIMBOSTRATUS"	(*)	0,500	- 8,6
"FAIR WEATHER CUMULUS"	(*)	1,000	-14,0
"CUMULONIMBUS"	(*)	2,500	-17,0

(*) STEPHENS (1979).

(**) DEIRMENDIJIAN (1969).

5. RESUMO E CONCLUSÕES

O modelo MES, ora desenvolvido, foi validado mediante comparações com outros sofisticados modelos, como o de ordenadas discretas ("16-stream") e o de Neumann, como se vê nas Figuras 1, 2 e 3. O MES fornece radiâncias monocromáticas para diferentes níveis da atmosfera, a partir das quais podem-se determinar irradiâncias e taxas de resfriamento radiativo, informações muito úteis em estudos microfísicos e dinâmicos da atmosfera.

Embora o modelo MES tenha sido testado e validado para uma estreita faixa do infravermelho, na região compreendida entre 8 e 13 μm , tal modelo, por outro lado, se acha potencialmente aplicável a outras faixas do espectro eletromagnético. Observou-se que o espalhamento de ordem zero contribuiu com 93,33% para a taxa de resfriamento radiativo da região próxima do topo da nuvem (região de máximo resfriamento), sendo que os espalhamentos da primeira até a

trigésima primeira ordem contribuíram com apenas 6,67% (considerando-se o truncamento dos cálculos para valores da função-fonte inferiores a $10^{-4} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$). Daí, concluiu-se que a contribuição do espalhamento de ordem igual ou superior à unidade, para taxa de resfriamento radiativo de nuvens, é muito pequena na região do infravermelho, de 8 a 13 μm , podendo ser desprezível no cálculo das divergências do saldo de radiação.

Ficou também patente, conforme o Quadro 4, a importância do conteúdo de água líquida para a determinação da taxa de máximo resfriamento radiativo em nuvens, e que esta taxa de resfriamento aumenta com o aumento do conteúdo de água líquida.

BIBLIOGRAFIA

BIBLIOGRAFIA

- ALVES, A.R. Method of successive orders of scattering applied to the infrared radiative transfer; ATMS 638 Atmospheric Radiation Course. West Lafayette, Indiana, Purdue University, 1984. 17p. (Não-publicado).
- ALVES, A.R. On the interaction of radiation microphysics and the turbulence in the boundary layer clouds. West Lafayette, Purdue University, 1987. 184p. (Tese Ph.D.).
- ALVES, A.R. & DAVIES, R. The response of cloud tops to forcing. In: CONFERENCE ON ATMOSPHERIC RADIATION, 6, Williamsburg, 1986. Proceedings... Williamsburg, American Meteorological Society, 1986. p.39-42.
- BARKSTROM, B.R. Some effects of 8-12 μm radiant energy transfer on the mass and heat budgets of cloud droplets. Journal of Atmospheric Sciences, 35; 665-73, 1978.
- BELLMAN, R.; Ueno, S.; Vasudevan, R. Invariant inbedding and radiation dosimetry: finite order scattering and transmission function. Mathematical Biosciences, 14: 235-54, 1972.
- BUTKOV, E. Física Matemática. Trad. de João Bosco Pitombeira Fernandes de Carvalho. Rio de Janeiro, Guanabara Dois, 1983. 725p.
- CAMPOS, C.R.J. Um estudo sobre o resfriamento infravermelho em nuvens. 1990. 70 p. (Tese M.S.).
- DEIRMENDJIAN, D. Electromagnetic scattering on spherical polydispersions. New York, Elsevier, 1969. 290p.

- HARSHVARDHAN; WEINMAN, J.A.; DAVIES, R. Transport of infrared radiation in cuboidal clouds. Greenbelt, NASA, 1981. 43p. (Technical memorandum, 82116).
- LENOBLE, J. ed. Standard procedures to compute atmospheric radiative transfer in a scattering atmosphere. Boulder, Colorado, IAMAP, National Center for Atmospheric Research, 1977. 125p.
- LIU, K.N. A numerical experiment on Chandrasekhar's discrete-ordinate method for radiative transfer. Applications to cloudy and hazy atmospheres. Journal Atmospheric Science, 30: 1303-26, 1973.
- LIU, K.N. An introduction to atmospheric radiation. New York, Academic Press, 1980. v. 26. 392p.
- MANTON, M.J. On the prediction of infra-red cooling rates in clouds with variable properties. Journal of Recherche Atmosphere. 13(2): 93-110. 1979.
- MORCRETTE, J.J. Infrared fluxes in stratiform model clouds. Beitrag Zur Physik Der Atmosphere, 51: 338-50, 1978.
- STEPHENS, G.L. Optical properties of eight water cloud types. Aspendale, CSIRO, Division of Atmospheric physics, 1979. 36p. (Technical paper, 36)
- VAN DE HULST, H.C. Multiple light scattering. New York, Academic Press, 1980. 2v.

APÉNDICE

APÊNDICE

O programa MAIN.FTN, listado a seguir, fornece as radiâncias para cada nível no interior da nuvem e para cada direção, em $W / (m^2 sr)$, radiâncias médias para cada nível no interior da nuvem, em $W / (m^2 sr)$, densidade de fluxo para cima e para baixo para cada nível e saldo de radiação para cada nível, em W / m^2 , taxas de resfriamento radiativo, em K / h , para cada camada no interior da nuvem. Tal programa, desenvolvido em Fortran 77, utiliza-se das seguintes sub-rotinas: FLUX, FIRST, PHASE, SB e ZERO. Os dados de entrada para a sub-rotina FLUX referem-se ao número de camadas, ao número de quadraturas gaussianas, e às radiâncias para cima e para baixo, para cada direção. Tal sub-rotina fornece, por diferenças finitas, as densidades de fluxo de radiação, para cima e para baixo, para cada nível. Para a sub-rotina FIRST, os dados de entrada são valores dos níveis, o número de quadraturas, os valores das quadraturas gaussianas, a função-fonte para o espalhamento de ordem igual ou superior à unidade

e os valores das espessuras óticas. Tal sub-rotina fornece as radiâncias para cima e para baixo, para os espalhamentos de ordem igual ou superior à unidade, para todos os níveis e para todas as direções. A sub-rotina PHASE, por outro lado, utiliza os seguintes dados de entrada: número de quadraturas gaussianas, os valores dos fatores de assimetria, os valores das quadraturas gaussianas e seus respectivos pesos; e fornece os valores da função de fase de Henyey-Greenstein normalizados. Os dados de entrada na sub-rotina SB são os valores das temperaturas absolutas e os comprimentos de onda; SB fornece a radiância de um corpo negro, em $W / (m^2 Hz sr)$. Na sub-rotina ZERO entram os seguintes dados: o número de comprimentos de onda, o número de espessuras óticas, o número de quadraturas gaussianas, os valores das quadraturas gaussianas, as radiâncias para cima e para baixo para o espalhamento de ordem zero, os valores das espessuras óticas, a função de Planck, em $W / (m^2 sr)$, os valores da espessura ótica total da nuvem para cada comprimento de onda e os valores da espessura ótica para cada nível. A referida sub-rotina ZERO fornece as radiâncias para cima e para baixo, considerando o espalhamento de ordem zero, para todos os níveis e direções, em $W / (m^2 sr)$.

```

C-----
C          *** MAIN.FTN ***
C
C      CREATED IN 1985 - USA - ADIL RAINIER ALVES
C      REVISADO EM 1989 - Vicosa - JORNANDES J. CORREIA
C-----
C          SUCCESSIVE ORDERS OF SCATTERING
C
C          *** NO WATER VAPOR EFFECTS ***
C-----
C      NOTA: Vamos usar:
C          . 10 quadraturas gaussianas para a integracao
C            de -1 a +1 (NQP=10);
C          . NOVE (9) comprimentos de onda;
C          . 25 niveis (NTAUI=25).
C-----
C      DIMENSION W(9),W0(9),G(9),TAU(9),AMU(10)
C      #,WT(10),TAUI(25),AIT(25,10),AI0(10),PF(10,10)
C      #,A0(25,10),AJ(25,10),A1(25,10)
C      #,AID(10),W01(9),ALEV(25),W02(9),W03(9)
C      #,G1(9),G2(9),G3(9),EXCF1(9),EXCF2(9)
C      #,EXCF3(9),UPFL(25),D0FL(25)
C-----
C      DATA AMU/0.9739065285, 0.8650633666, 0.6794095682,
C      # 0.4333953941,0.1488743389,-0.1488743389,-0.4333953941,
C      # -0.6794095682, -0.8650633666,-0.9739065285/
C
C      DATA WT/0.0666713443, 0.1494513491, 0.2190863625,
C      # 0.2692667193,0.2955242247,0.2955242247,0.2692667193,
C      # 0.2190863625, 0.1494513491, 0.0666713443/
C-----
C      DATA ALEV/ 0., 0.5, 1., 2., 4., 8., 16., 32., 64., 150.,
C      # 300., 450., 600., 750., 900., 936., 968., 984., 988.,
C      # 992., 996., 998., 999., 999.5, 1000./
C-----
C      Numeros de comprimentos de ondas; quadraturas; niveis;
C          e polinomios de Legendre.
C
C      MNWVL=9
C      MNQP=10
C      MNLV=25
C      MNLGP=151
C      NTAUI=25
C-----
C      SUBROUTINES USED: SB,PHASE,FLUX,ZERO,FIRST
C-----
C      THIS PROGRAM GIVES THE RADIANCE FOR SOME LEVELS AND SOME
C      DIRECTIONS WITHIN THE CLOUD,BY USING THE METHOD OF
C      'SUCCESSIVE ORDER OF SCATTERING'.
C
C      INPUT VARIABLES: NQP=NUMBER OF QUADRATURE POINTS
C                      DELZ=CLOUD GEOMETRICAL THICKNESS
C                      LLL=TYPE OF CLOUD   =1 C1
C                                          =2 SC
C                                          =3 NS
C

```

```

C          NOTE:THE SIZE DISTRIBUTION IS GIVEN BY THE MODIFIED
C          GAMMA DISTRIBUTION FUNCTION OF DEIRMENDJIAN.
C-----
C  ENTER ABSCISSAS(AMU) AND WEIGHTS(WT) FOR GAUSSIAN QUADRAT.
C  AMU=COS(TETA)
C  PF=PHASE FUNCTION (USE HG)
C  W0=SINGLE SCATT. ALBEDO
C  G=ASYMMETRY FACTOR
C  TAU=CLOUD OPTICAL THICKNESS (FOR EACH WAVELENGTH)
C  W=WAVELENGTH (MICRONS)
C  NQP=NUMBER OF POINTS FOR GAUSSIAN INTEGRATION
C  XY=COUNTER
C  NWVL=NUMBER OF WAVELENGTHS CONSIDERED
C  NQP= NUMBER OF QUADRAT.POINTS
C  NTAUI= NUMBER OF LEVELS IN THE CLOUD
C  TG=GROUND TEMPERATURE
C  TS=SKY TEMPERATURE
C  ISC=ORDER OF SCATTERING
C-----
C  DATA W/8.,8.5,9.,9.5,10.,10.5,11.,11.5,12./
C  DATA W/10./
C          CUMULUS (C1 OF DEIRMENDJIAN)
C  DATA W01/.8009,.7836,.7558,.7142,.6483,.5247,.3828,
C  #.3013,.2855/
C  DATA W01/.638/
C  DATA G1/.8686,.8683,.8676,.8663,.8647,.8626,.8569,
C  #.8463,.8315/
C  DATA G1/.865/
C  DATA EXCF1/.019534,.017706,.015676,.013574,.01138,
C  #9.454E-3,
C  # 8.762E-3,9.198E-3,.010332/
C  DATA EXCF1/.01138/
C          STRATOCUMULUS
C  DATA W02/.6736/
C  DATA W02/.8009,.7836,.7558,.7142,.6483,.5247,.3828,
C  #.3013,.2855/
C  DATA G2/.8686,.8683,.8676,.8663,.8647,.8626,.8569,
C  #.8463,.8315/
C  DATA EXCF2/.019534,.017706,.015676,.013574,.01138,
C  #9.454E-3,
C  # 8.762E-3,9.198E-3,.010332/
C  DATA G2/.9330/
C  DATA EXCF2/.1143/
C          NIMBOSTRATUS
C  DATA W03/.8009,.7836,.7558,.7142,.6483,.5247,.3828,
C  #.3013,.2855/
C  DATA G3/.8686,.8683,.8676,.8663,.8647,.8626,.8569,
C  #.8463,.8315/
C  DATA EXCF3/.019534,.017706,.015676,.013574,.01138,
C  #9.454E-3,
C  # 8.762E-3,9.198E-3,.010332/
C  DATA W03/.6500/
C  DATA G3/.9345/
C  DATA EXCF3/.06143/

```

```

C-----
      PI=ACOS(-1.)
C      WRITE(*,9900)
C9900  FORMAT(' CLOUD TYPE?? (CU (C1 OF DEIRM.)SC=2,NS=3)')
C      READ(*,9901)LLL
C9901  FORMAT(I1)
      LLL=1
C      WRITE(*,9902)
C9902  FORMAT(' WHAT IS THE GEOMETRICAL CLOUD THICKNESS(m)?')
C      READ(*,*)DELZ
C9903  FORMAT(F3.2)
      DELZ=1000.
      KMKM=0
      IF(KMKM.EQ.1)THEN
9906   WRITE(*,9906)
          FORMAT(' HOW MANY LEVELS?')
          READ(*,*)NTAUI
9907   FORMAT(I2)
          DO 6666 I=1,NTAUI
          WRITE(*,9908)I
9908   FORMAT(' ENTER LEVEL NUMBER ',I2)
          READ(*,*)ALEV(I)
9909   FORMAT(I2)
6666   CONTINUE
          ELSE
C      CALL LEVEL(MNLV,DELZ,NTAUI,ALEV)
          ENDIF
      MM=NTAUI/2
C-----
      TC=263.
C
      TG=288.
C
      TS=0.
C
9090  WRITE(*,9916)
9916  FORMAT(' DO YOU WANT TO CONTINUE? (YES=1; NO=0)')
      READ(*,9917)IVO
9917  FORMAT(I1)
      IF(IVO.EQ.0) GO TO 778
      IORD=999
      NQP=10
      EPSI=.0001
C
      WRITE(*,9922)
9922  FORMAT(' TOTAL FLUXES =1;   FLUXES FOR THE NTH ORDER=2')
      READ(*,*)IKORD
9923  FORMAT(I2)
          IF(IKORD.EQ.2) THEN
          WRITE(*,9924)
9924  FORMAT('FOR WHICH ORD. OF SCAT. DO YOU WANT FLUXES?')
          READ(*,*)IORD
9925  FORMAT(I2)
          WRITE(*,9926)

```

```

9926     FORMAT(' RADIANCES=1;   ONLY FLUXES=0')
        READ(*,*)ISA
9927     FORMAT(I1)
        ENDIF
        IF(IORD.EQ.999) THEN
        WRITE(*,9928)
9928     FORMAT('ENTER "1" IF YOU WANT MEAN RAD. INTENSITIES'/
C         ' ENTER "2" IF YOU WANT RADIANCES'/
C         ' ENTER "3" IF YOU WANT BOTH')
        READ(*,9929)MNL
9929     FORMAT(I1)
        ENDIF
C-----
        NWVL=MNWVL
        IF(LLL.EQ.2) THEN
        DO 947 I=1,NWVL
        W0(I)=W02(I)
        G(I)=G2(I)
        TAU(I)=DELZ*EXCF2(I)
947     CONTINUE
        GO TO 773
        ENDIF
        IF(LLL.EQ.3) THEN
        DO 948 I=1,NWVL
        W0(I)=W03(I)
        G(I)=G3(I)
        TAU(I)=DELZ*EXCF3(I)
948     CONTINUE
        GO TO 773
        ENDIF
        DO 946 I=1,NWVL
        W0(I)=W01(I)
        G(I)=G1(I)
        TAU(I)=DELZ*EXCF1(I)
946     CONTINUE
773     NN=NQP/2
        NNN=NN+1
        DO 173 I=1,NTAUI
        DO 174 J=1,NQP
        AIT(I,J)=0.
174     CONTINUE
173     CONTINUE
C-----
C     CALCULATE OPTICAL DEPTHS (TAUI)
C-----
        ISC=0
        DO 50 N=1,NWVL
C     THIS ISSS IS A COUNTER FOR ORDER OF SCATTERING
        ISSS=0
        IF(ISC.GT.0)THEN
        WRITE(*,429)ISC
429     FORMAT(4X,' NUMBER OF SCATTERINGS=',I8)
        ENDIF
        XY=0.

```

```

DO 508 I=1,NTAUI
TAUI(I)=(TAU(N)/DELZ)*ALEV(I)
508 CONTINUE
43 CONTINUE
C CALCULATE THE PHASE FUNCTION VALUES-(FOR EACH WAULT)
CALL PHASE(NQP,G(N),AMU,WT,PF)
C-----
C BOUNDARY CONDITIONS FOR THE BOTTOM AND TOP OF THE
C CLOUD,BY ASSUMING ISOTROPIC RADIATION FROM THE GROUND
C AND SKY.
C-----
CALL SB(TG,W(N),AI00)
CALL SB(TS,W(N),AIDD)
C
DF=1.499E14/(W(N)**2)
C CONVERSION TO W/M**2.SR
AI00=AI00*DF
AIDD=AIDD*DF
C AI00=RADIANCE UP
C AIDD=RADIANCE DOWN
C DF=FREQUENCY INTERVAL CORRESPOND. TO 0.5 MICRONS INTERV.
C CENTERED AT W(N).
C-----
DO 100 I=1,NN
AI0(I)=AI00
AID(I)=0.
100 CONTINUE
DO 110 J=NNN,NQP
AI0(J)=0.
AID(J)=AIDD
CCCC TYPE *, 'AI0(',J,')=',AI0(J), ' AID=',AID(J)
110 CONTINUE
KIJ=1
101 IF(NQP.EQ.KIJ)GO TO 106
IF(KIJ.GE.NQP)GO TO 120
KIJ=KIJ+2
GO TO 101
106 AI0(NNN)=0.
AID(NNN)=0.
C-----
C CALCULATE THE EMITTED RADIANCE BY THE CLOUD(W/M**2.SR) IN
C THE INTERVAL OF 0.5 MICRONS CENTERED AT W(N).
C-----
C TC=CLOUD TEMPERATURE
120 CALL SB(TC,W(N),EM)
C CONVERSION EMITT. ENERGY (EM) TO W/M**2.SR
EM=EM*DF*(1.-W0(N))
C-----
C CALCULATE THE UPWELLING RADIANCE (A0) OF ZERO ORDER OF
C SCATTERING FOR ALL LEVELS:
C-----
CALL ZERO(N,NTAUI,NQP,AMU,AI0,TAUI,EM,TAU,AID,A0)
IF(IORD.EQ.0) THEN

```

```

422      WRITE (*,422)
        FORMAT (2X, ' IORD= 0 - Espalhamento de ordem zero')
        DO 3433 I=1,NTAUI
        DO 3434 J=1,NQP
          AIT(I,J)=AIT(I,J)+A0(I,J)
3434      CONTINUE
3433      CONTINUE
        GO TO 50
        ENDIF
C-----
C      CALCULATE THE SOURCE FUNCTION FOR THE NTH ORDER OF
C      SCATTERING :N=1,2,3,... - AJ(TAUI,AMU)
C-----
210      ISC=ISC+1
        ISSS=ISSS+1
        AMOR=0.
        DO 170 M=1,NTAUI
        DO 180 L=1,NQP
          AAJ=0.
          DO 190 J=1,NQP
            XK1=A0(M,J)*PF(L,J)*WT(J)
            AAJ=AAJ+XK1*W0(N)/2.
190      CONTINUE
          IF(AAJ.LT.0.)AAJ=0.
          AJ(M,L)=AAJ
CCCC      TYPE *, ' AJ(' ,M, ', ',L, ') = ',AJ(M,L)
180      CONTINUE
170      CONTINUE
C      AJ(M,L) = M=TAUI   L=AMU
        DO 24 I=1,NQP
          IF(AJ(1,I).GT.EPSI)AMOR=1
          IF(AJ(NTAUI,I).GT.EPSI)AMOR=1
24      CONTINUE
C      WRITE(9,9932)AMOR
9932     FORMAT('AMOR= ',E3.2)
        IF(AMOR.EQ.0.)GO TO 50
C-----
C      CALCULATE THE UPWELLING RADIANCE (A1) FOR THE N TH ORDER
C      OF SCATTERING, FOR ALL LEVELS AND DIRECTIONS.
C-----
        CALL FIRST(NTAUI,NQP,AMU,AJ,TAUI,A1)
          IF((IORD.EQ.1).OR.(IORD.GE.2.AND.IORD.EQ.ISSS.AND
# .XY.EQ.1.)) THEN
            WRITE (*,641) IORD
641      FORMAT(' IORD =',I8)
            DO 3533 I=1,NTAUI
            DO 3534 J=1,NQP
              AIT(I,J)=AIT(I,J)+A1(I,J)
3534      CONTINUE
3533      CONTINUE
            GO TO 50
            ENDIF
C-----
C      COMPUTE THE RADIANCE AT EACH LEVEL AND DIRECTION FOR THE

```

```

C   FIRST AND ZERO ORDER OF SCATTERING.
C-----
      IF(IORD.GE.2.AND.IORD.LT.999) GO TO 3011
      IF(XY.EQ.1) THEN
      DO 230 I=1,NTAUI

      DO 240 J=1,NQP
      AIT(I,J)=AIT(I,J)+A1(I,J)
240  CONTINUE
230  CONTINUE
      GO TO 300
      ENDIF
      DO 206 I=1,NTAUI
      DO 207 J=1,NQP
      AIT(I,J)=A0(I,J)+A1(I,J)+AIT(I,J)
207  CONTINUE
206  CONTINUE
C-----
C   CALCULATE THE SOURCE FUNCTION FOR THE NTH ORDER OF
C   SCATTERING, N=2,3,4,.....
C-----
3011  XY=1.
300  DO 208 I=1,NTAUI
      DO 209 J=1,NQP
      A0(I,J)=A1(I,J)
209  CONTINUE
208  CONTINUE
C   RESTART CALCULATIONS.....
      GO TO 210
C-----
50  CONTINUE
      IF(IORD.LT.999) GO TO 243
C-----
C   IF MNL=1 PRINT MEAN RADIANCES
C   IF MNL=2 PRINT RADIANCES
C   IF MNL=3 PRINT BOTH
C-----
579  IF(LLI.EQ.1) WRITE(*,54) TG,TC,TS,NQP,DELZ
      IF(LLI.EQ.2) WRITE(*,55) TG,TC,TS,NQP,DELZ
      IF(LLI.EQ.3) WRITE(*,56) TG,TC,TS,NQP,DELZ
54  FORMAT('C1-DEIRMENDJIAN ',//,' TG=',F7.2,'K TC=',F7.2,'K
# TS=',F7.2,'K',//,' NQP=',I3,/, ' CLOUD THICKNESS=',F8.
#2, 'M')
55  FORMAT(' STRATOCUMULUS ',//,' TG=',F7.2,'K TC=',
#F7.2,'K TS=',F7.2,'K',//,' NQP=',I3,/, ' CLOUD THICKN
#ESS=',F8.2, 'M')
56  FORMAT(' NIMBOSTRATUS ',//,' TG=',F7.2,'K TC=',F
#7.2,'K TS=',F7.2,'K',//,' NQP=',I3,/, ' CLOUD THICKNE
#SS=',F8.2, 'M')
      IF(MNL.EQ.2)GO TO 379
      WRITE (*,57)
57  FORMAT(/, ' LEVEL(M) MEAN INTENSITY(W/M**2*SR)')
      DO 331 I=1,NTAUI
      AFIN=0.
      DO 332 J=1,NQP

```

```

AFIN=AFIN+AIT(I,J)*WT(J)
332 CONTINUE
AVER=AFIN/2.
C AVER=AVERAGE RADIANCE AT THE LEVEL 'I', IN W/M**2*SR
WRITE(*,801) ALEV(I),AVER
331 CONTINUE

IF(MNL.EQ.3)GO TO 379
GO TO 243

C-----
379 WRITE(*,58)
58 FORMAT(/,' LEVEL(M) DIRECTION RADIANCE(W/M**2*SR)')
DO 123 K=1,NTAUI
DO 124 L=1,NQP
WRITE(*,800) ALEV(K),AMU(L),AIT(K,L)
124 CONTINUE
123 CONTINUE
800 FORMAT(4X,F9.3,4X,F7.4,7X,F9.3)
801 FORMAT(4X,F9.2,7X,F8.3)
C-----
C CALCULATE FLUX DENSITIES FOR EACH LEVEL
243 CALL FLUX(NTAUI,NQP,AIT,AMU,NN,NNN,UPFL,DOFL)
IF(ISA.EQ.1)THEN
WRITE(*,642)
642 FORMAT(' LEVEL (M) DIRECTION RADIANCE(W/M**2*SR)')
DO 8976 I=1,NTAUI
DO 9865 J=1,NQP
WRITE(*,800) ALEV(I),AMU(J),AIT(I,J)
9865 CONTINUE
8976 CONTINUE
ENDIF
DO 1987 I=1,NTAUI
WRITE(*,643) ALEV(I)
643 FORMAT(' LEVEL =',F9.3,'m')
WRITE(*,644) UPFL(I)
WRITE(*,645) DOFL(I)
WRITE(*,646) UPFL(I)-DOFL(I)
644 FORMAT(' UPFLUX =',F10.2)
645 FORMAT(' DOFLUX =',F10.2)
646 FORMAT(' NET =',F10.2)
1987 CONTINUE
C IF(IORD.NE.999) GO TO 778
C-----
C CALCULATE HEATING RATE FOR EACH LAYER
C BY USING KNOLLEMBERG'S APPROACH.
C-----
TY=TC-273.15
AAA=((7.5*TY)/(237.3+TY))*2.30259+6.4151
ES=EXP(AAA)
R0=461.5
ROS=ES/(R0*TC)
AGAM=0.167+3.67E-04*TC
AL=597.3*4186*(273.15/TC)**AGAM
C AL IS THE LATENT HEAT WITH TEMP. CORRECTION
AUC=(ROS*AL/TC)*(AL/(R0*TC)-1.)+1206.

```

```
C    ASSUME AIR DENSITY CTE (1.2 KG/M***3)
      DO 708 I=2,NTAUI
      ANET=(UPFL(I)-DOFL(I))-(UPFL(I-1)-DOFL(I-1))
      DIVF=ANET/(ALEV(I)-ALEV(I-1))
C    DIVF=FLUX DIVERGENCE(W/M***3)=DFNET/DZ
      DTDI=-((3600./AUC)*DIVF)
C    DTDI IS THE HEATING RATE IN K/H
      WRITE(*,647) ALEV(I-1),ALEV(I),DTDI
647  FORMAT(' LAYER BETWEEN ',F10.2,' AND ',F10.2,
# ' metres; DT/DI= ',E11.2,' K/h')
708  CONTINUE
      GO TO 9090
778  CONTINUE
      STOP
      END
```