

UNIVERSIDADE DE ÉVORA

Mestrado em Clima e Ambiente Atmosférico

Forçamento radiativo à superfície e no topo da atmosfera provocado por nuvens sobre a região de Évora

**Cloud radiative forcing to the surface and in the
top of the atmosphere provoked for clouds on the
region of Évora**

Tese de mestrado realizado por:

Manuel Conceição Gonçalves Monteiro

Orientadora: Prof. Dra. Ana Maria Almeida e Silva

Co-orientadora: Prof. Dra. Maria João Tavares da Costa

ÉVORA 2004

“Este dissertação não inclui as observações e críticas feitas pelo júri”

UNIVERSIDADE DE ÉVORA

Mestrado em Clima e Ambiente Atmosférico

Forçamento radiativo à superfície e no topo da atmosfera provocado por nuvens sobre a região de Évora

Cloud radiative forcing to the surface and in the top of the atmosphere provoked for clouds on the region of Évora

Tese de mestrado realizado por:

Manuel Conceição Gonçalves Monteiro



1249 317

Orientadora: Prof. Dra. Ana Maria Almeida e Silva

Co-orientadora: Prof. Dra. Maria João Tavares da Costa

ÉVORA 2004

“Este dissertação não inclui as observações e críticas feitas pelo júri”

**À Alcinda, Christy e Filipe
Aos Meus Pais**

Agradecimentos

Passo a particularizar os agradecimentos (e que não se ofendam os que não estão incluídos de seguida, mas o número de páginas e o âmbito desta secção é finito):

À Gabriela Azevedo, Isilda, Dina, Susana, Eduardo e Pedro por me terem mostrado uma forma de companheirismo entre colegas que foi, no mínimo, de uma generosidade impressionante.

Ao Djoni e José Galvão, pelo apoio imediato mesmo que a distância fosse longa.

Ao Nuno Belo, Susana Mendes e Sérgio Pereira pela disponibilidade para esclarecimentos sobre os sistemas Microsoft Excel, Microsoft Word e fortran.

Agradeço o apoio e a orientação da minha orientadora e directora do Mestrado Professora Dra. Ana Maria Almeida e Silva pela possibilidade de ver este trabalho dar frutos positivos, porque só isso constitui uma verdadeira recompensa. Agradeço-lhe igualmente pelas palavras de apoio e pela confiança depositada na minha pessoa, o que também contribuíram para encorajar-me e fazer-me seguir em frente, sobretudo nos momentos mais críticos.

Agradeço o apoio e orientação da minha co-orientadora Professora Dra. Maria João Tavares da Costa por tudo que me ajudou na realização deste trabalho.

Agradeço ao Professor Dr. João Corte - Real pelo incentivo e apoio prestado junto ao Instituto de Meteorologia na aquisição dos dados de nuvens para a realização deste trabalho.

Não posso deixar de mencionar, agradecendo, as pessoas que me acompanharam de perto e se preocuparam intensamente com o meu desempenho, Dona Cândida Guerreiro, Samuel e Paulo Neves.

Aos meus sobrinhos agradeço a alegria e a leveza.

Aos meus pais agradeço tudo o que se podia escrever e tudo o que não se consegue escrever. Agradeço-lhes, principalmente, a liberdade e o abraço.

Agradeço ao meu irmão Filipe, ao meu colega João Duarte e aos meus amigos, o apoio e carinho dados.

Agradeço à minha esposa Alcinda e filha Christy e por tudo que têm feito por mim.

Évora, Dezembro de 2004

Manuel C. G. Monteiro

Índice

Página

RESUMO	i
ABSTRACT	ii
Lista de símbolos	iii
Lista de Figuras	vi
Lista de Quadros	viii
CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO	1
1.1-Enquadramento da tese	3
1.2 - Objectivos da tese	9
CAPÍTULO 2 – DESCRIÇÃO DOS DADOS EXPERIMENTAIS, METODOLOGIA E INSTRUMENTOS DE MEDIÇÃO DOS FLUXOS.....	13
2.1 – Descrição dos dados experimentais dos fluxos de radiação	15
2.2 – Metodologia.....	21
2.3 – Instrumentos de medição dos fluxos.....	27
CAPÍTULO 3 – TRANSFERÊNCIA RADIATIVA NA ATMOSFERA	29
3.1- Transferência radiativa na atmosfera.....	31
3.1.1 - Equação da transferência radiativa	31
3.1.2 – Fluxo de radiação de pequeno comprimento de onda (radiação solar) à superfície da Terra	37
3.1.3 – Fluxo de radiação solar no topo de atmosfera.....	41

3.1.4 – Fluxo da radiação de grande comprimento de onda (radiação infravermelha) à superfície da Terra	45
3.1.5 – Fluxo da radiação infravermelha no topo de atmosfera.....	49
3.1.6 – Balanço da densidade do fluxo de radiação	51
CAPÍTULO 4 – RESULTADOS E SUA DISCUSSÃO.....	53
4.1– Cálculo do balanço das densidades dos fluxos de radiação à superfície.	55
4.1.1 – Balanço da densidade do fluxo de radiação de grande comprimento de onda à superfície	55
4.1.2 – Balanço da densidade do fluxo de radiação de pequeno comprimento de onda à superfície	59
4.1.3 – Balanço médio horário da radiação diária de grande comprimento de onda (atmosférica e terrestre) e pequeno comprimento de onda (solar global)	63
4.1.3.1 – Céu limpo	64
4.1.3.2 – Céu encoberto.....	64
4.2 – Cálculo do forçamento radiativo de pequeno comprimento de onda e de grande comprimento de onda devido às nuvens à superfície da Terra e no topo da atmosfera	66
4.2.1 – Forçamento radiativo de grande comprimento de onda à superfície.....	66
4.2.2 – Forçamento radiativo de pequeno comprimento de onda à superfície.....	68
4.2.3 – Forçamento radiativo devido às nuvens no topo de atmosfera	70
4.3. – Forçamento radiativo na atmosfera	72

4.4 – O forçamento radiativo de grande comprimento de onda à superfície e o tipo de nuvem.....	77
4.4.1 – Cálculo da altura e temperatura da base das nuvens.....	77
4.4.2 – Relação do forçamento radiativo de grande comprimento de onda com a altura e a temperatura da base das nuvens.....	80
CAPÍTULO 5 – Conclusões	83
5.1– Balanço da densidade do fluxo de radiação.....	85
5.2– Forçamento radiativo devido às nuvens à superfície.....	86
5.3– Forçamento radiativo devido às no topo de atmosfera.....	88
5.4–Forçamento radiativo na atmosfera.....	88
REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICAS.....	91
ANEXOS	95
A – Descrição dos aparelhos.....	97
A.1 – Aparelhos de medição dos fluxos de radiação utilizados à superfície.....	97
A.1.1 – Piranómetro.....	97
A.1.2 – Albedómetro.....	98
A.1.3 – Pirradiómetro.....	99
A.2 – O aparelho de medição dos fluxos de radiação utilizados no topo de Atmosfera.....	100
A.2.1 – Instrumento CERES.....	101
B – Período da medição dos fluxos de radiação.....	102

C - Nebulosidade.....	104
D - Observação das alturas das nuvens.....	105
E - Cálculo do balanço da densidade do fluxo de radiação.....	107
F - Cálculo do forçamento radiativo de grande comprimento de onda devido às nuvens obtidos à superfície.....	114
G - Cálculo do forçamento radiativo de pequeno comprimento de onda devido à nuvens obtidos à superfície.....	115
H - Cálculo da temperatura e da altura da base das nuvens mais baixas.....	116
I - Relação entre o forçamento radiativo de grande comprimento de onda e da altura da base das nuvens mais baixas.....	117
J - Relação entre o forçamento radiativo de grande comprimento de onda e temperatura da base das nuvens calculada.....	118

Forçamento radiativo à superfície e no topo da atmosfera provocado por nuvens sobre a região de Évora

Resumo

Nesta tese investigou-se o papel desempenhado pelas nuvens no balanço radiativo local observado à superfície da Terra. Para tal foram determinados os forçamentos radiativos de pequeno comprimento de onda, de grande comprimento de onda e referentes à banda espectral total devido às nuvens. Recorrendo a imagens de satélite, determinou-se os forçamentos radiativos devido às nuvens, no topo da atmosfera. Foram consideradas as situações de cobertura total de nuvens, ou seja, correspondendo à nebulosidade máxima, $N=8$. O estudo foi feito de modo a poder contemplar situações distintas de cobertura de nuvens, correspondentes a diferentes tipos de nuvens para a região de Évora. A partir das medidas dos fluxos de radiação solar e da radiação infravermelha observados, desde há vários anos no Centro Geofísico de Évora, com radiómetro de banda larga foi possível determinar, quer o balanço da radiação (solar global, infravermelha ou total, isto é, a soma das duas) como o forçamento radiativo global local à superfície devido à presença de nuvens que cobrem totalmente o céu, sobre o local de observação (Évora). A partir do conhecimento dos forçamentos radiativos devido às nuvens simultaneamente no topo de atmosfera e à superfície foi possível determinar o forçamento radiativo na atmosfera devido às nuvens. O conhecimento do forçamento radiativo na atmosfera devido às nuvens e a sua evolução ao longo de um certo período de tempo permitir-nos-ão ter informação sobre a evolução da energia que é absorvida ou retirada da atmosfera ao longo desse intervalo de tempo.

Palavras-chave: balanço de radiação, forçamento radiativo devido às nuvens à superfície e no topo da atmosfera, forçamento radiativo na atmosfera.

Cloud radiative forcing to the surface and in the top of the atmosphere provoked for clouds on the region of Évora

Abstract

The present thesis consists of the role played by clouds in the local radiative balance observed at Earth surface. They had been determined both the radiative forcing of short and long wave related to the total spectral band provoked by clouds. The clouds radiative forcing in the top of atmosphere was determined by satellite images. The situation of total cloud covering had been corresponding to the maximum cloudiness $N=8$. The study was made in order to be able to contemplate distinct situations of clouds covering corresponding different clouds types in Évora region. From the measures of solar radiation and infrared radiation fluxes observed for many years in the Geophysical Centre of Évora, with radiometer of broadband was possible to determine the radiation balance (solar global, infrared or total) as the local global radiative forcing at surface due to cloud presence that covers total sky in Évora region. It was possible to determine the cloud radiative forcing in the atmosphere by the knowledge simultaneously of the clouds radiative in the top of atmosphere and at the surface. The knowledge of clouds radiative forcing in the atmosphere and its evolution throughout a certain period of time will allow us to have information on the evolution of the energy that absorbed or removed from the atmosphere during this interval of time.

Keywords: radiative balance, cloud radiative forcing at surface and in the top of atmosphere, atmosphere forcing radiative.

Lista de Símbolos

- Notações tais como S , Ψ , etc. não serão descritas por razões óbvias.

$D(N)$ – Densidade do fluxo de radiação de radiação difusa (Wm^{-2});

F_{LW}^- – Densidade de fluxo de radiação atmosférica (Wm^{-2});

$R_{t- desc}$ – Densidade de fluxo de radiação total descendente (Wm^{-2});

$R_{s- desc}$ – Densidade de fluxo de radiação solar descendente (Wm^{-2});

F_{LW}^- – Densidade de fluxo de radiação terrestre (Wm^{-2});

$R_{t- asc}$ – Densidade de fluxo de radiação total ascendente (Wm^{-2});

$R_{s- asc}$ – Densidade de fluxo de radiação solar ascendente (Wm^{-2});

$(F_{net})_{LW}$ – Balanço do fluxo de radiação de grande comprimento de onda (Wm^{-2});

N – Índice de nebulosidade;

I – Intensidade de radiação ou radiância ($Wm^{-2}sr^{-1}$);

I_l – Intensidade de radiação monocromática ($Wm^{-2}nm^{-1}sr^{-1}$)

ds – Espessura (m);

k_l^e – Secção eficaz de extinção mássica (m^2kg^{-1});

b_l^e – Coeficiente de extinção (m^{-1})

s_l^e – Secção eficaz de extinção (m^2)

r – Densidade do meio (kgm^{-3})

J_l – Função fonte ($Wm^{-2}nm^{-1}sr^{-1}$);

u – Percurso óptico (m);

t – Espessura óptica;

t – Transmissividade;

$\bar{\epsilon}$ – Emissividade hemisférica média

r – Reflectividade hemisférica da nuvem;

R_l – Reflectividade monocromática;

z_b – Altura da base da nuvem;

T_b – Temperatura da base da nuvem;

$T(z')$ – Temperatura do meio;

B_l – Função de Planck ($Wm^{-2}mm^{-1}sr^{-1}$);

\bar{w}_l – Albedo da dispersão simples;

P_l – Função de fase;

F_{0l} – Irradiância solar monocromática extraterrestre ($Wm^{-2}mm^{-1}$);

F_{SW}^{-sup} – Densidade do fluxo solar ascendente à superfície (Wm^{-2});

F_{SW}^{sup} – Densidade do fluxo solar descendente à superfície (Wm^{-2});

$F_{SW}^{-}(z_{base})$ – Densidade de fluxo solar ascendente que chega à base da nuvem, vinda de baixo (superfície e atmosfera entre a superfície e a base da nuvem) (Wm^{-2});

$(F_{SW}^{-}(z_{topo}))_t$ – Densidade de fluxo solar ascendente que atravessa a nuvem, emergindo no topo de nuvem (Wm^{-2});

$F_{SW}^{-}(z_{topo})$ – Densidade de fluxo solar descendente que atinge o topo da nuvem;

$(F_{SW}^{-}(z_{topo}))_r$ – Fluxo solar que é reflectida no topo da nuvem (Wm^{-2});

F_{SW}^{-TOA} – Densidade do fluxo solar ascendente no topo de atmosfera (Wm^{-2});

F_{SW}^{TOA} – Densidade do fluxo solar descendente no topo de atmosfera (Wm^{-2});

LWP – Conteúdo de água líquida;

r_i – Reflectância para uma dada banda espectral i ;

A_i – Absortância para uma dada banda espectral i ;

w_i – Fracção do fluxo solar numa dada banda espectral i ;

q – Ângulo zenital (°);

f – Ângulo azimutal (°);

m – co-seno do ângulo zenital;

F^{net} – Balanço da densidade de fluxo de radiação ($W.m^{-2}$);

$\langle \rangle$ – Média aritmética

DF^{sup} – Forçamento radiativo à superfície;

DF^{TOA} – Forçamento radiativo no topo de atmosfera;

- **Abreviaturas**

PIR - Radiómetro infravermelho de precisão;

UTC - Coordenada de Tempo Universal (*Coordinated Universal Time*);

I.M. - Instituto de Meteorologia;

CEFET/SC - Centro Federal de Educação Tecnológica de Santa Catarina

Lista de Figuras

Figura 1.1: Diagrama da relação entre os vários termos do balanço da energia à superfície, adaptado de (Hartmann, 1994)	4
Figura 1.2: Dependência de (a) albedo $\langle \alpha \rangle$ da nuvem e (b) absorção (A) da nuvem no percurso de água líquida e ângulo solar zenital, adaptado de (Hartmann, 1994)	7
Figura 1.3: Dependência do albedo das nuvens com o tamanho das gotas de água na nuvem, adaptado de (Hartmann, 1994)	8
Figura 1.4: Dependência da emissividade de grande comprimento de onda no (a) conteúdo de água líquida e (b) conteúdo gelo, adaptado de (Hartmann, 1994)	9
Figura 2.1: Estação meteorológica da Mitra.....	16
Figura 2.2: Representação gráfica da razão entre o fluxo da radiação difusa e fluxo da radiação solar global \times tempo do dia 26 de Julho de 2001.....	18
Figura 2.3: Representação gráfica da razão entre o fluxo da radiação difusa e fluxo da radiação solar global \times tempo do dia 23 de Janeiro de 2001.....	19
Figura 2.4: Representação gráfica da razão entre o fluxo da radiação difusa e fluxo da radiação solar global \times (índice de cobertura de nuvens) ²	20
Figura 2.5: Modificação da radiação solar pelas nuvens, adaptado de (Houghton, 1986)	23
Figura 3.1: Fluxos de radiação ascendente e descendente numa atmosfera finita, plana e paralela, adaptado de (Liou 1980)	35
Figura 3.2: (a) absorptância (absorção) solar e (b) reflectância solar (albedo) para cinco tipos de nuvens em função do co-seno do ângulo solar zenital, adaptado de (Liou, 1992)	40
Figura 3.3: (a) reflectância solar e (b) absorptância solar das nuvens (percentagem) para o ângulo solar zenital de 60° em função do conteúdo de água líquida e do raio efectivo, adaptado de (Liou, 1992.....	41
Figura 3.4: Fluxos de radiação ascendente e descendente no topo de atmosfera.....	44
Figura 4.1: Balanço médio horário da densidade do fluxo de radiação de grande comprimento de onda com céu encoberto.....	57
Figura 4.2: Balanço médio horário da densidade do fluxo de radiação de grande comprimento de onda com céu limpo.....	58

Figura 4.2: Balanço médio horário da densidade do fluxo de radiação de grande comprimento de onda com céu limpo.....	58
Figura 4.3: Balanço médio horário da densidade do fluxo de radiação de pequeno comprimento de onda com céu encoberto.....	61
Figura 4.4: Balanço médio horário da densidade do fluxo de radiação de pequeno comprimento de onda com céu limpo.....	62
Figura 4.5: Representação gráfica da soma dos balanços médios horários do fluxos de radiação diurna e noturna de grande comprimento de onda e do balanço médio horário do fluxo de radiação de pequeno comprimento de onda em situação de céu limpo	64
Figura 4.6: Representação gráfica da soma dos balanços médios horários do fluxos de radiação diurna e noturna de grande comprimento de onda e do balanço médio horário do fluxo de radiação de pequeno comprimento de onda em situação de céu encoberto.....	64
Figura 4.7: (a) Reflectância solar b) Absortância para nuvens de gelo em função do tamanho efectivo (D_e) e do conteúdo de água (gelo) para $\mu_0 = 0,5$	74
Figura 4.8: Reflectância solar (a) e absortância (b) de nuvens de água (percentagem) no ângulo zenital de 60° em função do conteúdo de água (líquida) da nuvem e raio efectivo r_e	75
Figura 4.9: Emitância (emissividade) para água das nuvens em função do conteúdo de água (líquida)	76
Figura 4.10: Variação do forçamento radiativo de grande comprimento de onda com a temperatura da base das nuvens.....	79
Figura 4.11: Variação do forçamento radiativo de grande comprimento de onda com a altura da base das nuvens.....	81
 Figuras em anexo	
Figura A.1: Piranómetro "branco e preto" modelo 8-48.....	98
Figura A.2: Albedómetro CM 7B.....	99
Figura A.3: Pirradiómetro 8111	100
Figura A.4: Instrumento CERES (http://www.envi.com.br).....	101

Lista de Quadros

Quadro 1.1: Importância relativa de vario processos de transferência radiativa no balanço de energia global, adaptado, (Wallace, 1997)	5
Quadro 4.1: Soma dos valores horários e valores médios dos balanços dos fluxos de radiação de grande comprimento de onda em situação de céu totalmente encoberto para os períodos diurno e noturno ao longo dos meses do ano em estudo.....	56
Quadro 4.2 Soma dos valores horários e valores médios dos balanços dos fluxos de radiação de grande comprimento de onda em situação de céu limpo para os períodos diurno e noturno ao longo dos meses do ano em estudo.....	57
Quadro 4.3: Soma dos valores horários e valores médios dos balanços dos fluxos de radiação de pequeno comprimento de onda em situação de céu encoberto ao longo dos meses do ano em estudo.....	60
Quadro 4.4: Soma dos valores horários e valores médios dos balanços dos fluxos de radiação de pequeno comprimento de onda em situação de céu limpo ao longo dos meses do ano em estudo.....	60
Quadro 4.5: Resultados do cálculo do forçamento radiativo de grande comprimento de onda devido às nuvens obtidos à superfície.....	67
Quadro 4.6: Resultados do cálculo do forçamento radiativo de pequeno comprimento de onda devido às nuvens obtidos à superfície.....	69
Quadro 4.7: Resultado do cálculo do forçamento radiativo de pequeno comprimento de onda devido às nuvens no topo de atmosfera.....	71
Quadro 4.8: Resultado do cálculo do forçamento radiativo de grande comprimento de onda devido às nuvens no topo de atmosfera.....	72
Quadro 4.9: Resultado do cálculo do forçamento radiativo de pequeno comprimento de onda na atmosfera. ...	73
Quadro 4.10: Resultado do cálculo do forçamento radiativo de grande comprimento de onda na atmosfera.....	73
Quadro 4.11: Temperatura e altura da base das nuvens calculados de acordo com o método apresentado e altura da base das nuvens mais baixas fornecido pelo Instituto de Meteorologia.....	78

Quadros em anexo

Quadro A.1: Características do albedómetro, adaptado de Kipp e Zonen.....	98
Quadro A.2: Características do piranómetro, adaptado do catálogo de Black and White pyranometer (Model 8-48)	99
Quadro A.3: Características do pirradiómetro, adaptado de (Schenk)	100
Quadro A.4: Características do instrumento CERES, adaptado de (Wielicki et al., 1996)	102
Quadro B.1: Período de medição do fluxo de radiação de grande comprimento de onda com céu encoberto...	102
Quadro B.2: Período de medição do fluxo de radiação de grande comprimento de onda com céu limpo.....	103
Quadro B.3: Período de medição do fluxo de radiação de pequeno comprimento de onda com céu encoberto.....	103
Quadro B.4: Período de medição do fluxo de radiação de pequeno comprimento de onda com céu limpo.....	104
Quadro C.1: Relação das fracções de nebulosidade.....	105
Quadro E.1: Balanço acumulado mensal (2ª e 6ª colunas) e balanço médio horário (4ª e 8ª colunas) da densidade do fluxo de radiação de grande comprimento com céu encoberto correspondente aos períodos diurno e nocturno.	107
Quadro E.2: Balanço acumulado mensal (2ª e 6ª colunas) e balanço médio horário (4ª e 8ª colunas) da densidade do fluxo de radiação de grande comprimento com céu limpo correspondente aos períodos diurno e nocturno.	108
Quadro E.3: Balanço acumulado mensal (3ª coluna) e balanço médio horário (5ª coluna) da densidade do fluxo de radiação de pequeno comprimento com céu encoberto correspondente ao período diurno.....	110
Quadro E.4: Balanço acumulado mensal (3ª coluna) e balanço médio horário (5ª coluna) da densidade do fluxo de radiação de pequeno comprimento com céu limpo correspondente ao período diurno.....	111
Quadro F1: Resultados do cálculo do forçamento radiativo de grande comprimento de onda devido às nuvens foram obtidos, à superfície.....	114

Quadro G.1: Resultados do cálculo do forçamento radiativo de pequeno comprimento de onda devido às nuvens obtidos à superfície..... 115

Quadro H.1: Cálculo da temperatura e da altura da base das nuvens mais baixas..... 116

Quadro I.1: Relação entre o forçamento radiativo de grande comprimento de onda e altura da base das nuvens calculada com base nos tipos de nuvens..... 117

Quadro J.1: Relação entre o forçamento radiativo de grande comprimento de onda e a temperatura da base das nuvens calculada com base nos tipos de nuvens.....118

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1 – Enquadramento da tese.

O balanço da energia radiante à superfície determina a quantidade de energia disponível para evapotranspiração à superfície, para trocar calor com atmosfera, e para ser conduzido para as camadas abaixo da superfície do Globo. Os processos à superfície desempenham um papel importante na determinação do balanço da energia total do planeta.

O balanço da energia radiante local à superfície, depende da insolação, das características da superfície tal como tipo de cobertura vegetal, reflectividade e teor de água e das características a atmosfera (Hartmann, 1994).

O balanço de energia à superfície da Terra pode ser pela equação:

$$\frac{\partial E_s}{\partial t} = F_{net} - LE - SH - \Delta F_{eo} - G \quad (1.1)$$

onde $\frac{\partial E_s}{\partial t}$ é a taxa de armazenamento de energia à superfície F_{net} é o fluxo de radiação líquida na superfície (balanço de energia radiante), LE é o fluxo de calor latente da superfície para atmosfera (energia disponível para a evapotranspiração), SH é o fluxo de calor sensível da superfície para atmosfera (calor trocado entre a superfície e a atmosfera) e ΔF_{eo} é o fluxo de calor transportado por advecção e G o fluxo de calor conduzido para as camadas abaixo da superfície.

Considerando a taxa de armazenamento de energia pequena, então, o balanço de energia entre o aquecimento radiativo e o processo que remove a energia da superfície é dado:

$$F_{net} = LE + SH + \Delta F_{eo} + G \quad (1.2)$$

Na maioria das circunstâncias a radiação aquece a superfície, ou seja, o balanço de energia radiante é positivo e os fluxos de calor de calor sensível e latente arrefecem-na de modo que os termos dos fluxos radiativos de calor latente e sensível em (1.1) e (1.2) sejam sempre positivos, Figura 1.1.

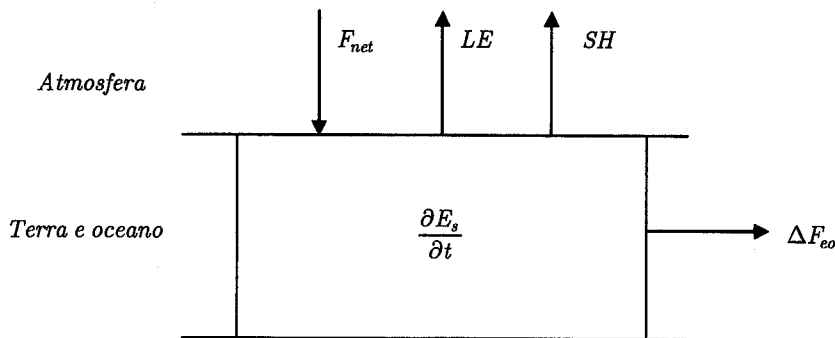


Figura 1.1: Diagrama da relação entre os vários termos do balanço da energia à superfície, adaptado de (Hartmann, 1994).

O balanço do fluxo de radiação à superfície (F_{net}) para a situação de céu limpo depende principalmente das propriedades da superfície, do teor de vapor de água e de ozono e das distribuições verticais de aerossóis na atmosfera. Embora o impacto das nuvens no balanço do fluxo de radiação à superfície apresente grandes incertezas devido à complexidade e variação dos parâmetros que as caracterizam, as nuvens constituem um dos principais factores reguladores do clima da Terra, pois têm um papel determinante

no albedo planetário. As nuvens, geralmente em várias formas e tipos, cobrem, cerca de 65% do planeta Terra. Elas desempenham um papel muito importante na densidade do fluxo de radiação solar que entra no sistema Globo + atmosfera, isto é, regulam a densidade do fluxo de radiação solar. O que volta para trás, para o espaço, contribuindo para manter o sistema Globo + atmosfera a uma temperatura média à superfície compatível com a existência de vida. O albedo solar das nuvens depende substancialmente do tipo das nuvens, da sua forma e varia consideravelmente com o ângulo zenital.

O quadro 1.1 apresenta a importância relativa dos constituintes atmosféricos sobre o balanço de energia radiante através dos dois processos mais importantes da atenuação da radiação solar na atmosfera:

Quadro 1.1: Importância relativa de vários constituintes atmosféricos nos processos de transferência radiativa na atmosfera (Wallace, 1997).

Constituintes atmosféricos	Radiação solar		Radiação terrestre	
	Absorção	Difusão	Absorção e emissão	Difusão
Moléculas de ar	1	2	1 ^c	3
Aerossóis	2 ^b	2	2	3
Nuvens	2	1 ^c	1 ^c	3

Os números 1,2,3 significam, respectivamente, processos de importância primária, secundária e pequena ou nenhuma importância. As letras *b* e *c* representam, respectivamente, papel importante na produção do smog fotoquímico e aplicação a detectar remoto da atmosfera por satélites.

Os vários constituintes na matriz estão classificados de acordo com a importância que têm no balanço de energia global. Os termos principais envolvem:

-difusão da radiação solar pelas nuvens com o seu efeito superior à albedo planetário;

-absorção da radiação solar pelos gases (primeiro O_3 na atmosfera superior e H_2O na baixa atmosfera);

-absorção da radiação terrestre pelos constituintes gasosos da atmosfera (nomeadamente H_2O , CO_2 , e O_3 troposférico) responsáveis pelo efeito estufa natural.

No entanto, é sabido que a cobertura nebulosa e o tipo de nuvens podem contribuir igualmente para determinar os efeitos radiativos da nuvem a nível local e para influenciar o balanço radiativo terrestre à escala local. Os forçamentos radiativos produzidos pelas nuvens, à escala local e regional, podem ser determinados à superfície ou no topo da atmosfera, e vão depender fortemente do tipo de nuvens em presença e das condições da atmosfera geral.

As nuvens reflectem e absorvem a radiação solar. As soluções das equações da transferência radiativa podem ser usadas para determinar as propriedades radiativas das camadas espessas das nuvens.

A relação entre a albedo da nuvem e a absorção de água numa camada de nuvem espessa está representada na figura 1.2. O albedo aumenta com o conteúdo de água líquida, espessura da nuvem e com o ângulo solar zenital. O aumento do albedo com o conteúdo de água líquida é mais rápida quando menor for a quantidade de água.

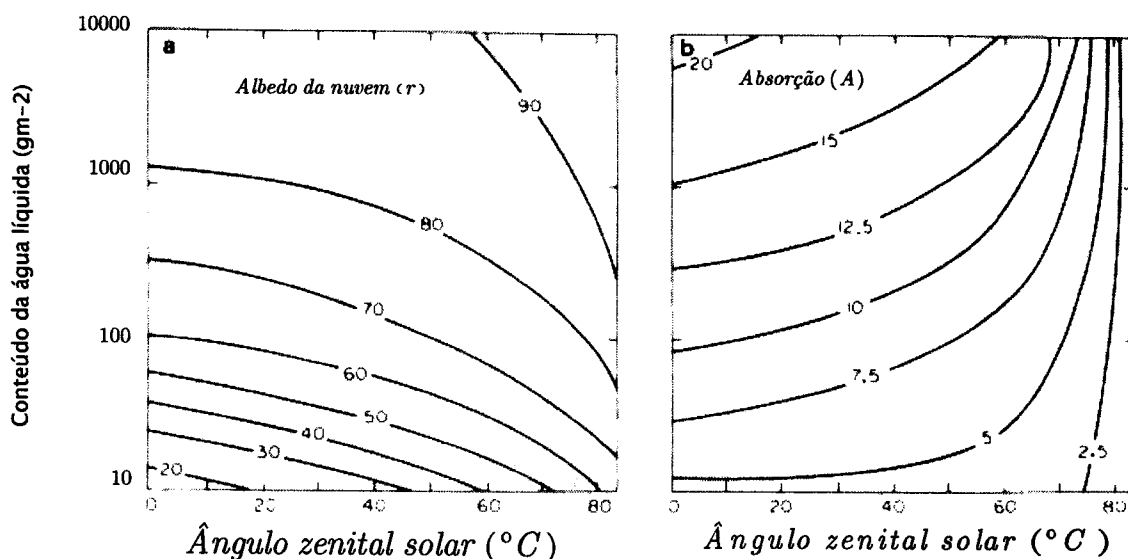


Figura 1.2: Dependência de (a) albedo (r) da nuvem e (b) absorção (A) da nuvem no percurso de água líquida e ângulo solar zenital, adaptado de (Hartmann, 1994).

Quando a nuvem se torna muito espessa a albedo da nuvem cresce lentamente até atingir um valor limite a partir do qual já não varia com aumento adicional da massa da nuvem. A variação do albedo com o ângulo zenital é mais rápido quando o Sol está perto do horizonte e mais lento quando o Sol está no zénite ($\theta_0 = 0$). A absorção da radiação solar pela camada da nuvem espessa decresce com o aumento do ângulo zenital porque a radiação que é reflectida para o espaço com ângulos de zénite elevados penetra menos profundamente na nuvem e é, conseqüentemente, menos absorvida. A absorção aumenta aproximadamente linearmente com o conteúdo de água líquida quando o Sol está no zénite.

A variação do albedo de nuvens na atmosfera é dominada por variações na quantidade da água líquida e de gelo na nuvem. Todavia o albedo das nuvens é sensível à

dimensão das gotículas. A figura 1.3 mostra como o albedo das nuvens muda enquanto varia o raio das gotículas, quando o conteúdo da água líquida se mantém constante. O albedo é grande para as gotas pequenas, porque estas apresentam maior área de superfície para a mesma massa.

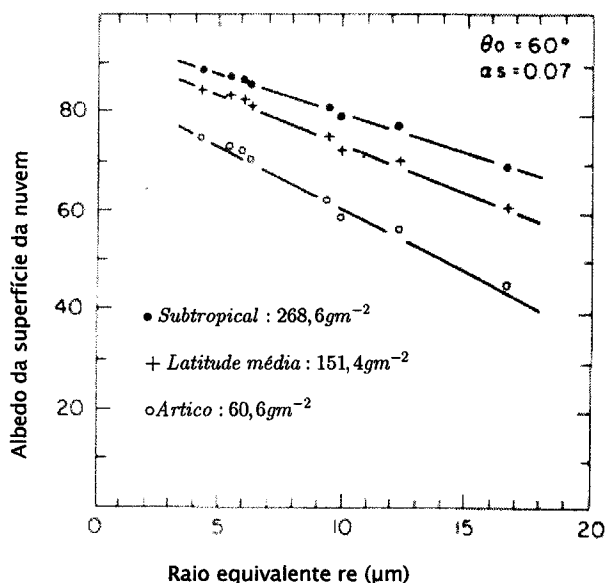


Figura 1.3: Dependência do albedo das nuvens com o tamanho das gotas de água na nuvem, adaptado de (Hartmann, 1994).

As nuvens absorvem muita radiação de grande comprimento de onda (radiação terrestre). A figura 1.4 mostra a emissividade das nuvens contendo essencialmente água e gelo em função do conteúdo de água (líquida ou gelo). As nuvens tornam-se opacas para a radiação de grande comprimento de onda quando o percurso da água líquida excede cerca de 20 gm^{-2} . Se o percurso de água líquida atingir uma altura onde a temperatura é essencialmente uniforme, então as superfícies das nuvens podem absorver e emitir radiação terrestre, comportando-se como corpo negro (Hartmann, 1994).

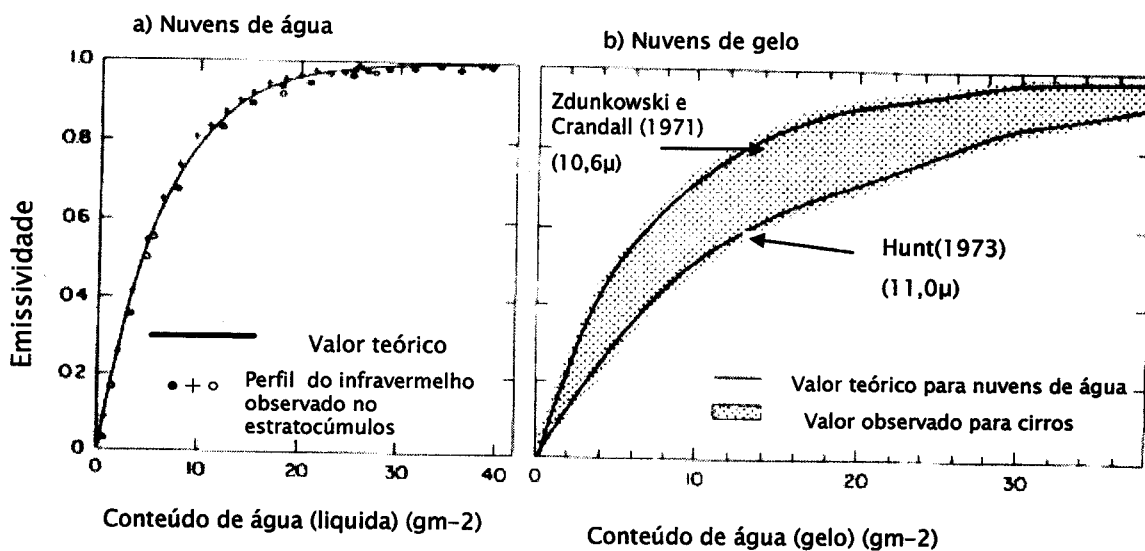


Figura 1.4: Dependência da emissividade de grande comprimento de onda no (a) conteúdo de água líquida e (b) conteúdo gelo, adaptado de (Hartmann, 1994).

Contudo, as nuvens muito finas tais como os cirros, podem ser parcialmente transparente à radiação de grande comprimento de onda.

1.2 - Objectivos da tese.

O objectivo desta tese é investigar o papel desempenhado pelas nuvens no balanço radiativo local observado à superfície da Terra, ao longo de doze meses. Para tal foram determinados os forçamentos radiativos de pequeno comprimento de onda, de grande comprimento de onda e na banda espectral total devido às nuvens. Em simultâneo, para a mesma região e para algumas situações foi possível, recorrendo a

imagens de satélite, determinar os forçamentos radiativos de pequeno comprimento de onda, devido às nuvens, mas no topo da atmosfera. Dada a diversidade de tipos de nuvens, associada aos processos termohidrodinâmicos presentes na sua formação e dada a diversidade da sua distribuição (nebulosidade) foram apenas consideradas as situações de cobertura total de nuvens, ou seja, correspondendo à nebulosidade máxima, $N=8$: As situações de céu parcialmente encoberto não foram, portanto, consideradas neste estudo. O estudo foi feito de modo a poder contemplar situações distintas de cobertura de nuvens, correspondentes a diferentes tipos de nuvens e detectar variações sazonais a elas associadas entre Outubro de ano 2000 a Setembro do ano 2001 e para a região de Évora – Mitra, situada no Alentejo sul de Portugal. A partir das medidas dos fluxos de radiação solar e da radiação infravermelha (atmosférica e terrestre) observados, desde há vários anos no Centro Geofísico de Évora, com radiómetro de banda larga (piranómetros e pirradiómetros) é possível determinar, quer o balanço da radiação (solar global, infravermelha ou total, isto é, a soma das duas) como o forçamento radiativo global local à superfície devido à presença de nuvens que cobrem totalmente o céu, sobre o local de observação (Évora). A partir do conhecimento dos forçamentos radiativos devido às nuvens simultaneamente no topo de atmosfera e à superfície é possível determinar o forçamento radiativo na atmosfera devido às nuvens. O conhecimento do forçamento radiativo na atmosfera devido às nuvens e a sua evolução ao longo de um certo período

de tempo poderão dar informação sobre a evolução da energia que é absorvida ou retirada da atmosfera ao longo desse intervalo de tempo.

Esta tese está organizada com cinco capítulos. No primeiro capítulo apresentam-se o enquadramento de tese e os objectivos a atingir. No segundo capítulo apresentam-se os dados, a metodologia seguida e respectivos instrumentos utilizados neste estudo. No terceiro capítulo apresentam-se as equações principais de transferência de radiação na atmosfera, na situação de céu limpo e na situação de céu completamente encoberto, no sentido de se identificarem os principais parâmetros das nuvens que se influenciam o balanço radiativo à superfície e no topo de atmosfera e os forçamentos radiativos à superfície e no topo de atmosfera. No quarto capítulo apresentam-se os resultados dos balanços radiativos e forçamentos radiativos devido às nuvens calculados à superfície, no topo de atmosfera e a na atmosfera e a sua discussão. No último capítulo são sintetizadas as principais conclusões deste estudo.

CAPÍTULO 2

**DESCRIÇÃO DOS DADOS
EXPERIMENTAIS, METODOLOGIA E
INSTRUMENTOS DE MEDIÇÃO
DOS FLUXOS**

Este capítulo tem como objectivo caracterizar os dados das densidades dos fluxos de radiação que foram utilizados em termos da gama de comprimento de onda, A metodologia utilizada para o cálculo dos forçamentos radiativos devido às nuvens à superfície do Globo e no topo de atmosfera e apresentar sucintamente os aparelhos que foram utilizados para as medições desses fluxos de radiação.

2.1 – Descrição dos dados experimentais dos fluxos de radiação

Neste trabalho foram utilizados valores horários de densidade de fluxos de radiação solar global, solar difusa e total medidos à superfície na estação meteorológica da Mitra desde de Outubro de 2000 a Setembro de 2001. Esta estação (latitude $N 38^{\circ} 22' 26$ e longitude $w 38^{\circ} 32' 26$), representada na figura 2.1, pertence ao Centro Geofísica de Évora. Os fluxos de radiação solar global (descendente e ascendente) e da radiação solar difusa abrangem a gama de comprimento de onda que vão desde $0,3 \mu m$ até $4 \mu m$ enquanto que os fluxos da radiação total (descendente e ascendente) abrangem a gama de comprimento de onda que vão desde $0,3 \mu m$ até $60 \mu m$.



Figura 2.1: Estação meteorológica da Mitra.

Os registos dos fluxos feitos à superfície da estação meteorológica do Centro Geofísico de Évora foram obtidos em cada dez minutos e posteriormente feitos calculados os valores médios horários.

Para o cálculo da densidade do balanço dos fluxos de radiação de grande comprimento de onda utilizaram-se os valores dos fluxos de radiação total descendente e ascendente medidos com pirradiómetro, aos quais foram subtraídos os valores observados do fluxo de radiação solar global descendente ou ascendente, obtendo-se para a densidade de fluxo da radiação atmosférica ($F_{LW}^{\downarrow \text{sup}}$):

$$F_{LW}^{\downarrow \text{sup}} = R_{t-\text{desc}} - R_{s-\text{desc}}. \quad (2.1)$$

onde R_{t-desc} é a densidade do fluxo de radiação total descendente (Wm^{-2}) e R_{s-desc} a densidade do fluxo de radiação solar descendente (Wm^{-2}) observados à superfície. Para a densidade do fluxo de radiação de grande comprimento de onda ascendente, o designado densidade do fluxo de radiação terrestre ($F_{LW}^{\uparrow sup}$):

$$F_{LW}^{\uparrow sup} = R_{t-asc} - R_{s-asc} \quad (2.2)$$

onde R_{t-asc} é a densidade do fluxo de radiação total ascendente e R_{s-asc} a densidade do fluxo de radiação solar ascendente.

No cálculo dos valores médios horários dos balanços dos fluxos de radiação de pequeno e de grande comprimento de onda durante cada mês do período considerado anotaram-se os períodos de medição das densidades dos fluxos, conforme se pode ver em anexo B, com a finalidade de obter as médias horárias dos balanços radiativos em cada um dos meses em estudo.

Para identificação de situações extremas de céu encoberto e de céu limpo recorreu-se aos valores da nebulosidade, N, expressa em oitavos, conforme se ilustra em anexo C. Estes foram obtidos, respectivamente, com intervalos de 3 e 6 horas UTC nos dados de nuvens fornecidos pelo Instituto de Meteorologia e nos boletins meteorológicos. Em caso de falha ou de valores incorrectos registados nos boletins meteorológicos procedeu-se à análise das imagens diárias METEOSAT, correspondentes às bandas espectrais de pequeno e de grande comprimento de onda, à análise dos gráficos diários dos fluxos horários da radiação solar global e difusa e à análise dos fluxos de radiação

solar difusa e global baseada em trabalhos já desenvolvidos por outros autores (Kasten e Czeplak, 1980; Nardino, 2001).

No que respeita à selecção dos dias encobertos ou de céu limpo através da análise dos gráficos diários dos fluxos horários de radiação solar difusa e global foi observado que a razão entre os dois fluxos é muito sensível a nebulosidade ou índice de cobertura de nuvens, N. Assim nos dias de céu limpo (N=0 ou N=1), a razão entre o fluxo de radiação solar difusa e o fluxo de radiação solar global é muito pequena, tal como se ilustra na figura 2.2, indo aumentando até um valor máximo de 1, para a situação de nebulosidade máxima (N=8) conforme se pode ver no gráfico da figura 2.3.

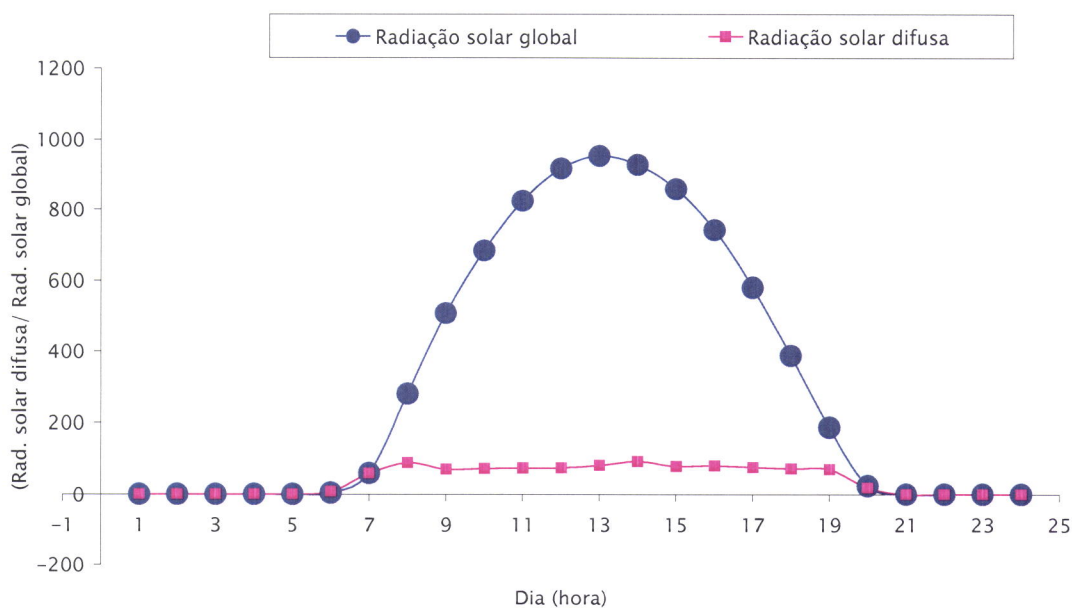


Figura 2.2: Representação gráfica da razão entre o fluxo da radiação difusa e fluxo da radiação solar global x tempo do dia 26 de Julho de 2001.

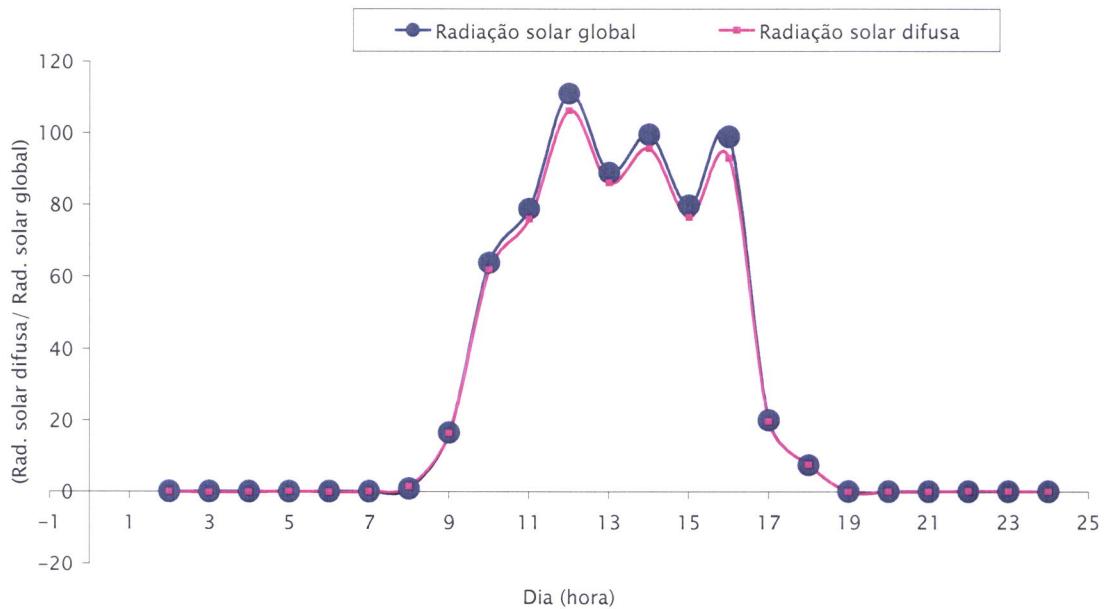


Figura 2.3: Representação gráfica da razão entre o fluxo da radiação difusa e fluxo da radiação solar global \times tempo do dia 23 de Janeiro de 2001.

No que respeita à análise dos fluxos de radiação solar difusa e global é possível obter uma parametrização da nebulosidade a partir da razão entre as densidades dos fluxos de radiação solar difusa e global. Foi o que foi feito no nosso caso, estabelecendo uma relação empírica que nos permite estimar o valor horário da nebulosidade, sempre que se dispõem dos valores horários dos fluxos de radiação solar difusa e global. A relação obtida foi concordante com a dos autores atrás referidos e foi depois utilizada para extrapolar valores de nebulosidade sempre que havia falhas ou erros detectados nos boletins meteorológicos.

A razão entre os valores da densidade dos fluxos de radiação solar difusa e global, representada na figura 2.4, em função de N^2 (N - nebulosidade) conduziu à seguinte relação empírica:

$$\frac{D(N)}{F_{SW}^{\downarrow sup}} = 0,013N^2 + 0,1691 \quad (2.3)$$

onde $D(N)$ e $F_{SW}^{\downarrow sup}$ representam, respectivamente as densidade dos fluxos de radiação solar difusa e solar global, ambas expressas em watt por metro quadrado.

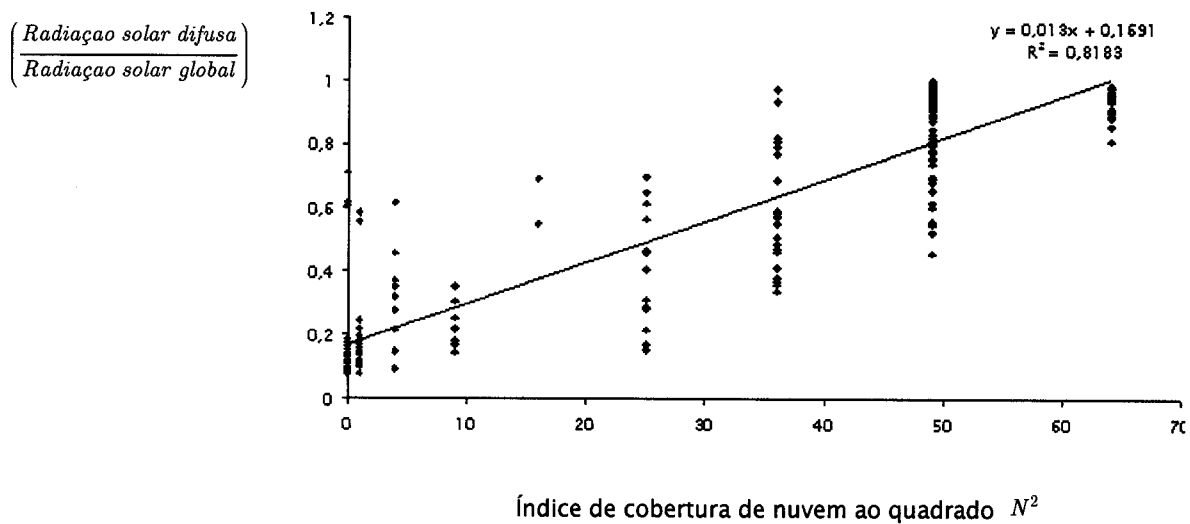


Figura 2.4: Representação gráfica da razão entre o fluxo da radiação difusa e fluxo da radiação solar global \times ((índice de cobertura de nuvens) 2).

No cálculo da altura da base das nuvens, que posteriormente foi comparado com a altura observada da base das nuvens fornecido pelo Instituto de Meteorologia, foram utilizados dados de temperatura à superfície, pressão à superfície, humidade relativa e tabela de tensão de vapor de saturação e dos boletins meteorológicos diários do Instituto

de Meteorologia. As técnicas desenvolvidas e utilizadas com maior frequência pelos meteorologistas para observar a altura da base das nuvens encontram-se descritas em anexo D.

2.2–Metodologia.

Antes do cálculo do forçamento radiativo optou-se primeiro por calcular o balanço da densidade do fluxo radiativo de grande comprimento de onda e de pequeno comprimento de onda para as situações de céu totalmente encoberto e de céu limpo. Pretende-se assim avaliar o balanço entre a quantidade de energia radiante que incide numa dada superfície e a quantidade de energia radiante que dela emerge, com vista à obtenção da quantidade de energia disponível para outros processos, já indicados anteriormente. O cálculo do forçamento radiativo devido às nuvens foi feito para ambas as gamas espectrais, isto é forçamento radiativo de pequeno comprimento de onda e forçamento radiativo de grande comprimento de onda devido às nuvens. Estes foram calculados para duas situações particulares, isto é, quando a cobertura de nuvens era total relativamente à situação de céu encoberto ($N=8$) e cobertura de nuvens nula (céu limpo ($N=0$)). Para o cálculo do forçamento radiativo à superfície e no topo de atmosfera, optou-se por seleccionar situações de dias de céu totalmente encoberto ($N = 8$) imediatamente seguidos de céu limpo ($N = 0$) ou vice-versa, isto é, dias de céu

limpo imediatamente seguidos de céu totalmente encobertos. Esta sequência permitia garantir que num intervalo de tempo conhecido (entre duas observações) se passava da situação sem nuvens para a situação de nebulosidade total ou vice - versa.

O balanço da densidade do fluxo de radiação de grande comprimento de onda, F_{LW}^{net} , à superfície é obtido pela diferença entre o fluxo da radiação atmosférica (descendente), F_{LW}^{\downarrow} , e o fluxo de radiação terrestre (ascendente), F_{LW}^{\uparrow} , em que neste se inclui o fluxo de radiação que é emitida pela Terra e o fluxo de radiação atmosférica que foi reflectida pela superfície vem dado pela equação:

$$F_{LW}^{net} = F_{LW}^{\downarrow} - F_{LW}^{\uparrow} \quad (2.4)$$

O fluxo de radiação atmosférica, F_{LW}^{\downarrow} , depende da temperatura da atmosfera e da emissividade da atmosfera que por sua vez depende do teor de vapor de água e de outros gases de efeito de estufa na atmosfera, da cobertura da nuvens e da sua altitude e da temperatura. O fluxo de radiação terrestre, F_{LW}^{\uparrow} , depende da temperatura da superfície e da emissividade da superfície relacionada com o tipo de cobertura desta. Comparando apenas os valores dos fluxos podemos dizer que o fluxo de radiação atmosférica em situação de céu limpo, é normalmente inferior ao fluxo de radiação terrestre, implicando que o balanço da densidade do fluxo radiativo de grande comprimento de onda provoque um arrefecimento da superfície (Peixoto et al, 1992).

O balanço do fluxo de radiação de pequeno comprimento de onda, (F_{SW}^{net}), à superfície, é obtido pela diferença entre o fluxo de radiação solar global

descendente, F_{SW}^{\downarrow} , e o fluxo de radiação solar global ascendente, F_{SW}^{\uparrow} , correspondente ao valor que foi reflectido pela superfície e que depende fortemente do tipo de cobertura vem dado pela equação:

$$F_{SW}^{net} = F_{SW}^{\downarrow} - F_{SW}^{\uparrow} \quad (2.5)$$

Se considerarmos que existe uma camada de nuvens, suficientemente extensa, ($N \approx 8$), e homogénea e pretendermos determinar o balanço do fluxo de radiação solar à superfície teremos que conhecer o fluxo solar que emerge na base das nuvens, que se relaciona com o fluxo solar incidente no topo da nuvem, F_{SW}^{TOA} , de acordo com a figura 2.5, em que r e t são respectivamente, o reflectividade e a transmissividade da nuvem. Para nuvens do tipo estratos e para a radiação solar integrada sobre todo o espectro os valores médios da reflectividade e da transmissividade de nuvem são, respectivamente, 0,5 e 0,3 (Houghton, 1986).

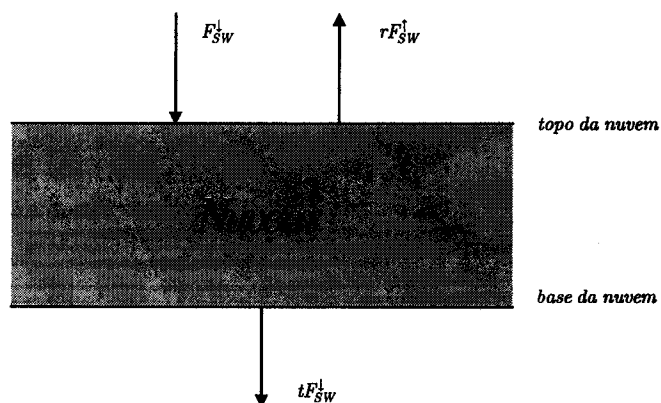


Figura 2.5: Modificação da radiação solar pelas nuvens, adaptado de (Houghton, 1986).

Para o cálculo do forçamento radiativo devido às nuvens efectuaram-se dois cálculos como já foi anteriormente explicado: forçamento radiativo de grande comprimento de onda devido às nuvens e forçamento radiativo de pequeno comprimento de onda devido às nuvens, com base nos dados registados à superfície pela estação meteorológica da Mitra e com informações fornecidos pelo Instituto de Meteorologia sobre a cobertura de nuvens, o seu tipo e a altitude a que se encontravam.

Os cálculos dos forçamentos radiativos de grande comprimento de onda, ΔF_{LW}^{sup} , ou de pequeno comprimento de onda, ΔF_{SW}^{sup} , à superfície devido às nuvens foram obtidos fazendo a diferença do balanço da densidade do fluxo de radiação de grande comprimento de onda ou de pequeno comprimento de onda entre as situações de céu encoberto e de céu limpo, dados respectivamente, pelas equações (2.6) e (2.7):

$$(\Delta F_{LW}^{sup}) = (F_{LW}^{\downarrow sup} - F_{LW}^{\uparrow sup})_{c/nuv} - (F_{LW}^{\downarrow sup} - F_{LW}^{\uparrow sup})_{s/nuv} \quad (2.6)$$

onde $(F_{LW}^{\downarrow sup} - F_{LW}^{\uparrow sup})_{c/nuv}$ balanço da densidade do fluxo de radiação de grande comprimento de onda com céu encoberto e $(F_{LW}^{\downarrow sup} - F_{LW}^{\uparrow sup})_{s/nuv}$ balanço da densidade do fluxo de radiação de grande comprimento de onda com céu limpo.

$$(\Delta F_{SW}^{sup}) = (F_{SW}^{\downarrow sup} - F_{SW}^{\uparrow sup})_{c/nuv} - (F_{SW}^{\downarrow sup} - F_{SW}^{\uparrow sup})_{s/nuv} \quad (2.7)$$

onde $(F_{SW}^{\downarrow sup} - F_{SW}^{\uparrow sup})_{c/nuv}$ representa balanço da densidade do fluxo de radiação de pequeno comprimento de onda com céu encoberto e $(F_{SW}^{\downarrow sup} - F_{SW}^{\uparrow sup})_{s/nuv}$ balanço da densidade do fluxo de radiação de pequeno comprimento de onda com céu limpo.

No caso do forçamento radiativo de grande comprimento de onda foram considerados intervalos de tempo variáveis, consoante a disponibilidade dos dados, particularmente dos dados de nebulosidade durante o período nocturno, já que os dados de nebulosidade durante o período diurno poderiam ser obtidos, de acordo com a metodologia atrás explicada (secção 2.1).

No cálculo de forçamento radiativo de pequeno comprimento de onda devido às nuvens só se consideraram as diferenças entre as densidades dos fluxos de radiação registados no período diurno. As diferenças das densidades dos fluxos de radiação de pequeno comprimento de onda entre situações de céu encoberto e de céu limpo foram feitos para intervalos de dois dias consecutivos, desde que os índices de nebulosidade, N , apresentassem valores extremos, 8 (ou 7) para céu encoberto e valores nulos (ou 1) para a situação de céu limpo.

O forçamento radiativo, de grande e de pequeno comprimento de onda no topo de atmosfera foi calculado recorrendo a imagem do satélite Terra, através do sensor CERES. Este fornece directamente os valores das irradiância ascendente (densidade de fluxo de radiação) em ambas bandas espectrais (radiação de pequeno comprimento de onda e de grande comprimento de onda). Aplicando a mesma metodologia que foi usada para a superfície (diferença entre o balanço da densidade de fluxo de radiação entre as situações de céu totalmente encoberto e de céu limpo) foi possível calcular os forçamento e

radiativos de grande comprimento de onda no topo de atmosfera, de acordo com as equações (2.8) e (2.9)..

$$(\Delta F_{SW}^{TOA}) = (F_{SW}^{\downarrow TOA} - F_{SW}^{\uparrow TOA})_{c/nuv} - (F_{SW}^{\downarrow TOA} - F_{SW}^{\uparrow TOA})_{s/nuv} \quad (2.8) \text{ a)}$$

$$(\Delta F_{SW}^{TOA}) = (F_{SW}^{\uparrow TOA})_{s/nuv} - (F_{SW}^{\uparrow TOA})_{c/nuv} \quad (2.8) \text{ b)}$$

$$(\Delta F_{LW}^{TOA}) = (F_{LW}^{\downarrow TOA} - F_{LW}^{\uparrow TOA})_{c/nuv} - (F_{LW}^{\downarrow TOA} - F_{LW}^{\uparrow TOA})_{s/nuv} \quad (2.9) \text{ a)}$$

$$(\Delta F_{LW}^{TOA}) = (F_{LW}^{\uparrow TOA})_{s/nuv} - (F_{LW}^{\uparrow TOA})_{c/nuv} \quad (2.9) \text{ b)}$$

dado que como se poderá ver no capítulo 3 na equação (3.15) $F_{LW}^{\downarrow TOA} = 0$.

Os forçamentos radiativos na atmosfera, em ambas as bandas espectrais são calculados, subtraindo os forçamentos radiativos calculados à superfície dos forçamentos radiativos no topo da atmosfera para ambas as gamas espectrais. Resulta neste caso que o forçamento radiativo de pequeno e de grande comprimento de onda da atmosfera são calculados através das equações (2.10) e (2.11):

$$(\Delta F_{sup}^{atmosf}) = (\Delta F_{SW}^{TOA}) - (\Delta F_{SW}^{sup}) \quad (2.10)$$

$$(\Delta F_{LW}^{atmosf}) = (\Delta F_{LW}^{TOA}) - (\Delta F_{LW}^{sup}) \quad (2.11)$$

Para a análise dos resultados do forçamento radiativo de grande comprimento de onda devido às nuvens estas são agrupadas em classes: nuvens baixas (estratocúmulos, estratos, cúmulos e cumulonimbus), médias (altocúmulos, altostratos e nimbostratos) e altas (cirros, Cirrocumulos e cirrostratos). Esta informação foi-nos cedida pelo Instituto

de Meteorologia na qual era igualmente fornecida a altura da base das nuvens mais baixas, a nebulosidade parcial correspondente a cada uma das classes.

2.3 – Instrumentos de medição dos fluxos.

Os registos dos fluxos de radiação solar global e difusa foram lidos, à superfície, com albedómetro do tipo CM 7B e com piranómetros da marca Eppley modelo 8-48. Os fluxos de radiação total foram medidos com pirradiómetros. Os fluxos solar e terrestre no topo de atmosfera foram medidos com sensor CERES instalado a bordo do satélite Terra, desde 1999 (ver anexo A).

No cálculo do forçamento radiativo no topo de atmosfera de pequeno e de grande comprimento de onda devido às nuvens foram solicitados dados das densidades dos fluxos de radiação de pequeno comprimento de onda e de grande comprimento de onda ao centro de pesquisa de ciência da atmosfera NASA (NASA Langley Research Center Atmospheric Sciences Data Center). As poucas situações seleccionadas de céu encoberto seguido de céu limpo devem-se à limitação no período de medição dos fluxos de radiação no topo de atmosfera feito pelo instrumento CERES, a bordo do satélite Terra, na região de Évora. Isto porque o instrumento CERES faz a medição dos fluxos de radiação no topo de atmosfera na região de Évora entre as 10 horas UTC e as 13 horas UTC.

CAPÍTULO 3

TRANSFERÊNCIA RADIATIVA NA ATMOSFERA

3.1 – Transferência radiativa na atmosfera.

Este capítulo tem por objectivo apresentar as equações que permitem calcular as densidades dos fluxos de radiação descendente e ascendente de pequeno comprimento de onda e de grande comprimento de onda à superfície ou no topo da atmosfera para as situações de céu encoberto e de céu limpo. A partir delas é possível calcular os balanços da radiação solar e da radiação térmica e consequentemente os forçamentos radiativos de pequeno comprimento de onda e de grande comprimento de onda devido às nuvens, à superfície e no topo de atmosfera.

3.1.1 – Equação da transferência radiativa

Quando um feixe da radiação atravessa um meio diminui de intensidade ao longo da direcção de propagação pela sua interacção com matéria, quer por absorção quer por dispersão. Se a intensidade de radiação ou radiância monocromática, I_λ , se tornar $I_\lambda + dI_\lambda$ depois de atravessar a espessura ds no sentido da sua propagação, então:

$$dI_\lambda = -k_\lambda^e \rho I_\lambda ds \quad (3.1)$$

onde ρ é a densidade do meio (camada atmosférica), e k_λ^e é secção eficaz de extinção mássica ($m^2 kg^{-1}$) para o comprimento de radiação λ . A secção eficaz de extinção mássica é a soma da secção eficaz devido à absorção com a secção eficaz devido à

dispersão, $k_{\lambda}^e = k_{\lambda}^a + k_{\lambda}^s$. Assim a redução da intensidade da radiação é causada pela absorção e pela dispersão da radiação pelo meio que atravessa.

Por outro lado, a intensidade ao longo da direcção da propagação pode ser reforçada pela emissão de radiação e pela dispersão simples e pela dispersão múltipla na direcção de propagação. Definimos assim a função fonte J_{λ} tal que o aumento da intensidade, devido à emissão e à dispersão simples e múltipla, é dada pela expressão:

$$dI_{\lambda} = J_{\lambda} \rho k_{\lambda}^e ds \quad (3.2)$$

Combinando as equações (3.1) e (3.2) obtemos:

$$dI_{\lambda} = -k_{\lambda}^e \rho I_{\lambda} ds + J_{\lambda} k_{\lambda}^e \rho ds \quad (3.3)$$

Desta maneira, o termo fonte tem a unidade da radiância monocromática. A equação (3.3) rearranjada resulta:

$$\frac{dI_{\lambda}}{k_{\lambda}^e \rho ds} = -I_{\lambda} + J_{\lambda} \quad (3.4)$$

Esta é a equação geral da transferência radiativa numa atmosfera plana e paralela, que seja simultaneamente absorvente, difusora e emissora.

Seja $I_{\lambda}(s, \theta, \phi)$ a radiância monocromática, expressa em watt por metro quadrado por micra e por esterradiano, que emerge no nível s de uma camada de espessura ds na direcção de propagação do feixe, que faz um ângulo θ , ângulo zenital, com a normal à camada e cuja a projecção na horizontal faz um ângulo ϕ com a direcção sul, ou ângulo azimutal. Considerando a atmosfera plana e paralela, absorvente, difusora (simples e múltipla) e emissora a equação (3.4) pode ser escrita num sistema de coordenadas

esféricas:

$$\frac{dI_{\lambda}(s; \theta, \phi)}{k_{\lambda}^e \rho ds} = -I(s; \theta, \phi) + J_{\lambda}(s; \theta, \phi) \quad (3.5)$$

Se se considerar o percurso perpendicular à camada em vez do percurso ao longo da direcção da propagação em que $dz = ds \cos \theta = ds \mu$. Então a equação (3.5) pode ser dado

por:

$$\mu \frac{dI_{\lambda}(z; \mu, \phi)}{k_{\lambda}^e \rho dz} = -I_{\lambda}(z; \mu, \phi) + J_{\lambda}(z; \mu, \phi) \quad (3.6)$$

Pode definir-se a espessura óptica normal elementar de uma camada como:

$$d\tau = -k_{\lambda}^e \rho dz = -\beta_{\lambda}^e dz = \sigma_{\lambda}^e N dz \quad (3.7)$$

em que β_{λ}^e é o coeficiente de extinção, expressa em área por unidade de volume (m^{-1}), σ_{λ}^e secção eficaz de extinção, expressa em unidade de área (m^2) e N é o numero de aerossóis ou moléculas por unidade de volume (m^{-3}). N pode ser calculado

por: $\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} n(r) dr$ em que $n(r) dr$ representa o espectro de dimensões dos constituintes atmosféricos (moléculas, aerossóis, gotículas, cristalículos).

Se, se quiser determinar a espessura óptica normal da atmosfera, então:

$$\tau = \int_z^{\infty} k_{\lambda}^e(z) \rho dz = \int_z^{\infty} \sigma_{\lambda}^e dz \quad (3.8)$$

Assim a equação (3.5) passa a ser dada por:

$$\mu \frac{dI_{\lambda}(\tau; \mu, \phi)}{d\tau} = I_{\lambda}(\tau; \mu, \phi) - J_{\lambda}(\tau; \mu, \phi) \quad (3.9)$$

Integrando para a atmosfera absorvente, difusora e emissora que está limitada superiormente ($\tau = 0$) e inferiormente por $\tau = \tau_1$, figura 3.1, obtém-se as radiâncias

ascendentes ($I_{\lambda}^{\uparrow} \equiv I_{\lambda}(\tau; +\mu, \phi)$) e descendente ($I_{\lambda}^{\downarrow} \equiv I_{\lambda}(\tau; -\mu, \phi)$) que atravessam o nível

τ :

$$I_{\lambda}(\tau; +\mu, \phi) \equiv I_{\lambda}^{\uparrow} = I_{\lambda}(\tau_1; +\mu, \phi) e^{-\frac{\tau_1 - \tau}{\mu}} + \int_{\tau}^{\tau_1} J_{\lambda}(\tau'; +\mu, \phi) e^{-\frac{\tau' - \tau}{\mu}} \frac{d\tau'}{\mu} \quad (3.10) \text{ a)}$$

$$I_{\lambda}(\tau; -\mu, \phi) \equiv I_{\lambda}^{\downarrow} = I_{\lambda}(0; -\mu, \phi) e^{-\frac{\tau}{\mu}} + \int_0^{\tau} J_{\lambda}(\tau'; -\mu, \phi) e^{-\frac{(\tau - \tau')}{\mu}} \frac{d\tau'}{\mu} + I_{0\lambda} e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} \quad (3.10) \text{ b)}$$

onde os primeiros termos que figuram do lado direito das equações (3.10)

$I_{\lambda}(\tau_1; \mu, \phi) e^{-\frac{\tau_1 - \tau}{\mu}}$ e $I_{\lambda}(0; -\mu, \phi) e^{-\frac{\tau}{\mu}}$ representam respectivamente a radiância

monocromática que sai da superfície e é atenuada pela atmosfera até atingir τ e a

radiância monocromática difusa que emerge do topo da atmosfera e é atenuada até

atingir o nível τ e onde o termo fonte J_{λ} pode ser dado por:

$$J_{\lambda} = \frac{\tilde{\omega}_{0\lambda}}{4\pi} F_{0\lambda} P_{\lambda}(\mu, \phi; -\mu_0, \phi_0) e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} + \frac{\tilde{\omega}_{0\lambda}}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} I_{\lambda}(\tau'; \mu', \phi') P_{\lambda}(\mu, \phi; \mu', \phi') d\mu' d\phi' + (1 - \tilde{\omega}_{0\lambda}) B_{\lambda}[T(\tau')] \quad (3.11)$$

em que B_{λ} é a função de Planck e $\tilde{\omega}_{\lambda}$ o albedo da dispersão simples que pode ser

calculado como :

$$\tilde{\omega}_{0\lambda} = \frac{\beta_{\lambda}^s}{\beta_{\lambda}^e} \quad (3.12)$$

O primeiro termo do segundo membro equação (3.11) representa a contribuição da

dispersão simples do feixe solar directo, oriundo da direcção $(-\mu_0, \phi_0)$ para a direcção

(μ, ϕ) produzida pelos gases, aerossóis ou gotículas e cristalículos das nuvens, o segundo

termo do segundo membro da mesma equação representa a contribuição da dispersão múltipla da direcção (μ', ϕ') para a direcção (μ, ϕ) devido a gases, aerossóis ou gotículas e cristalículos das nuvens e o terceiro termo representa a emissão de radiação na direcção (μ, ϕ) devido à absorção da radiação pelos gases, aerossóis, gotículas e cristalículos das nuvens.

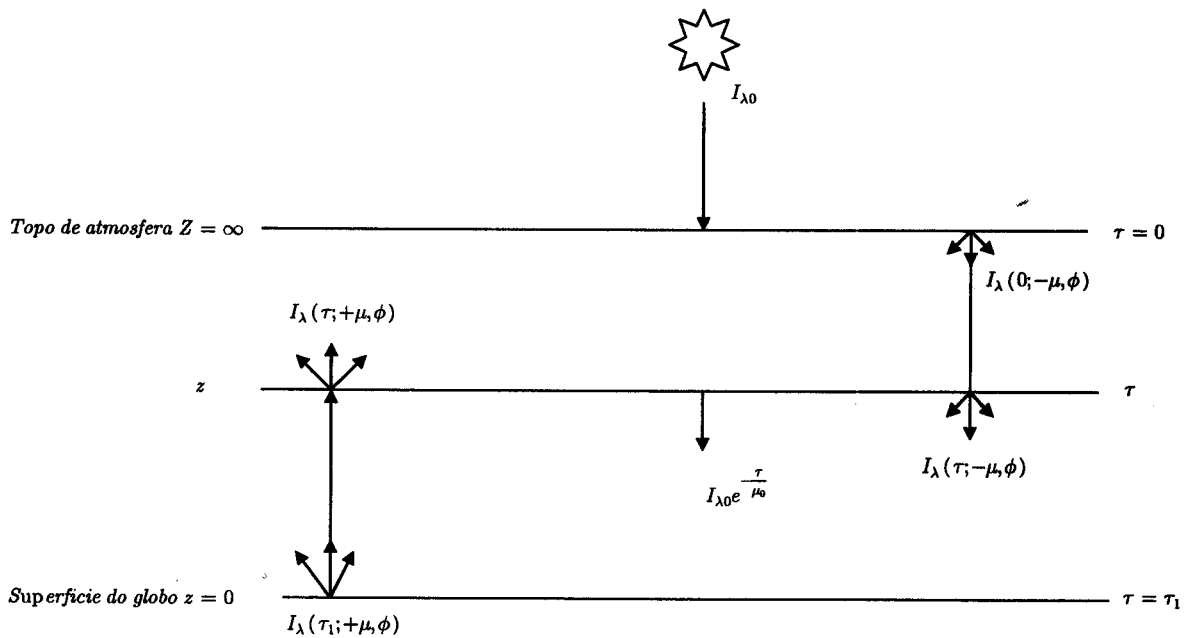


Figura 3.1: Fluxos de radiação ascendente e descendente numa atmosfera finita, plana e paralela, adaptado de (Liou 1980).

A partir das equações (3.9) e (3.10) pode obter-se a radiância ascendente que representa a radiância monocromática reflectida ou emitida da superfície e a radiância monocromática descendente que chega à superfície do solo ($\tau = \tau_1$), respectivamente dadas pelas equações (3.13) a) e (3.13) b):

$$(I_{\lambda}^{\downarrow})_{\text{sup}} \equiv I_{\lambda}(\tau_1; \mu, \phi) \quad (3.13) \text{ a)}$$

$$(I_{\lambda}^{\downarrow})_{\text{sup}} \equiv I_{\lambda}(\tau_1; -\mu, \phi) = \int_0^{\tau_1} J_{\lambda}(\tau'; -\mu, \phi) e^{-\frac{\tau_1 - \tau'}{\mu}} \frac{d\tau'}{\mu} + I_{0\lambda} e^{-\frac{\tau_1}{\mu_0}} \quad (3.13) \text{ b)}$$

Como se pode ver o primeiro termo do lado direito da equação (3.10) b) que representava a radiância monocromática difusa que sai do topo de atmosfera e é atenuada até chegar ao nível τ , foi desprezada, pois admite-se que a radiância monocromática oriunda de atmosfera $I_{\lambda}(0; -\mu, \phi)$ é nula.

Substituindo o termo fonte, J_{λ} , na equação (3.13) b) vem:

$$\begin{aligned} I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau_1; \mu) = & \int_0^{\tau_1} \frac{\tilde{\omega}_{0\lambda}}{4\pi} F_{0\lambda} P_{\lambda}(\mu, \phi; -\mu, \phi) e^{-\frac{(\tau_1 - \tau')}{\mu}} \frac{d\tau'}{\mu} + \int_0^{\tau_1} \left[\frac{\tilde{\omega}_{0\lambda}}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} I_{\lambda}(\tau'; \mu', \phi') P_{\lambda}(\mu, \phi; \mu', \phi') d\mu' d\phi' \right] e^{-\frac{(\tau_1 - \tau')}{\mu}} \frac{d\tau'}{\mu} + \\ & + \int_0^{\tau_1} (1 - \tilde{\omega}_{0\lambda}) B_{\lambda}[T(\tau')] e^{-\frac{(\tau_1 - \tau')}{\mu}} \frac{d\tau'}{\mu} + I_{0\lambda} e^{-\frac{\tau_1}{\mu_0}} \end{aligned} \quad (3.14)$$

O primeiro, segundo e terceiro termo do segundo membro da equação (3.14) representam a radiância que foi emitida e difundida por dispersão simples e ou múltipla pelos constituintes (gases, aerossóis e nuvens) da atmosfera e que reforçaram a componente descendente da radiância monocromática difusa na atmosfera e o quarto termo do segundo membro da mesma equação $\left(I_{0\lambda} e^{-\frac{\tau_1}{\mu_0}} \right)$ representa a radiância

monocromática do feixe directo do Sol que foi atenuada pelos constituintes da atmosfera (gases, aerossóis e nuvens), ate atingir o nível τ .

3.1.2–Fluxo de radiação de pequeno comprimento de onda (radiação solar) à superfície da Terra.

Se, se pretender calcular a densidade do fluxo monocromático, e se considerar que a radiação solar difusa monocromática é isotrópica, isto é, independente do azimute, a densidade do fluxo monocromático (irradiância monocromática) reflectida ou emitida pela superfície, expressa em watt por metro quadrado e por micra ($Wm^{-2}\mu m$) vem dada por:

$$(F_{\lambda}^{\uparrow})_{\text{sup}} = \int_0^{2\pi} \int_0^1 I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau_1; \mu, \phi) \mu d\mu d\phi = 2\pi \int_0^1 I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau_1; \mu) \mu d\mu \quad (3.15)$$

Do mesmo modo a densidade do fluxo solar monocromático descendente, à superfície, expressa em watt por metro quadrado e por micra ($Wm^{-2}\mu m$), vem dada por:

$$(F_{\lambda}^{\downarrow})_{\text{sup}} = \int_0^{2\pi} \int_0^{-1} I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau_1; \mu, \phi) \mu d\mu d\phi + \int_{-1}^{+1} I_{0\lambda} e^{-\frac{\tau_1}{\mu_0}} \mu_0 d\mu$$

$$(F_{\lambda}^{\downarrow})_{\text{sup}} = 2\pi \int_0^{-1} I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau_1; \mu) \mu d\mu + \mu_0 F_{0\lambda} e^{-\frac{\tau_1}{\mu_0}} \quad (3.16)$$

em que $F_{0\lambda} = \pi I_{0\lambda}$ é a irradiância monocromática solar extraterrestre. Nesta equação o primeiro termo do lado direito que representa a irradiância monocromática solar difusa que chega à superfície, $2\pi \int_0^{-1} I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau_1; \mu) \mu d\mu$, em que $I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau_1; \mu)$ vem dado por (3.14) já não

contém o terceiro termo da equação 3.14, pois na banda espectral da radiação solar, a emissão de radiação devido à absorção da radiação pelos gases, aerossóis, gotículas e cristalículos das nuvens determinada pela função de Planck $B_\lambda(T)$ é desprezada. Portanto na situação da transferência de radiação de pequeno comprimento de onda na atmosfera, esta é apenas considerada absorvente e difusora (dispersão simples e múltipla) e não emissora.

Se o céu estiver sem nuvens o fluxo monocromático de radiação solar difusa que chega à superfície tem um forte contributo da difusão simples do feixe solar ou da difusão múltipla devido aos gases e aerossóis presentes durante o percurso através do primeiro e do segundo termos da equação (3.14). Como se pode ver neles figuram a espessura óptica τ_1 , função da secção eficaz σ_λ^e (Eq. 3.8) e do espectro de dimensões $n(r)dr$ das moléculas e dos aerossóis, (Eq. (3.7)) e os parâmetros $\tilde{\omega}_{0\lambda}$, (Eq. (3.12)), função da composição química dos constituintes atmosféricos, e a função de fase P_λ , função das dimensões e da composição química dos constituintes atmosféricos. No caso de haver nuvens que podem ser de gelo $n(r)dr$, de água, ou mistas, o fluxo monocromático de radiação solar difusa vai depender da distribuição de dimensões das gotículas ou dos cristalículos de gelo, do coeficiente de difusão das nuvens (ou da secção eficaz das gotículas dos cristalículos, σ_λ^e) e da densidade de gotículas ou de cristalículos.

As equações das densidades de fluxo solar, obtidas à superfície, numa banda correspondente à radiação solar ($0,3 < \lambda < 4\mu m$), expressas em (Wm^{-2}) são obtidas por integração das equações (3.15) e (3.16) conduzindo a:

$$F_{SW}^{\uparrow \text{sup}} = \int_{0,3\mu m}^{4\mu m} (F_{\lambda}^{\uparrow})_{\text{sup}} d\lambda = \int_{0,3\mu m}^{4\mu m} \left(2\pi \int_0^1 I_{\lambda}(\tau_1; \mu) \mu d\mu \right) d\lambda \quad (3.17)$$

para a densidade de fluxo solar que sai da superfície.

$$F_{SW}^{\downarrow \text{sup}} = \int_{0,3\mu m}^{4\mu m} (F_{\lambda}^{\downarrow})_{\text{sup}} d\lambda = \int_{0,3\mu m}^{4\mu m} \left[\left(2\pi \int_0^1 I_{\lambda}(\tau_1; \mu) \mu d\mu \right) + \left(\mu_0 F_{0\lambda} e^{-\frac{\tau_1}{\mu_0}} \right) \right] d\lambda \quad (3.18)$$

para a densidade de fluxo solar global (difusa e feixe directo) que atinge a superfície.

Na situação de céu completamente encoberto de nuvens a uma dada altitude τ e no que respeita à componente descendente que emerge da base das nuvens ela pode ser calculada de acordo com a figura 2.5, ou seja:

$$F_{SW}^{\downarrow}(z_{\text{base}}) = F_{SW}^{\downarrow}(z_{\text{topo}})t = \int_{0,3}^4 \left[\left(2\pi \int_0^1 I_{\lambda}(\tau; \mu) \mu d\mu \right) + \left(\mu_0 F_{0\lambda} e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} \right) \right] t d\lambda \quad (3.19)$$

em que t representa a transmissividade ou transmitância da nuvem. Esta, está relacionada com a reflectância ou albedo r e com a absorptância ou absorção A da nuvem $t = (1 - A - r)$, dependendo, como se viu anteriormente do ângulo zenital. Pode ver na figura 3.2, a dependência da absorptância e da reflectância com o ângulo zenital (ou do co-seno do ângulo zenital) para diferentes tipos de nuvens.

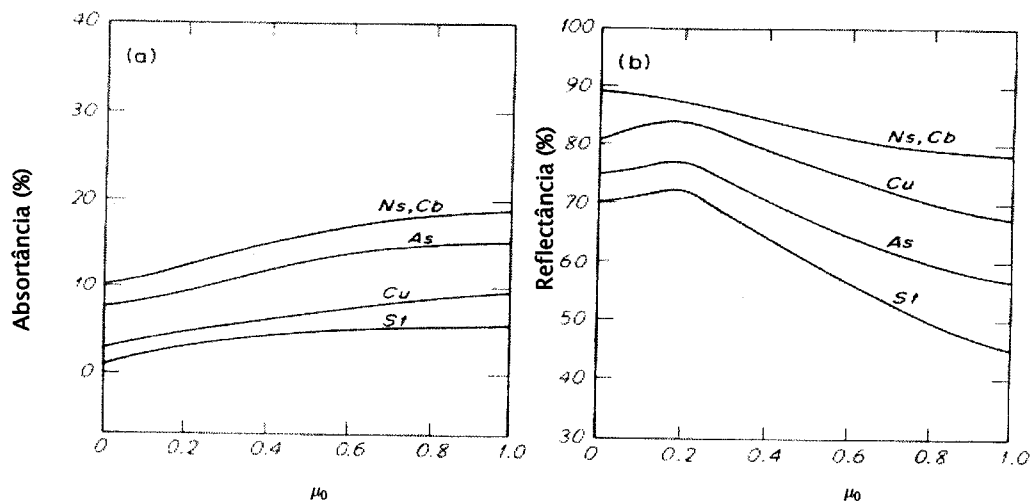


Figura 3.2: (a) absortância (absorção) solar e (b) reflectância solar (albedo) para cinco tipos de nuvens em função do co-seno do ângulo solar zenital, adaptado de (Liou, 1992).

Por outro lado para um dado ângulo zenital, μ_0 , a transmitância t , depende, através da equação $t = 1 - r - A$, do conteúdo de água líquida e do raio efectivo tal como está mostrado na figura 3.3.

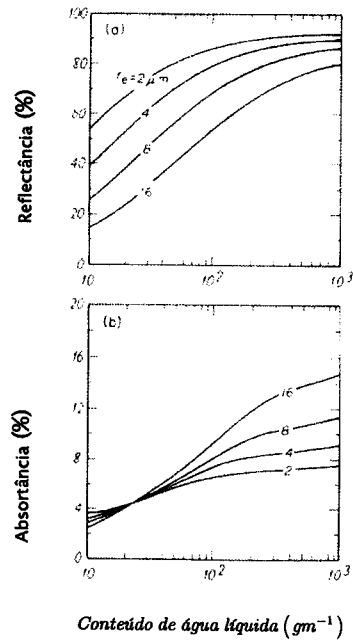


Figura 3.3: (a) reflectância solar e (b) absorptância solar das nuvens (percentagem) para o ângulo solar zenital de 60° em função do conteúdo de água líquida e do raio efectivo, adaptado de (Liou, 1992).

3.1.3–Fluxo de radiação solar no topo de atmosfera.

A partir das equações (3.9) e (3.10) pode agora calcular-se as radiância monocromáticas descendente $(I_{\lambda}^{\downarrow})_{TOA}$ e ascendente $(I_{\lambda}^{\uparrow})_{TOA}$ no topo de atmosfera.

A densidade do fluxo monocromático descendente do topo de atmosfera, supondo ainda que a radiância difusa monocromática é isotrópica, expressa em watt por metro quadrado e por micra vem dada por:

$$(F_{\lambda}^{\downarrow})_{TOA}(\tau = 0) = \int \int (I_{\lambda}^{\downarrow})_{TOA} \mu d\mu d\phi$$

$$(F_{\lambda}^{\downarrow})_{TOA}(\tau = 0) = \int_0^{2\pi} \int_0^{-1} I_{\lambda}^{\downarrow}(0; \mu, \phi) \mu d\mu d\phi + \int_{-1}^{+1} I_{0\lambda} \mu_0 d\mu = \mu_0 F_{0\lambda} \quad (3.20)$$

em que o termo com integral duplo é nulo, dado admitir-se que a radiância monocromática difusa que emerge do topo de atmosfera $I_{\lambda}^{\downarrow}(0; \mu, \phi)$ é nula. O termo $\mu_0 F_{0\lambda}$ representa a densidade do fluxo monocromático do feixe solar directo.

Do mesmo modo a densidade do fluxo monocromático ascendente que chega ao topo de atmosfera supondo que é isotrópica, expressa ($Wm^{-2}\mu m^{-1}$) vem dada por:

$$(F_{\lambda}^{\uparrow})_{TOA}(\sigma = 0) = \int \int (I_{\lambda}^{\uparrow})_{TOA} \mu d\mu d\phi$$

$$(F_{\lambda}^{\uparrow})_{TOA}(\tau = 0) = \int_0^{2\pi} \int_0^1 I_{\lambda}^{\uparrow}(0; \mu, \phi) \mu d\mu d\phi = 2\pi \int_0^1 I_{\lambda}^{\uparrow}(0; \mu) \mu d\mu \quad (3.21)$$

em que :

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(0; \mu) = I_{\lambda}(\tau_1; \mu) \frac{e^{-\tau_1}}{\mu} + \int_0^{\tau_1} J_{\lambda}(\tau'; \mu, \phi) e^{-\frac{\tau'}{\mu}} \frac{d\tau'}{\mu} \quad (3.22)$$

O primeiro termo do segundo membro da equação (3.22) representa a radiância monocromática reflectida ou emitida da superfície que é atenuada ao longo da atmosfera até atingir ao topo, τ_1 , e no segundo membro da mesma equação o termo fonte, J_{λ} , já foi definido anteriormente na equação (3.11).

Substituindo a equação (3.22) na equação (3.21) vem:

$$(F_{\lambda}^{\uparrow})_{TOA}(\tau = 0) = 2\pi \left\{ \int_0^1 I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau_1; \mu) \mu e^{-\frac{\tau_1}{\mu}} d\mu + \int_0^1 \left[\int_0^{\tau_1} J_{\lambda}(\tau'; \mu, \phi) e^{-\frac{\tau'}{\mu}} \frac{d\tau'}{\mu} \right] \mu d\mu \right\} \quad (3.23)$$

As equações das densidades de fluxo solar descendente e ascendente no topo de atmosfera, numa banda espectral correspondente à radiação de pequeno comprimento de onda ($0,3 < \lambda < 4\mu m$), expressas em (Wm^{-2}), são obtidas por integração das equações (3.20) e (3.23) conduzindo a:

$$F_{SW}^{\uparrow TOA} = \int_{0,3\mu m}^{4\mu m} \mu_0 F_{0\lambda} d\lambda = \mu_0 F_0 \quad (3.24)$$

para a densidade de fluxo solar extraterrestre (irradiância solar extraterrestre). Para a distância média Terra-Sol esta grandeza fornece a constante solar.

Para a densidade de fluxo solar ascendente que chega o topo de atmosfera a partir da superfície, temos:

$$F_{SW}^{\uparrow TOA} = \int_{0,3\mu m}^{4\mu m} \left(2\pi \left\{ \int_0^1 I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau_1; \mu) \mu e^{-\frac{\tau_1}{\mu}} d\mu + \int_0^1 \left[\int_0^{\tau_1} J_{\lambda}(\tau'; \mu, \phi) e^{-\frac{\tau'}{\mu}} \frac{d\tau'}{\mu} \right] \mu d\mu \right\} \right) d\lambda \quad (3.25)$$

No caso da situação de céu limpo, sem nuvens, o fluxo de radiação solar difusa que atinge o topo da atmosfera, só tem componente ascendente, dado que o fluxo solar global descendente que atinge o topo de atmosfera é apenas o fluxo solar do feixe directo. Assim o fluxo solar difusa ascendente que atinge o topo da atmosfera está muito dependente das propriedades físicas dos constituintes atmosféricos presentes através do primeiro e do segundo termo do segundo membro da equação (3.25). No primeiro termo do segundo membro da equação (3.25) figura a espessura óptica τ_1 , função da secção eficaz de extinção σ_{λ}^e , e do espectro de dimensão das moléculas e dos aerossóis $n(r)dr$; no segundo termo do segundo membro, figuram os parâmetros $\tilde{\omega}_{0\lambda}$, função de

composição química dos constituintes e função de fase P_λ , função das dimensões e da composição dos constituintes atmosféricos, tal como no caso do fluxo de radiação solar que atinge a superfície.

Na situação do céu totalmente encoberto de nuvens a uma dada altura z , correspondente à espessura óptica τ , e no que respeita à componente ascendente que chega ao topo de atmosfera, convém definir o fluxo solar ascendente que chega à base da nuvem, vinda de baixo (superfície e atmosfera entre a superfície e a base da nuvem), $F_{SW}^\uparrow(z_{base})$ e que vai atravessar a nuvem, emergindo no topo da nuvem, $(F_{SW}^\uparrow(z_{topo}))_t$ bem assim como o fluxo solar descendente que atinge o topo da nuvem $F_{SW}^\downarrow(z_{topo})$ que vai ser reflectida $(F_{SW}^\downarrow(z_{topo}))_r$, conforme se pode ver esquematizado na

figura 3.4:

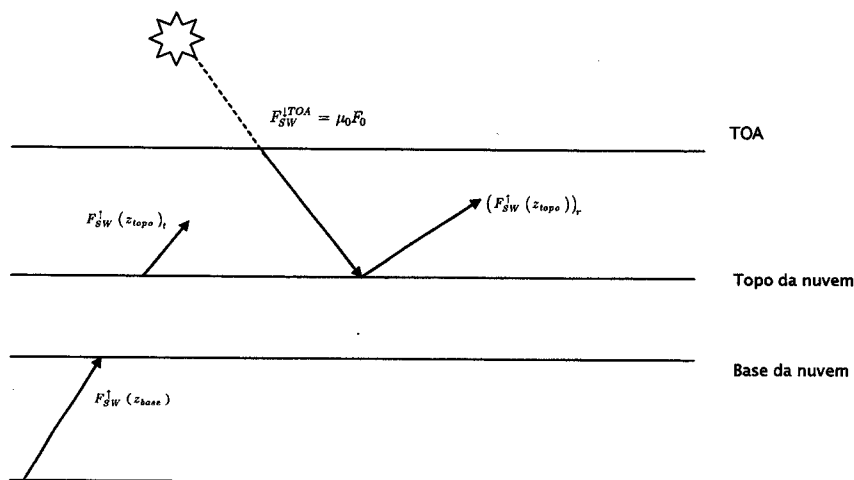


Figura 3.4: Fluxos de radiação ascendente e descendente no topo de atmosfera.

$$F_{SW}^{\uparrow TOA} = (F_{SW}^\uparrow(z_{topo}))_t + (F_{SW}^\downarrow(z_{topo}))_r \tag{3.26}$$

O primeiro termo do segundo membro da equação (3.26) representa a densidade de fluxo solar que emerge do topo da nuvem vinda de baixo e o segundo termo da mesma equação representa a densidade de fluxo solar descendente que tendo atingido o topo da nuvem foi reflectida de novo para o topo da atmosfera.

$$(F_{SW}^{\uparrow}(z_{topo}))_t = F_{SW}^{\uparrow}(z_{base}) \times t = 2\pi \int_{0,3\mu m}^{4\mu m} \left(\int_0^1 I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau_b; \mu) \mu d\mu \right) t d\lambda \quad (3.27)$$

$$(F_{SW}^{\uparrow}(z_{topo}))_r = F_{SW}^{\downarrow}(z_{topo}) \times r = \int_{0,3\mu m}^{4\mu m} \mu_0 F_{0\lambda} e^{-\frac{\tau_t}{\mu_0}} r d\lambda \quad (3.28)$$

r e t representam, respectivamente, reflectância solar no topo da nuvem e a transmitância da nuvem que variam em função do ângulo zenital, μ_0 , de acordo com a figura 3.2. Para um dado ângulo zenital depende do conteúdo de água líquida LWP e do raio efectivo, r_e , conforme se pode ver na figura 3.3.

3.1.4–Fluxo da radiação de grande comprimento de onda (radiação infravermelha) à superfície da Terra.

No caso particular de se considerar o espectro da radiação de grande comprimento de onda ou infravermelha (radiação atmosférica e radiação terrestre) o primeiro termo do segundo membro da equação (3.14) desaparece; o segundo termo do segundo membro da mesma equação poderá ser desprezado se for considerada que a transferência da radiação infravermelha se processa numa atmosfera não difusora, apenas

absorvente e emissora em que localmente se verifica equilíbrio termodinâmico. Neste caso

$\tilde{\omega}_\lambda = \frac{\beta_\lambda^e}{\beta_\lambda^a}$ que figura no terceiro termo da mesma equação, virá nulo, dado numa

atmosfera totalmente absorvente e emissora $\beta_\lambda^e = 0$. A equação (3.14) vem, então:

$$(I_\lambda^{\downarrow})_{\text{sup}}(\tau_1; \mu, \phi) = \int_0^{\tau_1} (1 - \tilde{\omega}_\lambda) B_\lambda [T(\tau')] e^{-\frac{(\tau_1 - \tau')}{\mu}} \frac{d\tau'}{\mu} \quad (3.29)$$

e a densidade do fluxo de radiação infravermelha monocromática (densidade de fluxo atmosférico monocromático), expressa em $(Wm^{-2}\mu m^{-1})$, que atinge a superfície,

admitindo que não há contribuição do topo de atmosfera que chega à superfície

(despreza-se a radiação $I_\lambda(0; -\mu, \phi)$) e que I_λ é isotrópica, vem dado por :

$$(F_\lambda^{\downarrow})_{\text{sup}} = 2 \int_0^{+1} \pi \int_0^{\tau_1} (1 - \tilde{\omega}_\lambda) B_\lambda [T(\tau')] e^{-\frac{(\tau_1 - \tau')}{\mu}} \frac{d\tau'}{\mu} \quad (3.30)$$

que depende da temperatura a que se encontram os constituintes atmosféricos absorventes ou emissores que se encontram distribuídos a várias altitudes na atmosfera e que estes se comportam como corpos negros à temperatura $T(\tau')$ que varia em altitude.

Os constituintes absorventes são gases, alguns tipos de aerossóis absorventes, ou mesmo gotículas ou cristalículos de nuvens, no caso de existirem.

A equação (3.30) pode ser manipulada matematicamente de modo a ser expressa do seguinte modo:

$$(F_\lambda^{\downarrow})_{\text{sup}} = \int_{0(\text{sup})}^{u_1(\text{TOA})} \pi B_\lambda(u') dt_\lambda (u' - u) du' \quad (3.31)$$

em que u , é o percurso óptico que substitui com vantagem a espessura óptica (τ'), e $t_\lambda(u)$ é a transmitância monocromática hemisférica da radiação infravermelha através da atmosfera ao fim do percurso u (a transmitância hemisférica substitui a transmitância monocromática direccional).

Se for definida a emissividade hemisférica média $\bar{\varepsilon}(u, T)$ (relacionada com a transmitância hemisférica da radiação $t_\lambda(u)$) que é um parâmetro que depende do percurso u da radiação e da temperatura e sabendo que $\pi B_\lambda(u') = \sigma T^4(u')$, dado os constituintes atmosféricos se comportam como corpos negros, então da equação (3.31) resulta:

$$(F_\lambda^\downarrow)_{\text{sup}(u=0 \Leftrightarrow \tau=\tau_1)} = \int_0^{u_1} \sigma T^4(u') \frac{d\bar{\varepsilon}(u' - u, T(u'))}{du'} du' \quad (3.32)$$

que pode ser finalmente expressa, após manipulação matemática:

$$(F_\lambda^\downarrow)_{\text{sup}}(u = 0) = \sigma T^4(u_1) [1 - \bar{\varepsilon}(u_1 - u, T(u_1))] + \int_{u_1}^0 \sigma T^4(u') K(u' - u) du' \quad (3.33)$$

ou em coordenadas zz :

$$(F_\lambda^\downarrow)_{\text{sup}}(z = 0) = \sigma T^4(z = \infty) [1 - \bar{\varepsilon}(z' - z, T(z_1))] + \int_{\infty}^0 \sigma T^4(z') K(z' - z) dz'$$

Se houver uma camada de nuvens que encobre totalmente o céu, ($N = 8$), em que a base da nuvem está à altura z_b e à temperatura T_b , o fluxo de radiação infravermelha monocromática que emerge da base da nuvem e chega à superfície:

$$(F_\lambda^\downarrow)_{\text{sup}}(z = 0) = \sigma T_b^4(z = z_b) [1 - \bar{\varepsilon}(z_b - z, T_b)] + \int_{z_b}^0 \sigma T^4(z') K(z_b - z) dz' \quad (3.34)$$

Como se vê a densidade do fluxo monocromático de radiação infravermelha que atinge a superfície, emergindo da base da nuvem, $\bar{\epsilon}(z_b - z, T_b)$, depende da emissividade média da nuvem (função da sua altitude e da temperatura a que está), da temperatura da base da nuvem T_b , da temperatura do meio $T(z')$ e da emissividade do meio entre a nuvem e a superfície e que está incluída na função $K(u' - u)$ pertencente à função integranda do integral do segundo termo do lado direito da equação (3.34). Nesta função está incluída a emissividade dos constituintes (gases e aerossóis) atmosféricos presente entre a base da nuvem e a superfície. A maior parte das vezes admite-se que a emissividade média é independente da temperatura.

Se quisermos determinar o fluxo monocromático de radiação infravermelha, que é emitida pela superfície, $(Wm^{-2}\mu m^{-1})$, a partir da equação (3.16), aplicada a radiação infravermelha obtemos:

$$(F^\uparrow)(z = 0; u = 0) = \epsilon(T_{sup}) T_{sup}^4 \approx T_{sup}^4 \quad (3.35)$$

onde se admitiu que a superfície se comporta como um corpo negro ($\epsilon_{sup} = 1$).

As densidades de fluxo de radiação infravermelha descendente (atmosférica) e infravermelha ascendente (terrestre) para o caso de céu limpo, numa banda espectral correspondente à radiação de grande comprimento de onda ($4 < \text{infravermelha} < 60\mu m$), expressas em (Wm^{-2}) , são obtidas por integração das equações (3.33) e (3.35) para a banda espectral correspondente:

$$F_{LW}^{l\sup} = \int_{4\mu m}^{60\mu m} (F^l)_{sup} d = \int_{4\mu m}^{60\mu m} \left(T^4(u_1) [1 - \bar{\epsilon}(u_1 - u, T(u_1))] + \int_{u_1}^0 T^4(u') K(u' - u) du' \right) d \quad (3.36)$$

$$F_{LW}^{\uparrow \text{sup}} = \int_{4\mu\text{m}}^{60\mu\text{m}} (F_{\lambda}^{\uparrow})_{\text{sup}} d\lambda \approx \int_{4\mu\text{m}}^{60\mu\text{m}} (\sigma T_{\text{sup}}^4) d\lambda \quad (3.37)$$

Para a situação de céu totalmente encoberto, ($N = 8$), a densidade do fluxo de radiação atmosférica que emerge da base da nuvem e chega à superfície vem, expressa em (Wm^{-2}) e, é obtida pela integração da equação (3.34):

$$F_{LW}^{\uparrow \text{sup}} = \int_{4\mu\text{m}}^{60\mu\text{m}} (F_{\lambda}^{\uparrow})_{\text{sup}} d\lambda = \int_{4\mu\text{m}}^{60\mu\text{m}} \left(\sigma T_b^4 (z = z_b) [1 - \bar{\epsilon}(z_b - z, T_b)] + \int_{z_b}^0 \sigma T^4(z') K(z_b' - z) dz_b' \right) d\lambda \quad (3.38)$$

3.1.5–Fluxo da radiação infravermelha no topo de atmosfera.

Para o estudo do espectro da radiação infravermelha no topo de atmosfera o primeiro e o segundo termo do segundo membro da equação (3.11) poderão ser desprezados tal como se fez no estudo do fluxo da radiação infravermelha à superfície, porque se considera que a atmosfera é apenas absorvente e emissora e não difusora. Assim, continuando a admitir que a radiância atmosférica ou terrestre é isotrópica a densidade de fluxo monocromático, descendente, no topo de atmosfera (densidade de fluxo atmosférico monocromático), expressa em ($Wm^{-2}\mu m^{-1}$) vem dada por:

$$(F_{\lambda}^{\downarrow})_{TOA}(\tau = 0) = \int_0^{2\pi} \int_0^{-1} I_{\lambda}^{\downarrow}(0; \mu, \phi) \mu d\mu d\phi = 0 \quad (3.39)$$

dado que, neste caso da radiação infravermelha, não há fluxo monocromático do feixe directo e a radiância monocromática difusa que emerge do topo de atmosfera é nula.

A densidade do fluxo monocromático ascendente, no topo de atmosfera (densidade de fluxo terrestre monocromático), expressa em ($Wm^{-2}\mu m^{-1}$), vem dada por.

$$(F^\uparrow)_{TOA}(z=0) = 2 \int_0^1 I^\uparrow(0;\mu) \mu d\mu \quad (3.40)$$

em que:

$$I^\uparrow(0;\mu) = I^\uparrow(z_t;\mu) e^{-\frac{z}{\mu}} + \int_0^1 J(z';\mu) e^{-\frac{z'}{\mu}} \frac{dz'}{\mu} \quad (3.41)$$

Após manipulação algébrica como anteriormente se fez para cálculo das densidades de fluxo ao nível da superfície da Terra, vem, em coordenada, z :

$$(F^\uparrow)_{TOA}(z=\infty) = T_{sup}^4 [1 - \bar{\epsilon}(z' - z, T(sup))] + \int_0^\infty T^4(z') K(z' - z) dz \quad (3.42)$$

Se houver uma camada de nuvem que encobre totalmente o céu, ($N = 8$), em que a base da nuvem está à altura z_b e à temperatura T_b e o topo da nuvem está à altura z_t e à temperatura T_t vem então, para a densidade de fluxo terrestre que emerge do topo da nuvem e chega ao topo da atmosfera:

$$(F^\uparrow)_{TOA}(z=\infty) = T_{topo}^4 [1 - \bar{\epsilon}(\infty - z_t) t_{topo}] + \int_{z_t}^\infty T^4(z') K(\infty - z') dz' \quad (3.43)$$

onde T_{topo} representa a temperatura do topo da nuvem, $\bar{\epsilon}(\infty - z_t) t_{topo}$ a emissividade hemisférica média da nuvem, função da sua temperatura e da sua altitude, $T(z')$ temperatura do meio e $K(\infty - z') dz'$ emissividade do meio entre o topo de nuvem e o topo da atmosfera.

A densidade de fluxo de radiação terrestre, numa banda espectral ($4 < \lambda_{infravermelha} < 60 \mu m$), expressa em (Wm^{-2}), que atinge o topo de atmosfera é obtida

por integração das equações (3.42), no caso do céu limpo e (3.43) no caso de céu totalmente encoberto.

3.1.6– Balanço da densidade do fluxo de radiação.

Como já se referiu no capítulo 2 é agora possível calcular, ao nível da superfície e no topo de atmosfera, os balanços da radiação solar e da radiação terrestre tanto nas situações de céu limpo como no de céu totalmente encoberto.

A partir do cálculo destes balanços será então possível calcular os forçamentos radiativos devido às nuvens, à superfície, ΔF^{sup} , e no topo de atmosfera, ΔF^{TOA} , correspondente apenas a situação de nebulosidade total. Os forçamentos radiativos a superfície, correspondentes a radiação solar global, $\Delta F_{SW}^{\text{sup}}$, e à radiação infravermelha (atmosférica ou terrestre), $\Delta F_{LW}^{\text{sup}}$, são respectivamente calculados através das equações (2.7) e (2.6). Para o topo de atmosfera os forçamentos radiativos devido às nuvens são dados pelas equações (2.8) b) e (2.9) b) respectivamente para a radiação solar global e radiação infravermelha.

O forçamento radiativo na atmosfera é agora obtido pela diferença entre o forçamento radiativo calculado no topo da atmosfera e o forçamento radiativo calculado à superfície da Terra (V. Ramanathan et al., 2001).

CAPÍTULO 4

RESULTADOS E SUA DISCUSSÃO

Este capítulo tem dois objectivos a alcançar. Em primeiro lugar calcular o balanço da densidade dos fluxos de radiação de grande e de pequeno comprimento de onda, o forçamento radiativo de grande comprimento de onda e de pequeno comprimento de onda devido às nuvens à superfície e no topo de atmosfera. Em segundo lugar, relacionar os valores dos forçamentos radiativos, nas bandas espectrais da radiação solar e terrestre com os tipos de nuvens (através, por exemplo, da altura da base das nuvens que por sua vez está relacionada com o raio efectivo das gotículas ou com o conteúdo de água líquida das mesma).

4.1 – Cálculo do balanço das densidades dos fluxos de radiação à superfície.

4.1.1 – Balanço da densidade do fluxo de radiação de grande comprimento de onda à superfície.

Os resultados do cálculo detalhado do balanço da densidade dos fluxos de radiação de grande comprimento de onda que foram obtidos, à superfície, para os dias de céu encoberto e céu limpo, estão apresentados em anexo E.

Os quadros 4.1 e 4.2, abaixo indicados, apresentam apenas o resumo desses cálculos, respectivamente, para a situação de céu totalmente ou quase totalmente encoberto ($N = 8$ ou $N = 7$) e para a situação de céu limpo (ou quase), isto é $N = 0$ ou $N = 1$. Na 2ª e 5ª colunas estão as somas dos valores horários dos balanços das

densidades dos fluxos de radiação de grande comprimento de onda expressos em (Whm^{-2}) observados para cada mês respectivamente durante os períodos diurno e noturno em que a nebulosidade foi total ou quase total. O número de horas de cada mês em que se calcularam os balanços está indicado na 3ª e 6ª colunas, respectivamente para os períodos diurno e noturno. Nas duas restantes colunas estão os valores médios horários dos balanços das densidades dos fluxos de radiação de grande comprimento de onda expressos em (Wm^{-2}) calculados para cada mês onde ocorreu nebulosidade total ou quase total.

Quadro 4.1: Soma dos valores horários e valores médios dos balanços dos fluxos de radiação de grande comprimento de onda em situação de céu totalmente encoberto para os períodos diurno e noturno ao longo dos meses do ano em estudo.

Data	N	$(\sum F_{LW}^{net})_{diurno}$ (Whm^{-2})	Δt (h)	$\langle \sum F_{LW}^{net} \rangle_{diurno}$ (Wm^{-2})	N	$(\sum F_{LW}^{net})_{nocturno}$ (Whm^{-2})	Δt (h)	$\langle \sum F_{LW}^{net} \rangle_{nocturno}$ (Wm^{-2})
Out.	7,8	-133	10	-13		-	-	-
Nov.	8,7	-1333	69	-19	7,7	-538	60	-9
Dez.	8,7	-165	17	-10	7,7	-390	46	-8
Jan.	8,7	-565	47	-12	7,8	-264	58	-5
Fev.	8,7	-336	29	-12	7,8	-198	42	-5
Mar.	8,7	-469	56	-8	8,8	-204	51	-4
Abr.	8,7	-475	26	-18		-	-	-
Mai.	8,7	-1352	69	-20	7,8	-130	11	-12
Jun.	7,8	-199	14	-14	-	-	-	-
Set.	7,8	-431	25	-18	8,7	-121	11	-11

Para o quadro 4.2, o significado das colunas é exactamente o mesmo que no caso anterior, deferindo apenas a situação da nebulosidade, que neste caso é nula ou quase.

Quadro 4.2: Soma dos valores horários e valores médios dos balanços dos fluxos de radiação de grande comprimento de onda em situação de céu limpo para os períodos diurno e noturno ao longo dos meses do ano em estudo.

Data	N	$(\sum F_{LW}^{net})_{diurno}$ (Whm ⁻²)	Δt (h)	$\langle \sum F_{LW}^{net} \rangle_{diurno}$ (Wm ⁻²)	N	$(\sum F_{LW}^{net})_{nocturno}$ (Whm ⁻²)	Δt (h)	$\langle \sum F_{LW}^{net} \rangle_{nocturno}$ (Wm ⁻²)
Jan.	0,1	-1041	18	-58	0,1	-714	15	-48
Fev.	0,1	-4502	77	-58	0,1	-3267	93	-35
Abr.	0,1	-8010	117	-68	0,1	-4310	77	-56
Mai.	0,1	-3965	60	-66	0,1	-2111	45	-47
Jun.	0,1	-23716	285	-83	0,1	-7713	153	-50
Jul.	0,1	-21902	237	-92	0,1	-5996	120	-50
Ago.	0,1	-15086	189	-80	0,1	-6414	136	-47
Set.	0,1	-9724	130	-75	0,1	-3360	88	-38

Os resultados dos valores médios horários do balanço da densidade dos fluxos de radiação de grande comprimento de onda obtidos para cada mês, à superfície, para os dias de céu encoberto e céu limpo podem ser melhor visualizados através, respectivamente, dos gráficos das figuras 4.1 e 4.2.

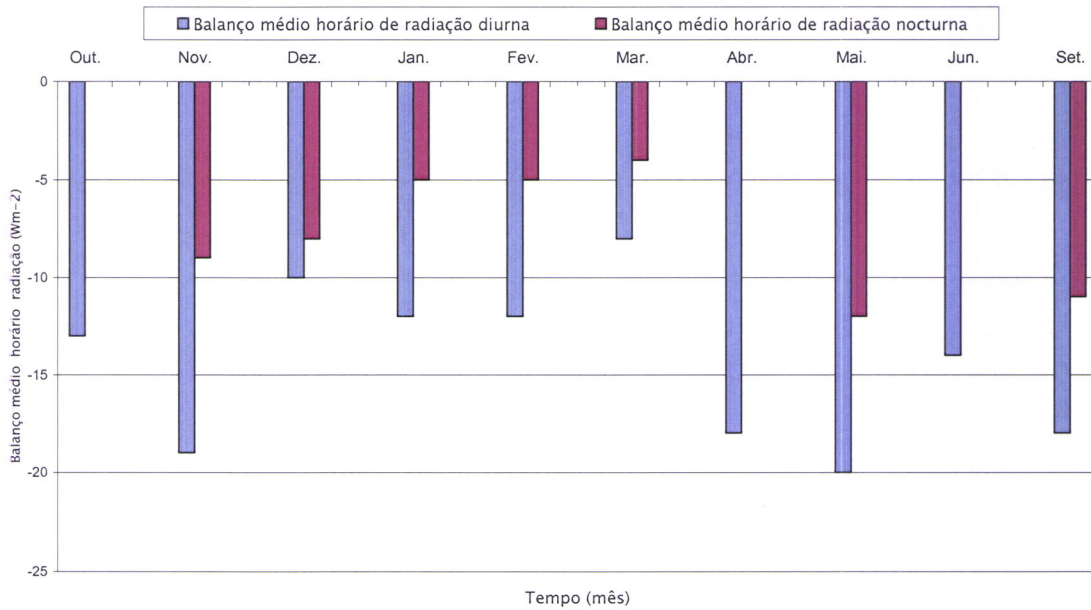


Figura 4.1: Balanço médio horário da densidade do fluxo de radiação de grande comprimento de onda com céu encoberto.

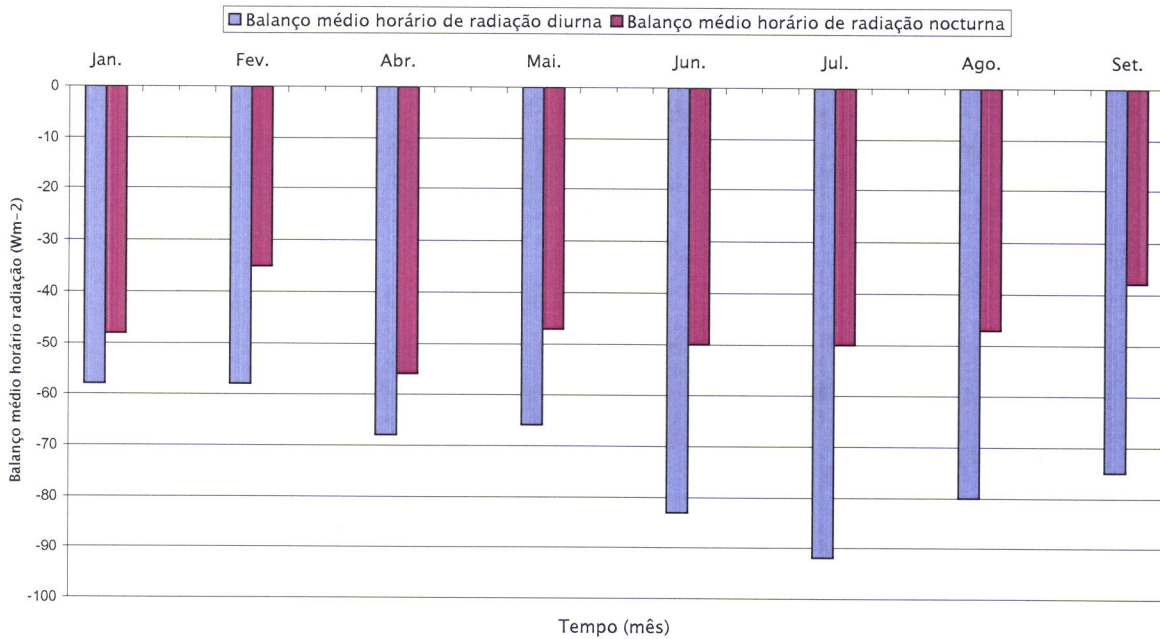


Figura 4.2: Balanço médio horário da densidade do fluxo de radiação de grande comprimento de onda com céu limpo.

Comparando os resultados dos valores médios horários dos balanços das densidades do fluxo de radiação de grande comprimento de onda para o período diurno e para o período nocturno nota-se que estes são sempre inferiores aos do período diurno, em ambas as situações de céu encoberto e de céu limpo. Tal ocorrência é justificada pelo facto do fluxo de radiação terrestre emitida pela superfície durante o período diurno ser superior à que é emitida durante o período nocturno, consequência da temperatura da superfície ser superior durante o dia que durante o período nocturno. Todavia, durante o dia (período diurno e nocturno), este arrefecimento radiativo é largamente compensado pelo aquecimento radiativo, consequência do balanço da radiação solar à superfície ser fortemente positivo. Por outro lado o arrefecimento radiativo da superfície é sempre

superior na situação de céu limpo (figura 4.2) que na situação de céu encoberto (figura 4.1), como seria de esperar, já que a cobertura de nuvens funciona como “tampão” à saída de radiação terrestre para o espaço exterior. A emissividade das nuvens, em partícula das nuvens com grande conteúdo de água é muito elevada e portanto, são altamente absorventes ou emissoras da radiação infravermelha.

4.1.2 – Balanço da densidade do fluxo de radiação de pequeno comprimento de onda à superfície.

Os resultados do cálculo detalhado do balanço da densidade dos fluxos de radiação de pequeno comprimento de onda que foram obtidos à superfície, para os dias de céu encoberto e céu limpo, estão apresentados em anexo E.

Os quadros 4.3 e 4.4, abaixo indicados, apresentam apenas o resumo desses cálculos, respectivamente, para a situação de céu totalmente ou quase totalmente encoberto ($N = 8$ ou $N = 7$) e para a situação de céu limpo (ou quase), isto é, $N = 0$ ou $N = 1$. Na 2ª e 5ª colunas estão respectivamente as somas dos valores horários e o valor médio horário dos balanços das densidades dos fluxos de radiação de pequeno comprimento de onda expresso em (Whm^{-2}) observados para cada mês durante o período diurno em que a nebulosidade foi total ou quase total. O número de horas de cada mês em que se calcularam os balanços está indicado na 3ª coluna.

Quadro 4.3: Soma dos valores horários e valores médios dos balanços dos fluxos de radiação de pequeno comprimento de onda em situação de céu encoberto ao longo dos meses do ano em estudo.

Data	N	$(\sum F_{SW}^{net})_{diurno} (Whm^{-2})$	$\Delta t (h)$	$\langle \sum F_{SW}^{net} \rangle_{diurno} (Wm^{-2})$
Out.	7,8	1365	10	136
Nov.	7,8	11298	77	147
Dez.	7,8	1276	14	91
Jan.	7,8	3832	41	93
Fev.	7,8	2162	23	94
Mar.	7,8	5948	48	124
Abr.	7,8	4547	25	182
Mai.	7,8	10525	63	167
Jun.	7,8	1417	12	118
Set.	7,8	2712	21	129

Para o quadro 4.4, o significado das colunas é exactamente o mesmo que no caso anterior, deferindo apenas a situação da nebulosidade, que neste caso é nula ou quase.

Quadro 4.4: Soma dos valores horários e valores médios dos balanços dos fluxos de radiação de pequeno comprimento de onda em situação de céu limpo ao longo dos meses do ano em estudo.

Data	N	$\sum F_{SW}^{net} diurno (Whm^{-2})$	$\Delta t (h)$	$\sum F_{SW}^{net} \text{ médio diurno } (Wm^{-2})$
Jan.	0,1	5156	18	286
Fev.	0,0	24180	76	318
Abr.	0,1	48768	108	452
Mai.	0,1	24692	52	475
Jun.	0,1	122277	257	476
Jul.	0,1	100968	208	485
Ago.	0,0	81470	172	474
Set.	0,1	47289	113	418

Para melhor visualizar os valores apresentados nas tabelas anteriores, representam-se nas figuras 4.3 e 4.4 os valores médios horários do balanço de densidade de fluxo de radiação de pequeno comprimento de onda (radiação solar) obtido para cada mês e

correspondentes respectivamente à situação de céu totalmente (ou quase) encoberto e de céu limpo (ou quase).

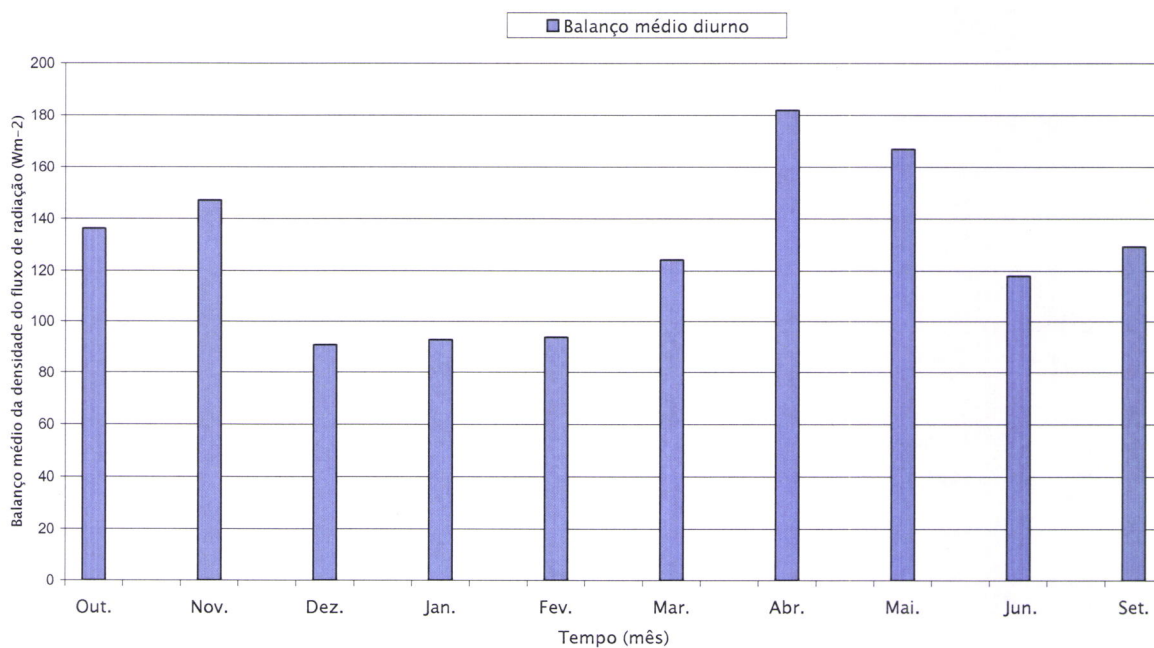


Figura 4.3: Balanço médio horário da densidade do fluxo de radiação de pequeno comprimento de onda com céu encoberto.

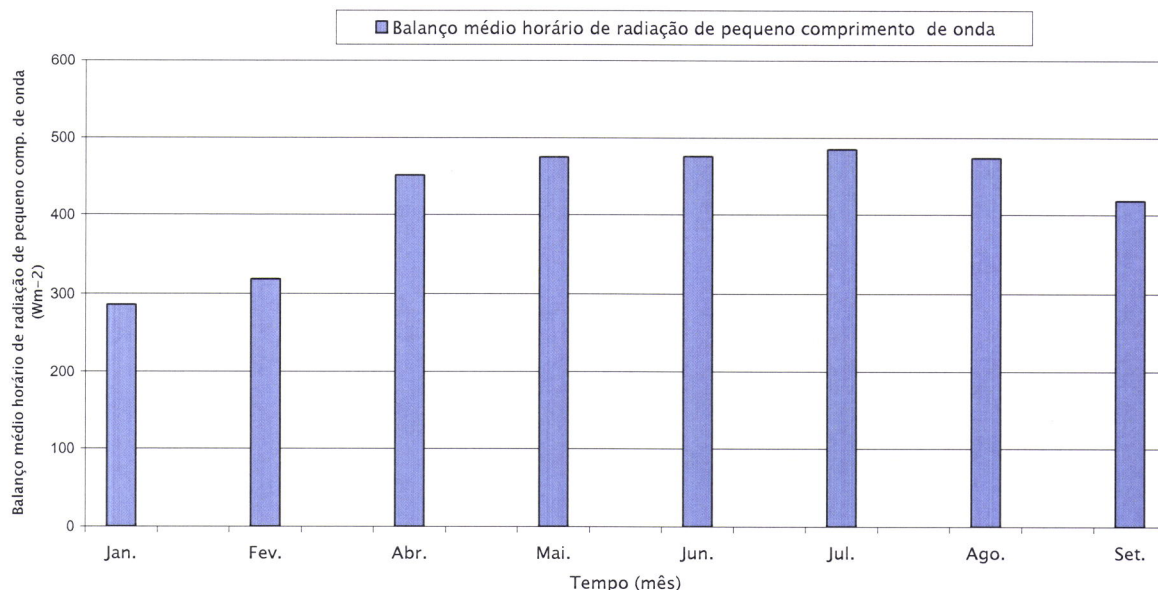


Figura 4.4: Balanço médio horário da densidade do fluxo de radiação de pequeno comprimento de onda com céu limpo.

Comparando os resultados dos valores médios horários dos balanços das densidades do fluxo de radiação de pequeno comprimento de onda para as situações de céu encoberto e de céu limpo conclui-se que em ambas as situações os valores são sempre positivos, como era de esperar, sendo que nesta última (céu limpo) é superior devido ao facto do fluxo de radiação solar descendente com céu encoberto ser muito inferior ao fluxo de radiação solar descendente com céu limpo e, por outro lado, o fluxo de radiação solar reflectida com céu encoberto ser inferior ao fluxo de radiação solar reflectida com céu limpo. Quando o céu está encoberto parte da energia solar descendente é reflectida pelas nuvens não chegando portanto a atingir a superfície da Terra. Pode então concluir-se que durante o período diurno e em qualquer situação de nebulosidade o balanço da radiação solar global na região de Évora é sempre positivo; os maiores valores de aquecimento

radiativo observados à superfície são, como seria de esperar, nos meses de Verão e fim de Primavera; a variabilidade anual do balanço médio horário da radiação solar é maior na situação de céu totalmente encoberto que na situação de céu limpo. Esta variabilidade tem a ver com o tipo de nuvens que são responsáveis pela nebulosidade total e que não deve ser o mesmo em cada um dos meses analisados.

4.1.3– Balanço médio horário da radiação diária de grande comprimento de onda (atmosférica e terrestre) e pequeno comprimento de onda (solar global).

Nas figuras seguintes, apresentam-se a evolução ao longo do ano dos balanços médios horários do fluxo de radiação de grande comprimento de onda diária e do fluxo de radiação solar, para as situações de céu limpo e de céu encoberto.

4.1.3.1- Céu limpo.

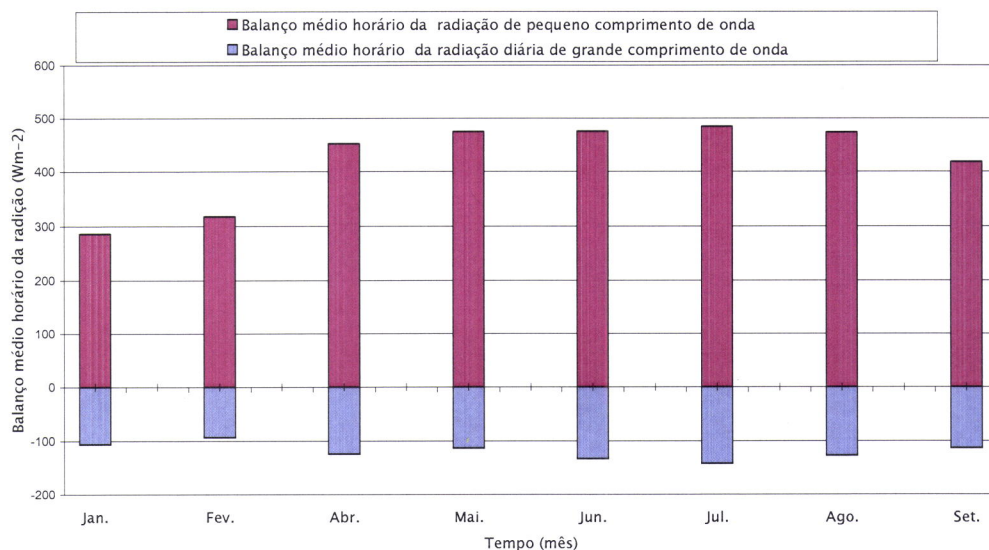


Figura 4.5: Representação gráfica da soma dos balanços médios horários do fluxos de radiação diurna e noturna de grande comprimento de onda e do balanço médio horário do fluxo de radiação de pequeno comprimento de onda em situação de céu limpo.

4.1.3.2- Céu encoberto.

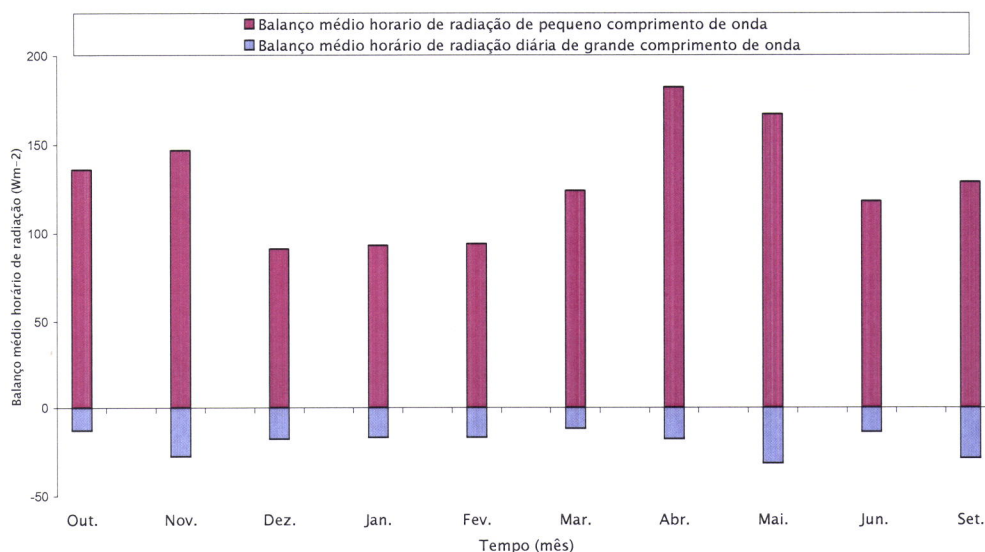


Figura 4.6: Representação gráfica da soma dos balanços médios horários do fluxos de radiação diurna e noturna de grande comprimento de onda e do balanço médio horário do fluxo de radiação de pequeno comprimento de onda em situação de céu encoberto.

A análise das figuras 4.5 e 4.6 permite concluir que o balanço médio horário diário de grande comprimento de onda (atmosfera e terrestre) é sempre negativo ao longo do ano; porém o arrefecimento radiativo é sempre um pouco superior (balanço médio horário mais negativo) na situação de céu limpo do que na situação de céu encoberto onde o balanço médio horário é sempre inferior a $-30 Wm^{-2}$ e praticamente constante ao longo do ano. Os meses com maior arrefecimento radiativo na gama espectral de radiação infravermelha são os meses de verão, cuja temperatura da superfície é sempre superior à observada nos meses de inverno ou estações intermédias. A análise das figuras 4.5 e 4.6 também permite concluir que o balanço médio horário da radiação diária total (soma da radiação de grande comprimento de onda com a de pequeno comprimento de onda) é sempre positivo ao longo do ano, com valores superiores para a situação de céu limpo do que para a situação de céu totalmente encoberto podendo concluir-se que, na região de Évora, à superfície, o balanço médio horário diurno é sempre dominante no contexto diário.

4.2 – Cálculo do forçamento radiativo de pequeno comprimento de onda e de grande comprimento de onda devido às nuvens à superfície da Terra e no topo da atmosfera.

Como se disse anteriormente, o cálculo do forçamento radiativo devido às nuvens foi calculado recorrendo às equações (2.6) e (2.7) e para situações particulares:

- Apenas foram consideradas situações extremas de nebulosidade ($(N = 8 \text{ ou } N = 8 \text{ e } N = 0 \text{ ou } N = 1)$);
- Apenas foram consideradas as situações sequenciais, isto é: céu totalmente encoberto seguido de céu totalmente limpo ou vice - versa pelos menos nos intervalos mínimos das observações (3 h);
- Os resultados finais do forçamento radiativo devido às nuvens foram calculados para os mesmos intervalos de tempo.

4.2.1 – Forçamento radiativo de grande comprimento de onda à superfície

Os resultados do cálculo detalhado do forçamento radiativo de grande comprimento de onda devido às nuvens obtidos à superfície, estão apresentados no anexo E. No quadro 4.5 abaixo indicado encontram-se os resultados finais do forçamento radiativo de grande

comprimento de onda devido às nuvens à superfície, na estação da Mitra:

Quadro 4.5: Resultados do cálculo do forçamento radiativo de grande comprimento de onda devido às nuvens obtidos à superfície.

Data	N	$(\Delta F_{LW}^{net}) (Wm^{-2})$	Tipo de nuvem
Novembro	8;7	41	Cúmulos
	1		
Janeiro	0;1	33	Estratos
	7		
	1	36	Estratos
	7		
Fevereiro	0	58	Altocumulos+Altostratos ou Altocumulos +Nimbostratos
	7		
	7	59	Altocumulos+Altostratos ou Altocumulos +Nimbostratos
	1		
	7	33	Estratos
	1		
Março	0	34	Estratos
	7		
Abril	8	17	Estratocúmulos
	0		
	7	4	Cúmulos
	0		
	7	19	Cúmulos
	0;1		
	0	8	Cirrocúmulos
7			
Junho	7	13	Cúmulos
	1		
Julho	7	87	Estratocúmulos
	0		
	7	86	Estratos
	0		
	0	76	Estratos
	7		
	0	11	Estratocúmulos
7			
Agosto	8	39	Estratos
	1		
	7	63	Estratos
	0		

Fazendo o uso da equação do forçamento radiativo de grande comprimento de onda devido às nuvens (equação (2.6)) e analisando os dados dos fluxos de radiação seleccionados na tabela acima, conclui-se que o balanço da densidade do fluxo de radiação de grande comprimento de onda com céu encoberto é superior ao balanço da densidade do fluxo de radiação de grande comprimento de onda com céu limpo. Significa que há maior ganho de energia à superfície com o céu encoberto do que com céu limpo, isto é, fica aprisionado maior quantidade de energia radiante na situação de céu encoberto do que se estivesse limpo. A superfície não arrefece tanto, acontecendo o mesmo com a atmosfera em contacto com a superfície. Verifica-se por outro lado que os valores do forçamento radiativo de grande comprimento de onda não exibem qualquer padrão sazonal, ao longo do ano em estudo.

4.2.2 – Forçamento radiativo de pequeno comprimento de onda à superfície.

O número de valores obtidos no cálculo de forçamento radiativo de pequeno comprimento de onda (quadro 4.6) é inferior ao número de valores obtidos no caso do forçamento radiativo de grande comprimento de onda (quadro 4.5) pois houve períodos e situações de ocorrência de céu encoberto seguido de céu limpo em que se calculou o forçamento radiativo de grande comprimento de onda, mas para as quais não se podia obter cálculos com o forçamento radiativo de pequeno comprimento de onda devido à

ausência de radiação solar ascendente e descendente. Por outro lado nem sempre os dias seleccionados coincidem para o cálculo do forçamento radiativo de pequeno e de grande comprimento de onda porque o forçamento radiativo de pequeno comprimento de onda foi calculado fazendo a diferença entre os balanços das densidades dos fluxos entre dois dias consecutivos com ocorrência de céu encoberto seguido de céu limpo ou vice-versa. No caso do forçamento radiativo de grande comprimento de onda o cálculo foi obtido pela diferença entre os balanços das densidades dos fluxos radiativos, mas para períodos mais curtos de ocorrência de céu encoberto seguido de céu limpo ou vice-versa.

Os resultados do cálculo do forçamento radiativo de pequeno comprimento de onda devido às nuvens, à superfície, são dados no quadro abaixo indicado. Os cálculos detalhados encontram-se em anexo F.

Quadro 4.6: Resultados do cálculo do forçamento radiativo de pequeno comprimento de onda devido às nuvens obtidos à superfície.

Data	N	$(\Delta F_{SW}^{sup}) (Wm^{-2})$	Tipo de nuvem
Dezembro	0;1	-288	(Altocumulos mais Altostratos) ou (Altocumulos mais Nimbostratos)
	7		
Fevereiro	0;1	-293	(Altocumulos mais Altostratos) ou (Altocumulos mais Nimbostratos)
	7		
	7	-245	(Altocumulos mais Altostratos) ou (Altocumulos mais Nimbostratos)
	0;1		
	7		
0;1	-202	Estratos	
Abril	0;1	-414	Cumulonimbos
	8;7		
	0;1	-369	Cúmulos
	8;7		
	0;1		
	-221	Cirrocumulos	

	7		
Julho	7	-285	Cúmulos
	0		
	1	-584	Cumulonimbos
	7		
Agosto	7;8	-288	Estratos
	0;1		

Fazendo uso da equação do forçamento radiativo de pequeno comprimento de onda devido às nuvens (equação (2.7)) e como seria de esperar verifica-se que os resultados obtidos do forçamento radiativo de pequeno comprimento de onda devido às nuvens, à superfície, são negativos. Há uma retenção parcial de fluxo de radiação solar descendente por parte das nuvens que já não chega à superfície, pois foi reflectido pelo topo das nuvens e alguma parte absorvida. Em consequência, tinha sido atrás registado (página 62) que o balanço da densidade do fluxo da radiação de pequeno comprimento de onda com o céu limpo é muito superior ao balanço da densidade do fluxo de radiação de pequeno comprimento de onda quando o céu está encoberto. A presença das nuvens com valor do índice de cobertura 7 ou 8 provoca o arrefecimento da superfície da Terra.

4.2.3 – Forçamento radiativo devido às nuvens no topo de atmosfera.

A selecção dos dias para o cálculo do forçamento radiativo devido às nuvens no topo de atmosfera foi feita de acordo com os seguintes critérios:

- Identificação de dias de ocorrência de céu encoberto seguido de céu limpo ou vice-versa em que foram calculados forçamento radiativo de pequeno comprimento de onda e de grande comprimento de onda com a finalidade de calcular o forçamento radiativo na atmosfera;
- Identificação do período de medição dos fluxos de radiação de pequeno comprimento de onda e de grande comprimento de onda que engloba o período em que o instrumento CERES, abordo do planeta Terra, faz a medição na região de Évora, porque o registro só é feito pelo instrumento CERES uma vez por dia entre as 11 UTC e 12 UTC.

Os resultados dos forçamentos radiativos de pequeno comprimento de onda e de grande comprimento de onda devido às nuvens no topo de atmosfera, foram calculados recorrendo às equações (2.8) b) e (2.9) b), estão nos quadros abaixo indicados:

Quadro 4.7: Resultado do cálculo do forçamento radiativo de pequeno comprimento de onda devido às nuvens no topo de atmosfera.

Data	Tempo de medição (UTC)	N	F_{SW}^{net} (Wm ⁻²)	(ΔF_{SW}^{TOA}) (Wm ⁻²)	Tipo de nuvem
18-2-2001	11:00:37	0	154	-231	Alto cumululos+Altostratos ou Alto cumululos +Nimbostratos
19-2-2001	11:72:42	7	385		
19-2-2001	11:72:42	7	385	-246	Alto cumululos+Altostratos ou Alto cumululos +Nimbostratos
20-2-2001	10:80:38	1	139		
24-2-2001	12:01:00	7	426	-264	Estratos
25-2-2001	11:12:47	1	161		
9-7-2001	11:99:55	8	393	-191	Estrato cumululos
10-7-2001	11:13:75	0	203		
2-8-2001	11:25:28	7	640	-434	Cumululos
3-8-2001	11:96:62	0	206		

Quadro 4.8: Resultado do cálculo do forçamento radiativo de grande comprimento de onda devido às nuvens no topo de atmosfera.

Data	Tempo de medição (UTC)	N	F_{LW}^{net} (Wm ⁻²)	(ΔF_{LW}^{TOA}) (Wm ⁻²)	Tipo de nuvem
18-2-2001	11:00:37	0	272	83	Alto cumulos+Altostratos ou Alto cumulos +Nimbostratos
19-2-2001	11:72:42	7	189		
19-2-2001	11:72:42	7	189	80	Alto cumulos+Altostratos ou Alto cumulos +Nimbostratos
20-2-2001	10:80:38	1	269		
24-2-2001	12:01:00	7	218	32	Estratos
25-2-2001	11:12:47	1	250		
9-7-2001	11:99:55	8	258	52	Estratocúmulos
10-7-2001	11:13:75	0	310		
2-8-2001	11:25:28	7	259	51	Cúmulos
3-8-2001	11:96:62	0	310		

Fazendo uso das equações do forçamento radiativo de pequeno comprimento e de grande comprimento de onda, no topo de atmosfera, pode esperar-se que os resultados obtidos para o forçamento radiativo solar devido às nuvens continuem a ser negativos, tal como à superfície (quadro 4.6) e que os valores obtidos para o forçamento radiativo da radiação infravermelha (terrestre) devido às nuvens continuem a ser positivos como eram à superfície (quadro 4.5). Porém a magnitude dos valores do forçamento radiativo, obtidos no topo da atmosfera ou na superfície são diferentes, podendo acontecer que a taxa de arrefecimento radiativo observada à superfície seja inferior à observada no topo de atmosfera ou vice-versa, conforme o tipo de nuvens presentes no local de observação.

4.3 – Forçamento radiativo na atmosfera.

Com o objectivo de calcular o efeito das nuvens sobre o aquecimento ou arrefecimento radiativo da atmosfera, calculou-se a partir das equações (2.10) e (2.11), o

forçamento radiativo de pequeno e de grande comprimento de onda na atmosfera devido às nuvens. Os quadros que se seguem apresentam, respectivamente, os cálculos dos forçamentos radiativos para ambas as bandas espectrais (radiação solar e terrestre) em função do tipo de nuvens (altas, médias e baixas).

Quadro 4.9: Resultado do cálculo do forçamento radiativo de pequeno comprimento de onda na atmosfera.

Data	N	(ΔF_{SW}^{TOA}) (Wm ⁻²)	(ΔF_{SW}^{sup}) (Wm ⁻²)	(ΔF_{SW}^{atmosf}) (Wm ⁻²)	Tipo de nuvens	Altura da base das nuvens calculada e fornecida pelo I.M. (m)
18-2-2001	0	-231	-293	+62	Altocumulos+Altostratos ou Altocumulos+Nimbostratos	- [> 3000]
19-2-2001	7					
19-2-2001	7	-246	-245	+1	Altocumulos+Altostratos ou Altocumulos+Nimbostratos	- [> 3000]
20-2-2001	1					
24-2-2001	7	-264	-202	-62	Estratos	540 [300 – 600]
25-2-2001	1					
9-7-2001	8	-191	-285	+94	Estratocúmulos	854 [600 – 1000]
10-7-2001	0					
2-8-2001	7	-434	-288	-146	Cúmulos	411 [300 – 600]
3-8-2001	0					

Quadro 4.10: Resultado do Resultado do cálculo do forçamento radiativo de grande comprimento de onda na atmosfera.

Data	N	(ΔF_{LW}^{TOA}) (Wm ⁻²)	(ΔF_{LW}^{sup}) (Wm ⁻²)	(ΔF_{LW}^{atmosf}) (Wm ⁻²)	Tipo de nuvens	Altura da base das nuvens calculada e fornecida pelo I.M. (m)
18-2-2001	0	83	58	+25	Altocumulos+Altostratos ou Altocumulos+Nimbostratos	- [> 3000]
19-2-2001	7					
19-2-2001	7	80	59	+21	Altocumulos+Altostratos ou Altocumulos+Nimbostratos	- [> 3000]
20-2-2001	1					
24-2-2001	7	32	33	-1	Estratos	540 [300 – 600]
25-2-2001	1					
9-7-2001	8	52	87	-35	Estratocúmulos	854 [600 – 1000]
10-7-2001	0					
2-8-2001	7	51	63	-12	Cúmulos	411 [300 – 600]
3-8-2001	0					

Os valores apresentados no quadro 4.9 permitem verificar que para algumas situações de ocorrência de nuvens altas ou altas/médias ocorre aquecimento radiativo solar na atmosfera (valores positivos) e para situações de ocorrência de nuvens baixas ocorre arrefecimento radiativo solar (valores negativos). No primeiro caso - aquecimento radiativo solar devido à presença de nuvens altas - parece ser compatível com as propriedades radiativas de nuvens de gelo onde a absorptância é tanto mais elevada quanto maior for o raio efectivo das gotículas ou dos cristalículos de gelo, para um dado conteúdo de água líquida ou de gelo, ou seja, quanto mais alta forem as nuvens, conforme se pode ver na figura 4.7.

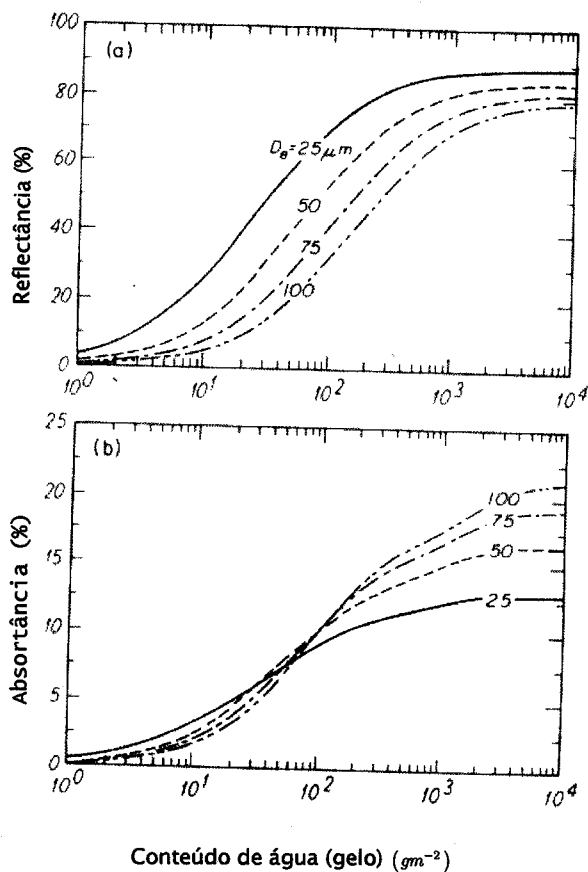


Figura 4.7: (a) Reflectância solar b) Absortância para nuvens de gelo em função do tamanho efectivo (D_e) e do conteúdo de água (gelo) para $\mu_0 = 0,5$.

Relativamente ao segundo caso - arrefecimento radiativo solar devido à presença de nuvens baixas - é compatível com as propriedades radiativas das nuvens baixas, altamente reflectoras, ou seja, muito pouco absorventes devido ao facto de ser constituídos normalmente por gotículas com raios efectivos muito pequenos, conforme se pode ver na figura 4.8.

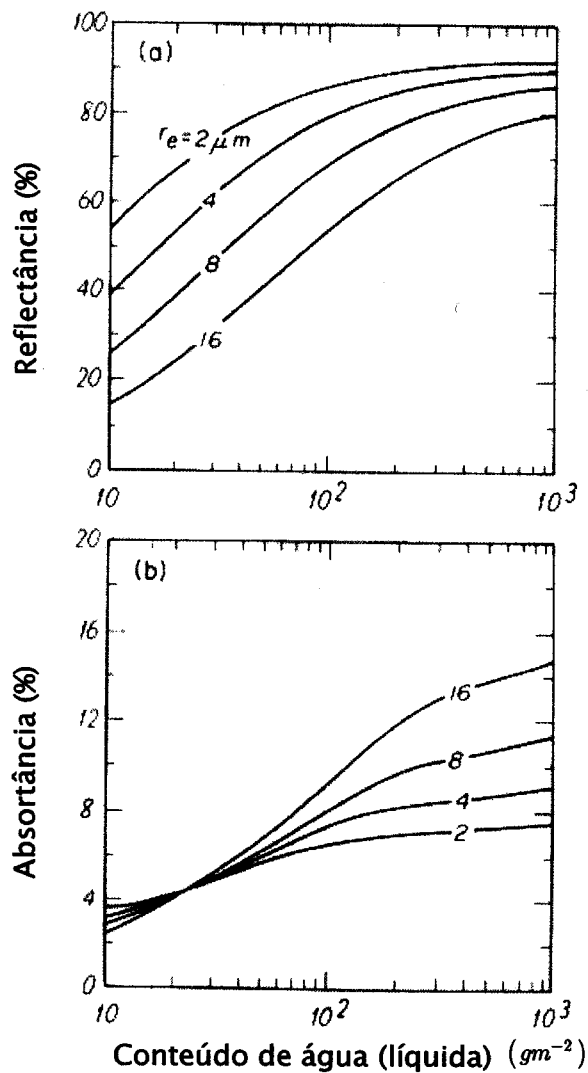


Figura 4.8: Reflectância solar (a) e absorptância (b) de nuvens de água (percentagem) no ângulo zenital de 60° em função do conteúdo de água (líquida) da nuvem e raio efectivo r_e .

Os valores apresentados no quadro 4.10, correspondente ao forçamento radiativo de grande comprimento de onda da atmosfera, permitem verificar que para as situações de ocorrência de nuvens altas/ médias ocorre também aquecimento radiativo da atmosfera (valores positivos), o que está de acordo com as propriedades radiantes deste tipo de nuvens (emitância elevada para nuvens de água ou de gelo com raios efectivos maiores), conforme se pode ver na figura 4.9.

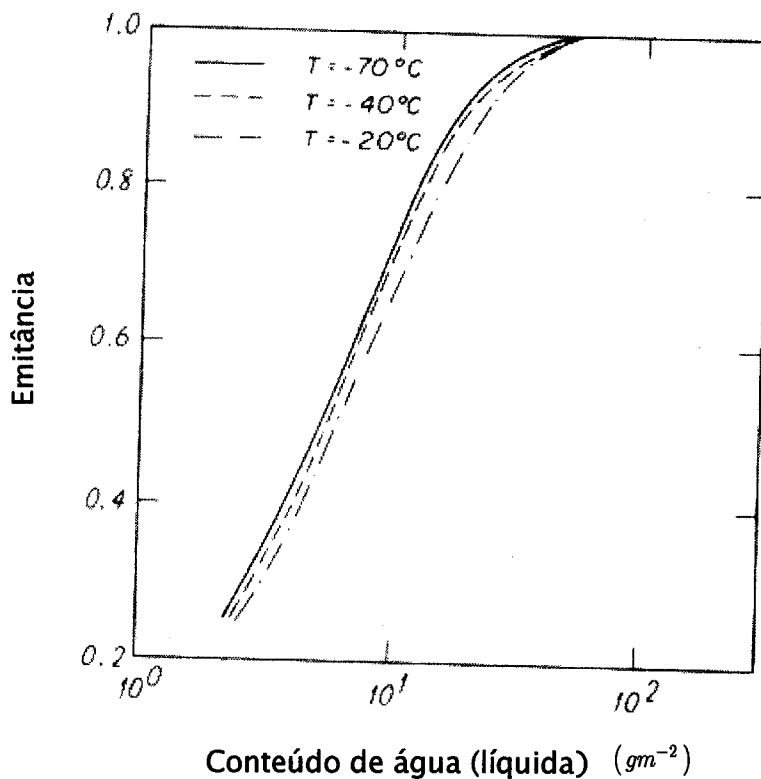


Figura 4.9: Emitância (emissividade) para água das nuvens em função do conteúdo de água (líquida).

Para a situação de ocorrência de nuvem baixa, ocorre, tal como no forçamento radiativo de pequeno comprimento de onda, arrefecimento radiativo na atmosfera (valores

negativos) dado as nuvens baixas serem também mais reflectoras nesta banda espectral e menos emissoras que as nuvens altas ou altas/ médias.

4.4 – O forçamento radiativo de grande comprimento de onda à superfície e o tipo de nuvem.

Para analisar a relação entre forçamento radiativo de grande comprimento de onda à superfície e o tipo de nuvem e tendo em atenção as equações (2.6), (3.36), (3.37) e (3.38) iremos estimar a temperatura da base na nuvem T_b e altitude a que se formaram (mediante algumas hipóteses simplificadoras), dado que esta está directamente relacionada com a emitância da nuvem que pode ser constituída – maioritariamente de gotículas de água ou de cristalículos de gelo.

4.4.1 – Cálculo da altura e da temperatura da base das nuvens.

Para o cálculo da temperatura e da altura da base das nuvens consideram-se apenas as nuvens baixas e estas se formam por ascensão adiabática reversível, o que poderá não ter sido o caso.

Para efectuar o cálculo da altura da base das nuvens e da temperatura do ponto de Normand que equivale à temperatura a que se encontra a base das nuvens recorreu-se à utilização do tefigrama e aos dados da temperatura da pressão atmosférica e da humidade relativa do ar à superfície fornecidos pelos boletins meteorológicos diários para a cidade de Évora, para os dias de céu encoberto.

Os cálculos efectuados, detalhadamente, estão apresentados na tabela em anexo G. O quadro 4.11 abaixo indicado restringe à apresentação da temperatura do ponto de Normand e da altura da base das nuvens. Está igualmente indicado nesta tabela a altura da base das nuvens mais baixas fornecida pelo Instituto de Meteorologia.

Quadro 4.11: Temperatura e altura da base das nuvens baixas calculados de acordo com o método apresentado e altura da base das nuvens mais baixas fornecido pelo Instituto de Meteorologia.

Data	N	(ΔF_{LW}) (Wm^{-2})	$t_{Normand}$ ($^{\circ}C$)	$H_{calculada}$ (m)	$H_{fornecida\ I.M.}$ (m)	Tipo de nuvem
Novembro	8:7	41	13	369	300-600	Cúmulos
	1					
Janeiro	0:1	33	8.2	197	200-300	Estratos
	7					
	1	36	8	192	200-300	Estratos
	7					
1						
Fevereiro	7	33	8	540	300-600	Estratos
	1					
Março	0	34	8.2	197	300-600	Estratos
	7					
Abril	8	17	11.2	250	300-600	Estratocúmulos
	0					
	7	4	11	540	600-1000	Cúmulos
	0:1					
	7	19	9.5	915	600-1000	Cúmulos
0:1						
7						
Junho	7	13	10.7	403	300-600	Cúmulos
	1					
Julho	7	87	14.8	854	600-1000	Estratocúmulos
	0					
	7	86	14.5	282	300-600	Estratos
	0					

	0	76		280	300-600	Estratos
	7		13.5			
	0	11		1223	600-1000	Estratocúmulos
	7		11.8			
Agosto	8	39	15.5	283	300-600	Estratos
	1					
	8	63	15.5	411	300-600	Estratos
	1					

Pelos valores apresentados no quadro 4.11 e apesar da hipótese admitida para o cálculo da altura da base das nuvens ser exclusivamente válida na hipótese das nuvens observadas em Évora se terem formado por ascensão adiabática reversível do ar, o que poderá ter sido o caso, obtém-se uma concordância razoável entre a altura da base das nuvens estimada por nos e a fornecida pelo Instituto de Meteorologia.

A relação entre o forçamento radiativo de grande comprimento de onda e a temperatura da base da nuvem é dada para os diferentes tipos de nuvens baixas através do gráfico abaixo indicado, figura 4.10.

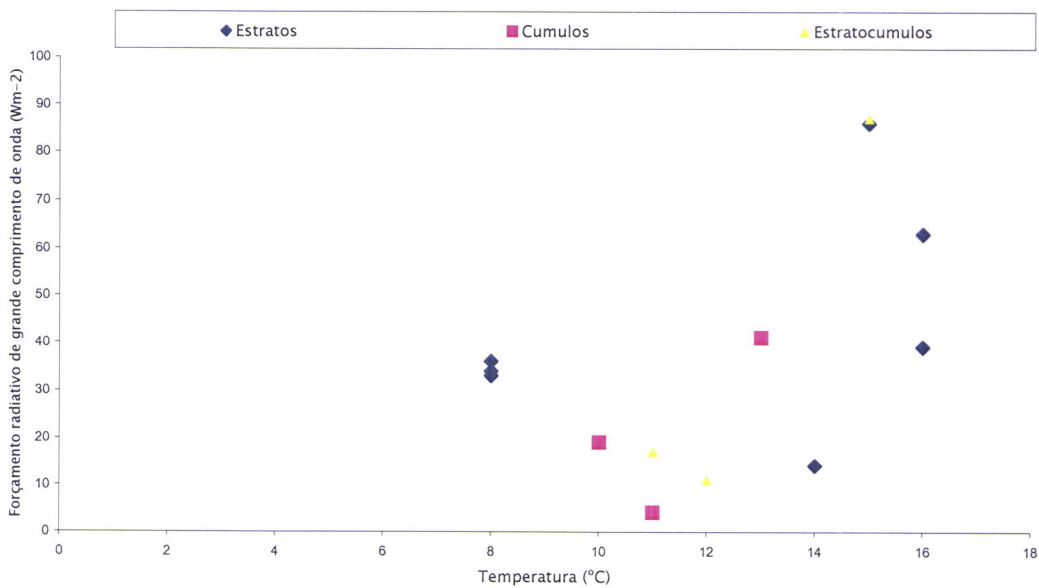


Figura 4.10: Variação do forçamento radiativo de grande comprimento de onda com a temperatura da base das nuvens.

Poderá observar-se que o forçamento radiativo de grande comprimento de onda aumenta de intensidade à medida que aumenta a temperatura da base das nuvens, em conformidade com o esperado e de acordo com a equação 3.38.

4.4.2 – Relação do forçamento radiativo de grande comprimento de onda com a altura e a temperatura da base das nuvens.

A partir dos valores dos forçamentos das nuvens baixas a várias alturas apresentadas no quadro 4.11, foram calculados os valores médios e os respectivos desvios entre os valores médios e os extremos das alturas das nuvens para cada um dos tipos de nuvens baixas (estratos a várias alturas cúmulos a várias alturas e estratocúmulos a várias alturas). Na figura 4.11 estão representados esses valores médios do forçamento radiativo de grande comprimento de onda à superfície e os respectivos desvios, correspondentes aos vários tipos de nuvens baixas. Estão igualmente representados nessa figura os forçamentos radiativos de grande comprimento de onda e à superfície, obtidos com duas situações de nuvem média (Altocirros) e com uma situação de nuvem alta (cirrocúmulo).

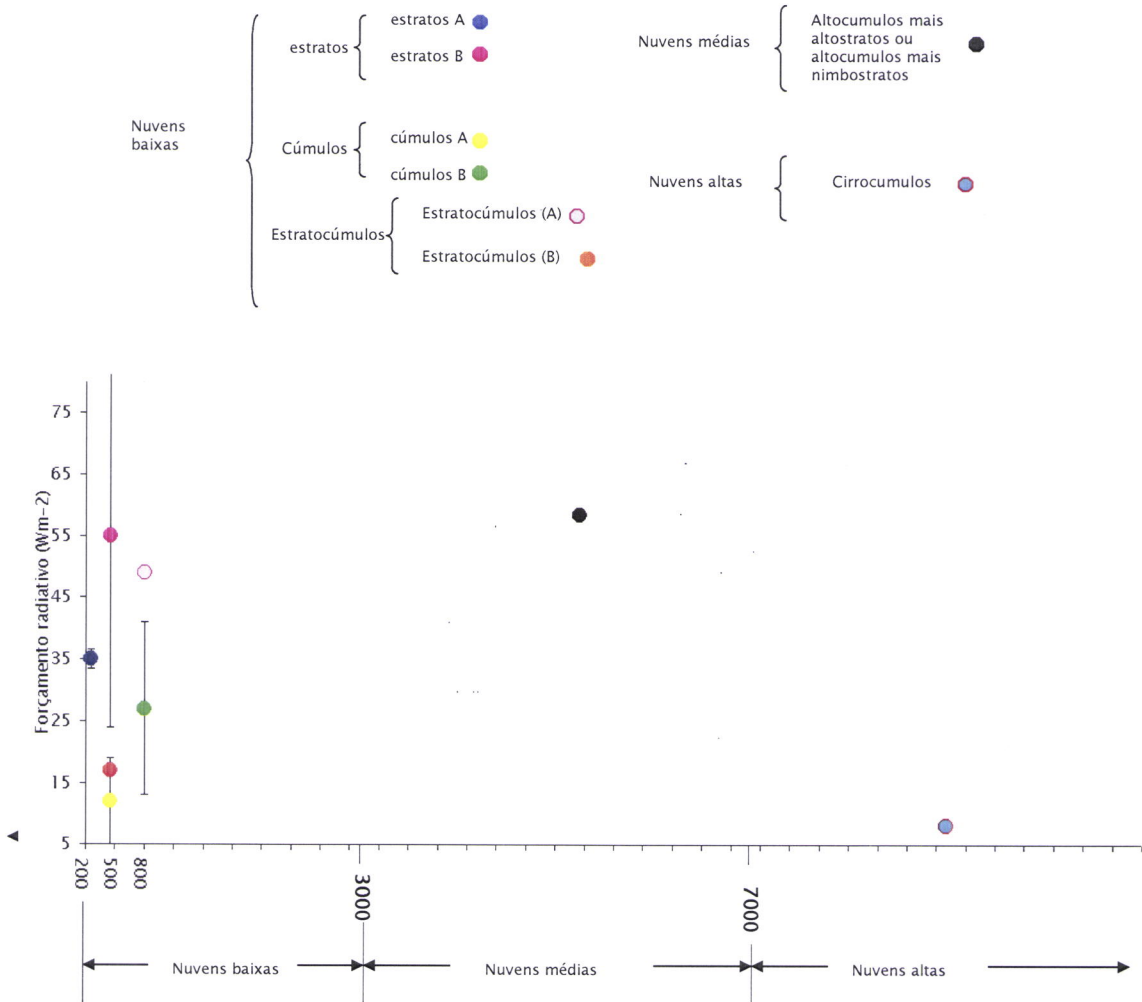


Figura 4.11: Variação do forçamento radiativo de grande comprimento de onda com a altura da base das nuvens.

Poderá observar-se que o forçamento radiativo de grande comprimento de onda diminui de intensidade à medida que aumenta a altura da base das nuvens, e consequentemente diminui de intensidade de nuvens baixas para nuvens médias e altas. Dentro da classe de nuvens baixas podemos concluir que aprisionamento de energia radiante na atmosfera depende do tipo de nuvens. Ainda podemos observar que o forçamento radiativo é maior com estratocúmulos e menor com cúmulos. Quer isto dizer

que há maior ganho de energia à superfície da Terra, aprisionando maior quantidade de energia radiante com estratocúmulos.

Considerando que a emissividade das nuvens baixas (variando, nas latitudes médias, entre 0,8 e 0,9) é superior à emissividade das nuvens médias ou altas ($\epsilon \approx 0,4$), (Liou, 1992) podemos dizer que o fluxo de radiação de radiação atmosférica para a situação de nuvens baixas é superior aos fluxos de radiação atmosférica para as situações de nuvens médias ou altas. Assumindo que o fluxo de radiação terrestre é praticamente independente do tipo de nuvens presente – nuvens baixas, médias e altas –, então, podemos afirmar que o balanço do fluxo de radiação para a situação de nuvens baixas é, também, superior ao balanço dos fluxos de radiação para as situações de nuvens médias e altas. Sendo assim é de esperar que o forçamento radiativo de grande comprimento de onda devido às nuvens assume valores mais elevados quando as nuvens são baixas e valores baixos mais quando as nuvens são altas.

CAPÍTULO 5

CONCLUSÕES

Este capítulo tem como objectivo analisar e tirar algumas conclusões sobre influência do tipo de nuvens no balanço da densidade do fluxo de radiação à superfície. Analisa-se e tiram-se também conclusões sobre a influência das nuvens nos forçamentos radiativos de grande e de pequeno comprimento de onda à superfície e no topo de atmosfera e no forçamento radiativo na atmosfera, na região de Évora.

5.1 – Balanço da densidade do fluxo de radiação.

Os valores médios horários dos balanços das densidades do fluxo de radiação de grande comprimento de onda à superfície para o período diurno são sempre superiores aos do período nocturno quer em situação de céu limpo ou de céu totalmente encoberto, conforme se pode ver nos gráficos 4.1 e 4.2.

Durante o período diurno e em qualquer situação de nebulosidade o balanço da radiação solar global na região de Évora é sempre positivo. Os maiores valores de aquecimento radiativo observados à superfície são, como seria de esperar, nos meses de Verão e fim de Primavera, conforme se pode ver nas figuras 4.3 e 4.4. A variabilidade anual do balanço médio horário da radiação solar é maior na situação de céu totalmente encoberto (figura 4.3) que na situação de céu limpo (figura 4.4). Esta variabilidade tem a ver com o tipo de nuvens que são responsáveis pela nebulosidade total e que não deve ser o mesmo em cada um dos meses analisados.

O balanço médio horário diário de grande comprimento de onda (radiação atmosférica e terrestre) é sempre negativo ao longo do ano quer para a situação de céu limpo quer para a situação de céu totalmente encoberto conforme se pode ver respectivamente nos gráficos 4.5 e 4.6. Porém o arrefecimento radiativo é sempre um pouco superior (balanço médio horário mais negativo) na situação de céu limpo do que na situação de céu encoberto onde o balanço médio horário é sempre inferior a $-30 Wm^{-2}$ e praticamente constante ao longo do ano. Os meses com maior arrefecimento radiativo na gama espectral de radiação infravermelha são os meses de verão, cuja temperatura da superfície é sempre superior à observada nos meses de inverno ou estações intermédias. A análise das figuras 4.5 e 4.6 também permite concluir que o balanço médio horário da radiação diária total (soma da radiação de grande comprimento de onda com a de pequeno comprimento de onda) é sempre positivo ao longo do ano, com valores superiores para a situação de céu limpo do que para a situação de céu totalmente encoberto podendo concluir-se que, na região de Évora, à superfície, o balanço médio horário diurno é sempre dominante no contexto diário.

5.2- Forçamento radiativo devido às nuvens à superfície.

Os resultados do forçamento radiativo de grande comprimento de onda devido às nuvens e à superfície representados no quadro 4.5 são sempre positivos. Significa que há

maior ganho de energia à superfície da Terra com o céu encoberto do que com céu limpo, isto é, fica aprisionado maior quantidade de energia radiante na situação de céu encoberto do que se estivesse limpo. A superfície da Terra não arrefece tanto, acontecendo o mesmo com a atmosfera em contacto com a superfície. Verifica-se por outro lado que os valores do forçamento radiativo de grande comprimento de onda não exibem qualquer padrão sazonal, ao longo do ano em estudo.

Por outro lado os resultados do forçamento radiativo de pequeno comprimento de onda devido às nuvens e à superfície representados no quadro 4.6 são sempre negativos. Há uma retenção parcial de fluxo de radiação solar descendente por parte das nuvens que já não chega à superfície, pois foi reflectido pelo topo das nuvens e alguma parte absorvida por estas.

Por outro lado parece observar-se que o forçamento radiativo de grande comprimento de onda devido às nuvens e à superfície diminui de intensidade à medida que aumenta a altura da base das nuvens. Consequentemente há menos arrefecimento radiativo à superfície devido às nuvens quando se têm nuvens baixas em vez de médias ou altas, conforme se pode ver no gráfico da figura 4.10.

5.3– Forçamento radiativo devido às nuvens no topo de atmosfera.

Os resultados obtidos do forçamento radiativo de pequeno comprimento de onda devido às nuvens no topo de atmosfera continuam a ser negativos, tal como à superfície e os valores obtidos do forçamento radiativo da radiação infravermelha (terrestre) devido às nuvens no topo de atmosfera continuam a ser positivos como à superfície, conforme se pode ver nos quadros 4.7 e 4.8. Porém para a magnitude dos valores do forçamento radiativo, obtidos no topo da atmosfera ou na superfície são diferentes, podendo acontecer que a taxa de arrefecimento radiativo observada à superfície seja inferior à observada no topo de atmosfera ou vice-versa, conforme o tipo de nuvens presentes no local de observação.

5.4–Forçamento radiativo na atmosfera devido às nuvens.

Os valores apresentados no quadro 4.9 permitem verificar que para algumas situações de ocorrência de nuvens altas ou altas/médias ocorre aquecimento radiativo solar na atmosfera (valores positivos) e para situações de ocorrência de nuvens baixas ocorre arrefecimento radiativo solar (valores negativos). No primeiro caso – aquecimento radiativo solar devido à presença de nuvens altas – parece ser compatível com as propriedades radiativas de nuvens de gelo onde a absorção é tanto mais elevada

quanto maior for o raio efectivo das gotículas ou dos cristalículos de gelo, para um dado conteúdo de água líquida ou de gelo, ou seja, quanto mais alta forem as nuvens, conforme se pode ver na figura 4.7. Relativamente ao segundo caso - arrefecimento radiativo solar devido à presença de nuvens baixas - é compatível com as propriedades radiativas das nuvens baixas, altamente reflectoras, ou seja, muito pouco absorventes devido ao facto de ser constituídos normalmente por gotículas com raios efectivos muito pequenos, conforme se pode ver na figura 4.8.

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

- [1]. Assis, S.V. (1996). Radiação Solar. Universidade Federal de Pelotas.
- [2]. Bitanja, R. e M. R. Van den Broeke, 1996: *The influence of clouds on the radiation budget of ice and snow in Antarctica in summer*, Int. J. Of Climatology, **16**, 1281–1296.
- [3]. Budyko, M. I. (1974). Climate and Life. Academic Press, USA.
- [4]. Chen, T., W. B Rssow, Y.Zhang, (2000): *Radiative Effects of cloud-Type Variations*, J.Climate, **13**, 264–286.
- [5]. Houghton, J. T.(1986). The Physics of atmospheres, 2nd edition, Cambridge University Press, Cambridge.
- [6]. Holton, J. R., Curry, J. A. e Pyle, J. A. (2003). Encyclopedia of Atmospheric Sciences, volume 5. Academic Press, USA.
- [7]. Lenoble, J. (1993). Atmospheric Radiative Transfer. A. Deepack Publishing, Virginia, USA.
- [8]. Liou, N. K. (1980). An introduction to Atmospheric Radiation. Academic Press, USA.
- [9]. Liou, N. K. (1992). Radiation and Cloud process in the atmosphere. Oxford University Press .
- [10]. Kasten, F e G. Czeplak, (1980): *Solar and terrestrial radiation dependent on amount and type of cloud*, Solar Energy, **24**, 177.

- [11]. Nardino, M. (2001): *Study of cloud and aerosol radiative forcing*, Project CNR-ICCTI.
- [12]. Ramanathan, V. et al., (2001) : *Aerosols, Climate , and the Hydrological Cycle*, *Science* 294, 2119–2123
- [13]. Salby, M. L. (1996). *Fundamentals of Atmospheric Physics*. Academic Press , USA.
- [14]. Wallace, J. M. e Hobbs, P. V. (1997). *Atmospheric Science: An Introductory Survey*. Academic Press, USA.
- [15]. Wielicki, B. A. B. R. Barkstrom, E. F. Harrison, R. B. Lee III, G. L. Smith, and J. E. Cooper 1996 : *Clouds and Earth's Radiant Energy System (CERES) : An Earth Observing System Experiment*, *Bull. Am Meteorol. Soc.*, 77, 853–868;

Moradas da Internet consultadas:

- [1]. http://www.cefetsc.rctsc.br/meteorologia/biblioteca_virtual/manob_capitulo_6.htm
- [2]. <http://www.cgul.ul.pt/projects/ciclus%20final%20report.pdf>;
- [3]. www.physicalgeography.net;
- [4]. <http://www.envi.com.br/sensor/satelites/terra/ceres/ceres.html>;
- [5]. www.infomet.fcr.es/meteosat.
- [6]. <http://www.qsl.net/ct1nmv/utc/utc.html>

Catálogos de instrumentos técnicos utilizados pelo Centro de Geofísica de Universidade de Évora:

- [1]. **Kipp e Zonen** (1983). Instruction Manual, Albedometer CM7B;
- [2]. **Schenk, F.** Pirradiometer type 8111;
- [3]. **The Eppley Laboratory.** Black and White pyranometer (Model 8-48);
- [4]. **The Eppley Laboratory.** Pyrgeometer (model PIR).

ANEXOS

Anexo A – Descrição dos aparelhos

A.1 – Aparelhos de medição dos fluxos de radiação utilizados à superfície

Os aparelhos de medição dos fluxos de radiação utilizados à superfície pela estação da Mitra são os seguintes:

A.1.1 – Piranómetro

O piranómetro mede a densidade de fluxo de radiação solar global ou de radiação solar difusa de acordo com a figura A.1. Para a radiação solar difusa é acoplado ao piranómetro um anteparo especial, a fim de evitar que o fluxo de radiação solar directa atinja o elemento sensível do instrumento. O piranómetro utilizado é o PIRANÓMETRO EPPLEY, modelo 8-48 (“Eppley 8-48 black and white pyranometer”) tendo como princípio de funcionamento o diferente aquecimento das superfícies branca e preta, detectado por junções termoeléctricas. Estas junções produzem uma corrente eléctrica, quando submetidas a acção da radiação, que é registrada em um potenciógrafo ou em totalizador integrador digital (www.cefetsc-sc.br). O sensor mede a densidade de fluxo solar na banda espectral compreendida entre 285nm e 2800nm.

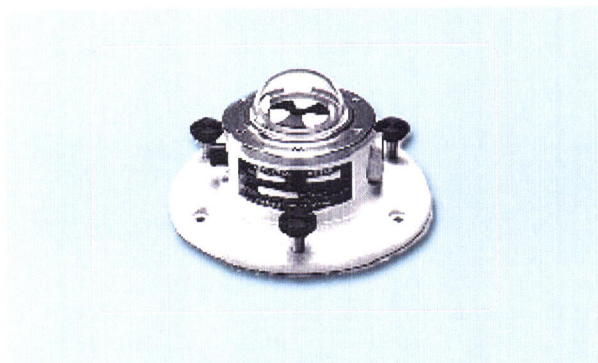


Figura A.1: Piranómetro "branco e preto" modelo 8-48.

Quadro A.1: Características do piranómetro, adaptado do catálogo de Black and White pyranometer (Modelo 8-48)

Resolução (sinal mínimo detectável)	Dependência da sensibilidade da temperatura (erro percentual máximo devido a mudança da temperatura ambiente na escala do aparelho)
$\pm 5 Wm^{-2}$	$\pm 1.5\%$ acima da temperatura do ambiente (range -20 to $+40^{\circ}C$).

A.1.2 - Albedómetro

O albedómetro da marca Kipp e Zonen e modelo CM 7B, é constituído por dois piranómetros, um superior apropriado para a medição da densidade de radiação solar descendente e outro inferior para medir a densidade do fluxo de radiação solar ascendente à superfície, conforme se pode ver na figura A.2. Qualquer dos sensores mede a densidade de fluxo solar na banda espectral compreendida entre 305nm e 2800nm.

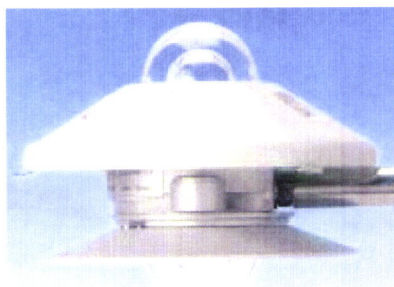


Figura A.2: Albedómetro CM 7B.

Quadro A.2: Características do albedómetro, adaptado de Kipp e Zonen.

Resolução (sinal mínimo detectável)	Dependência da sensibilidade da temperatura (Erro percentual máximo devido a mudança da temperatura ambiente na escala do aparelho)
$\pm 5 \text{ Wm}^{-2}$	± 2

A.1.3 – Pirradiómetro

O pirradiómetro modelo 8111 é aparelho destinado a medir a densidade do fluxo de radiação total (solar global e infravermelha) descendente e o fluxo de radiação total ascendente, figura A.3. Mede a radiação numa banda espectral de $0,3 \dots 60 \mu\text{m}$, dado que as cúpulas não são de vidro como no caso dos piranómetros, e o seu princípio de funcionamento é idêntico ao dos piranómetros. A diferença entre estes dois fluxos fornece o valor do fluxo da radiação líquida ao nível de superfície (Schenk).

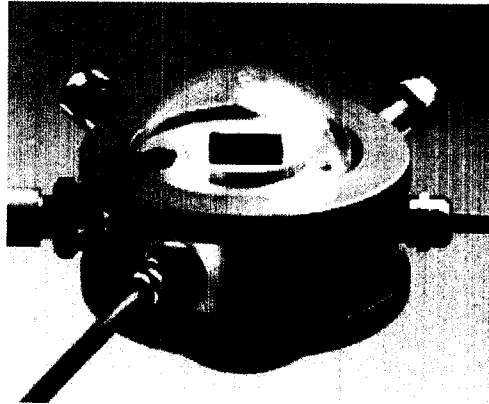


Figura A.3: Pirradiômetro 8111.

Quadro A.3: Características do pirradiômetro, adaptado de (Schenk.)

Resolução (sinal mínimo detectável) (Wm^{-2})	Dependência da sensibilidade da temperatura (Erro percentual máximo devido a mudança da temperatura ambiente na escala do aparelho)
<1	2% do valor compreendido ente $-20\text{ }^{\circ}\text{C} \dots +40\text{ }^{\circ}\text{C}$

A.2 - O aparelho de medição dos fluxos de radiação utilizados no topo de atmosfera

As medições são feitas com um instrumento, CERES, que se encontra a bordo de do satélite Terra.

A.2.1 – Instrumento CERES

O instrumento CERES (Clouds and the Earth's Radiant Energy System), (figura A.4) é constituído de dois radiómetros de selecção de bandas largas que irão medir o balanço do fluxo de radiação da Terra e fornecer estimativas das propriedades das nuvens para avaliar seu papel nos fluxos radiativos da superfície e do topo da atmosfera. O instrumento CERES é um radiómetro selector de banda larga com precisão e exactidão de medidas radiométricas extremamente altas (Wielicki et al., 1996). O instrumento Ceres converte a irradiância medida, expressa em $Wm^{-2}sr^{-1}$, através de um algoritmo matemático, em fluxo densidade do fluxo de radiação, expressa em Wm^{-2} .

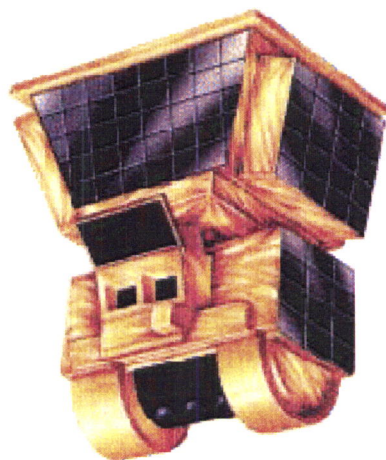


Figura A.4: Instrumento CERES (<http://www.envi.com.br>).

Cada instrumento CERES possui três canais – um canal de pequeno comprimento de onda para medir a radiação solar reflectida, um canal de grande comprimento de onda para medir a radiação térmica emitida pela Terra na região de 8–12 μm e um canal total

para a medir a radiação total. O equipamento a bordo para calibração possui um difusor solar, um sistema de lâmpada de tungstênio com um monitor de estabilidade e um par de fontes de corpo negro (Nasa's Earth Observing System.CERES).

Quadro A.4: Características do instrumento CERES, adaptado de (Wielicki et al., 1996).

Bandas Espectrais	Onda Curta: 0.3–5.0 μm Onda Longa: 8–12 μm Total: 0.3 para > 200 μm
Resolução Espacial em Nadir	20 Km
Ciclo Obrigatório	100%
Taxa de armazenamento de dados	20 Kbps (kilobit por segundo) (dois instrumentos)
Massa	90 Kg (dois instrumentos)
Força	95 W (dois instrumentos)

Anexo B – Período da medição dos fluxos de radiação.

Quadro B.1: Período de medição do fluxo de radiação de grande comprimento de onda com céu encoberto.

Mês	Número de horas	Período de cálculo diurno (h)	Número de horas	Período de cálculo noturno (h)
Out. de 2000	10	9–18	-	-
Nov. de 2000	8;9	(9–16); (9–17)	14;15;16	(17–8); (18–8); (18–7)
Dez. de 2000	9	9–17	15	18–8
Jan. de 2001	8;9;10	(10–17); (9–18); (9–17)	14;15	(19–8); (18–9)
Fev. de 2001	9;10	(9–17); (9–18)	13;14;15	(19–7), (19–8); (18–8)
Mar. de 2001	11;12	(8–18); (8–19)	12;13	(20–7); (19–7)
Abril de 2001	13	7–19	-	-
Mai. de 2001	13;14;15	(7–19); (7–20); (6–20)	11	20–6
Jun. de 2001	14	6–19	-	-
Jul. de 2001	-	-	-	-
Ago. de 2001	-	-	-	-
Set. de 2001	12;13	(7–18); (7–19)	11	20–6

Quadro B.2: Período de medição do fluxo de radiação de grande comprimento de onda com céu limpo.

Mês	Número de horas	Período de cálculo diurno (h)	Número de horas	Período de cálculo nocturno (h)
Out. de 2000	-	-	-	-
Nov. de 2000	-	-	-	-
Dez. de 2000	-	-	-	-
Jan. de 2001	9	10-18	15	19-9
Fev. de 2001	11	8-18	13; 14	(19-7); (19-8)
Mar. de 2001	-	-	-	-
Abri. De 2001	13	7-19	11	20-6
Mai. de 2001	15	6-20	9	21-5
Jun. de 2001	15	6-20	9	21-5
Jul. de 2001	14;15	(6-20); (7-20)	9; 10	(21-5); (21-6)
Ago. de 2001	13;14	(7-19); (7-20)	10;11	(21-6); (20-6)
Set. de 2001	13	7-19	11	20-6

Quadro B.3: Período de medição do fluxo de radiação de pequeno comprimento de onda com céu encoberto.

Mês	Número de horas	Período de cálculo (h)
Outubro de 2000	10	9-18
Novembro de 2000	8;9	(9-16); (9-17)
Dezembro de 2000	6;8	(10-15); (10-17)
Janeiro de 2001	8;9	(10-17); (9-17)
Fevereiro de 2001	7-8	(9-15); (9-16)
Março de 2001	11;12	(8-18); (8-19)
Abril de 2001	12;13	(8-19); (7-19)
Maio de 2001	11;13	(7-17); (7-19)
Junho de 2001	12	7-18
Julho de 2001	-	-
Agosto de 2001	-	-
Setembro de 2001	10;11	(8-18); (9-18)

Quadro B.4: Período de medição do fluxo de radiação de pequeno comprimento de onda com céu limpo.

Mês	Número de horas	Período de cálculo (h)
Outubro de 2000	-	-
Novembro de 2000	-	-
Dezembro de 2000	-	-
Janeiro de 2001	9	10-18
Fevereiro de 2001	9;10	(10-18); (9-18)
Março de 2001	-	-
Abril de 2001	12	8-19
Maio de 2001	13	7-19
Junho de 2001	13;14	(7-19); (7-20)
Julho de 2001	13	7-19
Agosto de 2001	12;13	(8-19); (7-19)
Setembro de 2001	11;12	(8-18); (8-19)

Anexo C - Nebulosidade.

Exprime-se a nebulosidade por meio de uma fracção proporcional a área encoberta e com aproximação de oitavos. A porção do céu encoberto é indicada desde $1/8$ a $8/8$, onde $8/8$ indica que o céu encontra-se inteiramente coberto. Qualquer outra quantidade é indicada por um número da escala proporcional a coberta; assim, a quantidade de nuvens que cobrir aproximadamente a metade da área da abóbada celeste, é indicada por $4/8$.

Quadro C.1: Relação das fracções de nebulosidade.

Dados Observados	Dados Climatológicos
1/8	1/10
2/8	2/10 a 3/10
3/8	4/10
4/8	5/10
5/8	6/10
6/8	7/10 a 8/10
7/8	9/10
8/8	

Anexo D – Observação das alturas das nuvens.

Define-se como altura de uma nuvem, ou de uma camada de nuvens, a distância vertical, medida entre a base das nuvens e o nível médio do terreno daquele lugar.

A altura da base da nuvem deve ser obtida de preferência por medição. Os principais métodos usados para se obter a altura das nuvens são (www.cefetsc-sc.br):

- balão-piloto;
- radiossonda;
- projector luminoso;
- métodos indirectos.

Na maioria dos casos a altura da base das nuvens é estimada através de métodos indirectos, tais como:

- estimativa visual - o método de fazer estimativas visuais aplica-se somente à luz do dia ou em noites de luar. Ao fazer estimativa da altura o observador deverá examinar a estrutura da nuvem, o sombreamento e os movimentos aparentes. Quando a estrutura não é bem definida há uma tendência para subestimar a altura da nuvem. Depois de uma longa prática medindo altura de nuvens, um observador torna-se gradualmente hábil para estimar a altura de qualquer nuvem e com surpreendente precisão. Entretanto, camadas uniformes de nuvens são algumas vezes ilusórias;

- comparação com alturas conhecidas - por comparação com morros ou montanhas de alturas conhecidas, pode-se avaliar a base das nuvens.

No nosso caso, foi utilizada a observação visual feita pelos observadores do Instituto de Meteorologia e registado nos boletins meteorológicos diários

Anexo E – Cálculo do balanço da densidade do fluxo de radiação

Quadro E.1: Balanço acumulado mensal (2ª e 6ª colunas) e balanço médio horário (4ª e 8ª colunas) da densidade do fluxo de radiação de grande comprimento com céu encoberto correspondente aos períodos diurno e nocturno.

Data	N	$(\sum F_{LW}^{net})_{diurno}$	Δt	$\langle \sum F_{LW}^{net} \rangle_{diurno}$	N	$(\sum F_{LW}^{net})_{nocturno}$	Δt	$\langle \sum F_{LW}^{net} \rangle_{nocturno}$
		(Whm^{-2})	(h)	(Wm^{-2})		(Whm^{-2})	(h)	(Wm^{-2})
Outubro	7;8	-133	10	-13		-	-	-
Novembro	7;8	-178	9	-19	-	-	-	-9
	7;7	-112	8		-	-	-	
	7;7	-124	8		-	-	-	
	7;7	-307	9		-	-	-	
	7;7	-200	9		8;8	-172	15	
	7;8	-115	8		8;8	-149	16	
	8;8	-121	9		7;8	-84	15	
	7;7	-177	9		-	-	-	
	-	-	-		7;7	-132	14	
Total		-1333	69		-538	60		
Dezembro	8;8	-88	8	-10	8;8	-52	16	-8
	-	-	-		7;7	-148	15	
	-	-	-		7;7	-189	15	
	7;8	-77	9		-	-	-	
Total		-165	17		-390	46		
Janeiro	8;7	-199	8	-12	7;8	-63	15	-5
	8;7	-74	10		7;7	-71	14	
	8;8	-110	10		7;8	-93	14	
	7;7	-69	9		8;8	-37	15	
	8;7	-113	10		-	-	-	
Total		-565	47		-264	58		
Fevereiro	7;8	-80	9	-12	8;7	-59	15	-5
	7;8	-70	10		8;8	-15	14	
	7;7	-186	10		7;7	-124	13	
Total		-336	29		-198	42		
Março	8;8	-64	11	-8	8;8	-31	13	-4
	8;7	-92	11		-	-	-	
	7;8	-124	11		8;7	-77	13	
	8;7	-115	11		8;8	-38	13	
	7;7	-74	12		7;7	-57	12	
Total		-469	56		-204	51		

Abril	8;7	-324	13	-18	-	-	-	-
	7;7	-152	13		-	-	-	
Total		-475	26					
Maio	7;7	-369	14	-20	-	-	-	-12
	7;7	-286	13		7;7	-130	11	
	8;7	-276	14		-	-	-	
	7;7	-305	15		-	-	-	
	8;8	-116	13		-	-	-	
Total		-1352	69		-130	11		
Junho	7;8	-199	14	-14	-	-	-	-
Setembro	8;7	-158	13	-18	7;7	-121	11	-11
	7;7	-273	12		-	-	-	
Total		-431	25		-121	11		

Quadro E.2: Balanço acumulado mensal (2ª e 6ª colunas) e balanço médio horário (4ª e 8ª colunas) da densidade do fluxo de radiação de grande comprimento com céu limpo correspondente aos períodos diurno e noturno.

Data	N	$(\sum F_{LW}^{net})_{diurno}$ (Whm ⁻²)	Δt (h)	$\langle \sum F_{LW}^{net} \rangle_{diurno}$ (Wm ⁻²)	N	$(\sum F_{LW}^{net})_{nocturno}$ (Whm ⁻²)	Δt (h)	$\langle \sum F_{LW}^{net} \rangle_{nocturno}$ (Wm ⁻²)
Janeiro	0;1	-587	9	-58	1;0	-714	15	-48
	0;1	-454	9		-	-	-	
Total		-1041	18					
Fevereiro	-	-	-	-58	0;1	-239	14	-35
	0;0	-580	11		0;0	-250	13	
	0;0	-575	11		-	-	-	
	0;1	-595	11		1;0	-695	14	
	0;0	-720	11		1;0	-330	13	
	0;0	-566	11		0;0	-502	13	
	0;0	-752	11		1;0	-823	13	
	0;0	-712	11		0;0	-429	13	
	Total		-4502		77		-3267	
Abril	0;0	-875	13	-68	0;1	-644	11	-56
	1;0	-881	13		0;0	-555	11	
	1;0	-902	13		1;0	-507	11	
	0;1	-825	13		0;0	-666	11	
	0;0	-915	13		0;0	-568	11	
	0;0	-838	13		-	-	-	
	0;1	-876	13		1;0	-665	11	
	1;1	-928	13		1;0	-706	11	
	0;1	-970	13		-	-	-	
Total		-8010	117		-4310	77		
Maio	-	-	-	-66	1;1	-540	9	-47

	1;1	-1026	15		1;0	-376	9	
	0;0	-1088	15		0;0	-404	9	
	0;0	-773	15		0;0	-448	9	
	0;1	-1079	15		1;0	-344	9	
Total		-3965	60			-2111	45	
Junho	0;0	-1171	15	-83	0;0	-398	9	-50
	0;0	-1199	15		1;0	-276	9	
	0;0	-942	15		0;0	-506	9	
	1;1	-1412	15		1;0	-575	9	
	1;1	-1197	15		0;0	-559	9	
	0;1	-1159	15		0;1	-388	9	
	0;0	-1018	15		0;0	-388	9	
	0;0	-936	15		-	-	-	
	1;1	-1271	15		1;1	-569	9	
	0;0	-1171	15		0;0	-414	9	
	0;1	-1131	15		1;0	-386	9	
	0;0	-1387	15		0;0	-398	9	
	0;0	-1283	15		0;0	-353	9	
	0;0	-1401	15		0;0	-559	9	
	0;0	-1575	15		0;0	-549	9	
	0;0	-1306	15		-	-	-	
	0;0	-1360	15		0;1	-524	9	
	01	-1415	15		1;1	-487	9	
0;1	-1384	15	1;0	-383	9			
Total		-23716	285		-7713	153		
Julho	0;0	-1427	15	-92	0;0	-356	9	-50
	0;0	-1058	15		0;0	-399	9	
	0;0	-1557	15		-	-	-	
	0;0	-1033	15		0;0	-443	9	
	0;0	-1383	15		0;0	-492	9	
	0;0	-1461	15		0;0	-578	9	
	0;0	-1428	15		-	-	-	
	1;1	-1420	15		1;1	-489	9	
	1;1	-1461	15		1;1	-509	9	
	0;0	-1563	15		0;0	-536	9	
	0;0	-1510	15		-	-	-	
	1;1	-1455	15		1;0	-612	10	
	0;1	-1446	14		1;1	-400	9	
	1;1	-1207	15		0;0	-314	10	
	0;0	-1297	14		0;1	-492	10	
	1;1	-1197	14		1;1	-374	9	
Total		-21902	237		-5996	120		
Agosto	0;0	-1191	14	-80	1;0	-532	10	-47
	0;0	-1283	14		0;0	-586	10	
	0;0	-1326	14		0;0	-542	10	
	0;0	-1266	14		1;0	-563	10	

	0;0	-1298	14		0;0	-593	10	
	0;0	-1105	14		0;0	-476	10	
	0;0	-1085	14		0;0	-506	10	
	0;0	-1071	13		0;0	-489	11	
	0;0	-930	13		0;0	-374	11	
	0;0	-953	13		0;0	-408	11	
	0;0	-933	13		-	-	-	
	-	-	-		1;0	-311	11	
	0;0	-835	13		0;0	-552	11	
	0;0	-946	13		0;0	-483	11	
	0;0	-865	13		-	-	-	
Total		-15086	189			-6414	136	
	0;0	-1087	13		0;0	-486	11	
	0;0	-993	13		-	-	-	
	-	-	-		1;1	-423	11	
	1;1	-840	13		0;0	-344	11	
	0;0	-830	13		-	-	-	
	0;0	-1002	13		0;1	-527	11	
	1;1	-1055	13	-75	0;0	-375	11	-38
	0;0	-987	13		0;1	-348	11	
	0;0	-1037	13		0;0	-494	11	
	0;0	-950	13		0;0	-362	11	
	0;0	-945	13		-	-	-	
Total		-9724	130			-3360	88	

Quadro E.3: Balanço acumulado mensal (3ª coluna) e balanço médio horário (5ª coluna) da densidade do fluxo de radiação de pequeno comprimento com céu encoberto correspondente ao período diurno.

Data	N	$(\sum F_{SW}^{net})_{diurno} (Whm^{-2})$	Δt	$\langle \sum F_{SW}^{net} \rangle_{diurno} (Wm^{-2})$
Outubro	7;8	1365	10	136
Novembro	7;8	1557	9	147
	7;7	1225	8	
	7;7	1423	8	
	7;7	1943	9	
	7;7	893	9	
	8;7	844	8	
	8;7	723	9	
	7;7	1222	9	
	7;7	1469	8	
Total		11298	77	
Dezembro	8;8	608	6	91
	7;8	668	8	
Total		1276	14	
Janeiro	8;7	1121	8	93

	8;7	712	8	
	8;8	760	8	
	7;7	561	8	
	8;7	678	9	
Total		3832	41	
Fevereiro	7;8	633	7	94
	7;8	870	8	
	7;7	660	8	
Total		2162	23	
Março	8;8	942	9	124
	8;7	934	9	
	7;8	1480	10	
	8;7	1606	10	
	7;7	985	10	
Total		5948	48	
Abril	8;7	2581	12	182
	7;7	1967	13	
Total		4547	25	
Mai	7;7	2315	13	167
	7;7	2311	13	
	8;7	1856	13	
	7;7	2749	13	
	8;8	1293	11	
Total		10525	63	
9 Jun.	7;8	1417	12	118
Setembro	8;7	679	11	129
	7;7	2033	10	
Total		2712	21	

Quadro E.4: Balanço acumulado mensal (3ª coluna) e balanço médio horário (5ª coluna) da densidade do fluxo de radiação de pequeno comprimento com céu limpo correspondente ao período diurno.

Data	N	$\sum F_{SW}^{net}$ diurno (Whm^{-2})	Δt	$\sum F_{SW}^{net}$ médio diurno (Wm^{-2})
Janeiro	0;1	2602	9	286
	0;1	2555	9	
Total		5156	18	
Fevereiro	0;0	2957	9	318
	0;0	2976	9	
	0;0	2975	9	
	0;1	3050	9	
	0;0	3035	10	
	0;0	3035	10	

	0;0	3162	10	
	0;0	2990	10	
Total		24180	76	
Abril	0;0	5310	12	452
	1;0	5356	12	
	1;0	5364	12	
	0;1	5386	12	
	0;0	5405	12	
	0;0	5352	12	
	0;1	5421	12	
	1;1	5561	12	
	0;1	5614	12	
Total		48768	108	
Maio	1;1	6127	13	475
	0;0	6234	13	
	0;0	6237	13	
	0;1	6094	13	
Total		24692	52	
Junho	0;0	6267	14	476
	0;0	6337	14	
	0;0	6163	14	
	1;1	6444	14	
	1;1	6443	14	
	0;1	6466	14	
	0;0	6500	14	
	0;0	6512	14	
	1;1	6620	14	
	0;0	6499	14	
	0;1	6227	13	
	0;0	6377	13	
	0;0	6402	13	
	0;0	6469	13	
	0;0	6635	13	
	0;0	6529	13	
	0;0	6688	13	
	0;1	6457	13	
	0;1	6243	13	
Total		122277	257	
Julho	0;0	6247	13	485
	0;0	6014	13	
	0;0	6630	13	
	0;0	6335	13	
	0;0	6386	13	
	0;0	6473	13	
	0;0	6547	13	
		1;1	6519	

	1;1	6591	13	
	0;0	6441	13	
	0;1	6142	13	
	1;1	6064	13	
	1;1	6304	13	
	0;1	5913	13	
	0;0	6089	13	
	1;1	6274	13	
Total		100968	208	
Agosto	0;0	6047	13	474
	0;0	6047	12	
	0;0	6028	12	
	0;0	5970	12	
	0;0	6022	12	
	0;0	5879	12	
	0;0	5857	12	
	0;0	5736	12	
	0;0	5583	12	
	0;0	5635	13	
	0;0	5679	13	
	0;0	5656	12	
	0;0	5658	12	
	0;0	5674	13	
Total		81470	172	
Setembro	0;0	5255	12	418
	0;0	4875	12	
	1;1	4837	12	
	0;0	4322	11	
	0;0	4898	11	
	1;1	4778	11	
	0;0	4830	11	
	0;0	4607	11	
	0;0	4292	11	
	0;0	4595	11	
Total		47289	113	

Anexo F – Cálculo do forçamento radiativo de grande comprimento de onda devido às nuvens obtidos, à superfície.

Quadro F1: Resultados do cálculo do forçamento radiativo de grande comprimento de onda devido às nuvens obtidos, à superfície.

Data	N	Δt (h)	$\sum F_{LW}^{\downarrow \text{sup}}$ Whm^{-2}	$\sum F_{LW}^{\uparrow \text{sup}}$ Whm^{-2}	$\sum F_{LW}^{\text{net sup}} \Big _{c/ra}$ Whm^{-2}	$\left(\sum F_{LW}^{\text{net sup}} \right)_{c/ra}$ Wm^{-2}	$\sum F_{LW}^{\text{net sup}} \Big _{s/ra}$ Whm^{-2}	$\left(\sum F_{LW}^{\text{net sup}} \right)_{s/ra}$ Wm^{-2}	$(\Delta F_{LW}^{\text{sup}})$ Wm^{-2}
5-Nov	8;7	13	5119	5195	-76	-6			41
6-Nov	1	1	318	365			-47	-47	
30-Jan	0;1	25	7726	8924			-1198	-48	33
31-Jan	7	1	349	364	-15	-15			
31-Jan	1	7	2117	2545			-428	-61	36
1-Fev	7	1	339	364	-25	-25			
18-Fev	0	11	3368	4120			-752	-68	58
19-Fev	7	4	1342	1382	-40	-10			
19-Fev	7	4	1342	1382	-40	-10			59
20-Fev	1	11	3370	4131			-761	-69	
24-Fev	7	1	360	388	-28	-28			33
25-Fev	0	9	2937	3488			-551	-61	
30-Marc	0	1	315	355			-40	-40	34
30-Marc	7	1	364	370	-6	-6			
2-Abr	8	1	371	383	-12	-12			17
3-Abr	0	1	309	338			-29	-29	
17-Abr	7	1	369	377	-8	-8			4
18-Abr	0	1	350	362			-12	-12	
24-Abr	7	1	383	387	-4	-4			19
25-Abr	0;1	7	2178	2338			-160	-23	
26-Abr	0	1	291	354			-63	-63	8
26-Abr	7	7	2368	2753	-385	-55			
9-Jun	7	1	393	404	-11	-11			13
10-Jun	1	1	351	375			-24	-24	
9-Jul	7	1	432	455	-23	-23			87

10-Jul	0	6	2550	3205			-655	-109	
10-Jul	7	1	392	409	-17	-17			86
10-Jul	0	7	2954	3678			-724	-103	
13-Jul	0	10	4054	5122			-1068	-107	76
14-Jul	7	1	423	454	-31	-31			
13-Jul	0	10	4054	5122			-1068	-107	11
14-Jul	7	1	409	505	-96	-96			
1-Ago	8	1	435	464	-29	-29			39
1-Ago	1	1	427	495			-68	-68	
2-Ago	7;8	1	415	435	-20	-20			63
3-Ago	0;1	9	3003	3754			-751	-83	

Anexo G - Cálculo do forçamento radiativo de pequeno comprimento de onda devido às nuvens obtidos à superfície.

Quadro G.1: Resultados do cálculo do forçamento radiativo de pequeno comprimento de onda devido às nuvens obtidos à superfície.

Data	N	Δt (h)	$\sum F_{SW}^{sup}$ Whm^{-2}	$\sum F_{SW}^{sup}$ Whm^{-2}	$\sum (F_{SW}^{net sup})_{c/n}$ Whm^{-2}	$\langle \sum (F_{SW}^{net sup})_{c/n} \rangle$ Wm^{-2}	$\sum (F_{LW}^{net sup})_{s/n}$ Whm^{-2}	$\langle \sum (F_{SW}^{net sup})_{c/n} \rangle$ Wm^{-2}	(ΔF_{sw}^{sup}) (Wm^{-2})
16-Dez	0;1	2	913	224			689	345	-288
17-Dez	7	2	143	30	113	57			
18-Fev	0;1	9	4292	1017			3275	364	-293
19-Fev	7	1	88	17	71	71			
19-Fev	7	1	88	17	71	71			-245
20-Fev	0;1	10	4143	981			3162	316	
24-Fev	7	1	384	84	300	300			-202
25-Fev	0;1	7	4581	1070			3511	502	
1-Abr	0;1	4	3202	708			2494	624	-414
2-Abr	8;7	9	2438	552	1886	210			
21-Abr	0;1	7	4866	1115			3751	536	-369
22-Abr	8;7	1	201	34	167	167			

28-Abr	0;1	4	1655	403			1252	313	-221
29-Abr	7	1	121	29	92	92			
9-Jul	7	1	284	56	228	228			-285
10-Jul	0	6	3762	684			3078	513	
29-Jul	1	6	4856	976			3880	647	-584
30-Jul	7	1	80	17	63	63			
2-Ago	7;8	1	210	43	167	167			-288
3-Ago	0;1	11	6096	1160			4936	449	

Anexo H - Cálculo da temperatura e da altura da base das nuvens mais baixas.

Quadro H.1: Cálculo da temperatura e da altura da base das nuvens baixas.

Data	N	t (°C)	e _s (t) (mb)	RH (%)	P (hpa)	r _s (g/Kg)	R (g/Kg)	(ΔF _{LW}) (Wm ⁻²)	t _{Normad} (°C)	H (m)
5-Nov.	8;7	16	18,17	89	1015	11,13	9,91	41	13	369
6-Nov	1									
30-Jan.	0;1							33		197
31-Jan.	7	10	12,27	91	1028	7,42	6,76		8,2	
31-Jan.	1							36		192
1-Fev.	7	10	12,27	91	1027	7,43	6,76		8	
24-Fev	7	13	14,95	79	1009	9,22	7,28	33	8,3	540
25-Fev										
30-Mar.	0							34		197
30-Mar.	7	10	12,27	92	1026	7,44	6,84		8,2	
2-Abr.	8	13	14,97	92	1019	9,14	8,41	17	11,2	250
3-Abr.	0									
17-Abr.	7	15	17,04	74	1011		7,76	4	11	540
18-Abr.	0;1									
24-Abr.	7	20	23,37	55	1015	14,32	7,88	19	9,5	915
25-Abr.	0;1									
9-Jun.	7	18	20,69	76	1015	12,68	9,64	13	10,7	403
10-Jun.	1									
9-Jul.	7	23	28,09	76	1015	23,89	11,34	87	14,8	854
10-Jul.	0									

10-Jul.	7	17	19,37	85	1018	11,84	10,06	86	14,5	282
10-Jul.	0									
13-Jul.	0							76		280
14-Jul.	7	19	21,96	76	1017	13,43	10,21		13,5	
13-Julh.	0							11		1223
14-Julh.	7	24	29,03	56	1016	17,77	9,95		11,8	
1-Ago.	8	18	20,69	8	1018	12,64	11,12	39	15,5	283
1-Ago.	1									
2-Ago.	8	19	21,96	85	1019	13,40	11,39	63	15,5	411
3-Ago.	1									

Anexo I - Relação entre o forçamento radiativo de grande comprimento de onda e altura da base das nuvens calculada.

Quadro I.1: Relação entre o forçamento radiativo de grande comprimento de onda e altura da base das nuvens calculada com base nos tipos de nuvens.

$(\Delta F_{LW}^{sup}) (Wm^{-2})$	$H_{estrato\acute{c}umulos} (m)$	$H_{c\acute{u}mulos} (m)$	$H_{estratos} (m)$
41		369	
33			197
36			192
33			540
34			197
17	250		
4		540	
19		915	
13		403	
87	854		282
76			280
11	1223		
39			283
63			411

Anexo J - Relação entre o forçamento radiativo de grande comprimento de onda e temperatura da base das nuvens calculada.

Quadro J.1: Relação entre o forçamento radiativo de grande comprimento de onda e a temperatura da base das nuvens calculada com base nos tipos de nuvens.

Data	N	$(\Delta F_{LW}^{\text{sup}})$ (Wm^{-2})	Estratos $t(^{\circ}C)$	Cúmulos $t(^{\circ}C)$	Estratocúmulos $t(^{\circ}C)$
5-Nov.	8;7				
6-Nov	1	41		13	
30-Jan.	0:1				
31-Jan.	7	33	8		
31-Jan.	1				
1-Fev.	7	36	8		
24-Fev	7				
25-Fev	1	33	8		
30-Mar.	0				
30-Mar.	7	34	8		
2-Abr.	8				
3-Abr.	0	17			11
17-Abr.	7				
18-Abr.	0:1	4		11	
24-Abr.	7				
25-Abr.	0:1	19		10	
9-Jun.	7				
10-Jun.	1			13	
9-Jul.	7				
10-Jul.	0	87			15
13-Jul.	0				
14-Jul.	7	14	14		
13-Jul.	0				
14-Jul.	7	11			12
1-Ago.	8				
1-Ago.	1	39	16		
2-Ago.	8				
3-Ago.	1	63	16		
10-Jul	7	86	15		
10-Jul	0				