

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA  
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA  
DEPARTAMENTO DE CIÊNCIAS ATMOSFÉRICAS  
CURSO DE MESTRADO EM METEOROLOGIA

CORREÇÃO ATMOSFÉRICA EM IMAGENS LANDSAT DO  
ESTADO DA PARAÍBA

Lourivaldo Mota Lima

Campina Grande - Pb  
- agosto/1995 -

**UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA  
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA  
DEPARTAMENTO DE CIÊNCIAS ATMOSFÉRICAS  
CURSO DE MESTRADO EM METEOROLOGIA**

**CORREÇÃO ATMOSFÉRICA EM IMAGENS LANDSAT DO  
ESTADO DA PARAÍBA**

**Lourivaldo Mota Lima**

Dissertação de Mestrado, orientada pelo Dr. Juan Carlos Ceballos, aprovada em agosto de 1995 no curso de Mestrado em Meteorologia da UFPB.

**Área de concentração: Radiação na Atmosfera e Sensoriamento Remoto**

**Campina Grande - Pb  
- agosto/1995 -**



L732c

Lima, Lourivaldo Mota.

Correção atmosférica em imagem landsat do Estado da Paraíba / Lourivaldo Mota Lima. - Campina Grande, 1995. 80 f.

Dissertação (Mestrado em Meteorologia) - Universidade Federal da Paraíba, Centro de Ciências e Tecnologia, 1995. Referências.

"Orientação : Prof. Dr. Juan Carlos Ceballos".


1. Radioatividade da Atmosfera. 2. Correção Atmosférica. 3. Aerossóis - Composição Molecular. 4. Atmosfera. 5. Meteorologia. 6. Dissertação - Meteorologia. I. Ceballos, Juan Carlos. II. Universidade Federal da Paraíba - Campina Grande (PB). III. Título


CDU 551.510.7(813.3)(043)

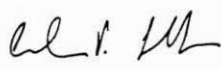
CORREÇÃO ATMOSFÉRICA EM IMAGENS LANDSAT DO ESTADO DA PARAÍBA.

LOURIVALDO MOTA LIMA

DISSERTAÇÃO APROVADA EM 17/08/95

  
JUAN CARLOS CEBALLOS  
Orientador

  
EDUARDO JORGE DE BRITO BASTOS  
Membro

  
ARTÊMIO PLANA FATTORI  
Membro

CAMPINA GRANDE  
AGOSTO - 1995

*A meus filhos*

*Maria Augusta, Mariana e João Victor.*

## **AGRADECIMENTOS**

Em primeiro lugar, agradeço ao Dr. Juan Carlos Ceballos pela orientação, compreensão, a amizade e os ensinamentos durante a realização do curso.

Gostaria de agradecer ainda a todos que de alguma forma contribuíram com este trabalho, principalmente:

Aos Drs. Artemio Plana Fattori e Eduardo Jorge de Brito Bastos pelas sugestões e esclarecimentos.

Ao geólogo José Pires Ribeiro (CDRM/PB) pelo auxílio na identificação de alvos nas fotografias aéreas.

Ao PICD-CAPES pelo apoio financeiro.

À Universidade Estadual da Paraíba que, através da Faculdade de Ciências e Tecnologia, permitiu a realização deste curso.

Finalmente, agradeço aos meus familiares pela confiança e constante incentivo.

## ABSTRACT

A model was adapted for atmospheric correction of satellite images, in order to eliminate the air and aerosols effect and to transform the radiance detected by the sensor satellite in surface reflectance. The basic structure of the model is a two-layer scheme, the upper one composed by "clear air" and the lower one by a planetary boundary layer with aerosols. The model has been applied to Landsat 5 TM images from two locations in the state of Paraíba, Brazil: on the seaside (João Pessoa) and on the countryside (São Gonçalo - sertão). Planetary reflectances were calculated for typical targets (water, vegetation, soil, etc.) in the solar spectrum, satellite bands 1-5 and 7. Data of aerosols optical depth has been used from the region. Aerosols parameters (simple albedo and asymmetry factor), were taken from the litterature. The model was evaluated by sensibility tests and comparison with other models results. The tests showed that the model has a reliable behaviour for optical depth variations and types of aerosols (rural and maritime). Atmospheric corrections can reach a significant fraction of the planetary reflectances for bands 1, 2 e 3. The method is simple and systematically can be applied to Landsat 5 TM images.

## RESUMO

Neste estudo foi adaptado um modelo de correção atmosférica que filtra o efeito da composição molecular ("ar") e de aerossóis em imagens de satélite, transformando a radiância detectada pelo sensor numa refletância à superfície. A estrutura básica do modelo consiste num esquema de duas camadas, sendo a camada superior composta apenas de ar e a inferior formada pela camada limite planetária contendo aerossóis. O modelo foi aplicado a imagens Landsat 5 TM de duas cenas no estado da Paraíba: uma do litoral (João Pessoa) e outra do sertão (São Gonçalo). Foram calculadas refletâncias planetárias sobre alvos típicos (água, vegetação, solo, etc) no espectro solar, usando as bandas 1-5 e 7. A ordem de grandeza da profundidade óptica de aerossóis foi avaliada a partir de dados pireliométricos e piranométricos da região. Outros parâmetros referentes aos aerossóis, como albedo simples e fator de assimetria, foram obtidos da literatura. O modelo é discutido através de testes de sensibilidade e comparação com resultados já publicados. Os testes evidenciaram um comportamento confiável do modelo diante das variações de profundidade óptica e os tipos de aerossóis. Da aplicação do método às imagens Landsat observou-se que as correções podem atingir uma fração considerável dos valores das respectivas refletâncias planetárias nos canais 1, 2 e 3. O método é simples e pode ser aplicado sistematicamente a imagens Landsat 5 TM.



## SUMÁRIO

<b>ABSTRACT</b>	.....	v
<b>RESUMO</b>	.....	vi
<b>LISTA DE FIGURAS</b>	.....	ix
<b>LISTA DE TABELAS</b>	.....	xi
<b>LISTA DE SÍMBOLOS</b>	.....	xii
<b>1 - INTRODUÇÃO</b>	.....	1
<b>2 - INFLUÊNCIA DA ATMOSFERA NO ESPECTRO SOLAR</b>	.....	3
2.1 - Atenuação por gases atmosféricos	.....	4
2.1.1 - Espalhamento molecular	.....	4
2.1.2 - Ozônio	.....	7
2.1.3 - Bandas de absorção no infravermelho	....	9
2.2 - Turbidez atmosférica	.....	9
2.2.1 - Espessura óptica associada aos aerossóis	..	10
2.2.2 - Albedo simples e função de fase	.....	12
2.2.3 - Algumas consequências p/ o albedo terrestre	..	16
2.3 - Determinações de turbidez	.....	18
2.3.1 - Aspectos experimentais	.....	20
<b>3 - IMAGENS LANDSAT</b>	.....	23
3.1 - Os sensores TM	.....	24
3.2 - Calibração dos sensores TM	.....	26
3.3 - Efeitos da geometria de aquisição de dados	....	27

<b>4 - FILTRAGEM DE EFEITOS ATMOSFÉRICOS</b> .....	29
4.1 - Um modelo de correção de primeira ordem .....	34
4.2 - Proposta de um modelo de duas camadas .....	41
4.2.1 - O método de dois fluxos.....	42
4.2.2 - Dedução da refletância superficial.....	46
<b>5 - MATERIAL E MÉTODOS</b> .....	47
5.1 - Processamento dos dados piranométricos .....	49
5.2 - Processamento das imagens LANDSAT 5 TM .....	50
5.2.1 - Expressões para refletância planetária.....	51
5.3 - Correção atmosférica .....	52
<b>6 - DISCUSSÃO DE RESULTADOS</b> .....	54
6.1 - Turbidez atmosférica regional .....	54
6.2 - Testes de sensibilidade do modelo.....	56
6.3 - Aplicação do modelo .....	67
6.3.1 - Refletância de solos.....	67
6.3.2 - Refletância de superfície vegetada.....	69
6.3.3 - Área urbanizada.....	69
6.3.4 - Superfície d'água.....	71
<b>7 - CONCLUSÕES</b> .....	73
<b>8 - REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b> .....	76

## LISTA DE FIGURAS

2.1 - Funções de fase Henyey-Greenstein e uma função de fase TTHG.....	15
2.2 - Funções de fase para aerossóis marítimo de continental (TTHG) e função de fase molecular..	17
4.1 - Esquema de primeira ordem de produção das radiâncias detectadas por um satélite.....	31
4.2 - Exemplo de contribuições de dispersões de segunda ordem .....	31
5.1 - Localização geográfica das imagens analisadas e dos locais de medições piranométricas.....	48
6.1 - Refletâncias planetárias ( $R_p$ ) em função das refletâncias superficiais ( $R_s$ ) para aerossol marítimo com espessuras ópticas de 0, 0,10 e 0,30 ( $\lambda=485$ nm). a) $Z_o=45^\circ$ e b) $Z_o=33,5^\circ$ .....	59
6.2 - Refletâncias planetárias ( $R_p$ ) em função das refletâncias superficiais ( $R_s$ ) para aerossóis rural com espessuras ópticas de 0, 0,10 e 0,30 ( $\lambda=485$ nm). a) $Z_o=45^\circ$ e b) $Z_o=33,5^\circ$ .....	60
6.3 - Refletâncias planetárias ( $R_p$ ) em função das refletâncias superficiais ( $R_s$ ) para aerossóis marítimo com espessuras ópticas de 0, 0,10 e 0,30 ( $\lambda=1650$ nm). a) $Z_o=45^\circ$ e b) $Z_o=33,5^\circ$ ....	61

- 6.4 - Refletâncias planetárias ( $R_p$ ) em função das refletâncias superficiais ( $R_s$ ) para aerossóis rural com espessuras ópticas de 0, 0,10 e 0,30 ( $\lambda=1650$  nm). a)  $Z_0=45^\circ$  e b)  $Z_0=33,5^\circ$  ..... 62
- 6.5 - Refletâncias planetárias ( $R_p$ ) em função de espessuras ópticas de aerossóis para  $R_s=0,1$ ;  $R_s=0,4$  e  $R_s=0,6$ . (a)  $n=1,54-0,0i$ ;  $g=0,6568$  e (b)  $n=1,54-0,01i$ ;  $g=0,69$  e  $\omega=0,90$ . Modelo proposto e resultados de Herman & Browning (1975) ..... 65
- 6.6 - Relação entre refletâncias ( $R_p$ ) e refletâncias superficiais ( $R_s$ ) para dois valores de espessuras óptica de aerossol. Modelo proposto e resultados de Herman & Browning (1975) ..... 66
- 6.7 - Refletâncias espectrais de solo nu obtidas do modelo e curvas espectrais de solos de Bowker et alii ..... 68
- 6.8 - Refletâncias espectrais de areia de praia obtidas do modelo e curvas espectrais de areia de praia de Bowker et alii ..... 68
- 6.9 - Refletâncias espectrais de áreas com vegetação obtidas do modelo e curvas espectrais de grama de Bowker et alii ..... 70
- 6.10 - Refletâncias espectrais de zona urbana obtidas do modelo e curvas espectrais de componentes de cidades de Bowker et alii ..... 70
- 6.11 - Refletâncias espectrais de águas de açude obtidas do modelo e curvas espectrais de águas de Bowker et alii ..... 72
- 6.12 - Refletâncias espectrais de águas do mar obtidas do modelo e curva espectral de refletância bidirecional de oceano profundo de Tanré et alii ..... 72

**LISTA DE TABELAS**

2.1 - Espessuras ópticas Rayleigh .....	6
2.2 - Parametrizações para seção eficaz das bandas de absorção do ozônio.....	8
2.3 - Albedo simples de dispersão do aerossol.....	13
3.1 - Coeficientes de calibração para bandas espectrais do Landsat 5 TM.....	27
5.1 - Medidas analisadas correspondentes às séries de dados piranométricos.....	50
5.2 - Expressões para refletâncias planetárias médias como função do nível de cinza para as imagens analisadas.....	51
6.1 - Valores médios de profundidade óptica para aerossóis regionais em bandas TM, baseados em dados piranométricos.....	55

## LISTA DE SÍMBOLOS

### Latinos

- a - Constante de calibração ( $Wm^{-2}sr^{-1}\mu m^{-1}count^{-1}$ ).
- b - Constante de calibração ( $Wm^{-2}sr^{-1}\mu m^{-1}$ ), fração de retroespalhamento.
- f - Peso da delta de Dirac em aproximação-delta da função de fase do aerossol.
- g - Fator de assimetria da função de fase.
- GL - Transmitância da atmosfera.
- L - Radiância ( $Wm^{-2}sr^{-1}\mu m^{-1}$ ).
- m - Massa de ar relativa.
- $P(\mu^*)$  - Função de fase normalizada para dispersão.
- $P(z)$  - Pressão atmosférica no nível z (mb).
- $P_o$  - Pressão atmosférica no nível do mar (mb).
- $P_k$  - Polinômio de Legendre de grau k.
- R - Refletância.
- $S_o$  - Constante solar
- T - Transmitância.
- Z - Ângulo zenital do satélite.
- $Z^*$  - Ângulo de dispersão.
- $Z_o$  - Ângulo zenital solar.

**Gregos**

- $\omega$  - Albedo simples de espalhamento.
- $\alpha$  - Coeficiente de Ångström.
- $\beta$  - Coeficiente de extinção.
- $\lambda$  - Comprimento de onda da radiação ( $\mu m$  ou  $nm$ ).
- $\mu$  - Cosseno do ângulo zenital do satélite.
- $\mu^*$  - Cosseno do ângulo de dispersão.
- $\mu_0$  - Cosseno do ângulo zenital do Sol.
- $\Omega$  - Direção no espaço (vetor unitário).
- $\Omega'$  - Direção do raio incidente associada a uma função de fase.
- $d\Omega$  - Elemento de ângulo sólido em torno de  $\Omega$ .
- $\tau$  - Espessura óptica ou profundidade óptica.
- $\gamma$  - Fator de depolarização.
- $\Phi$  - Irradiância, Fluxo de radiação solar ( $W\mu m^{-1}$ ).
- $\sigma$  - Seção eficaz ( $cm^{-2}$ ), coeficiente de polinômios de Legendre.

## 1 - INTRODUÇÃO

A interpretação de imagens obtidas a partir de sensoriamento remoto do sistema solo-atmosfera permite a estimativa de parâmetros deste sistema úteis a diversas atividades humanas. As propriedades refletivas de superfícies naturais e cultivadas são importantes em escala micrometeorológica, influenciando no saldo de radiação na superfície e nos processos evaporativos. No espectro solar, a identificação, monitoramento de área foliar e estresse hídrico de culturas podem realizar-se através do estudo de sua refletância (Rao, 1990), sendo os satélites LANDSAT e NOAA particularmente úteis neste aspecto.

A refletância planetária ( $R_p$ ) estimada a partir dos dados fornecidos pelos sensores de satélite difere da refletância medida à superfície ( $R_s$ ), devido à presença da atmosfera. Uma fonte importante da perda de nitidez na imagem e de deformações espectrais do brilho superficial é a dispersão da radiação na atmosfera (Ceballos e Bastos, 1988). Como consequência, é de especial interesse remover os efeitos atmosféricos, a partir de suas estimativas, de forma a corrigir imagens de satélite referindo-as à "verdade terrestre".



Para investigar a degradação na qualidade da imagem devida à influência da atmosfera, os dados de satélite LANDSAT 5 TM (Thematic Mapper) são atrativos, por provirem de um sistema avançado de varredura multiespectral dentro do espectro solar (6 canais), permitindo uma melhor identificação do comportamento espectral e espacial da radiação refletida.

O presente trabalho tem como objetivo geral contribuir à pesquisa de métodos de monitoramento da refletância superficial a partir de imagens de satélite.

Os objetivos específicos são:

1. Implementar os elementos de um método simplificado, destinado a filtrar efeitos atmosféricos associados aos espalhamentos molecular e por aerossóis.

2. Aplicar o método a imagens LANDSAT 5 TM da Paraíba (região litorânea e do interior), a fim de avaliar a influência de fatores atmosféricos na definição espectral das imagens regionais, assim como limitações específicas do método estabelecido.

## 2 - INFLUÊNCIA DA ATMOSFERA NO ESPECTRO SOLAR

No que segue, será feita referência apenas à influência no espectro solar.

Os sinais recebidos por um sensor de um satélite consistem de radiação refletida e/ou emitida pelo sistema terra-atmosfera e suas propriedades são descritas com base na teoria de propagação de ondas eletromagnéticas. Esses sinais dependem da interação da radiação com a atmosfera e a superfície terrestre. As interações envolvem processos de absorção, reflexão, espalhamento e emissão. Excluindo o canal 6, a radiação emergente nas bandas Landsat 5 TM não provém, apreciavelmente, de emissão pela superfície ou atmosfera. No que segue, este fenômeno não será considerado.

Supondo o caso em que não exista atmosfera, uma parcela dos fótons emitidos pelo Sol que incidem no planeta é absorvida, e o restante é refletido de volta para o espaço. Nesse caso, a radiância medida pelo sensor depende diretamente das propriedades do solo e é este sinal que caracteriza a refletância real do solo. Porém, a presença da atmosfera mascara o sinal. Acontece que apenas uma parte dos fótons refletidos pelo alvo atinge o sensor, fazendo com que o alvo pareça refletir menos ou mais (dependendo do alvo e do comprimento de onda em que está sendo observado), devido a absorção e espalhamento de fótons pela atmosfera.

Aerossóis e gases atmosféricos absorvem fótons, enquanto que fótons são espalhados em todas as direções devido às interações com as moléculas e aerossóis. Sendo assim, para observações de imagens de satélite os efeitos atmosféricos podem ser descritos como: a) efeitos de espalhamento; e b) efeitos de absorção.

Na atmosfera, as partículas responsáveis pelo espalhamento têm tamanhos que variam de moléculas de gás até gotas grandes de chuva. No espalhamento isotrópico, o padrão de espalhamento é idêntico em todas as direções. No caso de moléculas e partículas muito menores do que o comprimento de onda da radiação incidente, a tendência é de espalhar luz igualmente nas direções vanguarda ("forward") e retaguarda ("backward"). A medida que as partículas aumentam de tamanho, a energia espalhada concentra-se mais na região de vanguarda, aumentando também a complexidade do padrão de espalhamento.

## **2.1 - Atenuação por gases atmosféricos**

No espectro solar a absorção por gases atmosféricos deve-se principalmente ao ozônio ( $O_3$ ), ao vapor d'água ( $H_2O$ ) e ao dióxido de carbono ( $CO_2$ ). Já os gases majoritários em número de moléculas por volume na atmosfera ( $N_2$  e  $O_2$ ) quase não absorvem nas regiões do visível e do infravermelho solar; entretanto, são os principais responsáveis da dispersão de origem molecular.

### **2.1.1 - Espalhamento molecular**

O espalhamento da radiação solar pelas moléculas que constituem o ar atmosférico é explicado pela teoria Rayleigh, a qual é aplicada a partículas espalhantes esféricas com raio  $r$  pequeno se comparado ao comprimento de

onda  $\lambda$  da radiação, ou seja, se a relação  $r < 0,03\lambda$  for obedecida (McCartney, 1976, p.191).

O espalhamento Rayleigh se dá devido às moléculas serem polarizadas pelo campo elétrico que chega e, como essas moléculas e átomos se movimentam aleatoriamente no espaço, os fótons emitidos pelo dipolo induzido não interferem. Este regime de espalhamento é fundamentado na suposição de que o índice de refração da partícula é espacialmente isotrópico. Dado que as distribuições de espalhamento para frente e para trás são idênticas, o fator de assimetria para o espalhamento Rayleigh é zero.

Nas regiões do espectro visível e infravermelho solar o espalhamento Rayleigh diminui com o aumento do comprimento de onda sendo a sua seção eficaz  $\sigma(R)$  aproximadamente proporcional à quarta potência da frequência da radiação que chega.

Valores de espessura óptica vertical da atmosfera "limpa e seca", denominada atmosfera Rayleigh, foram tabelados por Elterman (1970), para alguns comprimentos de onda, desde o topo até altitudes específicas.

A espessura óptica devida ao espalhamento Rayleigh é proporcional ao número de moléculas numa coluna vertical e portanto à pressão a superfície, e é dado por: (Hansen e Travis, 1974, *apud* Halthore & Markham, 1992)

$$\tau_R = (p/p_0) \cdot (0,008569\lambda^{-4}) \cdot (1 - 0,0113\lambda^{-2} - 0,00013\lambda^{-4}), \quad (2.1)$$

onde  $p_0$  é a pressão a superfície ao nível médio do mar,  $p$  é a pressão ao nível da estação, e  $\lambda$  é dado em  $\mu\text{m}$ .

Robinson (1966) propôs a seguinte expressão para a espessura óptica da atmosfera Rayleigh

$$\tau_r(\lambda) = (p/p_0) 0,00888\lambda^{-4,05}, \quad (2.2)$$

com  $\lambda$  dado em  $\mu\text{m}$ .

Altitude (Km)	Comprimento de onda ( $\mu\text{m}$ )					Pressão Relativa
	0,500	0,550	0,650	0,800	1,670	(P/Po)
0	0,145	0,098	0,050	0,021	0,001	1,000
1	0,129	0,087	0,044	0,019	0,001	0,888
2	0,114	0,077	0,039	0,017	0,001	0,785
3	0,100	0,068	0,034	0,015	0,001	0,693
4	0,088	0,060	0,030	0,013	0,001	0,609
5	0,077	0,052	0,027	0,011	0,001	0,534
10	0,038	0,026	0,013	0,006	0,000	0,262
15	0,017	0,012	0,006	0,003	0,000	0,120
20	0,008	0,005	0,003	0,001	0,000	0,055
50	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000

Tabela 2.1 - Espessuras ópticas Rayleigh. FONTE: Elterman (1970).

As Equações (2.1) e (2.2) são equivalentes, fornecendo resultados aproximadamente iguais. Neste trabalho será adotada a expressão (2.2).

Quanto à função de fase associada ao espalhamento molecular, considerando-se os efeitos de anisotropia molecular, esta pode ser escrita como (Chandrasekhar, 1950, p.49; McCartney, 1976, p.200):

$$P_r(\cos Z^*) = \frac{3}{4} \left[ \frac{1}{(1+2\gamma)} \right] \cdot [(1+3\gamma) + (1-\gamma)\cos^2 Z^*] \quad (2.3)$$

sendo  $Z^*$  o ângulo de dispersão e  $\gamma$  um fator de depolarização.

Na hipótese de isotropia molecular na expressão (2.3), tem-se (Paltridge & Platt, 1976; Liou, 1980):

$$P_r(\cos Z^*) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 Z^*), \quad (2.4)$$

assim a função de fase é independente do comprimento de onda.

No código LOWTRAN (Kneizys *et alii*, 1983) é utilizada a seguinte expressão para a função de fase Rayleigh:

$$P_r(\cos Z^*) = 0,7603 + 0,7190 \cos^2 Z^*, \quad (2.5)$$

a qual é a Equação (2.3) quando aplicado o fator de depolarização  $\gamma = 0,0279$  proposto por Young (Bastos, 1994).

Já no código 5S (Tanré *et alii*, 1986) a função de fase Rayleigh é calculada pela expressão (2.3) que torna-se

$$P_r(\cos Z^*) = 0,7601 + 0,7196 \cos^2 Z^* \quad (2.6)$$

com  $\gamma = 0,0139$ , que é praticamente igual a Equação (2.5). Neste trabalho adota-se a expressão (2.4).

### 2.1.2 - Ozônio

A molécula de ozônio consiste de três átomos de oxigênio combinados em uma única molécula. Sua formação acompanha a fotodissociação do oxigênio molecular pela radiação ultravioleta proveniente do Sol.

As principais bandas de absorção do ozônio são: a banda de Hartley, centrada em  $0,255 \mu\text{m}$ ; a banda de Huggins, entre  $0,313$  e  $0,340 \mu\text{m}$ ; e a banda de Chappuis, entre  $0,45$  e  $0,76 \mu\text{m}$  (Goody, 1964).

Com base em resultados reproduzidos por Goody (1964), Ceballos (1986) apresenta estimativas das bandas de absorção do ozônio no visível e infravermelho solar, para

as quais podem ser aplicadas as parametrizações da Tabela 2.2.

$\Delta\lambda$	A	B	$\lambda_1$
1:(0,280-0,315)	380	127	0,280
2:(0,315-0,350)	5,3	131	0,315
3:(0,450-0,565)	0,033	22	0,450
4:(0,565-0,605)	0,46	0	-
5:(0,605-0,790)	0,51	17	0,605

$$\sigma = A \exp[-b(\lambda - \lambda_1)] \quad \sigma \text{ em } 10^{-20} \text{ cm}^2.$$

Tabela 2.2 - Parametrizações para seção eficaz das bandas de absorção do ozônio. FONTE: Ceballos(1986, p.77)

Medições realizadas no Brasil (Kirchhoff, 1983) indicam diferenças entre o perfil de Elterman (1970) e outros medidos no Hemisfério Norte e estimados para o hemisfério sul. Observa-se que o ozônio troposférico no Brasil apresenta concentrações maiores do que as do Hemisfério Norte.

Os efeitos do ozônio troposférico, na transferência da radiação, não são tão importantes quando comparados aos do estratosférico. Por predominar o efeito de dispersão, este é enfraquecido em relação aos demais constituintes (Bastos, 1994). Daí é válido utilizar parametrizações já existentes na literatura, como a de Elterman(1970).

No caso de um satélite que detecta radiância emergente do sistema terra-atmosfera na direção  $\mu$ , a transmitância associada ao ozônio ( $T_{O_3}$ ) para intervalos espectrais estreitos é dada por:

$$T(O_3) = \exp[-\tau_{O_3}(\mu_0^{-1} + \mu^{-1})], \quad (2.7)$$

sendo  $\mu_0 = \cos(Z_0)$  e  $\mu = \cos(Z)$ .

### 2.1.3 - Bandas de absorção no infravermelho ( $H_2O$ ; $CO_2$ )

O vapor d'água ( $H_2O$ ) e o dióxido de carbono ( $CO_2$ ) são os principais absorventes atmosféricos no infravermelho do espectro solar.

As bandas de  $H_2O$  (vibracionais-rotacionais e eletro-vibracionais) são centradas em 0,72; 0,81; 0,94; 1,1; 1,38; 1,87; 2,7 e 3,2  $\mu m$ . O  $CO_2$  exibe uma série de bandas de absorção (1,4; 1,6; 2,0 e 2,7  $\mu m$ ) porém muito fracas. A mais importante delas é a centrada em 2,7  $\mu m$  que é sobreposta pela banda de  $H_2O$  que é mais intensa. Estas bandas de absorção contribuem para o aquecimento da atmosfera.

É importante observar que as bandas Landsat 5 TM (no espectro solar) encontram-se praticamente fora das regiões espectrais de grande absorção por  $H_2O$  e  $CO_2$ . Neste trabalho os efeitos de absorção por  $H_2O$  e  $CO_2$  não foram considerados.

## 2.2 - Turbidez atmosférica

No visível, a turbidez atmosférica é o desvio da distribuição da radiação correspondente à atmosfera sem aerossóis e é definida como a profundidade óptica devido a aos aerossóis numa coluna vertical da atmosfera.

Os aerossóis atmosféricos são componentes radiativamente ativos na atmosfera, podendo ter origem natural (poeira, condensação e oxidação de gases, etc) ou antropogênica (emissão de gases industriais, etc.).



Devido à variabilidade de suas propriedades, é difícil avaliar os aerossóis climatologicamente. Para que se faça uma avaliação das características dos aerossóis, medições frequentes devem ser realizadas em locais com diferentes tipos de aerossóis e em condições meteorológicas diferentes. No entanto, as características das partículas de aerossóis obtidas a partir de medições de superfície, são representativas de suas propriedades médias sobre toda a coluna atmosférica (Kaufman et alii, 1994).

No procedimento de correção atmosférica em imagens obtidas a partir de sensoriamento remoto, três propriedades dos aerossóis são importantes: a espessura óptica ( $\tau$ ), o albedo simples ( $\omega$ ), e o parâmetro de assimetria ( $g$ ) ou a função de fase ( $P$ ). A espessura óptica é uma medida da atenuação da radiação e pode ser estimada a partir de medidas da radiação direta na superfície. O albedo simples é uma medida da contribuição do espalhamento com relação à atenuação total, ou seja, é a fração de fluxo que é espalhada numa interação. O albedo simples depende do índice de refração dos aerossóis. A função de fase de espalhamento é uma medida da distribuição angular da radiação que é espalhada. A função de fase pode ser estimada a partir de medidas da auréola solar (Weinman et alii, 1975) ou de medidas de almucantar (Kaufman et alii, 1994).

### **2.2.1 - Espessura óptica associada aos aerossóis**

A turbidez atmosférica pode ser avaliada pela profundidade óptica associada aos aerossóis.

Segundo Ångström (1961; 1964) a turbidez atmosférica pode ser expressa em termos dos coeficientes  $\alpha$  e  $\beta$  como

$$\tau(\lambda) = \beta \cdot \lambda^{-\alpha}, \quad \alpha = \nu - 2, \quad (2.10)$$

onde  $\tau(\lambda)$  é a profundidade óptica dos aerossóis no comprimento de onda  $\lambda$  (em microns),  $\beta$  é a profundidade óptica para  $\lambda=1\mu\text{m}$ , e o expoente de Ångström  $\alpha$  é relacionado com o expoente  $\nu$  da distribuição de tamanhos de partículas de Junge (Ångström propõe assumir  $\alpha=1,3$ ).

O ajuste de parâmetros de Ångström possibilita o aproveitamento de informações acerca da distribuição de tamanho de partículas. Porém, como  $\alpha$  é variável no tempo e no espaço sua definição arbitrária torna duvidoso esse aproveitamento (McCartney & Unsworth, 1978). De acordo com Tomasi *et alii* (1983), a interpretação de  $\nu$  a partir de valores experimentais de  $\alpha$  depende de informações prévias acerca das propriedades físico-químicas dos aerossóis. Medidas espectrais para diferentes locais e condições atmosféricas têm mostrado que a lei de Ångström é apenas uma entre diferentes formas de descrever espectralmente a profundidade óptica de aerossóis (Quenzel, 1970; Volz, 1970). Sendo assim, para se obter resultados consistentes de um coeficiente tipo Ångström são necessários instrumentos de alta precisão e um conjunto de medições de transmitâncias instantâneas em várias bandas espectrais (Fattori & Ceballos, 1984).

Uma medida da turbidez atmosférica é dada pela espessura óptica (vertical) do aerossol  $\tau_a(\lambda)$ , com relação a transmitância direta  $T_Q(\lambda)$  correspondente, isto é,

$$T_Q(\lambda) = \exp[-m\tau_a(\lambda)], \quad (2.11)$$

onde  $m$  é a massa óptica relativa de ar.

## 2.2.2 - Albedo simples e função de fase

Os resultados experimentais para o albedo de espalhamento simples relativo a diversos tipos de aerossóis ( $\omega_a$ ) são consistentes com os obtidos de cálculos teóricos. Valores de albedo simples associado aos aerossóis foram parametrizados por Shettle e Fenn (1979), por equações polinomiais de  $\omega_a$  como função do comprimento de onda ( $\lambda$ ). A distribuição de tamanho considerada é log-normal e os resultados, válidos no intervalo  $\lambda$ : (300-1000 nm), são representados pelas expressões:

$$\omega_a(\lambda) = 0,862 + 0,429\lambda - 0,596\lambda^2 + 0,190\lambda^3 \quad (\text{rural}) \quad (2.12a)$$

$$\omega_a(\lambda) = 0,925 + 0,269\lambda - 0,362\lambda^2 + 0,152\lambda^3 \quad (\text{marítimo}) \quad (2.12b)$$

$$\omega_a(\lambda) = 0,881 + 0,391\lambda - 0,516\lambda^2 + 0,162\lambda^3 \quad (\text{troposférico}) \quad (2.12c)$$

A título de ilustração, na Tabela 2.3 são apresentados resultados para os modelos de aerossóis: **i**) troposférico de Shettle e Fenn (1979), sendo SF(0%) e SF(70%), de acordo com a umidade relativa considerada; **ii**) continental conforme WMO (1986); e **iii**) modelo experimental do LOA (Laboratoire d'Optique Atmosphérique).

A função de fase (suposta com simetria axial em torno da direção de incidência da radiação) é usualmente representada por uma série de Legendre, isto é,

$$P(\mu^*) = \sum_{k=0}^n \sigma_k P_k(\mu^*), \quad \frac{1}{4\pi} \int P(\mu^*) d\Omega = 1, \quad (2.13)$$

onde  $\mu^*$  é o coseno do ângulo de espalhamento  $\Theta$ ,  $\sigma_k$  são coeficientes independentes de  $\omega$ , e  $P_k$  são os polinômios em  $\mu^*$  e  $\sigma_0 = 1$ . A segunda expressão em (2.13) é definida como "condição de normalização" ou "padronização". A função de

fase (2.13) apresenta um pronunciado pico em torno do ângulo de espalhamento  $0^\circ$ . A presença desse pico requer o uso de um grande número de termos na expansão de Legendre, dificultando o seu uso.

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	SF (0%)	SF (70%)	WCP	LOA
0,200	0,6850	0,7066	0,6550	
0,250			0,7750	
0,300	0,9458	0,9518	0,8840	
0,337	0,9607	0,9651	0,9020	
0,400			0,9010	0,9667
0,488			0,8980	0,9670
0,515			0,8970	0,9669
0,550	0,9590	0,9635	0,8910	0,9667
0,633			0,8880	0,9661
0,694	0,9537	0,9587	0,8790	0,9654
0,860			0,8410	0,9628
1,060	0,8971	0,9076	0,8040	
1,300			0,7740	
1,536	0,8157	0,8346	0,7500	0,9455
1,800			0,7530	
2,000	0,8306	0,8518	0,7830	
2,250	0,7619	0,7925	0,7610	0,9183
2,500	0,6893	0,7190	0,7460	
2,700	0,3119	0,3208	0,5480	
3,000	0,4772	0,2507	0,6730	
3,200			0,7640	
3,392	0,6652	0,6539	0,7510	
3,500			0,7790	
3,750	0,7250	0,7524	0,7850	0,8365
4,000			0,7750	
4,500	0,4588	0,4717	0,7350	

TABELA: 2.3 - Albedo simples de dispersão do aerossol. Fonte: Fattori, 1989.

Várias aproximações têm sido propostas para representar a função de fase de aerossóis. A mais usada é a função de fase de Henyey-Greenstein dada por:

$$P_{HG}(\mu^*) = \frac{1-g^2}{(1+g^2-2g\mu^*)^{3/2}} \quad (2.14)$$

sendo  $g$  o fator de assimetria dado por:

$$g = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \mu^* P(\mu^*) d\mu^* = \langle \cos\Theta \rangle \quad (2.15)$$

A função (2.14) inclui o valor do fator de assimetria  $g$  dos aerossóis considerado. É interessante notar que seu desenvolvimento em série é

$$P_{HG}(\mu^*) = 1 + 3gP_1(\mu^*) + 5g^2P_2(\mu^*) + \dots + (2k+1)g^kP_k(\mu^*) + \dots, \quad (2.16)$$

de forma que pelo menos em primeira ordem reproduz a função de fase verdadeira dos aerossóis (na qual  $g = \sigma_1/3$ )

As aproximações para as funções de fase proporcionam resultados que podem ser considerados suficientemente precisos para problemas que envolvam radiação saindo de camadas finas (Lenoble, 1985).

Na descrição da transferência radiativa em atmosferas com aerossóis, os denominados "métodos delta" ou "aproximações delta" são adequados. A função de fase  $P(\mu^*)$  é suposta como a contribuição de uma função delta com peso  $f$  e de uma função de fase remanescente  $P^*(\mu^*)$  com peso  $1-f$ . Os erros apresentados pelo método, quando da estimativa de refletância e absortância, são menores do que 0,01 para camada com  $\tau > 1$  e menores ou iguais a 0,05 para  $\tau > 0,1$  para fatores de assimetria elevados e aproximações de terceira ordem para a função delta (Wiscombe, 1977)

Como pode ser visto na Figura 2.1, a função de fase de Henyey-Greenstein aumenta gradativamente o espalhamento para frente para maiores valores de  $g$ . Assim o parâmetro  $g$  pode ser usado para simular uma série de funções de fase de aerossóis.

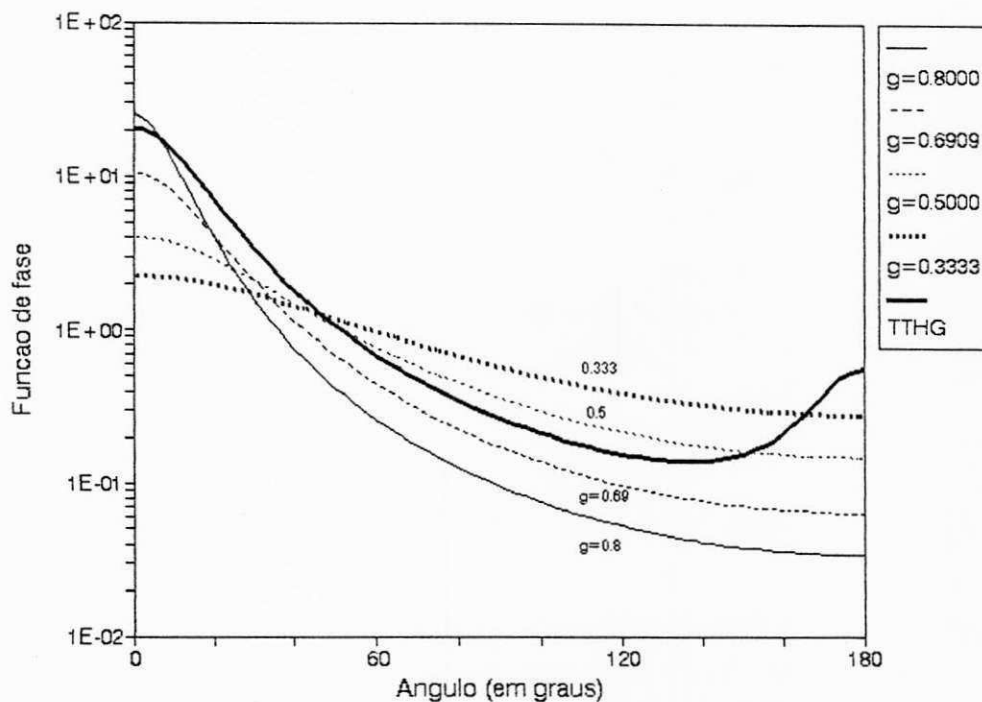


FIGURA 2.1 - Funções de fase Henyey-Greenstein e uma função de fase TTHG.

O uso da função de fase de Henyey-Greenstein com um único termo torna-se desvantajoso por não produzir a habitual "glória" que prevalece nas funções de fase calculadas pela teoria Mie. Para produzir este fenômeno, Irvine (1965, *apud* Kattawar, 1975) apresenta uma função analítica, composta pela superposição de duas funções de fase de Henyey-Greenstein (Two-term Henyey-Greenstein-TTHG), dada por:

$$P(\mu^*) = fP(\mu^*, g_1) + (1-f)P(\mu^*, g_2) \quad (2.17)$$

onde

$$P(\mu^*, g_n) = \frac{1 - g_n^2}{(1 + g_n^2 - 2g_n\mu^*)^{3/2}}$$

sendo  $n=1, 2, \dots$ ,  $f$ ,  $g_1$  e  $g_2$  são fatores de assimetria que dependem da distribuição de tamanho de aerossol e são calculados por Kattawar (1975).

A combinação linear da função de fase de Henyey-Greenstein (TTHG) tem sido utilizada em modelos de correção atmosférica em imagens Landsat, quando da estimativa dos componentes da radiância (Gilabert et alii, 1994); de Haan et alii (1991) utiliza a função de fase TTHG para comparar códigos de transferência radiativa em procedimentos de correção atmosférica; Conel (1990) também usa a TTHG em determinações de refletâncias superficiais a partir de imagens Landsat.

A Figura 2.2 mostra valores para funções de fase de aerossóis (TTHG) marítimo e continental, e molecular versus ângulo de espalhamento.

### **2.2.3 - Algumas consequências para o albedo terrestre**

Os efeitos (térmicos, dinâmicos, etc.) verificados na atmosfera dependem de diversos fatores como a distribuição vertical dos aerossóis entre outros. A radiação solar absorvida depende em parte do albedo da superfície em decorrência dos aerossóis absorverem também radiação refletida.

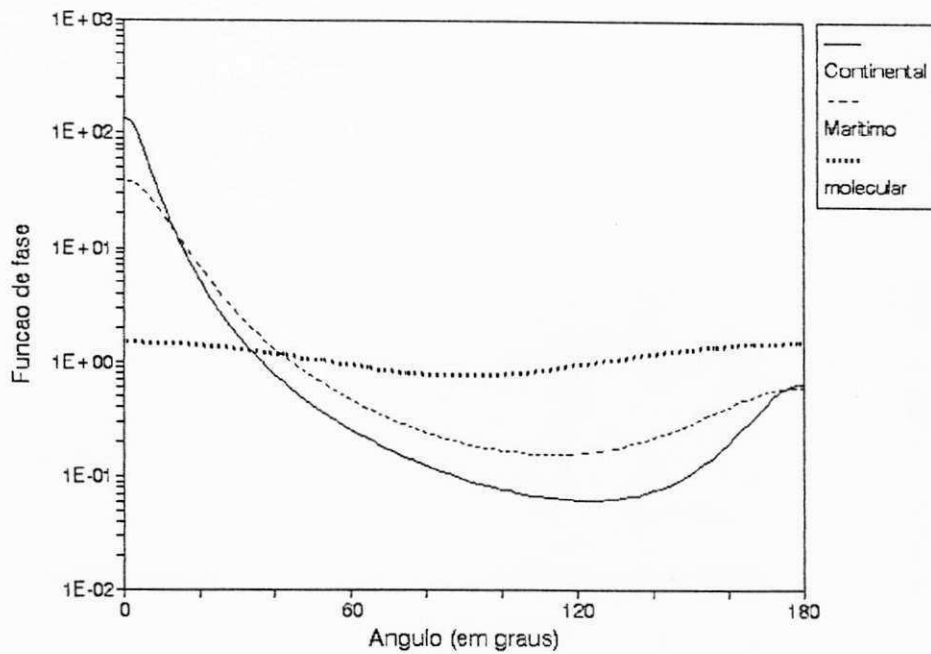


FIGURA 2.2 - Funções de fase para aerossóis marítimo e continental (TTHG) e função de fase molecular .

Com relação à distribuição vertical dos aerossóis, Hänel & Bullrich (1976) concluíram que é a baixa troposfera a responsável pela maior contribuição para a espessura óptica total dos aerossóis. Eles evidenciaram que, talvez a contribuição para a espessura total do primeiro quilômetro acima da superfície, ultrapassa os 55%, e é maior do que 90% nos 5 km inferiores da atmosfera. É importante observar que estas evidências não consideram os casos em que estejam presentes poeira vulcânica nem aerossóis desérticos.

Quanto aos efeitos dos aerossóis no albedo terrestre, um estudo realizado por Herman & Browning (1975) mostra que para pequenas refletâncias superficiais, o fluxo refletido pelo planeta pode aumentar ou diminuir com o aumento da carga de aerossóis, dependendo da parte imaginária do índice de refração dos aerossóis. Já no caso



de refletâncias elevadas ( $R_s > 0,4$ ), e parte imaginária não nula, o acréscimo na carga de aerossóis produz redução no fluxo refletido, ou seja, gera aquecimento no sistema terra-atmosfera.

A poeira vulcânica injetada na estratosfera pelas grandes erupções, causa maior efeito no clima da Terra. Segundo Molion (1993, *apud* Bastos, 1994) há redução da radiação global incidente à superfície na presença de aerossóis vulcânicos na estratosfera, e um acréscimo no albedo planetário (da atmosfera).

### 2.3 - Determinações de turbidez

A profundidade óptica de aerossóis pode ser avaliada por métodos pireliométricos e/ou piranométricos, desde que seja possível a visada direta do Sol. O pireliômetro é um instrumento que realiza medidas de irradiância solar direta à incidência normal. Sendo o seu ângulo de campo maior do que o ângulo sólido correspondente ao disco solar, dados pireliométricos incluem parte da radiação difusa da atmosfera (aureola solar).

A irradiância total incidente no pireliômetro pode ser expressa como

$$\Phi(\Lambda) = \int_{\Lambda}^{\infty} S(\lambda) \cdot T_R(\lambda) T(\lambda) \cdot t(\lambda) d\lambda + \int_{\Lambda}^{\infty} \int_{\Delta\Omega} \cos Z \cdot L(\lambda, \Omega') \cdot t(\lambda) \cdot d\lambda d\Omega', \quad (2.18)$$

onde:

$\Lambda$  - comprimento de onda de corte para um certo filtro de banda larga;

$S(\lambda)$  - irradiância solar espectral no topo da atmosfera;

$T_R(\lambda)$  - transmitância devida à atmosfera (espalhamento Rayleigh);

$T(\lambda)$  - transmitância dos gases atmosféricos além de espalhamento Mie devido a partículas polidispersivas;

$t(\lambda)$  - transmitância espectral do filtro;

$L(\lambda, \Omega')$  - distribuição espectral da radiância difusa dentro do campo de visada ( $\Delta\Omega$ ) do pireliômetro;

$\Omega'$  - orientação da radiância incidente, função do ângulo zenital  $Z'$  e do ângulo azimutal  $\varphi'$ .

Sendo a transmitância  $T(\lambda)$  dada pelo produto de transmitâncias parciais, têm-se

$$T(\lambda) = T_g(\lambda) \cdot T_N(\lambda) \cdot T_a(\lambda) \quad , \quad (2.19)$$

com

$$T_g = T_{\text{(abs. gasosa)}} = T(\text{H}_2\text{O}) \cdot T(\text{CO}_2) \cdot T(\text{O}_3)$$

$$T_N = T_{\text{(elementos de nuvens)}}$$

$$T_a = T_{\text{(aerossóis)}}$$

Para tornar mais simples a interpretação dos dados pireliométricos é usual escrever  $T_N=1$ , o que é exequível para situações de céu claro, ou seja, em que durante a tomada de dados não tenha presença de nuvens na direção do sol. A presença de cirrus constitui-se numa das maiores dificuldades práticas na interpretação dos dados pireliométricos.

Como foi visto na seção (2.2.1) uma medida da turbidez atmosférica é dada pela profundidade óptica do aerossol  $\tau_a(\lambda)$ , com relação à transmitância direta  $T_0(\lambda)$  correspondente (Eq. 2.12).

Supondo que os dados pireliométricos não incluem contribuição de radiação difusa e tomando-se medidas simultâneas com diferentes filtros de banda larga, temos que a Equação (2.18) pode ser escrita como

$$\Phi(\Lambda) = \int_{\Lambda}^{\infty} S(\lambda) \cdot T_r(\lambda) \cdot T_g(\lambda) \cdot T_a(\lambda) \cdot t_n(\lambda) d\lambda, \quad (2.20)$$

O piranômetro é um instrumento que mede energia radiante de onda curta proveniente de um ângulo sólido de  $2\pi$  sr. O fluxo direcional  $\Phi(\Delta\lambda)$  pode ser avaliado indiretamente a partir de medidas simultâneas das irradiâncias global (G) e difusa (D), através da expressão

$$\Phi(\Delta\lambda) = \frac{[G(\Delta\lambda) - D(\Delta\lambda)]}{\cos Z}, \quad (2.21)$$

Em consequência de uma fração considerável da radiação ser dispersada no pronunciado lóbulo anterior da função de fase associada aos aerossóis, o valor experimental da profundidade óptica associada a estes é um valor  $\tau^*$  aparente ou "efetivo", ou seja

$$\tau^* = (1 - \omega f) \tau, \quad (2.23)$$

sendo  $\tau$  a profundidade óptica real dos aerossóis,  $\omega$  o albedo simples,  $f$  o peso associado à função  $\delta$ .

### 2.3.1 - Aspectos experimentais

A atenuação da radiação solar através da atmosfera é dada pela lei de Lambert-Beer-Bouguer, sendo expressa por

$$\Phi(\lambda) = (r_0/r)^2 \Phi_0(\lambda) \exp\left[-\frac{\tau(\lambda)}{\mu_0}\right], \quad (2.24)$$

onde  $\Phi(\lambda)$  é o fluxo de radiação solar na superfície terrestre em  $\lambda$  e  $\Phi_0(\lambda)$  é o fluxo espectral solar no topo da atmosfera.  $\tau(\lambda)$  é a profundidade óptica total em  $\lambda$  podendo ser expresso por

$$\tau(\lambda) = \tau_R(\lambda) + \tau_a(\lambda) + \tau_g(\lambda) \quad (2.25)$$

onde  $\tau_R(\lambda)$  é a profundidade óptica para o espalhamento molecular,  $\tau_g(\lambda)$  é a profundidade óptica para a absorção por gases atmosféricos e  $\tau_a(\lambda)$  é a profundidade óptica associada aos aerossóis.

Sendo assim, a profundidade óptica dos aerossóis pode ser obtida através de medidas de fluxo solar. No visível devem ser subtraídos da espessura óptica total, apenas espalhamento molecular e absorção do ozônio. Logo, com as Equações (2.24) e (2.25), a espessura óptica dos aerossóis é dada por:

$$\tau_a(\lambda) = \mu_0 \ln\left[\frac{(r_0/r)^2 \Phi_0(\lambda)}{\Phi(\lambda)}\right] - \tau_R(\lambda) - \tau_{O_3}(\lambda). \quad (2.26)$$

Dada a imprecisão deste método, Fattori & Ceballos (1984) apresentam o "método da derivada" aplicável em  $\lambda$ : (0,45-0,71  $\mu\text{m}$ ), potencialmente capaz de avaliar profundidade óptica sem utilizar a hipótese da Equação (2.10). Este método aproveita as características do fluxo fornecido por um filtro de banda larga.

Considerando que uma medição fornece o fluxo desde um certo comprimento de onda  $\Lambda$  até 2,8  $\mu\text{m}$ ,

$$\Phi(\Lambda, \mu_0) = \int_{\Lambda}^{2.8} S_R(\Lambda, \mu_0) \exp[-\tau_a(\lambda) / \mu_0] d\lambda \quad (2.27)$$

obviamente

$$-\frac{\partial \Phi}{\partial \Lambda} \cong \beta(\mu_0) = S_R(\Lambda, \mu_0) \exp(-\tau_a / \mu_0) \quad (2.28)$$

Isto implica em avaliar (por interpolação) derivadas num gráfico onde estão representados os fluxos  $\Phi(\Lambda)$  obtidos com filtros espectrais. Vale observar que  $\beta$  e  $\mu_0$  definem  $\tau_a(\Lambda)$  em todo um intervalo  $\Delta\Lambda$ , em  $\mu_0$ , então  $\beta/S_0$  é um índice de turbidez.

### 3 - IMAGENS LANDSAT

A National Aeronautics and Space Administration - NASA lançou em 23 de julho de 1972 o primeiro de uma série de satélites, visando a aquisição de imagens com alta resolução espacial para obter dados de recursos naturais. Antes do lançamento o sistema recebeu o nome de *Earth Resources Technology Satellite-A* (ERTS-A), sendo em seguida designado por ERTS-1. Porém, a partir de janeiro de 1975 o programa passou a se chamar de LANDSAT: *Land Remote-Sensing Satellite* (Slater, 1980).

Até o momento foram lançados 5 satélites da série, encontrando-se atualmente em operação o LANDSAT 5 que leva a bordo os sensores MSS (Multispectral Scanner Subsystem) e TM (Thematic Mapper). Sua órbita foi projetada para uma altitude de cerca de 705 km, sendo circular, quase polar, hélio-síncrona e repetitiva, com um ciclo de cobertura de 16 dias (Novo, 1992). O Landsat 5 ultrapassou sua vida útil sem que tenha sido lançado outro satélite da série. Devido aos desgastes sofridos com o decorrer do tempo surgiram diversos problemas como mudança no horário de passagem, decaimento da altitude órbita, desgaste do equipamento, etc, que afetam seu desempenho radiométrico. Quando do seu lançamento o horário de passagem do Landsat 5 era em torno de 09:40 (hora solar média do local). Em junho de 1995 o horário de passagem do

satélite foi próximo de 09:20 (hora solar média do local). Análises demonstram que o horário de passagem do Landsat 5 será antecipado para cerca de 09:00 em maio de 1996 (EOSAT, 1992).

Devido a antecipação no horário de passagem do satélite os seus dados são afetados pela mudança no ângulo de elevação do Sol que por sua vez causa efeitos na refletância e na radiância. Resultados de simulações mostram que com a antecipação no horário de passagem a refletância muda cerca de 1-5% no máximo, enquanto que a radiância diminui cerca de 14%, em bandas TM (EOSAT, 1992).

Para este trabalho foram utilizadas imagens captadas pelo sensor TM. Algumas informações adicionais sobre ele são descritas a seguir. Note-se que estas informações referem-se ao caso em que o sistema esteja funcionando nas condições pós-lançamento.

### **3.1 - Os sensores TM**

Os sensores a bordo do LANDSAT-5 coletam dados numa faixa de 185 km de largura. O sensor TM é um sistema de varredura multiespectral em 7 bandas com resolução espacial que proporciona razoável discriminação dos objetos observados. Os canais 1, 2, 3, 4, 5 e 7 apresentam resolução de 30 m X 30 m (1 pixel=elemento de imagem) no ponto sub-satélite, e são sensíveis em bandas do espectro solar. Já o canal 6 tem píxeis de 120 m X 120 m, e percebe radiação térmica.

O intervalo espectral da banda 1 (0,45 a 0,52  $\mu\text{m}$  - azul) encontra-se entre o pico de transmitância para águas claras e a região de absorção da clorofila azul. Essa banda fornece uma boa discriminação de vegetação conífera sendo útil para mapeamento de águas costeiras e de tipos florestais.

A banda 2 (0,52 a 0,60  $\mu\text{m}$  - verde) circunda as regiões de absorção da clorofila, correspondendo ao verde da vegetação sadia e sendo de utilidade para discriminação de vegetação e avaliação do seu vigor.

A banda 3 (0,63 a 0,69  $\mu\text{m}$  - vermelho) é de maior utilidade na região do espectro visível para discriminações de contornos geológico e de solos além de auxiliar na diferenciação de espécies vegetais e identificação de características de culturas.

A banda 4 (0,76 a 0,90  $\mu\text{m}$  - infravermelho próximo) é útil para levantamento de biomassa e umidade na vegetação, assim como no delineamento de corpos d'água e discriminação de umidade no solo.

A banda 5 (1,55 a 1,75  $\mu\text{m}$  - infravermelho médio) é útil para analisar o teor de umidade na vegetação (detectar vegetação seca) e no solo; também é útil para diferenciar rochas, nuvens, neve e para delineamento de águas.

A banda 6 (10,4 a 12,5  $\mu\text{m}$  - infravermelho termal) é de utilidade para classificação de vegetação, mapeamento de estresse térmico em plantas e mapeamentos térmicos. Nessa região, o fluxo radiante emitido por superfícies é detectado de acordo com a emissividade e temperatura superficiais.

Finalmente, a banda 7 (2,08 a 2,35  $\mu\text{m}$  - infravermelho médio) é de utilidade para o mapeamento geológico, em particular de zonas de rochas hidrotermalmente alteradas, sendo útil também na discriminação entre vegetação sadia e estressada.



### 3.2 - Calibração dos sensores TM

O sensor TM do LANDSAT recebe em cada banda os sinais de alvos externos e de uma fonte interna de calibração alternadamente (Novo, 1992). Hipoteticamente, a resposta do respectivo sensor é linear, convertida em sinal digital e transmitida até as estações terrestres via telemetria. Os sinais digitalizados são codificados em níveis de cinza ou "count" numa escala de 0 a 255. Isso quer dizer que: caso o sistema do satélite esteja operando corretamente, um determinado count digital sempre corresponderá a uma mesma radiância. Para isso é necessário que o sistema de calibração interna esteja fornecendo uma radiância constante e que não ocorra degradação da parte do sistema que não é submetida à calibração interna.

A relação entre nível de cinza (P) e a radiância espectral (L) é descrita pela expressão:

$$L = a \cdot P + b \quad (3.1)$$

onde L é dado em  $W/m^2 \cdot sr \cdot \mu m$ , P é o nível de cinza, *a* e *b* são coeficientes de calibração, cujos valores são determinados antes do lançamento do satélite em laboratório e após o lançamento a calibração deve ser analisada através de comparações com medições à superfície (Slater et alii, 1987; Hill & Aifadopoulou, 1990).

A precisão típica da calibração absoluta dos sensores TM é de 5% (Barker et alii, 1983 apud Tanré et alii, 1987). Halthore e Markham (1992) relatam que determinações de refletância de superfície a partir de dados coletados pelo sensor TM do LANDSAT 5 (canais 1 a 4), para o período de 1984 a 1986 (Slater et alii, 1987), indicavam uma estabilidade de  $\pm 1\%$  para o instrumento e consistência de  $\pm 5\%$  para a calibração interna, e que

análises adicionais usando coeficientes de calibração (Hill e Aifadopoulou, 1990) sugerem que a calibração do sensor continuou estável pelo menos até 1988.

A Tabela 3.1 apresenta os valores para os coeficientes *a* e *b* de pré-lançamento e pós-lançamento para as bandas espectrais TM de 1 a 5 e 7. Na falta de outra informação, para este trabalho foram utilizados os coeficientes de pré-lançamento do Goddard Space Flight Center, 1984, apud Ceballos & Bastos, 1986 e Prince, 1989.

BANDA	(*) (+) Pré-lançamento		(++) Pós-lançamento			
	a*	b*	a+	b+	a++	b++
1	0,602	-1,50	0,636	-1,009	0,727	-1,331
2	1,170	-2,80	1,262	-1,919	1,385	-2,346
3	0,806	-1,20	0,97	-1,682	1,102	-1,897
4	0,815	-1,50	0,914	-1,819	0,885	-1,942
5	0,108	-0,37	0,126	-0,398	0,126	-0,398
7	0,057	-0,15	0,067	-0,203	0,067	-0,203

Tabela 3.1 - Coeficientes de calibração para bandas espectrais do Landsat 5 TM. (Fonte: \* Goddard Space Flight Center, 1984, apud Ceballos & Bastos, 1986 e Prince, 1989; + e ++ Slater *et alii*, 1986).

### 3.3 - Efeitos da geometria de aquisição de dados

O aumento do ângulo zenital solar (*Z*) diminui a irradiância solar no alvo e aumenta a porcentagem de incidência de radiação difusa sobre ele. O aumento do ângulo de visada (*V*) do satélite aumenta a componente de radiação da atmosfera na energia refletida pela superfície e aumenta a influência da anisotropia da refletância sobre

as medidas radiométricas. O ângulo azimutal do sol e do sensor altera a distribuição de energia na superfície do alvo no caso de culturas plantadas em linhas e no caso de lineamentos geológicos. A variação do ângulo azimutal relativo altera a porcentagem de energia registrada pelo sensor em cada comprimento de onda. O aumento da altitude do sensor aumenta a interferência da radiação da atmosfera na medida de refletância do alvo.

Estimativa de albedo de solo nu utilizando as bandas 1 e 2 dos NOAA-7,8 mostram que o albedo aumenta quando o ângulo zenital aumenta e que a melhor combinação de ângulos para estimar este albedo é em torno de  $50^\circ$  para o ângulo zenital solar e  $80^\circ$  para o ângulo azimutal de visada. Aplicando esta combinação na estimativa, os erros foram menores que 1% (Liu et alii, 1994). No caso de visada nadir e ângulo zenital solar em torno de  $36^\circ$  o erro encontrado na estimativa foi zero.

O sensoriamento remoto de oceanos, utilizando o espectro visível e infravermelho próximo, é contaminado pela radiação direta do sol refletida pelas ondas do mar ("sun-glitter"). Esse efeito adiciona à radiação medida pelo sensor um termo cuja magnitude depende da velocidade do vento, elevação do sol e direção de visada (Cracknell, 1993). Devido à grande variabilidade do vetor vento em zonas costeiras, a correção do efeito "sun-glitter" nessas regiões é difícil de ser avaliada. Ainda, considerando-se o ângulo zenital do Sol em imagens Landsat, este efeito não devia ser importante para água em repouso. Tassan (1994) verificou que mesmo para velocidades de vento relativamente altas esse efeito é insignificante.

#### 4 - FILTRAGEM DE EFEITOS ATMOSFÉRICOS

O sinal detectado por sensores em órbita consiste de uma integração espectral de radiâncias dentro de bandas (intervalos de frequência). Cada uma delas pode ser obtido a partir da equação de transferência radiativa, conhecendo-se a estrutura física da atmosfera. Basicamente, a solução do problema de propagação obedece relações numéricas entre um conjunto de variáveis geométricas (ângulos de visada e azimutais do sol e do satélite, orientação do alvo), atmosféricas (profundidade óptica, função de fase e albedo simples do ar, aerossóis e nuvens) e superficiais (distribuição espacial de refletância e anisotropia; biomassa em suspensão em águas oceânicas, etc.). Determinadas essas relações, o sensoriamento remoto por satélite pode ser usado em dois aspectos: 1) filtrar efeitos da atmosfera, visando avaliar propriedades da superfície; 2) conhecendo as propriedades de alguns alvos ("verdade terrestre"), estudar propriedades da atmosfera.

As relações mencionadas acima podem ser descritas a partir de esquemas simplificados, fornecendo estimativas aproximadas.

Em geral, os modelos de correção atmosférica consideram algumas aproximações tais como: superfície homogênea com refletância isotrópica (lambertiana);

fótons que realizam dispersão apenas uma vez (single scattering) numa atmosfera suposta com estratificação plano-paralela e sem nuvens. Esta última hipótese é válida, desde que a profundidade óptica da atmosfera seja pequena e os ângulos zenitais não sejam muito elevados. As figuras 4.1 e 4.2 apresentam algumas contribuições para a radiância observada por um satélite.

Algumas das aproximações que são usadas para corrigir efeitos atmosféricos em sensoriamento remoto por satélite utilizam informações do solo ou de superfícies d'água visíveis na imagem. A calibração é realizada a partir da identificação de objetos da imagem, mediante seleção de locais de prova em que as suas propriedades de refletância são medidas no local durante a passagem do satélite e utilizadas para deduzir as propriedades de refletância superficial em outros locais da imagem. Um exemplo desse tipo de aproximação é o de Mekler & Joseph (1983), baseado na solução exata da equação de transferência radiativa para a intensidade emergente. O método consiste em determinar a refletância superficial a partir de imagens Landsat, desde que refletâncias superficiais de três pontos da imagem sejam determinadas. O método dispensa que se conheça as propriedades ópticas da atmosfera.

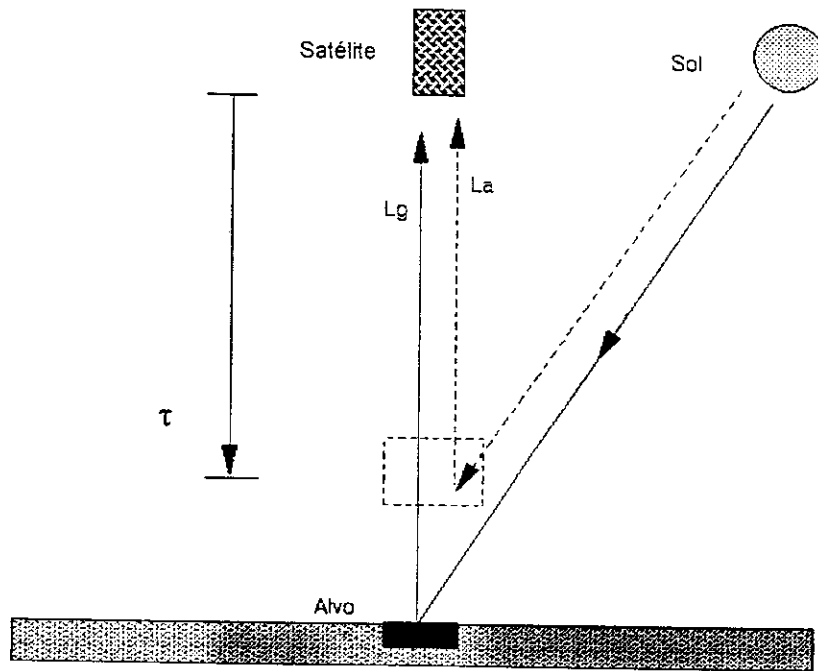


Figura 4.1 - Esquema de primeira ordem de produção das radiâncias detectadas por um satélite (Ceballos & Bastos, 1988).

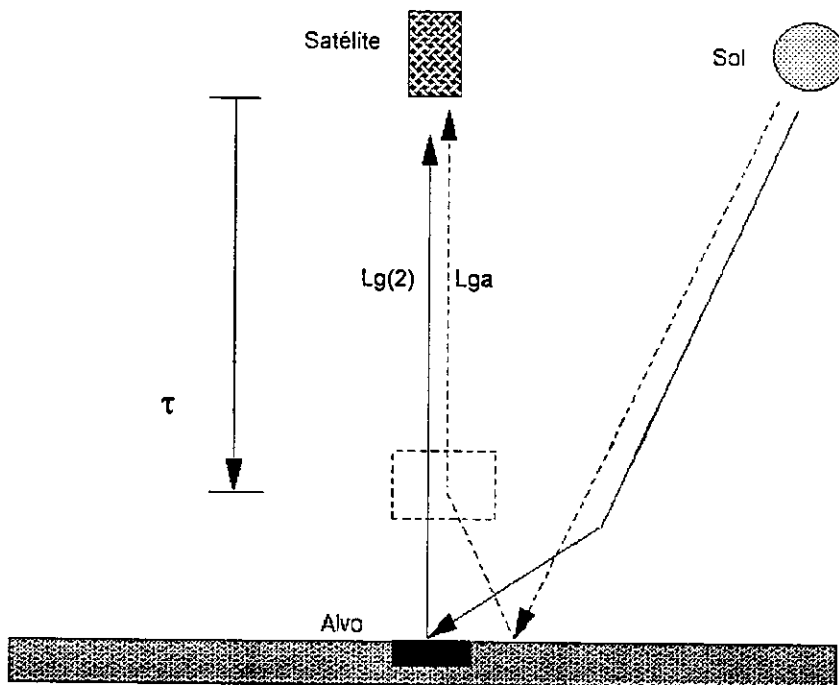


Figura 4.2 - Exemplo de contribuições de dispersões de segunda ordem (adaptado de Tarré *et alii*, 1979)

Já em algumas aproximações se faz necessário selecionar elementos escuros da imagem em que as propriedades de refletância média sejam conhecidas, tais como: rios, lagos, mata densa, etc. (Brest, 1987; Kaufman, 1988; Conel, 1990; Gilabert et alii, 1994) e utilizar essa informação para estimar a refletância registrada pelo satélite. O método descrito por Gilabert et alii (1994) utiliza um esquema idêntico ao da Figura 4.1 para avaliar refletâncias superficiais a partir de imagens Landsat 5 TM. As propriedades atmosféricas dos aerossóis são deduzidas a partir da observação de alvos cujas refletâncias são relativamente baixas (alvos escuros). A função de fase de dois termos de Henyey-Greenstein (TTHG) também é utilizada na dedução dos parâmetros dos aerossóis. A irradiância difusa é determinada de acordo com Iqbal (1983) por

$$E_d(\lambda) = \frac{1}{2} \mu_0 E_0 (1 - T_R) T_a T_{O_3} + F_c \mu_0 \omega (1 - T_a) T_R T_{O_3} \quad (4.1)$$

onde:  $T_R$ ,  $T_a$  e  $T_{O_3}$  são as transmitâncias descendentes devido à atmosfera, aos aerossóis e ao ozônio respectivamente;  $F_c$  é o fator de anisotropia do espalhamento devido ao aerossol.

Em outras aproximações a atmosfera é empregada como a principal informação e sua presença é considerada através das propriedades ópticas de seus constituintes, que podem ser estimados a partir de aproximações para transferência radiativa como o LOWTRAN 7 (Kneizys et alii, 1988), ou o 5S (Tanré et alii, 1988). Os programas LOWTRAN 7 e 5S não realizam correções atmosféricas diretamente. Com eles determina-se a radiância numa altitude arbitrária para uma dada refletância superficial. "Rodando-se" o programa para diferentes refletâncias superficiais e diferentes modelos de aerossóis, as equações de correção são deduzidas através de análises de regressão linear.

Em se tratando de correção atmosférica é interessante observar que o efeito dos aerossóis pode ser avaliado no LOWTRAN 7 com base na visibilidade meteorológica, que é medida horizontalmente à superfície. No entanto, a concentração dos aerossóis à superfície e sua carga total na coluna atmosférica apresentam baixa correlação para valores de visibilidade entre 5 e 16 km (Fraser et alii, 1984, apud Wrigley et alii, 1992). Já o 5S utiliza a profundidade óptica dos aerossóis da coluna acima da superfície. No 5S são também incluídos modelos de aerossóis além de ser possível a incorporação de subrotina que fornece os efeitos de bordas ou de adjacências. Contudo a repetição de cálculos requer um elevado tempo de execução, principalmente quando esses cálculos são repetidos para cada pixel além de uma série de pixels vizinhos. Com o intuito de melhorar a velocidade de execução do programa 5S, são empregadas aproximações que se utilizam de cálculos simplificados de transferência radiativa (Singh, 1994).

O método de Richter (1990) utiliza o código LOWTRAN 7 para fazer correções atmosféricas em imagens Landsat 5 TM. O programa LOWTRAN 7 é executado para calcular radiância detectada pelos sensores do satélite. Valores de refletâncias da superfície são determinados para diferentes modelos de atmosfera, com vários tipos de aerossóis e profundidades ópticas, ou ainda para dados atmosféricos reais como os de radiossondagem. Para cada banda espectral são obtidas equações lineares que relacionam a refletância superficial com a planetária, a fim de aplicar à imagem. Os efeitos de alvos adjacentes são corrigidos de forma aproximada, onde é considerada a média da refletância dos pixels vizinhos. Raciocínio semelhante é utilizado por Markham et alii (1992), que não fazem correção para efeitos adjacentes.

Tanré et alii (1987) consideram um esquema de várias ordens sucessivas de interações da radiação com o



sistema terra-atmosfera, para avaliar a refletância de superfície não uniforme a partir de dados de satélite. O sinal de satélite é expresso como uma função de refletâncias, tais como refletância atmosférica, refletância do alvo e refletância média que considera os efeitos adjacentes. A relação entre essas contribuições e as refletâncias planetárias é dada em função de transmitâncias direta e difusa, do albedo esférico e de uma função de vizinhança  $F(r)$ , que são calculados mediante o emprego do código 5S. A absorção por gases atmosféricos é calculada separadamente e considerada como simples fator de correção.

Para o caso em que se deseja elaborar um esquema de correção atmosférica geral, sem realizar medições de propriedades de refletância superficial no local, as propriedades ópticas da atmosfera deverão ser conhecidas ou estimadas.

Em geral, os métodos existentes avaliam a refletância planetária,  $R_p$ , a partir de hipóteses sobre a estrutura da atmosfera e do valor da refletância da superfície,  $R_s$ . Valores teóricos de  $R_p = R_p(R_s)$  são fornecidos em tabelas de conversão de  $R_p$  em  $R_s$ .

#### **4.1 - Um modelo de correção de primeira ordem**

A seguir é descrito o esquema apresentado por Ceballos & Bastos (1988), para uma atmosfera Rayleigh. A mesma idéia básica será utilizada neste trabalho, e está ilustrada pela Figura 4.1.

No nível do sensor, a refletância é a razão entre o fluxo emergente da atmosfera e o fluxo incidente no seu topo, na banda espectral analisada. Caso seja considerado o fluxo direcional emergente de um ponto da superfície, com

relação à irradiância no topo da atmosfera, tem-se a refletância planetária direcional:

$$R_{pd} = \frac{\pi L d\lambda}{\mu_0 dS_0 (sr^{-1})}, \quad (4.2)$$

onde  $L$  é a densidade espectral de radiância ( $Wm^{-2}sr^{-1}\mu m^{-1}$ ),  $d\lambda$  é o intervalo espectral,  $\mu_0 = \cos(Z_0)$  sendo  $Z_0$  o ângulo zenital do Sol e  $dS_0$  é o fluxo solar extraterrestre no intervalo espectral considerado.

Sendo a radiância recebida pelo sensor do satélite parte de uma distribuição isotrópica equivalente, então tem-se uma refletância planetária simples:

$$R_p = \frac{K \pi L d\lambda}{\mu_0 dS_0} = \frac{K \pi L}{\mu_0 < \delta S_0 / \delta \lambda >}, \quad (4.3)$$

onde  $K$  é um coeficiente de ajuste para corrigir efeitos de anisotropia da luz refletida pelo alvo (Brennan & Bandeen, 1970); para  $K=1$ , tem-se uma superfície lambertiana.

Basicamente, o que se registra numa imagem de satélite é a radiância na direção do sensor. Até chegar à superfície a radiação solar é atenuada por absorção e por reflexão ("backscattering") associadas a partículas em suspensão na atmosfera, com produção de radiação difusa. A radiação refletida pela superfície é novamente atenuada até ser detectada pelo sensor do satélite.

Para descrever o modelo, considera-se inicialmente radiação solar monocromática, com fluxo  $\Phi$  por unidade de área perpendicular à direção de propagação. A direção de incidência é especificada por  $\mu_0$  e a direção da luz emergente é dada pelo ângulo zenital  $Z$  e o ângulo

azimutal  $\phi$ , que é medido em relação ao azimute da radiação incidente.

No caso da radiação atenuada na atmosfera ser totalmente absorvida, sem que ocorra espalhamento, a irradiância à superfície é dada por  $\mu_0 \exp(-\tau/\mu_0) \Phi$ . Caso ocorra espalhamento, parte da radiação espalhada contribuirá para a irradiância na superfície. No caso da superfície ser perfeitamente negra, pode-se escrever para a irradiância

$$E = \mu_0 \Phi [\exp(-\tau/\mu_0) + t_d(\mu_0)], \quad (4.4)$$

onde  $t_d(\mu_0)$  é a transmitância difusa.

Supondo agora uma superfície lambertiana com refletância  $R_s$ , a irradiância aumentará devido às reflexões múltiplas entre a superfície e a atmosfera. A irradiância resultante na superfície pode ser assim escrita

$$E = \mu_0 \Phi \frac{[e^{-\tau/\mu_0} + t_d(\mu_0)]}{1 - RR^*}, \quad (4.5)$$

onde  $R^*$  refere-se à fração de radiação difusa espalhada pela atmosfera de volta à superfície ("backscattered").

Considerando-se as aproximações acima mencionadas, pode-se dizer que o sinal recebido pelo satélite é o resultado de uma série de sucessivos processos de dispersão. As Figuras 4.1 e 4.2 mostram os esquemas de produção da radiância detectada pelo sensor de um satélite.

Da Figura 4.1 e 4.2 temos que:

- $L_a$  é a radiância proveniente de dispersão simples na atmosfera;

- $L_g$  é a radiância aparente produzida por incidência de radiação no alvo, reflexão e transmissão direta (com atenuação) na vertical;
- $L_{ga}$  é a contribuição aparente da dispersão simples atmosférica para radiação previamente refletida pelo alvo e suas vizinhanças.
- $Lg_2$  refere-se à contribuição de segunda ordem para o componente  $L_g$ .

Para uma banda espectral estreita, a radiância de primeira ordem no nível do sensor é dada pela soma dos componentes  $L_a$  e  $L_g$  (Fig. 4.1),

$$L = L_a + L_g. \quad (4.6)$$

Quanto a componente de segunda ordem referente a contribuição da dispersão atmosférica para a radiação previamente refletida nas vizinhanças alvo,  $L_{ga}$ , de acordo com os resultados de Ceballos & Bastos (1988), pode-se admitir em primeira instância que a mesma seja apreciavelmente menor que as outras (tal hipótese é viável para superfícies com refletância não muito alta).

Segundo Ceballos & Bastos (1988) e Bastos (1994) as contribuições das radiâncias  $L_a$  e  $L_g$  são estimadas a seguir como:

**a - radiância originada na atmosfera ( $L_a$ )**

No topo da atmosfera a irradiância solar  $E_o$  é dada por

$$E_o = \mu_o S_o. \quad (4.7)$$

A irradiância incidente  $E$  na profundidade óptica  $\tau$ , é dada por:

$$E(\tau) = E_0 \exp(-\tau/\mu_0). \quad (4.8)$$

O fluxo de energia radiante diferencial por elemento de área,  $d\Phi(\tau)/dA$ , espalhado na espessura óptica  $d\tau$  num ângulo sólido  $d\Omega$  é

$$\frac{d\Phi(\tau)}{dA} = \frac{\omega}{4\pi} E(\tau) P(\mu^*) \frac{d\Omega}{\mu_0} d\tau, \quad (4.9)$$

onde  $\mu^* = \cos\Theta$ , sendo  $\Theta$  o ângulo de espalhamento,  $P(\mu^*)/4\pi$  a função de fase, e  $\omega$  o albedo simples.

A radiância inicial diferencial,  $dL_a'$ , associada a  $d\tau$  pode ser obtida da Equação 4.8, como

$$dL_a' = \frac{d\Phi(\tau)}{dA_n d\Omega} = \frac{\omega}{4\pi} \left[ \frac{E(\tau)}{\mu_0 \mu} \right] P(\mu^*) d\tau, \quad (4.10)$$

onde  $dA_n = \mu dA = dA \cos Z$ .

A radiância atmosférica diferencial,  $dL_a$ , é

$$dL_a = dL_a' \exp(-\tau/\mu). \quad (4.11)$$

A radiância atmosférica,  $L_a$ , da espessura óptica  $d\tau$  é o resultado da integração da expressão  $dL_a$  entre  $\tau=0$  e  $\tau=\tau_s$ , que resulta em

$$L_a = \frac{\omega}{4\pi} \left[ \frac{E_0}{\mu_0 + \mu} \right] P(\mu^*) \left\{ 1 - \exp[-\tau_s(\mu_0^{-1} + \mu^{-1})] \right\} . \quad (4.12)$$

Como pode ser visto nesta equação, a radiação solar é atenuada no caminho descendente e ascendente até atingir o sensor.

**b - radiância originada no alvo ( $L_g$ )**

Até atingir a superfície a irradiância solar direta,  $E_0$ , é atenuada dando origem, ainda, a radiação difusa descendente. Após reflexão a irradiância global  $E_g$  refletida pela superfície é novamente atenuada até atingir o sensor.

O fluxo de radiação global diferencial por elemento de área,  $d\Phi_g/dA$ , que é refletido pela superfície é dado por:

$$\frac{d\Phi_g(\tau)}{dA} = \frac{1}{\pi} E_0 GL \int_0^{2\pi} \int_0^1 r_s(\mu, \phi; -\mu_0, \phi_0) \mu d\mu d\phi , \quad (4.13)$$

onde  $GL$  é a irradiância global à superfície, relativa ao topo da atmosfera (sendo, portanto, uma "transmitância global") e  $r_s(\mu, \phi; -\mu_0, \phi_0)$  é a refletância espectral bidirecional da superfície.

No nível do sensor a radiância,  $L_g$ , associada ao fluxo refletido por unidade de área, após ser atenuada pela atmosfera, é dada por:

$$L_g = \frac{1}{\pi} E_0 GL r_s(\mu, \phi, \mu_0, \phi_0) \exp(-\tau/\mu) . \quad (4.14)$$

Considerando-se que o alvo apresenta propriedades isotrópicas, a radiância  $L_s$  é então dada por

$$L_s = \frac{k}{\pi} E_0 GL r_s \exp(-\tau/\mu). \quad (4.15)$$

Vale salientar que o modelo de dispersão aqui considerado é de primeira ordem, no entanto poderiam ser consideradas mais ordens de espalhamento (Tanré et alii, 1979), como visto na Figura 4.2. Eventualmente, existem métodos de espalhamento sucessivos que fornecem a solução completa da propagação de radiação no sistema (Liou, 1980).

No caso de uma atmosfera Rayleigh (limpa e seca), a transmitância global no espectro solar (GL) pode ser avaliada por um método de dois fluxos, admitindo-se isotropia hemisférica (Ceballos, 1986), através da expressão:

$$GL = \frac{1 + (\mu_0 - \frac{1}{2})[1 - \exp(-m_0 \tau)]}{[1 + (1 - r_s) \tau]} \quad (4.16)$$

onde  $m_0 = \frac{1}{\mu_0}$ .

Considerando uma atmosfera livre de aerossóis, Lima & Ceballos (1994) têm calculado refletâncias superficiais a partir de dados de imagens Landsat 5 TM, onde as contribuições da radiância devida a atmosfera,  $R_a$ , e ao alvo,  $R_s$ , foram estimadas com base nas expressões 4.3, 4.12, 4.15 e 4.16. As seguintes relações foram obtidas:

$$R_a = \frac{3\{1 - \exp[-(1 + m_0) \tau](1 + \mu^2)\}}{16(1 + m_0)} T_{O_3} \quad (4.17)$$

$$R_g = \frac{[1 + (\mu_0 - \frac{1}{2})(1 - e^{-m_0\tau})]}{1 + (1 - r_s)\tau} r_s e^{-\tau} T_{O_3} \quad (4.18)$$

Daí

$$r_s = \frac{(R_p - R_a)(1 + \tau)}{(R_p - R_a)\tau + [1 + (\mu_0 - \frac{1}{2})(1 - e^{-m_0\tau})]e^{-\tau}T_{O_3}} \quad (4.19)$$

sendo  $T_{O_3} = e^{-\tau_{O_3}(m_0+1)}$  a transmitância do ozônio.

Portanto, a refletância superficial (Eq. 2.19) seria válida apenas numa atmosfera Rayleigh. Se calculada para o nível de pressão do topo da camada limite planetária (cerca de 900 mb), os resultados obtidos podem ser interpretados como uma refletância que considera o topo da camada limite planetária como o "solo". Portanto, para inferir a refletância superficial verdadeira é necessário ainda considerar os efeitos produzidos pela presença de ar e aerossóis na camada limite planetária.

#### 4.2 - Proposta de um modelo de duas camadas

Dada a variação vertical da espessura óptica associada a aos aerossóis (seção 2.2.3), pode-se considerar que os mesmos se concentram na camada limite planetária (Hänel & Bullrich, 1976). A correção atmosférica pode então ser realizada admitindo-se uma atmosfera dividida em duas camadas, uma que ocupa a camada limite planetária (composta por uma mistura de ar e aerossóis) e a outra acima da camada limite, composta apenas de ar "limpo e seco" no caso de se considerar o ozônio separadamente.



Identificadas as características das duas camadas, pode-se avaliar os efeitos que elas produzem no sinal e deduzir a refletância superficial.

Os efeitos produzidos pela camada superior podem ser avaliados mediante a aplicação do método descrito na seção anterior. O resultado é a obtenção (a partir das imagens de satélite) da refletância planetária associada à terra+camada limite planetária. No caso da camada inferior (composta de ar e aerossóis), a sua contribuição pode ser estimada através de uma versão para dois fluxos da equação de Schwarzschild, admitindo-se isotropia hemisférica de radiação difusa (Ceballos, 1986 e 1988).

A seguir é apresentada uma breve descrição do método de dois fluxos.

#### 4.2.1 - O método de dois fluxos

Os métodos de dois fluxos reduzem a equação geral da transferência radiativa a um par de equações diferenciais de primeira ordem, envolvendo duas funções desconhecidas que estão relacionadas aos fluxos ascendente e descendente da camada.

Admitindo-se uma atmosfera estratificada em camadas horizontais a equação para a transferência de radiação é

$$\frac{d}{d\tau}\bar{E} = A\bar{E} + \omega S\bar{B} \quad (4.20a)$$

$$\bar{E} = \begin{pmatrix} E^+ \\ E^- \end{pmatrix}; \quad \bar{B} = \begin{pmatrix} 1-b_0 \\ -b_0 \end{pmatrix}; \quad A = \begin{pmatrix} -\alpha_{11} & \alpha_{12} \\ -\alpha_{21} & \alpha_{22} \end{pmatrix}. \quad (4.20b)$$

Os coeficientes  $\alpha_{ij}$  são definidos por:

$$\alpha_{11} = \frac{[1 - \omega(1 - \hat{b}^+)]}{\hat{\mu}^+} ; \quad \alpha_{12} = \hat{b}^- / \hat{\mu}^- ; \quad (4.20c)$$

$$\alpha_{21} = \hat{b}^+ / \hat{\mu}^+ ; \quad \alpha_{22} = \frac{[1 - \omega(1 - \hat{b}^-)]}{\hat{\mu}^-} .$$

O parâmetro  $\hat{b}^\pm$  é a fração refletida e  $\hat{\mu}^\pm$  é o cosseno médio (hemisférico) de orientação de raios, ambos ponderados com a distribuição de radiâncias. Os coeficientes  $\alpha_{ij}$  são considerados constantes em cada camada, e seus valores dependem do método de dois fluxos selecionado.

Segundo Ceballos (1986 e 1988), uma das aproximações mais simples para os modelos de dois fluxos é a SS ("Schuster-Schwarzschild"), que supõe: i) radiância aproximadamente isotrópica para os hemisférios descendente e ascendente; ii) função de fase isotrópica,  $P(\mu', \mu) = 1$ . Dentre as variantes do modelo SS é utilizada a aproximação que propõe isotropia hemisférica para a radiância, mas não condiciona isotropia para a função de fase. Neste caso a fração de retroespalhamento  $\hat{b}$  é avaliada por

$$\bar{b} = \frac{1}{2\pi} \int_{2\pi} b(\mu) d\Omega = \int_0^1 b(\mu) d\mu. \quad (4.21)$$

Aplicando-se esta equação nas equações (4.20a-c) origina-se um modelo SS com

$$\alpha_{11} = \alpha_{22} = \alpha_1 = [1 - \omega(1 - \bar{b})] / \bar{\mu} ; \quad (4.22a)$$

$$\alpha_{12} = \alpha_{21} = \alpha_2 = \omega \bar{b} / \bar{\mu} ; \quad (4.22b)$$

$$\alpha_3 = 1 - b_0 ; \quad \alpha_4 = b_0 , \quad (4.22c)$$

$$\text{com } \hat{\mu}^\pm = \bar{\mu} = 1/2 ; \quad \hat{b}^\pm = \bar{b} .$$

Considerando a expressão para a função de fase em série de Legendre vê-se que

$$b(\mu) = \frac{1}{2} \sum_k (-1)^k \sigma^k d_k ; \quad d_k = \int_0^1 P_k(\mu) d\mu, \quad (4.23a)$$

$$\bar{b} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \sum_k \sigma_k d_k^2 = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{3}{4} g - \frac{1}{64} \sigma_3 - \dots \right). \quad (4.23b)$$

Portanto num modelo SS de primeira ordem têm-se

$$\hat{b}^\pm \sim \bar{b}_{(1)} = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{3}{4} g \right) ; \quad \hat{\mu}^\pm = \bar{\mu} = 1/2 . \quad (4.24)$$

Essa aproximação pode ser muito boa, exceto se a sequência  $\{\sigma_k d_k^2\}$  na Eq.(4.23b),  $k=1, 2, 3, \dots$ , tende lentamente a zero com o crescimento de  $k$ .

Na presença de um meio com fator de assimetria elevado, a aproximação de dois fluxos é mais confiável quando se utiliza um método- $\delta$ . Sendo assim, nas camadas com a presença de aerossóis deve-se mudar a escala óptica. A função de fase efetiva numa camada é dada por (Schaller, 1979; Ceballos, 1986)

$$\begin{aligned} P(\mu^*) &\sim 4\pi \cdot f \delta(\mu^*) + (1-f) P^*(\mu^*) \\ \tilde{P}(\mu', \mu) &\sim 2f \delta(\mu - \mu') + (1-f) \tilde{P}^*(\mu', \mu) \end{aligned} \quad (4.25)$$

onde  $f$  é o "peso" da função- $\delta$  e  $\tilde{P}^*$  é a função de fase remanescente após extração da contribuição- $\delta$ . Esta função

remanescente possui um fator de assimetria  $g^*$  isotrópico menor.

Numa aproximação de primeira ordem os parâmetros básicos mudados de escala resultam

$$g^* = \frac{(g-f)}{(1-f)} \quad (4.26a)$$

$$\omega^* = \omega(1-f)/(1-\omega f) \quad (4.26b)$$

$$\bar{\mu}^* \sim 1/2 \quad (4.26c)$$

$$b^*(\mu_0) = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{3}{2} g^* \mu_0 \right) \quad (4.26d)$$

$$\bar{b}^* = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{3}{4} g^* \right) \quad (4.26e)$$

A solução geral da Equação 4.20a é dada pelas expressões

$$\xi^+(\tau) = C_1 e^{\lambda \tau} + C_2 e^{-\lambda \tau} + \gamma^+ e^{-m_0 \tau} \quad (4.27)$$

$$\xi^-(\tau) = \beta_1 C_1 e^{\lambda \tau} + \beta_2 C_2 e^{-\lambda \tau} + \gamma^- e^{-m_0 \tau}$$

onde  $\xi$  representa a irradiância difusa relativa àquela incidente no topo da atmosfera. As constantes  $\gamma^+$  e  $\gamma^-$  são determinados quando da solução da Equação 4.20a,  $\beta_1$  e  $\beta_2$  dependem apenas dos coeficientes  $\alpha_{ii}$ , enquanto as constantes  $C_1$  e  $C_2$  são determinadas através do sistema de Equações 4.27 quando aplicadas as condições de contorno.

#### 4.2.2 - Dedução da refletância superficial

Considerando-se duas camadas, as irradiâncias nas camadas superior e inferior serão indicadas com os índices "s" e "i", respectivamente.

A solução da Equação (4.20a) exige a aplicação de certas condições de contorno. Tais condições são

$$\xi_i^+(0) = \xi_s^+(\tau_s) \quad (4.28)$$

$$\xi_i^-(\tau_i) = r_s \left[ \exp\left(-\frac{\tau_i + \tau_s}{\mu_0}\right) + \xi_i^+(\tau_i) \right],$$

onde os índices (+ e -) referem-se a radiação descendente e ascendente, respectivamente. A camada superior tem espessura óptica vertical  $\tau_s$ , e a inferior  $\tau_i$ . Observe-se que  $\xi_s^+(\tau_s)$  é a irradiância difusa que chega no topo da camada inferior e é avaliada a partir do conhecimento da refletância planetária ( $R_p$ ) segundo o formalismo apresentado na seção 4.1. Portanto,  $\xi_s^+(\tau_s)$  é conhecida e permite deduzir  $R_s$  com base na propagação na camada inferior.

Na realidade, o acoplamento dos sistemas de equações das camadas superior e inferior define uma relação entre a refletância superficial e a refletância planetária onde  $R_p$  é função de  $R_s$ . Para definir a relação inversa,  $R_s = R_s(R_p)$ , faz-se necessário construir "curvas de calibração" apropriadas. Desta maneira  $R_s$  é deduzido a partir da medida de  $R_p$ .

## 5 - MATERIAL E MÉTODOS

Foram analisados segmentos de imagens LANDSAT 5 TM para seis canais no espectro solar (1, 2, 3, 4, 5 e 7), sobre as regiões:

1. João Pessoa ( $7,11^{\circ}\text{S}$ ;  $34,23^{\circ}\text{W}$ ) no litoral paraibano, dia 18 de janeiro de 1990, ângulo zenital solar  $35,37^{\circ}$ .
2. São Gonçalo ( $6,84^{\circ}\text{S}$ ;  $38,31^{\circ}\text{W}$ ) no alto sertão paraibano, dia 12 de agosto de 1990, ângulo zenital solar  $40,08^{\circ}$ .

As imagens gravadas em fitas "streamer" foram lidas em SITIM-150 no LMRS-Pb (Laboratório de Meteorologia, Recursos Hídricos e Sensoriamento Remoto da Paraíba) e gravadas em disquetes (segmentos de imagens).

Por outro lado, foram utilizados dados piranométricos para avaliar a ordem de grandeza dos níveis de turbidez na atmosfera regional. Esses dados foram obtidos por Ceballos (DCA-CCT-UFPB) e Fattori (DCA-IAG-USP) na Paraíba em janeiro e fevereiro de 1988 (Ceballos, comunicação pessoal), e em São Gonçalo em março de 1995 (Ceballos e Bastos, 1995), e consistem de:

- radiação global e difusa instantâneas obtidas mediante piranômetro espectral PSP EPPLEY com

filtros WG 295, GG 395, GG 445, OG 530, RG 630 e RG 695, nos anos de 1988 e 1995;

As medidas de 1988 foram realizadas nas localidades de Teixeira e Patos no sertão, Campina Grande no agreste e Cabedelo no litoral do Estado da Paraíba.

A Figura 5.1 apresenta a localização geográfica das imagens analisadas e dos locais de medições piranométricas.

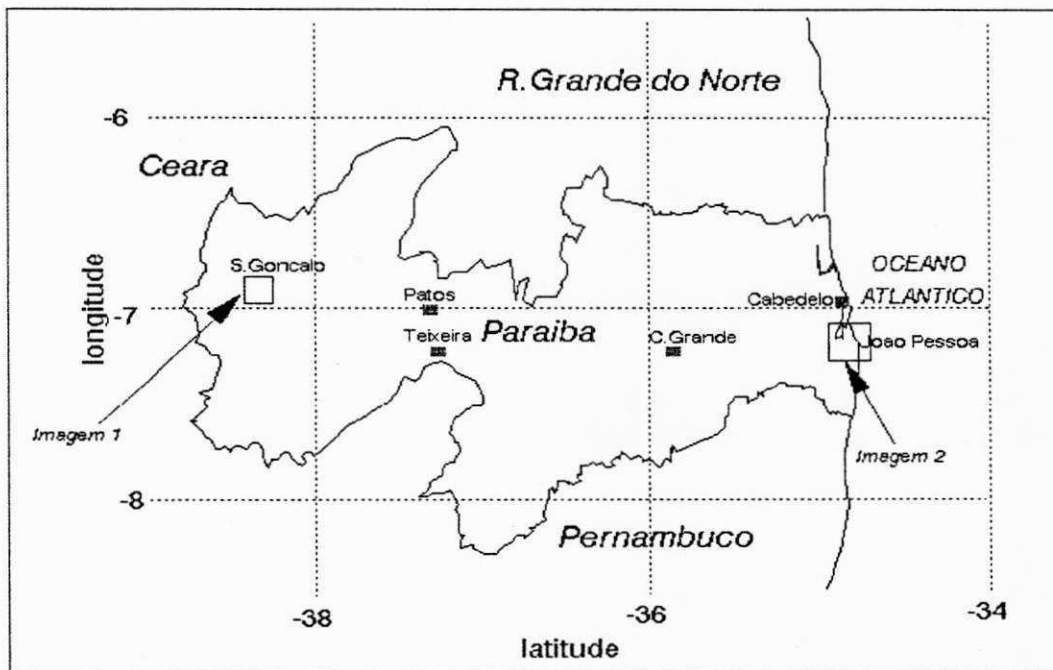


Figura 5.1 - Localização geográfica das imagens analisadas e dos locais de medições piranométricas.

## 5.1 - Processamento dos dados piranométricos

Abaixo do comprimento de onda de corte  $\Lambda_i$ , os filtros de banda larga apresentam transmitância espectral nula. A partir do corte inferior aumenta rapidamente, sendo aproximadamente constante até o corte superior  $\Lambda_s$ , e para torna a ser zero em torno de 5  $\mu\text{m}$ . Cada filtro de banda larga é caracterizado pelo seu corte inferior  $\Lambda_i$  na região do visível (Fattori, 1989).

Quanto aos filtros utilizados no piranômetro Eppley, foram consideradas as informações fornecidas pelo fabricante. Segundo Fattori (comunicação pessoal, 1995), os dados obtidos com o GG 395 devem ser desconsiderados devido ao comportamento pouco recomendável de sua transmitância no infravermelho, o que torna não confiável seu uso para avaliar diferenças de fluxos com os demais filtros.

Os valores médios de fluxo direcional para cada filtro espectral do piranômetro EPPLEY foram obtidos a partir das medidas instantâneas de  $G$  e  $D$ , passando por testes de controle de qualidade aplicados da forma seguinte:

Dada uma sequência  $i = 1, 2, \dots, 6$  de medições com  $\Lambda_i$  crescente,

- comparou-se pares de valores instantâneos  $(G_i, G_{i+1})$  e  $(D_i, D_{i+1})$ ; caso  $G_{i+1} > G_i$  e/ou  $D_{i+1} > D_i$  para algum valor de  $i$ , a medida foi descartada;
- aplicou-se um teste utilizando as médias aritméticas  $\bar{G}_i, \bar{D}_i$  e os desvios-padrões  $S(G_i), S(D_i)$  para conjuntos de medidas com ângulos zenitais próximos; caso  $S(G_i)/\bar{G}_i > 0,05$  e/ou  $S(D_i)/\bar{D}_i > 0,10$  para algum dos filtros, então a situação foi descartada.

A Tabela 5.1 apresenta os conjuntos de medidas analisadas neste estudo, correspondentes às séries de dados



piranométricos remanescentes após aplicação dos testes de controle de qualidade.

LOCAL	DATA	SÉRIES
Campina Grande	12.02.88	02
Cabedelo	07.02.88	02
Cabedelo	14.02.88	03
Patos	21.02.88	03
Teixeira	21.02.88	05
São Gonçalo	29.03.95	04
"	31.03.95	03

TABELA 5.1 - Medidas analisadas correspondentes às séries de dados piranométricos .

As espessuras ópticas associadas aos aerossóis foram obtidas mediante a aplicação do método da derivada (Fattori & Ceballos, 1984) (vide seção 2.2.3).

## 5.2 - Processamento das imagens LANDSAT 5 TM

A partir da gravação em arquivos binários, as imagens foram inspecionadas mediante programas de visualização e processamento editados em Turbo Basic (Bottino & Ceballos, 1994). Foram separados alvos associados a superfícies nitidamente diferenciadas, e avaliada a refletância planetária ( $R_p$ ) correspondente.

A identificação de alguns alvos na imagem de São Gonçalo foi realizada mediante a inspeção de fotografias aéreas da região, disponíveis na Companhia de Desenvolvimento de Recursos Minerais da Paraíba- CDRM-PB.

### 5.2.1 - Expressões para refletância planetária

As expressões para avaliar refletâncias planetárias médias ( $R_p$ ) em função do nível de cinza (P) foram obtidas através das equações 2.1 e 4.2, utilizando os coeficientes de calibração. Estas expressões são mostrados na Tabela 5.2. Os valores de fluxo solar para cada banda foram integrados a partir dos dados de Neckel & Labs (1984), para 400-1250 nm, e de Frölich & Wehrli publicados em Iqbal (1983) para 1250-2500 nm.

BANDA	FLUXO SOLAR dSo (W/m <sup>2</sup> )	Rp% São Gonçalo	Rp% João Pessoa
1	137,11	0,130P-0,323	0,114P-0,286
2	147,88	0,267P-0,639	0,236P-0,565
3	93,48	0,218P-0,325	0,193P-0,287
4	148,67	0,324P-0,596	0,286P-0,527
5	46,17	0,197P-0,676	0,174P-0,598
7	20,08	0,312P-0,822	0,276P-0,726

TABELA 5.2 - Expressões para refletâncias planetárias médias como função do nível de cinza para as imagens analisadas.

Vale salientar ainda que os valores de  $dS_0$  foram corrigidos para distância Terra-Sol, cujo fator desenvolvido por Spencer (Iqbal, 1983) é expresso por:

$$(r_0/r)^2 = 1,000110 + 0,034221 \cos \Gamma + 0,001280 \sin \Gamma + 0,000719 \cos 2\Gamma + 0,000077 \sin 2\Gamma \quad (5.6)$$

onde  $\Gamma$  é um ângulo diário em radianos, é dado por

$$\Gamma = 2\pi(d_n - 1)/365, \quad (5.7)$$

e  $d_n$  é número do dia no ano (dia juliano).

### 5.3 - Correção atmosférica

Admitiu-se uma atmosfera dividida em duas camadas, como descrito na seção 4.2. A espessura da camada superior foi considerada como sendo de 900 mb; já para a espessura da camada inferior, as pressões médias mensais à superfície, referentes ao meses das imagens, foram consideradas: 1.009,2 mb para João Pessoa, e 986,6 mb para São Gonçalo (DNMET, 1992). Obtiveram-se espessuras de 109,2 mb para João Pessoa e 86,6 mb para São Gonçalo.

As profundidades ópticas Rayleigh foram obtidas a partir da Equação (2.2), enquanto que para o ozônio foram utilizados os valores típicos das profundidades ópticas calculadas por Ceballos & Bastos (1988) com base em Elterman (1970), em que consideram válida a lei de Beer para bandas estreitas no visível.

Com relação aos aerossóis, considerados apenas na camada inferior, optou-se por dois tipos: 1) marítimo para João Pessoa no litoral, e 2) rural para São Gonçalo no sertão. Os valores de albedo simples para o intervalo espectral de 0,3 a 1,0  $\mu\text{m}$  foram obtidos através das Equações 2.12. Valores de fator de assimetria e de albedo simples fora da faixa espectral coberta pelas Equações 2.12, foram obtidos de dados tabelados por Shettle e Fenn (1979) para umidade relativa de 70%. Quanto ao peso da função- $\delta$  para a função de fase,  $f$ , considerou-se  $f=g^2$  (Schaller, 1979).

Os parâmetros da mistura "ar + aerossol" na camada inferior foram avaliados pelas seguintes equações

$$\tau_{mis} = \tau_{aer}^* + \tau_R \quad (5.8)$$

$$g_{mis} = g_{aer}^* \frac{\tau_{aer}^*}{\tau_{mis}} \quad (5.9)$$

$$\omega_{mis} = \frac{\omega_{aer}^* \tau_{aer}^* + \tau_R}{\tau_{mis}} \quad (5.10)$$

Estabelecidos os parâmetros atmosféricos e de geometria, aplicou-se na camada superior (composta de uma atmosfera sem aerossóis) o método da adição dos componentes de radiâncias, conforme descrito na seção 4.2, enquanto que para a camada inferior (contendo aerossóis) foi aplicada a aproximação de dois fluxos (ver seção 4.2.1 e 4.2.2). Variando-se os parâmetros referentes aos aerossóis e os valores de refletâncias planetárias ( $R_p$ ), para comprimentos de onda centrais referentes cada banda espectral TM, foram estimados valores de  $R_s$ , obtendo-se pares ( $R_p, R_s$ ). Estes pares permitiram avaliar a relação entre a refletância superficial e a refletância planetária observada.

## **6 - DISCUSSÃO DE RESULTADOS**

Com o objetivo de se ter uma idéia da grandeza dos níveis da turbidez atmosférica da região, valores médios de espessura óptica vertical associada aos aerossóis foram obtidos a partir dos dados piranométricos, com a aplicação do método da derivada comentado na seção 2.3.1.

A sensibilidade do modelo foi verificada através de testes com pares ( $R_s$ ,  $R_p$ ) envolvendo dois modelos de aerossóis e dois valores de ângulo zenital solar, e variando-se a profundidade óptica do aerossol.

Refletâncias superficiais corrigidas ( $R_s$ ) para alvos com diferentes comportamentos espectrais foram calculadas através da aplicação do modelo.

### **6.1 - Turbidez atmosférica regional**

A Tabela 6.1 mostra valores médios e desvios padrões para profundidades ópticas efetivas de aerossóis em diversas localidades paraibanas, obtidos a partir dos dados piranométricos no intervalo de 495 a 695 nm, correspondendo às bandas espectrais 1, 2 e 3 do sensor TM.

Local	data	banda 1	banda 2	banda 3
Cabedelo	07.02.88	0,046 ± 0,024	0,067 ± 0,017	0,02 ± 0,006
Cabedelo	14.02.88	0,15 ± 0,026	0,16 ± 0,02	0,087 ± 0,01
C. Grande	12.02.88	0,14 ± 0,03	0,14 ± 0,02	0,06 ± 0,01
Patos	21.02.88	0,14 ± 0,03	0,14 ± 0,02	0,058 ± 0,012
Teixeira	21.02.88	0,099 ± 0,025	0,11 ± 0,019	0,046 ± 0,009
S. Gonçalo	29.03.95	0,064 ± 0,026	0,069 ± 0,021	0
S. Gonçalo	31.03.95	0,014 ± 0,007	0,022 ± 0,016	0

TABELA 6.1 - Valores médios de profundidade óptica para aerossóis regionais em bandas TM, baseados em dados piranométricos (PSP Eppley).

As variações observadas nos valores de profundidade óptica devem-se às diferentes condições atmosféricas verificadas nas épocas de medição, além de estar referidas a localidades diversas. As medições de 1988 foram realizadas numa época sem ocorrência de precipitação, enquanto as de 1995 sucederam a dias com registros de precipitação, ou seja, os dados referem-se a uma atmosfera aproximadamente "limpa" cujo aerossol precipitou com as gotas de chuva.

Observa-se que, embora a atmosfera do Nordeste possa ser julgada límpida, os valores de profundidade óptica de aerossol parecem suficientes para produzir efeitos de dispersão iguais ou superiores aos da própria atmosfera Rayleigh.

Como pode ser verificado, para as faixas espectrais das bandas TM 1, 2 e 3 as profundidades ópticas associadas aos aerossóis assumem valores máximos de 0,15, 0,16 e 0,09, e mínimos de 0,014, 0,022 e 0 respectivamente. É importante observar que no caso da banda 1 o método da derivada revela-se menos confiável devido à variabilidade de  $d\Phi/d\lambda$  nesse intervalo (vide seção 2.3.1). Os valores da tabela 6.1 sugerem adotar as seguintes ordens de grandeza para as profundidades ópticas dos aerossóis para a imagem de João Pessoa: 0,11, 0,11,

0,05, 0,05, 0,04 e 0,04; e para a imagem de São Gonçalo: 0,08, 0,08, 0,04, 0,04, 0,03 e 0,03 para as bandas TM 1, 2, 3, 4, 5 e 7 respectivamente. Para as bandas 4, 5 e 7 foram adotados valores extrapolados a partir dos sugeridos para as bandas 1, 2 e 3.

Os valores de profundidade óptica de aerossol ( $\tau_a$ ) devem ser interpretados como "profundidades efetivas". O tipo de dedução de  $\tau_a$  (utilizando-se do fluxo direcional medido) implica em interpretar como radiação direta a radiação difusa dentro do ângulo sólido subtendido pelo instrumento. Ou seja, a "aproximação- $\delta$ " é de fato aplicada experimentalmente.

Considerando-se o fato descrito acima, a aproximação- $\delta$  foi aplicada apenas aos parâmetros  $g$  e  $\omega$ .

## 6.2 - Testes de sensibilidade do modelo

As Figuras 6.1-6.4 apresentam a relação entre refletâncias planetárias e refletâncias superficiais, calculadas pelo método proposto na seção 5.3. Foram considerados dois tipos de aerossóis (marítimo e rural), dois ângulos zenitais (máximo=45° e mínimo=33,5°) e dois comprimentos de onda (485 nm e 1650 nm). Os valores  $\tau_a$  utilizados nos cálculos foram 0,0, 0,10 e 0,3. Os demais parâmetros referentes aos aerossóis foram retirados do trabalho de Shettle & Fenn (1979).

A primeira diagonal ( $R_s=R_p$ ) representa a situação de influência nula por parte da atmosfera. A correção atmosférica evidencia-se pelo afastamento dos pares ( $R_s$ ,  $R_p$ ) com relação a esta reta. Quanto à influência do ângulo zenital solar, nas Figuras 6.1 a 6.2 verifica-se que para  $Z_0=45^\circ$  a correção atmosférica é discretamente maior do que para  $Z_0=33,5^\circ$ . Tal comportamento deve-se ao fato do caminho óptico da atmosfera aumentar com o ângulo zenital solar.

Diante destas observações pode-se dizer que a mudança no ângulo zenital solar provoca variações discretas, porém importantes na correção atmosférica entre os limites estudados ( $Z_{\text{OMin}}=33,5^\circ$  e  $Z_{\text{OMáx}}=45^\circ$ ), característicos da região paraibana.

As Figuras 6.1 e 6.2 (casos rotulados "sem aerossol") permitem avaliar a influência da atmosfera Rayleigh no balanço planetário de radiação solar. Adota-se  $\lambda = 485$  nm (banda 1 do TM) como comprimento de onda representativo, visto que para  $\lambda > 1000$  nm, a influência da atmosfera é desprezível devido à pequena profundidade óptica ( $\tau < 0,02$ ). Observa-se que para refletâncias superficiais  $R_s < 0,22$  tem-se  $R_p > R_s$ , indicando que a presença da atmosfera induz resfriamento do solo. Já para  $R_s > 0,22$  é observado o fenômeno contrário.

Para avaliar a influência de aerossol presente na camada inferior, é ilustrativo comparar os casos  $\lambda = 485$  nm e  $\lambda = 1650$  nm (banda 5 do TM).

Na banda 1 do TM, o aerossol marítimo aumenta a refletância do sistema terra-atmosfera, embora o incremento tenda a ser menor para  $R_s$  elevada. O fator de assimetria vale  $g = 0,72$  enquanto o albedo simples é  $\omega = 0,9876$ . Conclui-se que o aerossol marítimo deve colaborar para: a) aquecimento na atmosfera, desde que  $\omega < 1$ ; b) resfriamento da superfície, por causa da perda de fluxo solar disponível associada à absorção na atmosfera e incremento da refletância planetária. Entretanto, para refletâncias  $R_s$  elevadas verifica-se um aquecimento efetivo do sistema terra-atmosfera, observando-se que o aerossol diminui a sua influência com  $R_s$  crescente. A transição entre resfriamento e aquecimento situa-se em  $R_s$  dentro do intervalo aproximado (0,24; 0,33), dependendo da carga de aerossol e do ângulo zenital solar. No caso de aerossol rural ( $g = 0,66$  e  $\omega = 0,9515$ ) observa-se que o seu comportamento difere do aerossol marítimo para refletâncias  $R_s$  elevadas onde



verifica-se um esfriamento efetivo do sistema terra-atmosfera.

Na banda 5 do TM, assim como na banda 1, o aerossol marítimo ( $g = 0,74$  e  $\omega = 0,9817$ ) aumenta a refletância do sistema terra-atmosfera, diminuindo esse incremento para  $R_s$  elevada. Na presença de aerossol rural ocorre aumento da refletância planetária para  $R_s < 0,20$  e redução de  $R_p$  para  $R_s > 0,20$ .

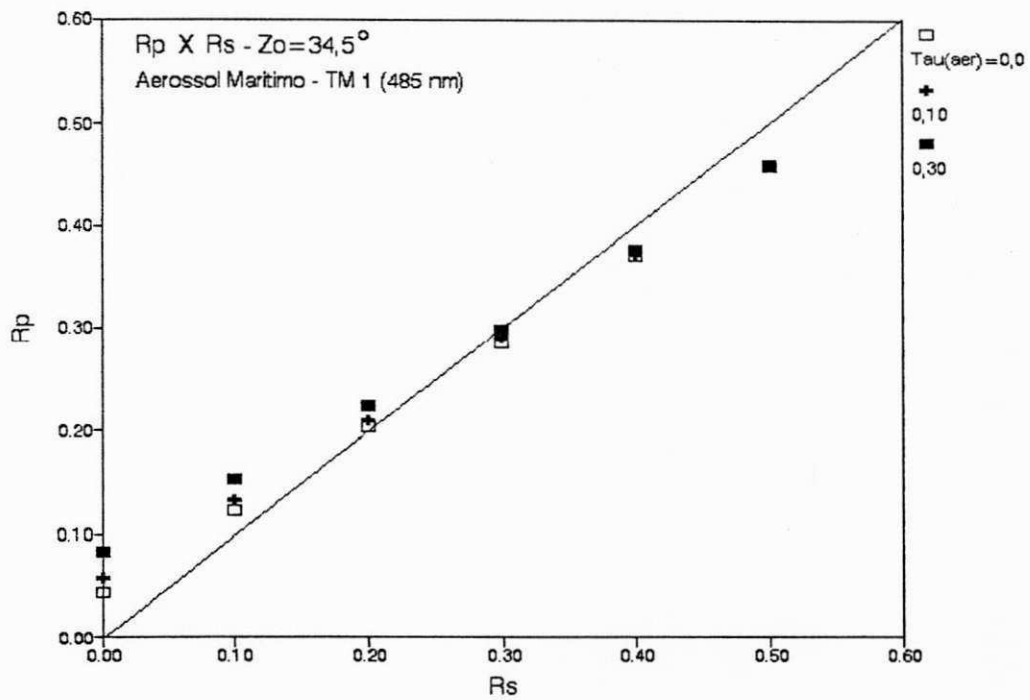
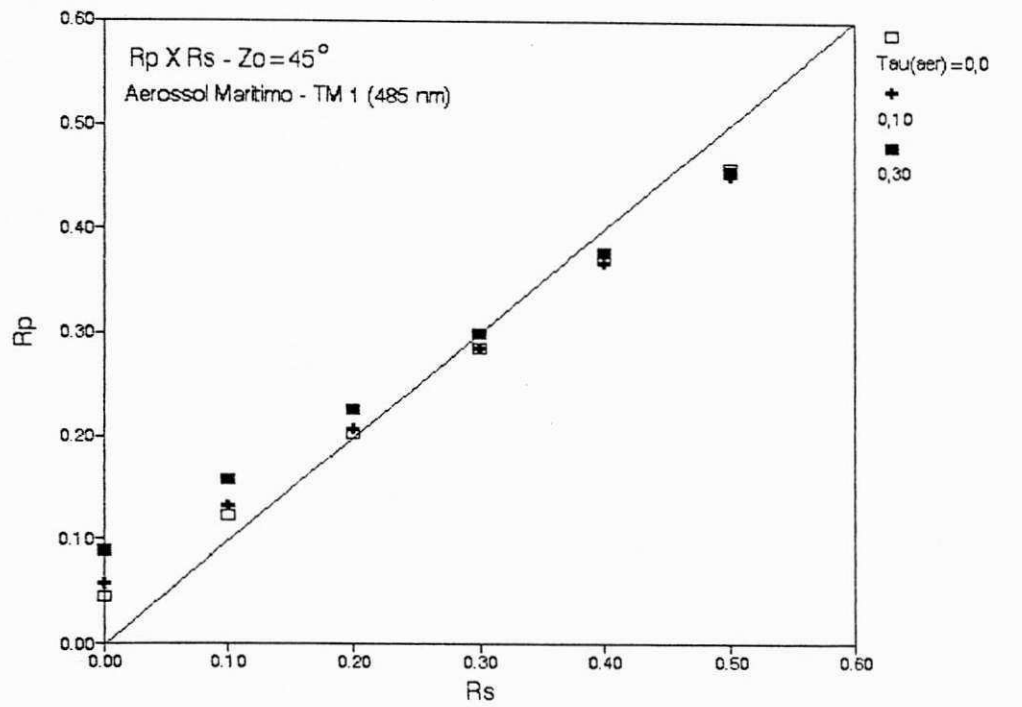


Figura 6.1 - Refletâncias planetárias ( $R_p$ ) em função das refletâncias superficiais ( $R_s$ ) para aerossol marítimo com espessuras ópticas de 0, 0,10 e 0,30 e  $\lambda=485$  nm. (a)  $Z_0=45^\circ$  e (b)  $Z_0=33,5^\circ$ .

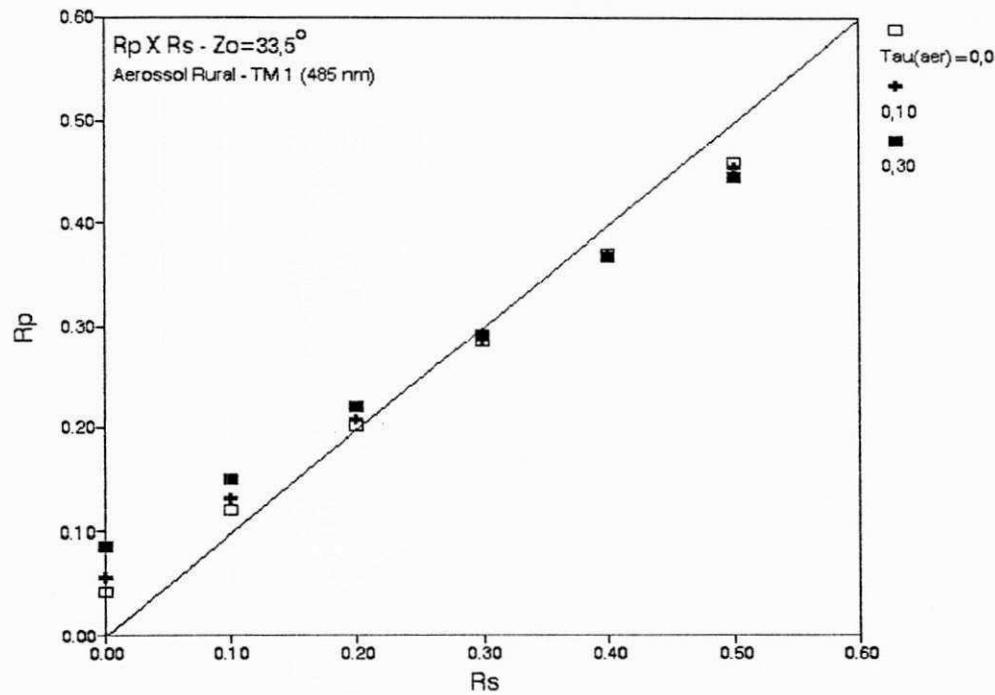
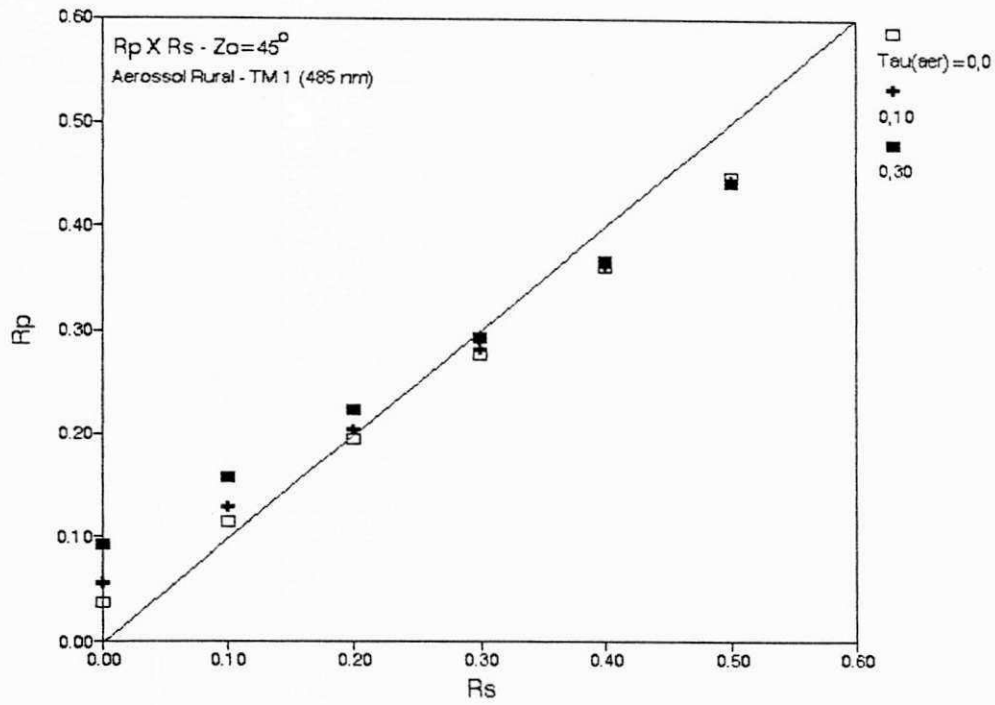


Figura 6.2 - Refletâncias planetárias ( $R_p$ ) em função das refletâncias superficiais ( $R_s$ ) para aerossol rural com espessuras ópticas de 0, 0,10 e 0,30 e  $\lambda=485$  nm. (a)  $Z_0=45^\circ$  e (b)  $Z_0=33,5^\circ$ .

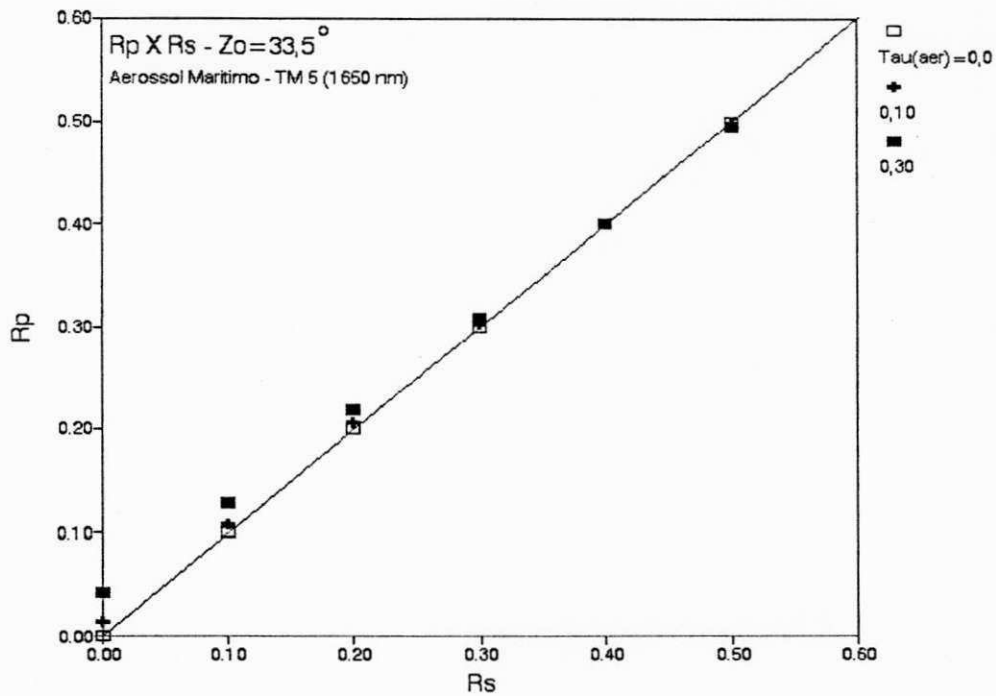
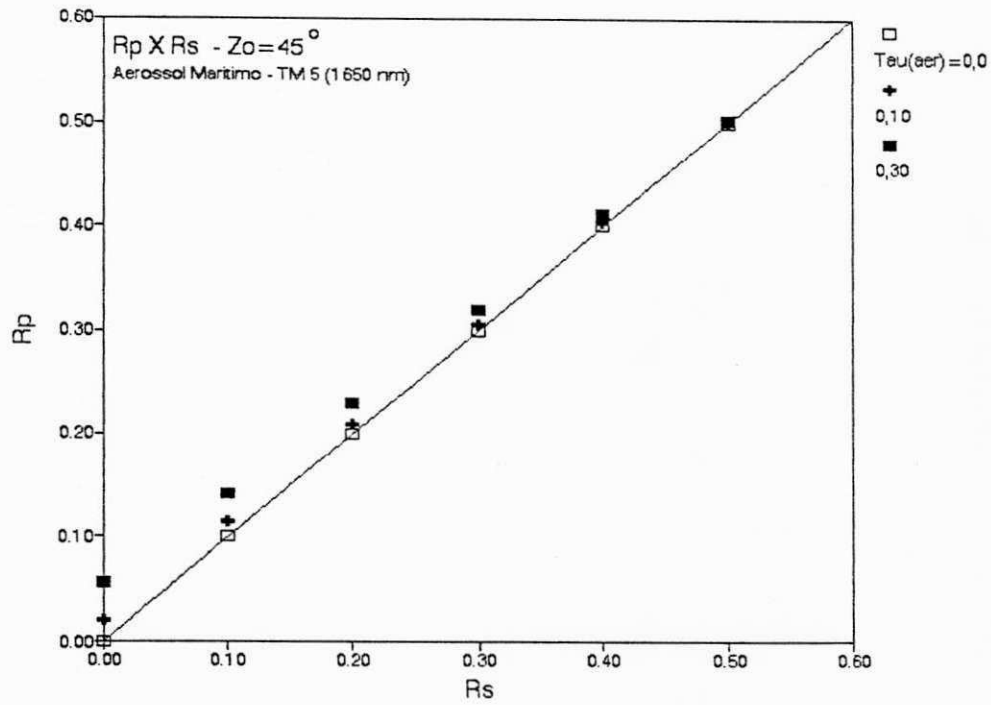


Figura 6.3 - Refletâncias planetárias ( $R_p$ ) em função das refletâncias superficiais ( $R_s$ ) para aerossol marítimo com espessuras ópticas de 0, 0,10 e 0,30 e  $\lambda = 1650$  nm. (a)  $Z_0 = 45^\circ$  e  $Z_0 = 33,5^\circ$ .

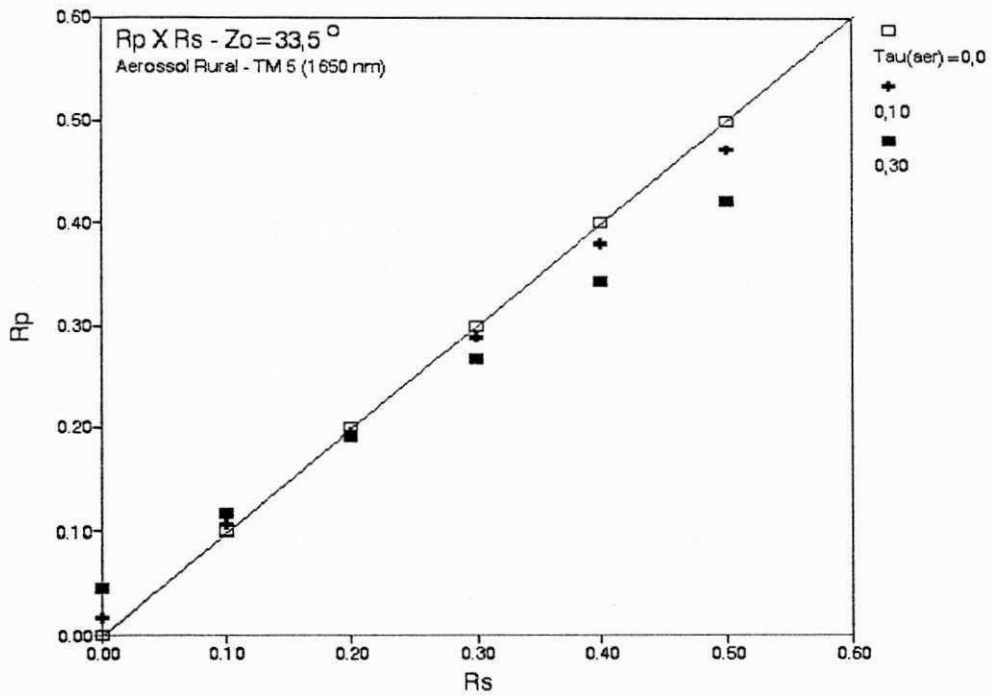
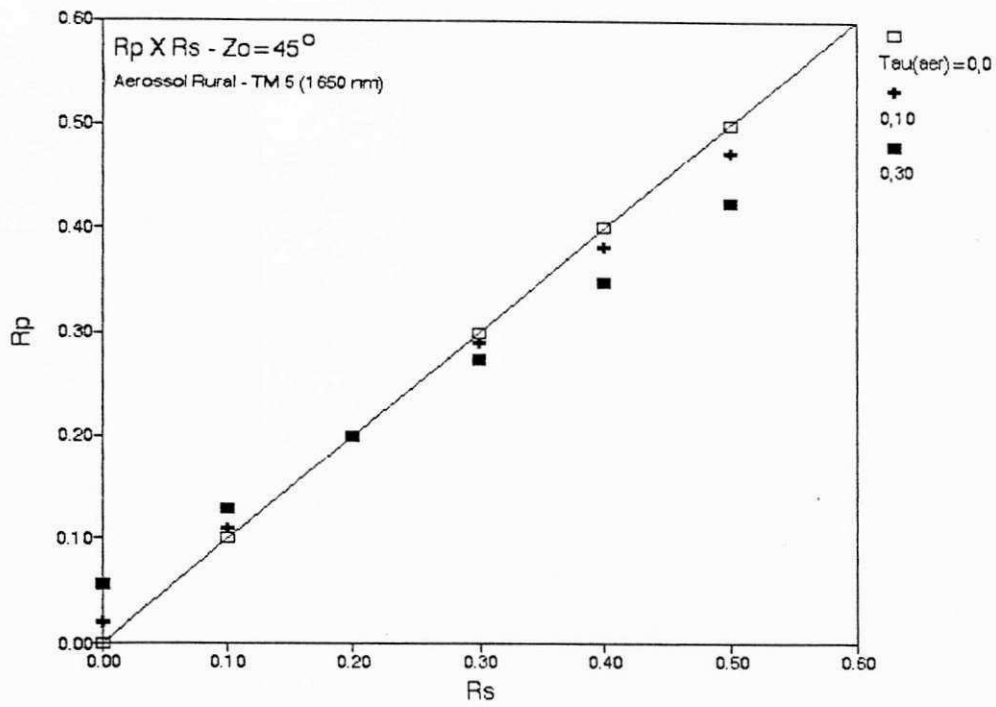


Figura 6.4 - Refletâncias planetárias ( $R_p$ ) em função das refletâncias superficiais ( $R_s$ ) para aerossol rural com espessuras ópticas de 0, 0,10 e 0,30 e  $\lambda = 1650$  nm. (a)  $Z_0 = 45^\circ$  e  $Z_0 = 33,5^\circ$ .

Os resultados obtidos foram comparados com os do trabalho de Herman & Browning (1975) que empregam uma solução "exata" da equação de transferência da radiação. Eles adotaram o perfil de Elterman (1968) para a distribuição vertical de aerossóis, e a função de Junge para distribuição de tamanhos. Seus resultados foram obtidos para  $\lambda = 500$  nm; profundidades ópticas variando de 0,0 até 0,8; refletâncias superficiais de 0,1 a 0,8; parte imaginária do índice de refração variando de 0 a 0,05; finalmente, e para três ângulos zenitais ( $Z_1=15^\circ$ ,  $Z_2=35^\circ$  e  $Z_3=55^\circ$ ).

Para fins de comparação, escolheram-se os casos  $Z_0=35^\circ$ , três valores de refletâncias superficiais  $R_s$  (0,1; 0,4 e 0,6), e dois tipos de aerossol (um conservativo e outro não conservativo). As Figuras 6.5-a e b ilustram a comparação. Nelas, os valores obtidos a partir do presente modelo estão representados apenas por símbolos, enquanto que os resultados de Herman & Browning estão representados por linhas.

Enquanto no seu trabalho Herman & Browning utilizam o índice de refração para variar o tipo de aerossol ( $n=1,54-0,0i$  para aerossol conservativo e  $n=1,54-0,01i$  para aerossol absorvente). Resultados de Kattawar (1975) sugerem associar ao aerossol com índice de refração  $n=1,54-0,0i$  o parâmetro  $g=0,6865$ , e para  $n=1,54-0,01i$   $g=0,69$  e  $\omega=0,90$ . Esta correspondência é adotada no que segue, permitindo a comparação com os resultados de Herman & Browning.

Verifica-se que os valores obtidos com o modelo apresentam boa concordância com aqueles calculados por Herman & Browning principalmente para o caso conservativo.

Já na Figura 6.6 apresenta-se a relação entre refletâncias planetárias e superficiais para dois valores de espessura óptica de aerossol conservativo (0,1 e 0,8),

mostrando novamente harmonia com os cálculos de Herman & Browning.

Da análise pode-se dizer que o aerossol constitui-se num componente importante no procedimento de correção atmosférica visto que, dependendo do valor da refletância superficial e do comprimento de onda, contribui aumentando ou diminuindo a refletância planetária e por vezes anulando os efeitos do espalhamento molecular. As análises realizadas evidenciam um comportamento coerente do modelo quanto à variação da profundidade óptica de aerossóis. Quando comparado com o trabalho de Herman & Browning o presente modelo mostra boa concordância.

Diante dos testes de sensibilidade e das comparações realizadas conclui-se que o modelo inspira crédito, podendo agora ser conduzido a aplicações.

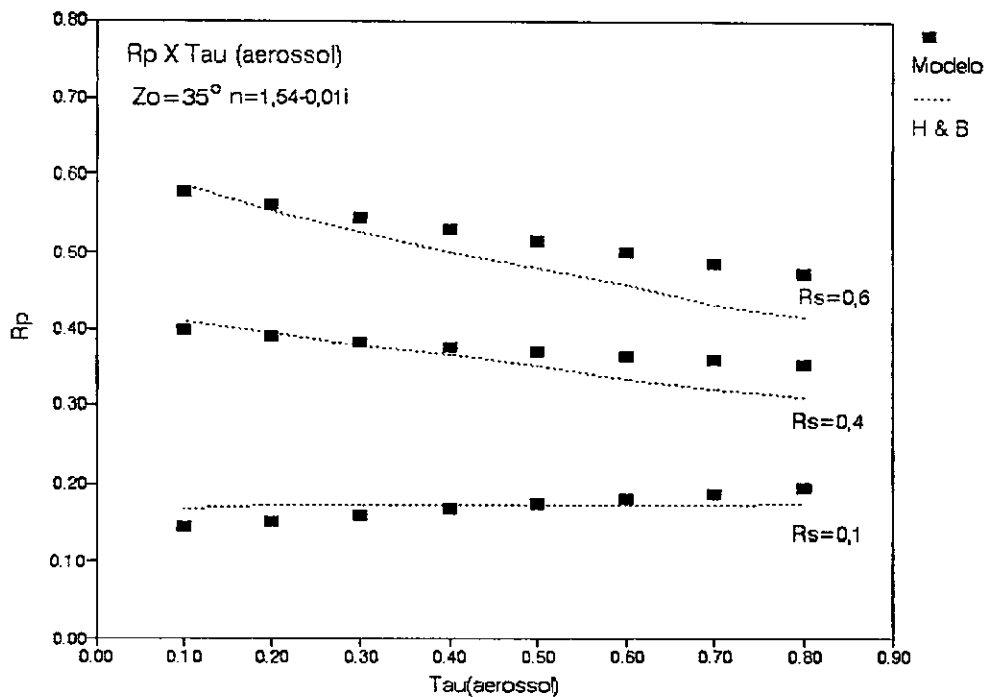
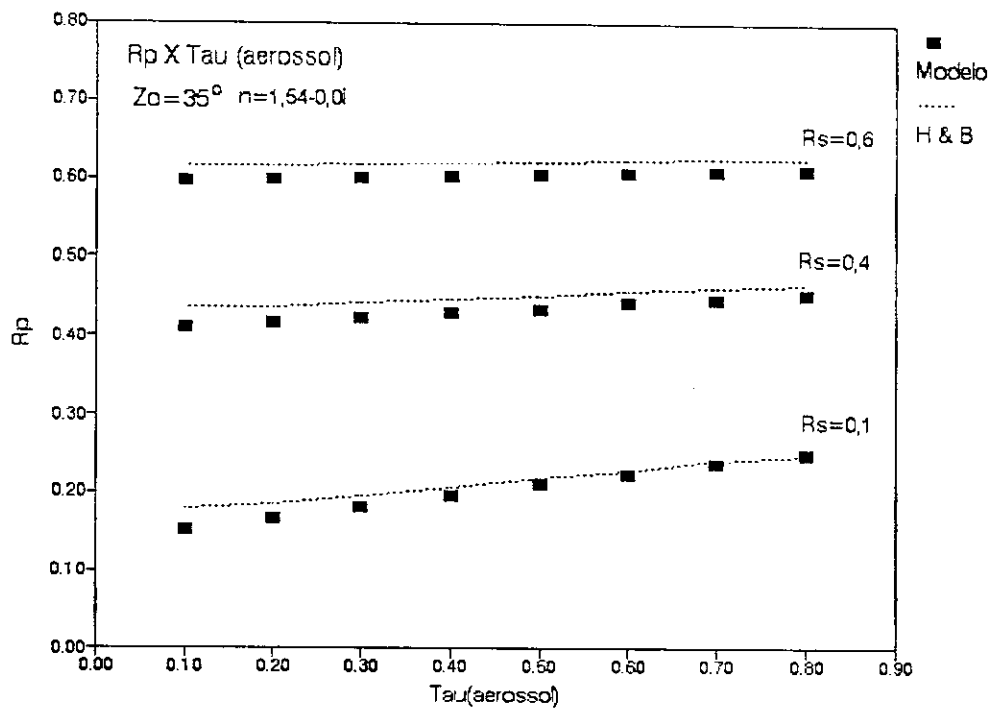


Figura 6.5 - Refletâncias planetárias ( $R_p$ ) em função de espessuras ópticas de aerossóis para  $R_s=0,1$ ;  $R_s=0,4$  e  $R_s=0,6$ . (a)  $n=1,54-0,0i$ ;  $g=0,6568$  e (b)  $n=1,54-0,01i$ ;  $g=0,69$  e  $\omega=0,90$ . Os resultados calculados por Herman & Browning (1975) estão representados por linhas enquanto os resultados do modelo proposto estão representados por símbolos.



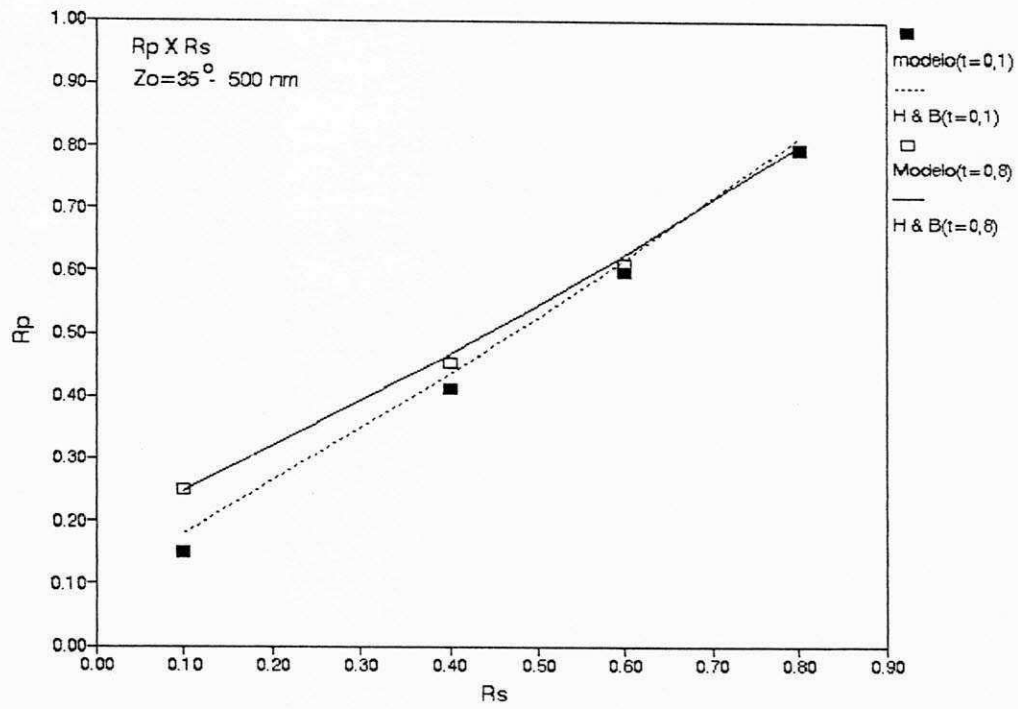


Figura 6.6 - Relação entre refletâncias planetárias ( $R_p$ ) e refletâncias superficiais ( $R_s$ ) para espessuras ópticas de aerossol (conservativo) de 0,10 e 0,80. Os resultados calculados por Herman & Browning (1975) estão representados por linhas e os resultados obtidos com o modelo proposto estão representados por símbolos.

### 6.3 - Aplicação do modelo

As Figuras 6.7-6.12 apresentam a variação espectral de refletâncias planetárias ( $R_p$ ) e as respectivas refletâncias superficiais corrigidas ( $R_s$ ), para alvos típicos das regiões estudadas. As refletâncias planetárias ( $R_p$ ) obtidas a partir das imagens representam na realidade refletâncias médias em cada banda TM. Também são plotadas curvas de refletâncias espectrais características de alvos naturais segundo Bowker *et alii* (1985). Em cada imagem duas situações foram analisadas, uma sem a presença de aerossóis e a outra considerando as grandezas de profundidades ópticas de aerossóis sugeridas na seção 6.1.

As curvas de refletâncias de alvos naturais segundo Bowker *et alii* (1985) mostram claramente como os alvos apresentam assinaturas ("signatures") diferentes nos diversos intervalos de comprimento de onda da radiação.

#### 6.3.1 - Refletância de solos

As Figuras 6.7 e 6.8 ilustram os resultados do modelo e o espectro proposto por Bowken *et alii*. No visível e infravermelho próximo a resposta espectral de solos é afetada pela matéria orgânica, pela composição e pela rugosidade da superfície, além da umidade. Aumentando-se a umidade nos solos a refletância dos mesmos diminui nas regiões do infravermelho próximo e médio (Memit & Hall, 1973, *apud* Rao *et alii*, 1990). Como pode ser visto nas Figuras, na ausência de aerossóis a correção atmosférica é significativa nas bandas 1, 2 e 3. Quando uma carga de aerossóis é colocada na camada inferior a correção atmosférica revela-se ser ainda maior evidenciando a importância deste parâmetro no procedimento de correção atmosférica em imagens.

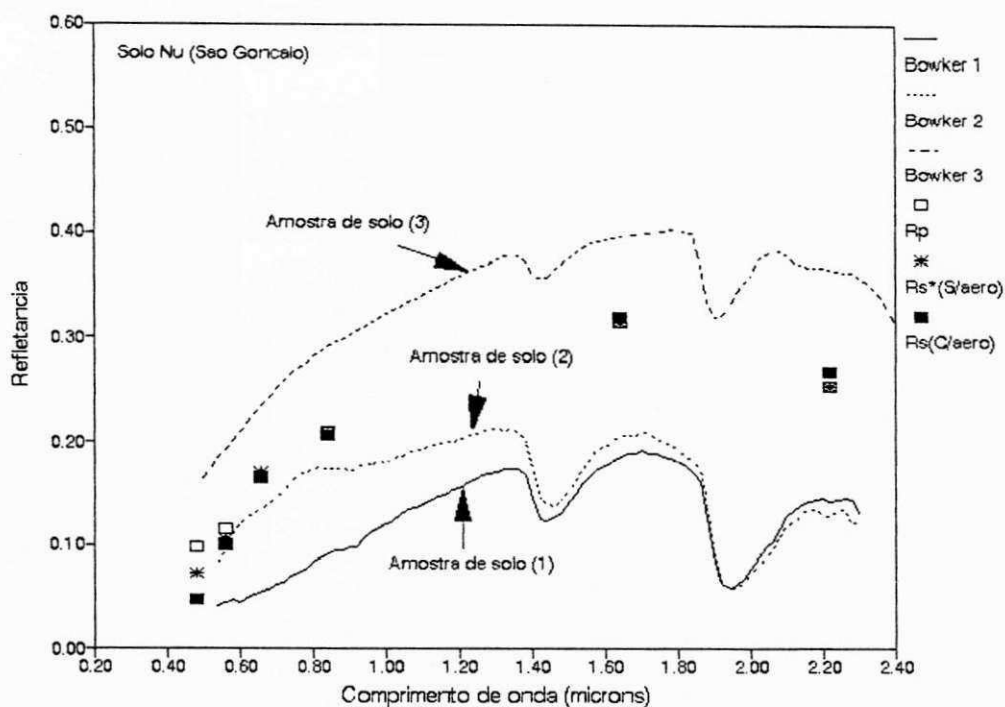


Figura 6.7 - Refletâncias espectrais de solos:  $R_p$  obtidas da imagem,  $R_s^*$  e  $R_s$  obtidas do modelo sem aerossol e com aerossol, respectivamente. As linhas representam curvas espectrais características de Bowker *et alii*, 1985.

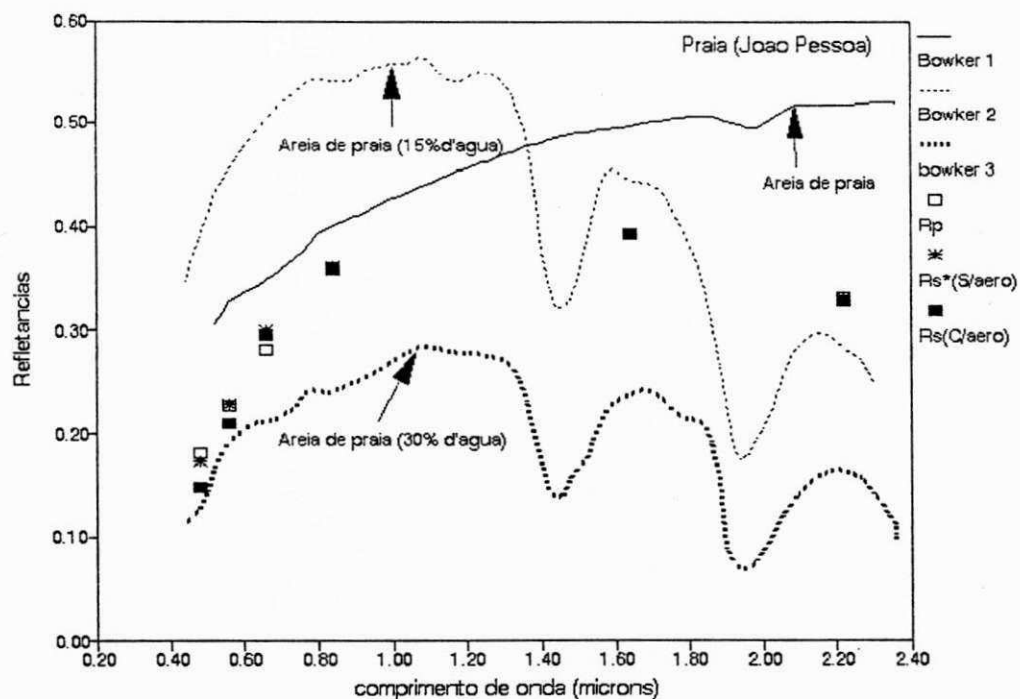


Figura 6.8 - Refletâncias espectrais de solo de praia:  $R_p$  obtidas da imagem,  $R_s^*$  e  $R_s$  obtidas do modelo sem aerossol e com aerossol, respectivamente. As linhas representam curvas espectrais características de Bowker *et alii*, 1985.

### 6.3.2 - Refletância de superfície vegetada

A vegetação apresenta diferenças notáveis no visível e no infravermelho próximo. Na Figura 6.9 estão representados resultados do modelo e o espectro proposto por Bowker *et alii* para áreas com vegetação. As características espectrais da vegetação mostram baixa refletância na região do visível, devido à absorção da radiação incidente pela planta. Em torno de  $0,56 \mu\text{m}$  ocorre o pico familiar de refletância associada à clorofila "a". Entre  $0,70$  e  $1,30 \mu\text{m}$  tem-se alta refletância e mínima absorvância. Já entre  $1,30$  e  $2,50 \mu\text{m}$  encontram-se dois máximos de absorção pela água: em  $1,40$  e  $1,95 \mu\text{m}$ . Como esperado, o canal 4 apresenta as maiores refletâncias para solo vegetado, entretanto, encontra-se numa região espectral de transição e não alcança a representar o máximo de refletância da vegetação. As correções atmosféricas para solos vegetados são maiores na presença de aerossóis mas a correção ajusta-se melhor no caso de pequena carga de aerossol, confirmando as observações feitas no caso de solos.

### 6.3.3 - Área urbanizada

A figura 6.10 mostra refletâncias espectrais de área urbana (imagem de João Pessoa). Como os materiais que compõem grande parte das áreas urbanas edificadas são o concreto e o asfalto, foram plotadas curvas referentes a estes dois materiais. No entanto, João Pessoa é uma cidade arborizada apresentando muitas edificações com cobertura de telhas de barro o que torna inviável comparar as refletâncias obtidas a partir do modelo aplicado a imagem com os espectros dos materiais acima citados.

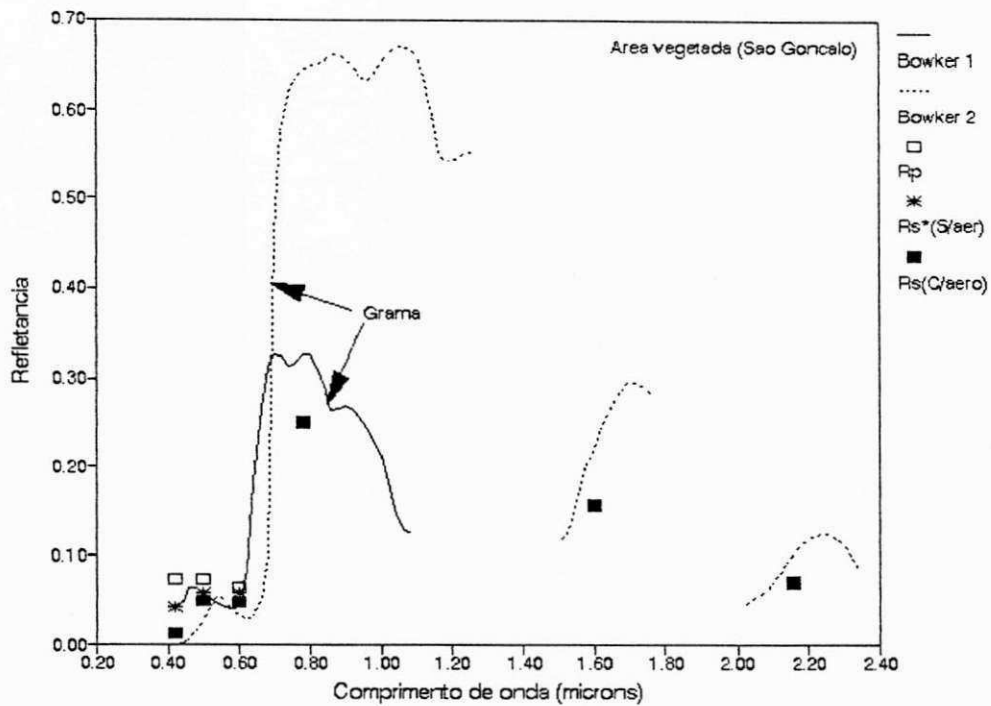


Figura 6.9 - Refletâncias espectrais de área vegetada:  $R_p$  obtidas da imagem,  $R_s^*$  e  $R_s$  obtidas do modelo sem aerossol e com aerossol, respectivamente. As linhas representam curvas espectrais características de grama de Bowker *et alii*, 1985.

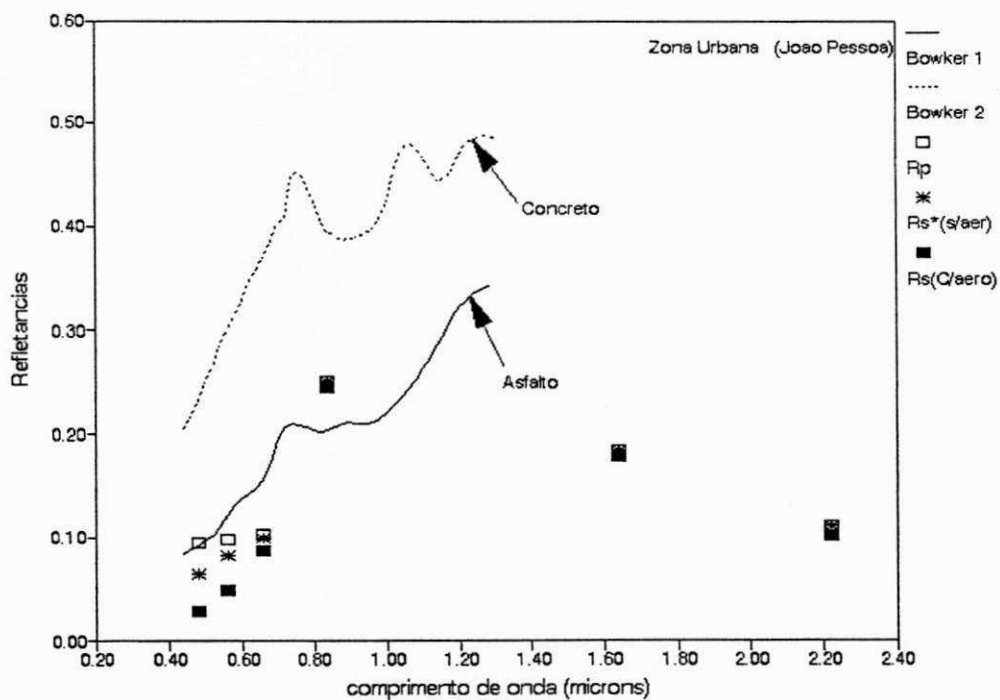


Figura 6.10 - Refletâncias espectrais de zona urbana (João Pessoa):  $R_p$  obtidas da imagem,  $R_s^*$  e  $R_s$  obtidas do modelo sem aerossol e com aerossol, respectivamente. As linhas representam curvas espectrais características amostras de concreto e asfalto de Bowker *et alii*, 1985.

### 6.3.4 - Superfícies d' água

A água em seu estado líquido apresenta baixa refletância entre 0,38 e 0,70  $\mu\text{m}$ , absorvendo toda a radiação acima de 0,70  $\mu\text{m}$ . Nas Figuras 6.11 e 6.12 pode-se verificar que na presença de aerossóis a refletância superficial de uma superfície de água é bastante reduzida em relação a refletância planetária.

A aplicação do modelo às imagens mostra que na ausência de aerossóis apenas as bandas TM 1, 2 e 3 são afetadas pela presença da atmosfera "limpa e seca" e do ozônio. Na presença de aerossóis as correções atmosféricas são significativas, principalmente nas bandas TM 1, 2 e 3.

Entretanto, não é possível escolher uma amostra de água apresentada por Bowker *et alii* como típica do litoral ou do açude. A refletância natural de água já é pequena, e o espectro de profundidade óptica do aerossol representa apenas valores típicos. Portanto, a correção atmosférica pode conduzir a valores falsos de  $R_s$ . De qualquer forma, a correção "sem aerossol" (puramente Rayleigh) sugere que as imagens consideradas representam cena com carga de aerossol muito pequena.

A Figura 6.12 ilustra resultados do modelo para refletâncias de água do mar além do espectro da refletância bidirecional para oceano profundo (Tanré *et alii*, 1986). Como pode ser visto os resultados do modelo mostram-se de acordo com o espectro proposto por Tanré *et alii*.

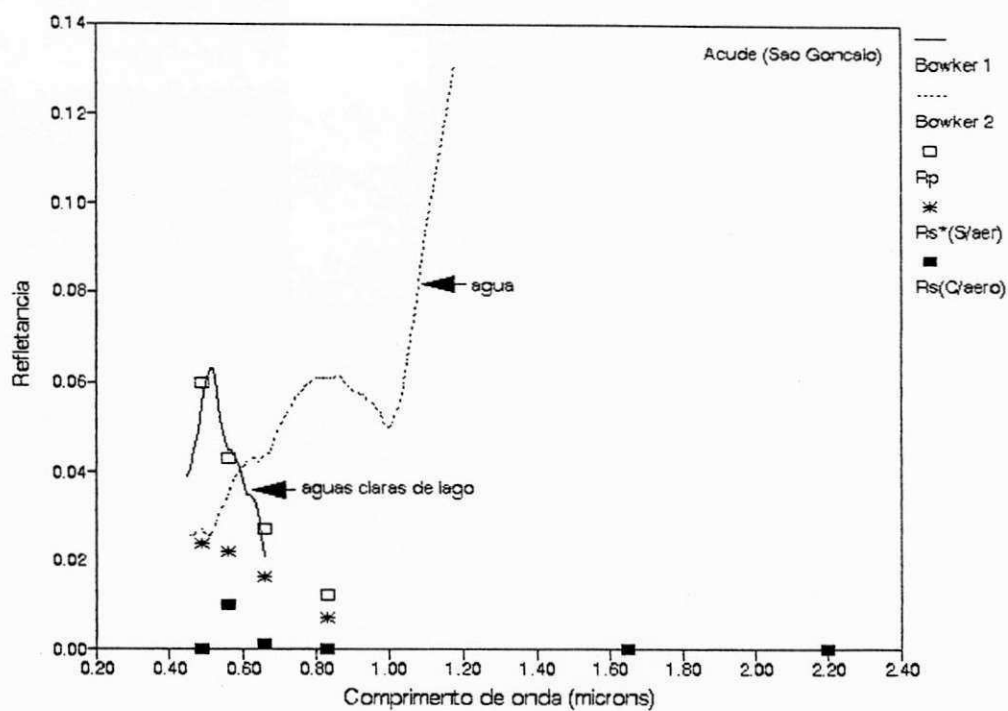


Figura 6.11 - Refletâncias espectrais de água de açude (São Gonçalo):  $R_p$  obtidas da imagem,  $R_s^*$  e  $R_s$  obtidas do modelo sem aerossol e com aerossol, respectivamente. As linhas representam curvas espectrais características de águas de Bowker *et alii*, 1985.

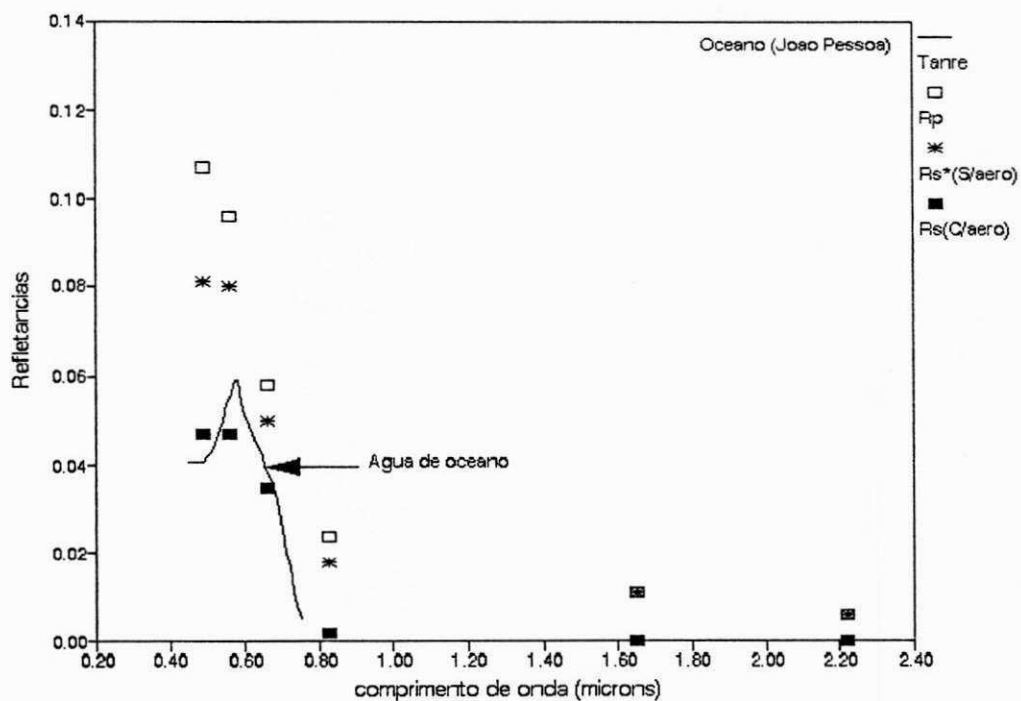


Figura 6.12 - Refletâncias espectrais de água do mar (João Pessoa):  $R_p$  obtidas da imagem,  $R_s^*$  e  $R_s$  obtidas do modelo sem aerossol e com aerossol, respectivamente. A linha representa características espectrais de refletância bidirecional de oceano profundo de Tanré *et alii*, 1986.

## 7 - CONCLUSÕES

Apresenta-se neste trabalho um método de correção atmosférica que transforma a radiância da imagem em refletância referida à superfície, podendo ser aplicado sistematicamente a imagens Landsat.

O método consiste em deduzir a refletância superficial de alvos a partir da radiância planetária numa atmosfera dividida em duas camadas, em que a contribuição da camada superior (com espessura de 900 hPa) é avaliada por um método simplificado que fornece uma refletância representativa do topo da camada de mistura. Na camada de mistura (com espessura =  $900 \text{ hPa} - P_{\text{local}}$ ) é aplicada uma aproximação de dois fluxos, que considera isotropia hemisférica de radiância difusa. O esquema representa uma adaptação de trabalhos anteriores de Ceballos & Bastos (1988) e Bastos (1994).

O método foi avaliado através de testes de sensibilidade e comparações com resultados publicados na literatura. Em geral, os resultados obtidos com o modelo proposto demonstraram ser consistentes com aqueles da literatura. Os testes de sensibilidade consistiram de: verificação dos efeitos da variabilidade da profundidade óptica de aerossóis; efeitos da variabilidade do tipo de aerossóis; e influência do ângulo de incidência da



radiação. A partir dos testes evidenciou-se que o efeito de aerossóis sobre a refletância planetária é variável, dependendo do tipo de aerossol, do comprimento de onda e da refletância superficial. Em termos gerais, todos os aerossóis incrementam os efeitos da refletância natural da atmosfera no caso de superfícies escuras ( $R_s < 0,10$ ). Entretanto, para  $R_s$  crescente os aerossóis tendem a anular o efeito da dispersão Rayleigh sobre  $R_p$ . No caso do aerossol rural, observa-se compensação e até inversão do efeito para  $R_s > 0,40$  na banda 1 do Landsat TM. Também ficou claro que a variação do ângulo zenital, dentro dos limites estudados, afeta muito discretamente as correções.

No geral, estes resultados são coerentes com os de outros autores (Paltridge & Platt, 1976, cap.9), descrevendo a influência do aerossol, o método proposto concorda numericamente com os modelos mais sofisticados como o de Herman & Browning, 1975.

Para fins de aplicação em condições regionais, espessuras ópticas de aerossóis foram calculadas a partir de medições piranométricas espectrais de 1988. Os resultados indicam que a ordem de grandeza da espessura óptica típica de aerossóis nas regiões em estudo é pequena porém importante, não devendo ser desconsiderada.

O método foi aplicado a alvos de duas imagens Landsat 5 TM na Paraíba. Duas situações foram consideradas para a camada de mistura: uma sem a presença de aerossóis atmosféricos e outra considerando-se as espessuras ópticas típicas mencionadas acima. Foi possível observar que as correções nas refletâncias são significativas atingindo frações consideráveis dos valores de refletâncias planetárias nas bandas 1, 2 e 3. Todavia, os resultados devem ser considerados qualitativos desde que medições de  $\tau_a$  e  $R_s$  nos locais ("verdade terrestre") na data da imagem não estavam disponíveis.

- MCCARTNEY, E. J., 1976. *Optics of the atmosphere: scattering by molecules and particles*. John Wiley & Sons.
- MCCARTNEY, H. A. and UNSWORTH, M. H., 1978. Spectral distribution of solar radiation. I: direct radiation. *Quart. Journal R. Met. Soc.*, **104**: 699-718.
- MEKLER, Y. and JOSEPH, J. H., 1983. Direct determination of surface albedos from satellite imagery. *Journal of Climate and Applied Meteorology* **22**: 530-536.
- NECKEL, H. and LABS, D., 1984. The solar radiation between 3300 and 12500 Å. *Solar Physics*, **90**: 205-258.
- NOVO, E. M. L. de Moraes, 1992. *Sensoriamento remoto: princípios e aplicações*. 2ed. Edgard Blücher.
- PALTRIDGE, G. W. and PLATT, C. M. R., 1976. *Radiative processes in meteorology and climatology*. Elsevier Sci. Pub. Co.
- PRINCE, J. C., 1989. Calibration comparison for the Landsat 4 and 5 multispectral scanners and thematic mappers. *Applied optics*, **28(3)**: 465-471.
- QUENZEL, H., 1970. Determination of size distribution of atmospheric aerosol particles from spectral solar radiation measurements. *Journal of Geophysical Research* **75(15)**: 2915-2921.
- RAO, P. K., HOLMES, S. J., ANDERSON, R. K., WINSTON, J. S. and LEHR, P. E., 1990. *Weather satellites: systems, data, and environmental applications*. American Meteorological Society.
- RAO, T. V. R., 1990. Avaliação de modelos que estimam o índice de área foliar usando informações obtidas nas bandas do "LANDSAT MSS". In: *Anais do VI Cong. Bras. de Meteorologia*, **VI**: 22-26. Salvador (BA).
- RICHTER, R., 1990. A fast atmospheric correction algorithm applied to Landsat TM images. *International Journal Remote Sensing*, **11(1)**: 159-166.
- ROBINSON, N., 1966. *Solar radiation*. Elsevier.
- SCHALLER, E., 1979. A delta-two-stream approximation in radiative flux calculations. *Contributions to Atmospheric Physics*, **52(1)**: 17:26.
- SHETTLE, E. P. and FENN, R. W., 1979. Models for the aerosols of the lower atmosphere and the effects of humidity variations on their optical properties. Hanscom AFB, Air Force Geophysics Laboratory, *Publication AFGL-TR-79-0214*.
- SINGH, S. M., 1994. Parameterization of a single scattering atmospheric correction algorithm using 5S code. *International Journal of Remote Sensing*, **15(1)**: 191-196.
- SLATER, P. N., 1980. *Remote sensing: Optics and optical systems*. Addison-Wesley Pub. Co.
- , BIGGAR, S. F., HOLM, R. G., JACKSON, R. D., MAO, Y., MORAN, M. S., PALMER, J. M. and YUAN, B., 1987. Reflectance- and radiance-based methods for the in flight absolute calibration of multispectral sensors. *Remote Sensing of Environment*, **22**: 11-37.

- TANRÉ, D., HERMAN, M., DESCHAMPS, P. Y., and de LEFFE, A., 1979. Atmospheric modeling for space measurements of ground reflectances, including bidirectional properties. *Applied Optics*, 18(21): 3587-3594.
- , DEROO, C., DUHAUT, P., HERMAN, M., MORCRETTE, J. J., and DESCHAMPS, P. Y., 1986. Simulation of the satellite signal in the spectrum (5S). *Technical Report*, Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Université des Sciences et Techniques de Lille.
- , DESCHAMPS, P. Y., DUHAUT, P., and HERMAN, M., 1987. Adjacency effect produced by the atmospheric scattering in thematic mapper data. *Journal of Geophysical Research*, 92(D10): 12000-12006.
- TASSAN, S., 1994. Removal of the of sun-glitter from Thematic Mapper imagery of the sea. *International Journal of Remote Sensing*, 15(2): 719-723.
- TOMASI, C., CAROLI, E. and VITALE, V., 1983. Study of the relationship between Ångström's wavelength exponent and Junge particle size distribution exponent. *Journal of Climate and Applied Meteorology* 22: 1707-1716.
- VOLZ, F. E., 1970. Spectral skylight and solar radiance measurements in the Caribbean: maritime aerosols and Sahara dust. *Journal of the Atmospheric Sciences* 27: 139-146.
- WISCOMBE, W. J., 1977. The delta-M method: rapid yet accurate radiative flux calculations for strongly asymmetric phase functions. *Journal of the Atmospheric Sciences* 34: 1408-1422.
- WEINMAN, J. A., TWITTY, J. T., BROWNING, S. R., and HERMAN, B. M., 1975. Derivation of phase functions from multiply scattered sunlight transmitted through a hazy atmosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences* 32: 577-583.
- WRIGLEY, R. C., SPANNER, M. A., SLYE, R. E., PUESCHEL, R. F., and AGGARWAL, H. R., 1992. Atmospheric correction of remotely sensed image data by a simplified model. *Journal of Geophysical Research*, 97(D17): 18797-18814.