

Universidade de São Paulo  
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas  
Departamento de Meteorologia

JULIO CESAR MORAIS

ESTUDO DE PROPRIEDADES ÓPTICAS DE PARTÍCULAS DE AEROSSOL NÃO  
ESFÉRICAS

São Paulo

2013



Julio Cesar Morais

Estudo de Propriedades Ópticas de partículas de aerossol não esféricas

Dissertação apresentada ao Departamento de Meteorologia do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo como requisito parcial para obtenção do título de Mestre.

Área de Concentração: Ciências Atmosféricas

Orientador(a): Prof(a). Dr(a). Marcia Akemi Yamasoe

São Paulo

2013

## **DEDICATÓRIA**

A todos queridos familiares que infelizmente não puderam mais estar presentes em minha vida, em especial tia Neuza e vó Rosa.

A todos os meus amigos do IAG-USP e CEPE-USP.

## AGRADECIMENTOS

Aos meus pais, por todo suporte, dedicação e confiança ao longo de minha vida.

À Profa. Dra. Marcia Akemi Yamasoe, orientadora deste trabalho, por toda atenção e paciência demonstradas ao longo de anos de iniciação científica e mestrado.

Aos Senhores membros da banca examinadora, pela honra de ser examinado por tão ilustres professores.

À minha esposa Luciana por toda convivência, respeito e carinho ao longo de quase uma década.

À minha tia Marli, minha madrinha Regina e prima Cristina por estarem sempre perto, pelo carinho demonstrado em toda minha vida.

Ao meu sogro, Carlos Tadeu, e sogra, Luísa por terem me recebido em sua família e mostrado carinho e afeto todos esses anos.

Aos professores e funcionários do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da USP por toda ajuda prestada.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) por financiar esta pesquisa.

“A liberdade que está na base do exercício da razão, tanto numa universidade como também na Igreja tem um fim preciso: visa a busca da verdade e como tal exprime uma dimensão própria do cristianismo”.

Joseph Ratzinger (Papa Bento XVI) - Discurso na República Theca, domingo 27 setembro 2009.

## Sumário

Abstract .....	ix
Lista de Figuras .....	x
1. INTRODUÇÃO .....	1
1.1. Introdução geral.....	1
1.2. Problemática desenvolvida neste trabalho e seus objetivos .....	2
1.3. Caracterização de aerossóis atmosféricos: .....	2
1.4. Forçante climática do aerossol .....	7
1.5. Introdução teórica.....	9
1.5.1. Eletromagnetismo: Obtenção dos campos eletromagnéticos incidente e espalhado.....	9
1.5.2. T-Matrix .....	11
1.5.3. Equação de transferência radiativa.....	15
2. METODOLOGIA .....	18
2.1. T-Matrix .....	18
2.2. LibRadTran .....	21
3. RESULTADOS:.....	22
3.1. Parâmetro de assimetria e albedo simples:.....	22
3.2. Função de fase.....	24
3.3. Taxa de aquecimento.....	27
3.4. Irradiância .....	30
3.5. Radiância.....	32
3.6. Discussão dos resultados.....	35
4. CONCLUSÃO E PROPOSTAS DE TRABALHOS FUTUROS .....	35
4.1. Conclusão.....	35
4.2. Propostas para trabalhos futuros .....	36
5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	37

## Resumo

As partículas de aerossol possuem um importante papel no sistema atmosférico pela sua capacidade de afetar o saldo radiativo de duas maneiras distintas, a direta, através do espalhamento e absorção da radiação, e a indireta, interagindo com as nuvens.

Pode-se notar que nem sempre as partículas de aerossol são esféricas e em alguns casos ficam muito distante desta forma. No entanto, pela sua maior simplicidade matemática, a teoria Lorenz-Mie, baseada na solução das equações de Maxwell na fronteira de uma esfera dielétrica vem sendo usada com sucesso para descrever a interação entre a radiação eletromagnética e as partículas de aerossol.

Entretanto, nas últimas décadas, considerando a importância dos aerossóis não esféricos, como poeira, na atmosfera, diversos estudos têm sido conduzidos para solucionar o problema do espalhamento de radiação por partículas não esféricas. Este trabalho utilizou o código T-Matrix para obtenção das propriedades ópticas de partículas de aerossol não esféricas com a finalidade de comparar seus resultados com os obtidos para a forma esférica. Subsequentemente fez-se uso do código de transferência radiativa LibRadTran, no qual se utilizaram as propriedades obtidas através do T-Matrix, para estudar como a não esfericidade do aerossol pode influenciar parâmetros relevantes na atmosfera, tais como a taxa de aquecimento e a irradiância difusa descendente.

Os resultados mostraram que existe uma significativa diferença no valor da função de fase para ângulos traseiros, variando entre 20% e 60%, e podendo chegar a mais de 80%, importando possíveis dificuldades para sensoriamento remoto. Outro resultado obtido foi que um modelo para aerossóis esféricos superestimaria a irradiância em no máximo 20% e a radiância em até 40%. Além disso, o modelo esférico subestimaria entre 0,5% e 28% o valor da taxa de aquecimento em relação a qualquer valor de razão de aspecto testado neste trabalho.

Concluiu-se que existem diferenças entre utilizar um modelo esférico ou não esférico de aerossóis, o que implica possíveis discrepâncias entre a observação e o resultado teórico. Entretanto o incremento no custo computacional e a maior complexidade decorrente da adoção de um modelo de partículas não esféricas faz com que ainda seja mais vantajosa, em algumas aplicações práticas, a utilização de um modelo esférico.

**Palavras-chave:** não esfericidade do aerossol – espalhamento – aerossóis – T-Matrix -  
Transferência Radiativa



## **Abstract**

Aerosol particles play an important role in the atmospheric system because they can modify the radiation budget in two different ways, by absorbing and scattering radiation, which is the direct effect and interact with clouds known as indirect effect.

Although one can easily see that aerosols are not always spherical or sometimes not even close to that, Lorenz-Mie theory based on the solutions of Maxwell equations in the border of a dielectric sphere has been successfully used to describe the interaction between aerosols particles and electromagnetic radiation. Nevertheless given the importance of non-spherical aerosols like dust in the atmosphere, in the past decades efforts have been made to solve the problem of the light scattering by non-spherical particles.

In this work the T-Matrix code is used to obtain the optical properties of non-spherical particles in order to compare it with the results for the spherical form. In the subsequent part those properties are inserted into the radiative transfer code called LibRadTran to study how the non-sphericity of the aerosol could affect relevant parameters of the atmosphere, the heating rate and the downward diffuse irradiance for instance.

The results showed that there is a significant difference in the value of the phase function for backscattering angles, from 20% up to 60%, reaching in some cases 80%, causing possible difficulties for remote sensing. Another result was that a spherical aerosol model overestimated the irradiance in about 20% maximum and the radiance by over 40% in some cases. Besides the model of spherical aerosols underestimated the heating rate from 0,5% up to 28% compared to any other aspect rate tested in this research.

We concluded that there are differences between the results obtained by a spherical aerosol model and non-spherical model, which may implicate some inconsistencies between observed and theoretical results. Nevertheless, given the increase in the mathematical complexities and computer resources for implementing a non-spherical model it is still more advantageous, in some applied fields, to use spherical aerosol model.

**Keywords:** non-spherical aerosol – scattering – aerosol – T-Matrix – Radiative Transfer.

## **Lista de Figuras**

**Figura 1.1:** *Imagem de uma pluma de poeira do deserto do Saara sendo transportada para fora da costa em direção ao Atlântico*

**Figura 1.2:** *Concentração volumétrica de partículas de aerossol em função do raio em Cabo Verde (África) para o dia 12 de novembro de 2006, em diferentes horas do dia.*

**Figura 1.3:** *Concentração volumétrica de partículas de aerossol em função do raio no Suriname para o dia 28 de janeiro de 2001, em diferentes horas do dia*

**Figura 1.4:** *forçante radiativa média ao longo de 200 anos, obtida do relatório 4 do IPCC, 2007.*

**Figura 1.5:** *Esquematização da participação do aerossol no sistema atmosférico. Imagem obtida no site da NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration)*

**Figura 2.1:** *Figura 2.1: Gráfico de número de partículas em função do valor do raio utilizando  $r_1 = 1,36\mu\text{m}$  e  $r_2 = 4,13\mu\text{m}$ , onde  $r_1$  e  $r_2$  são respectivamente o menor e o maior valor de raio dados à distribuição.*

**Figura 3.1:** *Gráfico de albedo simples e parâmetro de assimetria por razão de aspecto para comprimento de onda igual a 500nm*

**Figura 3.2:** *Gráfico de albedo simples e parâmetro de assimetria por razão de aspecto para comprimento de onda igual a 670nm*

**Figura 3.3.** *Gráfico de albedo simples e parâmetro de assimetria por razão de aspecto para comprimento de onda igual a 870nm*

**Figura 3.4:** *Log da função de fase por ângulo de espalhamento para quatro razões de aspecto para comprimento de onda de 500nm*

**Figura 3.5:** *Log da função de fase por ângulo de espalhamento para quatro razões de aspecto para comprimento de onda de 550nm*

**Figura 3.6:** *Log da função de fase por ângulo de espalhamento para quatro razões de aspecto para comprimento de onda de 670nm*

**Figura 3.7:** *Log da função de fase por ângulo de espalhamento para quatro razões de aspecto para comprimento de onda de 870nm*

**Figura 3.8:** *Log da função de fase por ângulo de espalhamento para quatro razões de aspecto para comprimento de onda de 1020nm*

**Figura 3.9:** *Log da função de fase por ângulo de espalhamento para quatro razões de aspecto para comprimento de onda de 3000nm*

**Figura 3.10:** *Taxa de aquecimento por altura para diferentes razões de aspecto.*

**Figura 3.11:** *taxa de aquecimento em diferentes alturas para duas razões de aspecto e três profundidades ópticas do aerossol diferentes, 0,5,1,0 e 1,5.*

**Figura 3.12:** *taxa de aquecimento em diferentes alturas para duas razões de aspecto e três distintos ângulos zenitais solares.*

**Figura 3.13:** *Irradiância difusa descendente em superfície em função razão de aspecto.*

**Figura 3.14:** *Irradiância difusa ascendente no topo da atmosfera em função da razão de aspecto.*

**Figura 3.15:** *Média azimutal de radiância em função do módulo do cosseno o ângulo zenital de observação para ângulo zenital solar de 30°.*

**Figura 3.16:** Média azimutal de radiância em função do módulo do cosseno o ângulo zenital de observação para ângulo zenital solar de  $40^\circ$ .

**Figura 3.17:** Gráfico da razão entre valores de radiância espalhada por partículas de aerossol com diferentes razões de aspecto, e a espalhada por partículas esféricas em diferentes geometrias, para ângulo zenital solar de  $30^\circ$

**Figura 3.18:** Gráfico da razão entre valores de radiância, espalhada por partículas de aerossol com diferentes razões de aspecto, e a espalhada por partículas esféricas em diferentes geometrias, para ângulo zenital solar de  $40^\circ$

# 1. INTRODUÇÃO

## 1.1. Introdução geral

O estudo da interação entre as partículas de aerossóis e a radiação eletromagnética é de significativa importância em diversas áreas das ciências atmosféricas. Os aerossóis atmosféricos alteram a forçante radiativa, definida pelo IPCC (Intergovernmental Panel of Climate Changes) como: "uma medida de como o balanço de energia do sistema Terra-atmosfera é influenciado quando fatores que afetam o clima são alterados"(IPCC,2007). Esse impacto acontece visto que as partículas de aerossol absorvem e espalham a radiação modificando desta maneira o saldo radiativo na atmosfera (Hansen et al., 2011), além de interferirem na formação e na dinâmica de desenvolvimento de nuvens (Khain et al., 2004). Outro importante efeito dos aerossóis é alterar a estabilidade hidrostática da atmosférica aquecendo, via absorção da radiação, a camada da atmosfera em que se encontram as partículas. (Nousiainen et al., 2010).

A poeira suspensa pela ação do vento representa uma das maiores contribuições como fonte de aerossol na atmosfera (Prospero ,1996), como mencionado por Koren e colaboradores, a poeira de uma pequena região do Saara, depressão de Bodélè, pode ser a principal fonte de minerais que fertiliza e supre de nutrientes a Amazônia (Koren et al., 2006) Ainda na mesma esteira, como discutido por Prospero (1996), há um intenso transporte sobre o Mediterrâneo e sobre o Atlântico Norte. Por todo o exposto anteriormente, diversos trabalhos têm sido dedicados aos estudos das propriedades físicas e químicas de poeira de diferentes localidades, como por exemplo, o realizado em Marrocos (Kendler et al.;2009). Do mesmo modo pode-se citar o estudo realizado por Koren e colaboradores em uma tempestade de poeira acontecida em Israel (Koren et al,2001).É importante ressaltar que estes autores no mesmo estudo mostram também, utilizando-se da teoria de fractais, a existência de uma relação entre tamanho e não esfericidade. O que se pode observar nesses trabalhos é que a forma dessas partículas é claramente não esférica o que leva ao problema da solução da interação entre a onda eletromagnética e a partícula de aerossol não esférica. (Mishchenko, 2009).

## **1.2. Problemática desenvolvida neste trabalho e seus objetivos**

A teoria Mie, que apresenta a solução da interação da radiação com partícula esférica, tem sido utilizada com sucesso nos modelos de previsão que consideram o efeito radiativo do aerossol, assim como, nos modelos de transferência radiativa. Entretanto, em decorrência da não esfericidade de vários tipos de aerossóis (Mishchenko,2008), diversas técnicas aproximativas ou exatas têm aparecido nas ultimas décadas na tentativa de melhorar a modelagem dos efeitos da não esfericidade sobre a radiação espalhada (Mishchenko, 2000). Em que pese esses esforços a não esfericidade é ainda uma das principais dificuldades para o sensoriamento remoto de aerossóis troposféricos.

Uma das principais técnicas utilizadas, proposta inicialmente por Watermann (1970), e desenvolvida por Mishchenko (1998), é o T-Matrix. Este código tem sido usado para estudar propriedades ópticas de diferentes formas de não esfericidade, tais como: agregados (Mishchenko et al.,2000) e esferoides (Mishchenko e Travis; 1994).

Este trabalho tem como objetivo obter os parâmetros ópticos, albedo simples, coeficiente de extinção e função de fase, por intermédio do T-Matrix, para partículas esféricas e não esféricas, para utilizá-los como entrada no código de transferência LibRadtran com o fim de obter a diferença tanto na irradiância quanto para a radiância ao se considerar um modelo de partículas esféricas e outro de não esféricas.

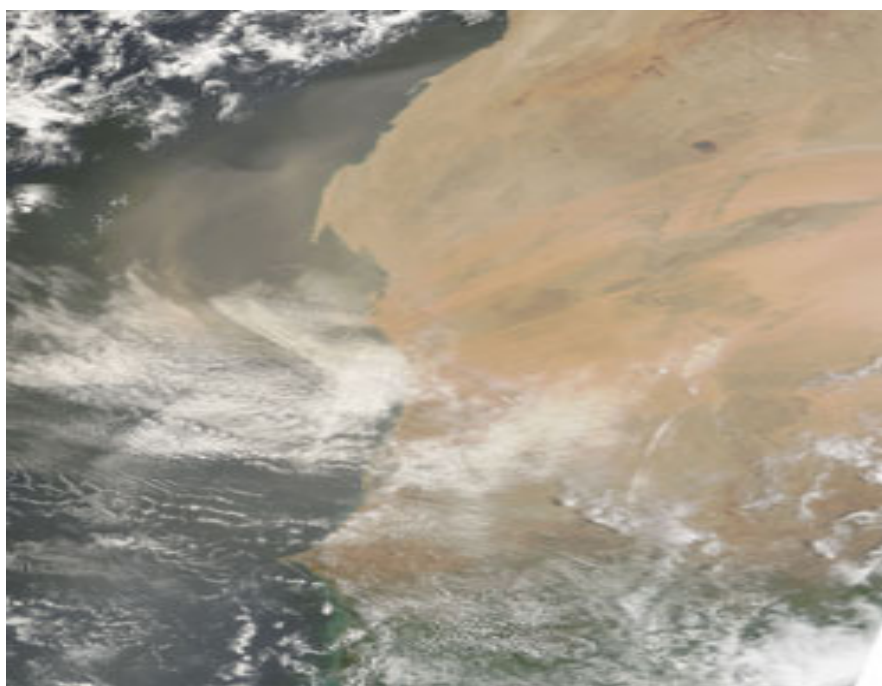
As subseções seguintes tratarão mais detalhadamente em primeiro lugar a caracterização de aerossóis atmosféricos, em seguida os efeitos, direto e indireto dos aerossóis e por último uma introdução teórica sobre o T-Matrix e sobre o código de transferência radiativa utilizado neste trabalho.

## **1.3. Caracterização de aerossóis atmosféricos:**

Seção baseada em Liou, 2002.

A imagem apresentada na figura 1.1 obtida pelo sensor MODIS (*Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer*) a bordo do satélite Terra da NASA (*National Aeronautics and Space Administration*) mostra uma pluma de poeira, uma fonte comum de

aerossol atmosférico, do deserto do Saara saindo da costa da África em direção ao Atlântico Norte. Partículas como mostradas na figura interagem com a radiação solar e esta interação está relacionada com as características físicas, forma e tamanho do aerossol, e químicas, composição das partículas da qual dependem os valores da parte real e imaginária do índice de refração. Todas essas grandezas vão definir as propriedades ópticas desses aerossóis.



*Figura 1.1: Imagem de uma pluma de poeira do deserto do Saara sendo transportada para fora da costa em direção ao Atlântico*

Aerossóis são partículas sólidas ou líquidas suspensas em meio gasoso, no caso da atmosfera esse meio é o ar. Pode-se diferenciar sua origem entre naturais e antrópicos, entre os naturais incluem-se poeira, sal marinho, detritos vulcânicos entre outros. Entre os antrópicos destacam-se os oriundos das indústrias e das queimas de combustíveis fósseis e de vegetação.

Quanto ao tamanho dividem-se os aerossóis em moda grossa, com tamanho acima de  $1\mu\text{m}$ . e moda fina que possui tamanho abaixo deste valor. Caracteristicamente os aerossóis variam em um espectro de tamanho entre  $0.001\mu\text{m}$  até dezenas de micrometros (Seinfeld e Pandis, 2006). As figuras 1.2 e 1.3 mostram dois exemplos de distribuição de tamanhos, obtidas de sítios da AERONET (*AEROSOL ROBOTIC NETWORK*) (Holben et al., 1998), para duas

diferentes localidades e períodos, Suriname em 2001 e Cabo Verde em 2006. Nessas localidades, como mostram as figuras, há o predomínio de partículas de aerossol de moda grossa, possivelmente oriundas do transporte de poeira do Saara.

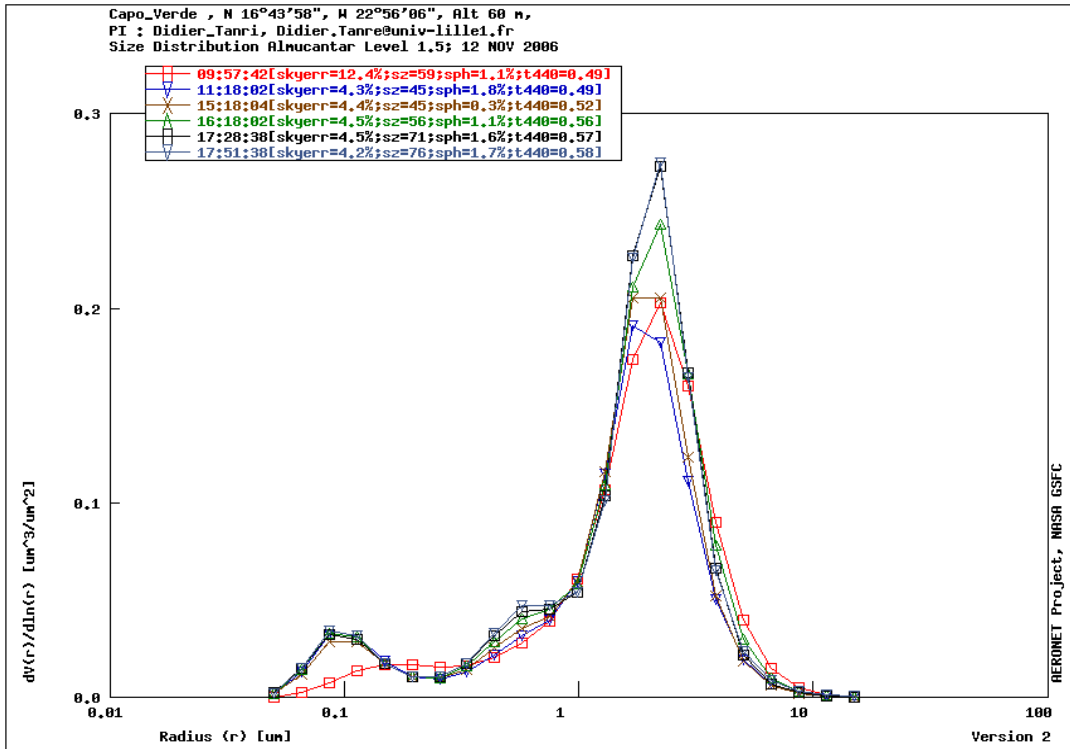


Figura 1.2: Concentração volumétrica de partículas de aerossol em função do raio em Cabo Verde (África) para o dia 12 de novembro de 2006, em diferentes horas do dia.



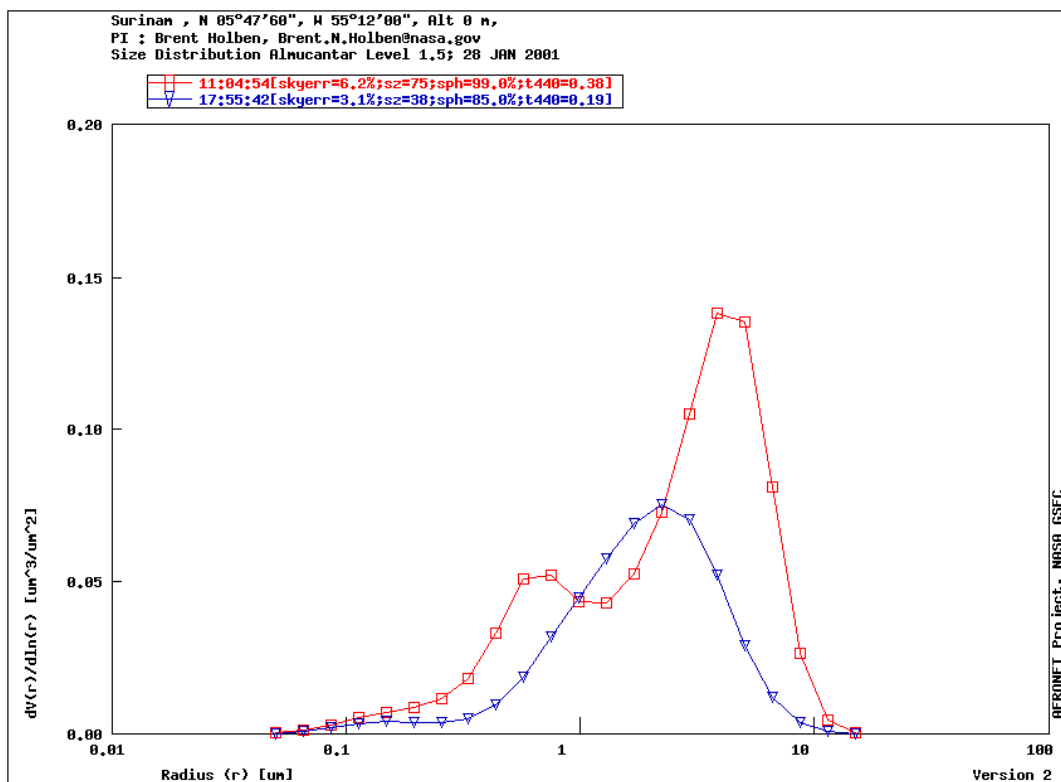


Figura 1.3: Concentração volumétrica de partículas de aerossol em função do raio no Suriname para o dia 28 de janeiro de 2001, em diferentes horas do dia.

Evidentemente as figuras acima são ilustrativas de algumas distribuições de tamanho encontradas na natureza, mas em hipótese nenhuma são exaustivas de todos os tipos possíveis de serem encontrados. Para este fito dever-se-ia obter distribuições localizadas nas mais diversas regiões do globo, abrangendo latitudes, longitudes e altitudes diferentes, do mesmo modo incluindo diferentes períodos do ano.

O tamanho da partícula em relação ao comprimento de onda irá determinar de que maneira dar-se-á o espalhamento; para partículas muito menores que o comprimento de onda ocorre o espalhamento Rayleigh cuja característica é uma alta dependência espectral para a eficiência de espalhamento. Para partículas da mesma ordem de grandeza do comprimento de onda utiliza-se principalmente a teoria Mie e a eficiência de espalhamento apresenta dependência espectral menor do que a observada no espalhamento Rayleigh. Para o espalhamento da radiação por partículas muito maiores do que o comprimento de onda da radiação aplica-se a teoria da óptica geométrica. Neste caso, a dependência espectral da eficiência de espalhamento é nula.

Para este trabalho a característica mais importante da partícula é sua forma. A teoria Mie resolve a interação da radiação com uma esfera, mas grande parte dos aerossóis, naturais ou antrópicos apresentam formas não esféricas. Esta não esfericidade pode ser representada de diversas formas, sendo agregados de esferas e formas elipsoidais prolatas e oblatas as mais comuns.

Outro importante aspecto das partículas está relacionado com os valores da parte real e da parte imaginária do índice de refração, que estão respectivamente relacionados com o espalhamento e com a absorção de radiação eletromagnética pelo aerossol. A tabela a seguir mostra alguns valores médios para as partes real e imaginária do índice de refração, obtidos durante campanha de estudo no Marrocos, para poeira do deserto do Saara em diferentes comprimentos de onda (Kandler et al., 2009).

**Tabela 1.1: Tabela com os valores da parte real e da parte imaginária do índice de refração para diversos comprimentos de onda. Retirada do artigo de Kandler et al. 2009.**

Comprimento de onda (nm)	Parte real	Parte imaginária x 10 <sup>-3</sup>
350	1,582 ± 0,010	6,9 ± 0,9
530	1,564 ± 0,008	3,5 ± 0,5
670	1,554 ± 0,008	0,33 ± 0,04
870	1,548 ± 0,007	0,17 ± 0,02

## 1.4. Forçante climática do aerossol

Esta seção foi baseada em Salby (1996) e outros trabalhos citados ao longo do texto e busca detalhar os mecanismos de participação do aerossol no sistema climático.

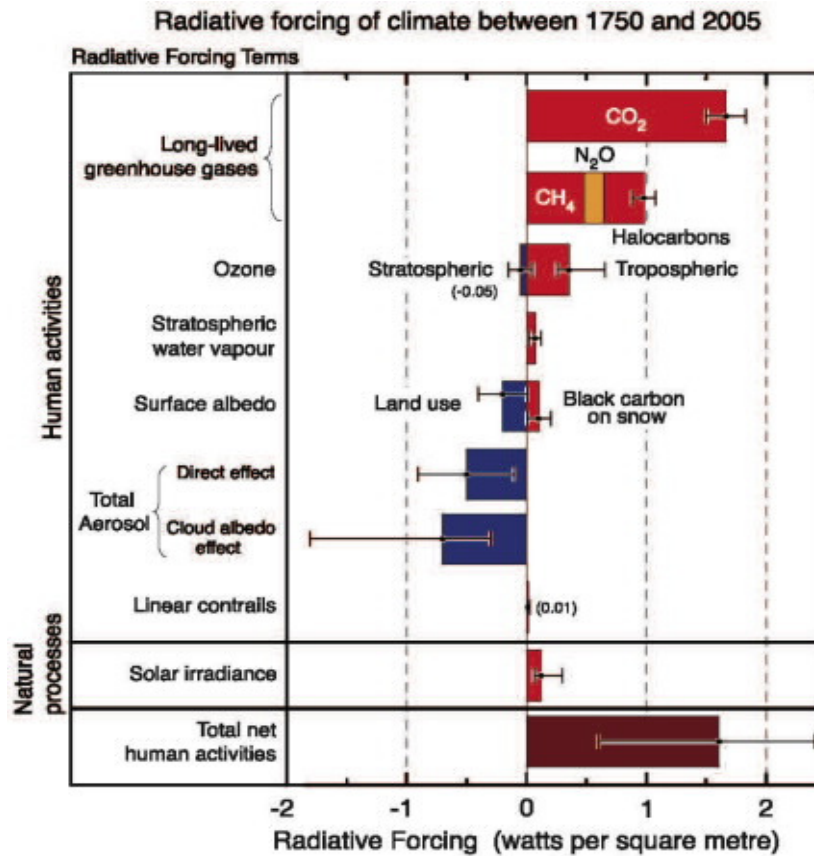


Figura 1.4: Forçante radiativa média ao longo de 200 anos, obtida do relatório 4 do IPCC, 2007.

A figura 1.4 retirada do relatório do IPCC mostra a contribuição de vários fatores na composição da forçante radiativa. Lembrando que não é do escopo deste trabalho a crítica à metodologia utilizada e nem ao relatório exarado pelo IPCC, considerando-se esta figura como ilustrativa da importância do assunto em pauta. Estima-se que a forçante climática devida ao aerossol, que é a média global dos efeitos diretos e indiretos do aerossol no resfriamento ou aquecimento do planeta, seja da ordem de  $-1,2 \text{ W/m}^2$ . O sinal negativo indica que as partículas de aerossol, na média, contribuem para o resfriamento do planeta.

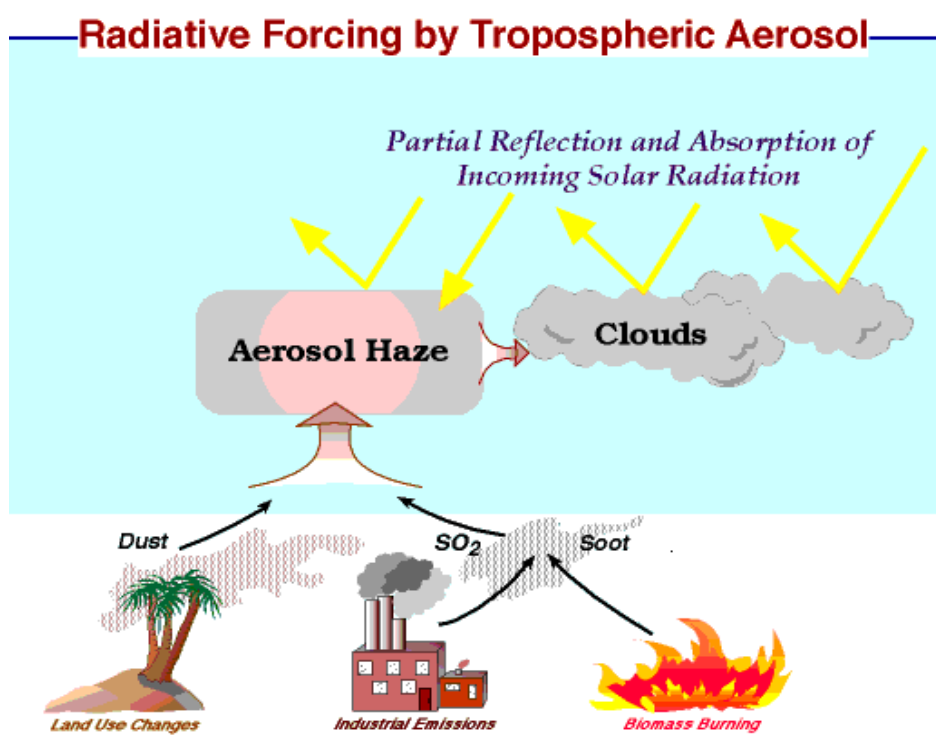


Figura 1.5: Esquematização da participação do aerossol no sistema atmosférico Imagem obtida no site da NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration)<sup>1</sup>.

A figura 1.5 esquematiza de maneira simplificada as interações das partículas de aerossol com a atmosfera e a radiação solar. O efeito direto sobre o balanço de radiação é resultado do espalhamento ou absorção da radiação eletromagnética, o que implica um resfriamento da superfície e um possível aumento de temperatura da camada da atmosfera em

<sup>1</sup> [http://saga.pmel.noaa.gov/review/aerosol\\_climate.html](http://saga.pmel.noaa.gov/review/aerosol_climate.html); acessado em 18/01/2013

que se encontra o aerossol. Este efeito possui claro impacto no saldo radiativo e no perfil de temperatura da atmosfera. Em um cenário de possíveis mudanças climáticas se torna cada vez mais imperativo compreender o papel que o aerossol desempenha neste quadro.

O efeito indireto relaciona-se com a interação entre o aerossol e as nuvens; os aerossóis atuam como CCNs (núcleos de condensação de nuvens) e dependendo do tipo de aerossol podem inibir a precipitação ou intensificar a formação de tempestades, além de modificar outras propriedades microfísicas e radiativas das nuvens, como o seu raio efetivo, profundidade óptica e albedo. Estas alterações no padrão das nuvens, portanto, também influenciam o balanço energético da atmosfera.

## 1.5. Introdução teórica

### 1.5.1. Eletromagnetismo: Obtenção dos campos eletromagnéticos incidente e espalhado

O desenvolvimento desta seção foi feito com base em Mishchenko et al., 2000; Machado, 2006 ; Mishchenko, 2009. Cabe mencionar que a teoria Mie desenvolve o mesmo tipo de solução descrita abaixo, apenas mudando o sistema de coordenadas. Enquanto neste trabalho utilizam-se coordenadas oblatas e prolatas, na teoria Mie parte-se de coordenadas esféricas.

Partindo das equações de Maxwell para meios sem fontes de carga elétrica ou corrente é possível obter uma equação de onda para o campo elétrico ou para o campo magnético na seguinte forma:

$$\nabla^2 A + k^2 A = 0 \tag{1.1}$$

onde A pode ser o campo elétrico ou magnético e k uma constante. É necessário separar o campo incidente sobre a partícula e o campo espalhado por ela,  $E^{INC}$  = campo incidente e  $E^{esp}$  = campo espalhado. A equação (1.1) é a conhecida equação de **Helmholtz** que é solucionada a partir do método de separação de variáveis (MSV).

No presente trabalho foi feita a generalização de esferas para elipsóides que são obtidos pela rotação de uma elipse ao redor de um de seus semi-eixos. Torna-se então

conveniente o uso do sistema de coordenadas oblatas ao se rotacionar a elipse ao redor do semi-eixo menor ou prolatas, se ao redor do semi-eixo maior. Para coordenadas oblatas  $(\eta, \zeta, \varphi)$ , sendo  $-1 \leq \eta \leq 1$  (onde  $\eta$  é o cosseno do ângulo zenital),  $1 \leq \zeta < \infty$  (onde  $\zeta$  indica a distância do ponto de interesse ao centro da elipse - coordenada radial),  $0 \leq \varphi \leq 2\pi$  (onde  $\varphi$  é o azimute, obtido por rotação da elipse), a equação (1.1) na sua forma escalar fica:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial \eta} (1 - \eta^2) \frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial \zeta} (\zeta^2 + 1) \frac{\partial}{\partial \zeta} + \frac{\zeta^2 + \eta^2}{(\zeta^2 + 1)(1 - \eta^2)} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + h^2 (\zeta^2 + \eta^2) \right\} \psi = 0 \quad (1.2)$$

onde  $h = ka$ ,  $k =$  número de onda e  $a =$  distância entre os focos da elipse. Aplicando o MSV é possível escrever a solução de (1.2) como um produto de uma função angular e de uma função radial. As funções angulares podem ser expandidas em termos das funções associadas de Legendre na seguinte forma:

$$S_{mn}(-ih, \eta) = \sum_{r=0,1}^{\infty} d_r^{mn}(-ih) P_{m+r}^m(\eta) \quad (1.3)$$

onde  $i = \sqrt{-1}$ ,  $m, n$  são inteiros que aparecem na solução da equação (1.2) e  $r$  representa o índice da somatória e será ímpar se  $n - m$  for ímpar e par se  $n - m$  for par,  $d_r^{mn}(-ih)$  são os coeficientes da expansão. As funções radiais podem ser expandidas em termos das funções de Bessel ou Neumann:

$$R_{mn}^1(h, \zeta) = \left( \frac{\zeta^2 - 1}{\zeta^2} \right)^{\frac{m}{2}} \sum_{r=0,1}^{\infty} a_r(h/mn) j_{m+r}(h\zeta) \quad (1.4)$$

onde  $a_r(h/mn) =$  coeficientes da expansão,  $j_{m+r}(h\zeta) =$  funções de Bessel. Esta expansão está escrita para coordenadas prolatas, para escrever em oblatas basta fazer a transformação  $h \rightarrow -ih$  e  $\zeta \rightarrow i\zeta$ , aplicando-se para  $r$  o mesmo que no caso anterior (equação 1.3).

A solução geral da equação (1.2)  $\psi$  será uma multiplicação das soluções radial e angular. Pode-se a partir dessa solução construir funções vetoriais do seguinte modo:

$$M_{mn} = \nabla \psi_{mn} \times a \quad (1.5)$$

$$N_{mn} = k^{-1}(\nabla \times M_{mn}) \quad (1.6)$$

onde  $a$  é um vetor unitário constante ou o vetor posição e  $k$  é o número de onda.

As funções vetoriais  $M_{mn}$  e  $N_{mn}$  podem ser usadas para expandir os campos incidentes e espalhados, como:

$$E^{inc}(R) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [a_{mn} Bg M_{mn}(kR) + b_{mn} Bg N_{mn}(kR)] \quad (1.7)$$

$$E^{esp}(R) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [p_{mn} M_{mn}(kR) + q_{mn} N_{mn}(kR)] \quad R > R_{>} \quad (1.8)$$

onde  $R_{>}$  é o raio da menor esfera que circunscreve o objeto espalhador,  $a_{mn}$ ,  $b_{mn}$ ,  $p_{mn}$  e  $q_{mn}$  são os coeficientes da expansão que serão usados pelo código T-MATRIX para relacionar o campo incidente com o campo espalhado. A expansão dos campos nesta forma é conhecida como expansão em funções vetoriais de ondas esféricas (VSWF em inglês).

### 1.5.2. T-Matrix

As funções  $M_{mn}$  e  $N_{mn}$  podem ser escritas como:

$$N_{mn}(kR) = (-1)^m d_n \left\{ \frac{n(n+1)}{kR} h^1(kR) V_{mn} + \frac{1}{kR} [kR h_n^1(kR)]' B_{mn}(v) \right\} \exp(im\varphi) \quad (1.9)$$

$$M_{mn}(kR) = (-1)^m d_n h_n^1(kR) C_{mn}(v) \exp(im\varphi) \quad (1.10)$$

$$\text{onde } B_{mn}(v) = \frac{d}{dv} d_{0m}^n(v) \bar{v} + \frac{im}{\sin(v)} d_{0m}^n(v) \bar{\varphi} \quad (1.11)$$

$$C_{mn} = \frac{im}{\sin(v)} d_{0m}^n(v) \bar{v} - \frac{d}{dv} d_{0m}^n(v) \bar{\varphi} \quad (1.12)$$

$$V_{mn} = \frac{d_{0m}^n(v)}{R} \bar{R} \quad (1.13)$$

$$d_n = \left[ \frac{2n+1}{4\pi n(n+1)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.14)$$

$$d_{lm}^n(v) = A_{lm}^n (1 - \cos v)^{\frac{(l-m)}{2}} (1 + \cos v)^{\frac{-(l+m)}{2}} \frac{d^{n-m}}{(d \cos v)^{n-m}} \left[ (1 - \cos v)^{n-l} (1 + \cos v)^{n+l} \right] \quad (1.15)$$

Em que,  $h^1$  são as funções de Hankel de primeira espécie;  $d_{lm}^n(v)$  são as funções d de **Wigner** dadas por (1.15) se  $n \geq \max(|l|, |m|)$  e por  $d_{lm}^n(v) = 0$  se  $n \leq \max(|l|, |m|)$ ,  $v$  é o ângulo entre o vetor  $\vec{K}$  que é o vetor paralelo à direção de propagação da onda e o eixo  $\mathbf{z}$  colocado na direção do semi-eixo maior do esferóide formado pelas superfícies de  $\zeta$  constantes.

$$A_{lm}^n = \frac{(-1)^{n-m}}{2^n} \left[ \frac{(n+m)!}{(n-l)!(n+l)!(n-m)!} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.16)$$

Os coeficientes da expansão podem então ser escritos pelas seguintes fórmulas:

$$a_{mn} = 4\pi (-1)^m i^n d_n C_{mn}^* (v^{inc}) E_0^{inc} \exp(-im\varphi) \quad (1.17)$$



$$b_{mn} = 4\pi(-1)^m i^{n-1} d_n B_{mn}^* (v^{inc}) E_0^{inc} \exp(-im\varphi) \quad (1.18)$$

onde o asterisco indica o complexo conjugado.

Os coeficientes do campo espalhado devem estar relacionados com os coeficientes do campo incidente por uma transformação linear devido à linearidade das equações de Maxwell e as condições de contorno do problema, assim:

$$p_{mn} = \sum_{n'=1}^{\infty} \sum_{m'=-n'}^{n'} [T_{mm'n'}^{11} a_{m'n'} + T_{mm'n'}^{12} b_{m'n'}] \quad (1.19)$$

$$q_{mn} = \sum_{n'=1}^{\infty} \sum_{m'=-n'}^{n'} [T_{mm'n'}^{21} a_{m'n'} + T_{mm'n'}^{22} b_{m'n'}] \quad (1.20)$$

em notação matricial

$$\begin{bmatrix} p \\ q \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T^{11} & T^{12} \\ T^{21} & T^{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix} \quad (1.21)$$

A equação (1.21) é a base do método T-matrix. Uma vez conhecida a T-matrix para uma partícula espalhadora, torna-se simples recuperar a matriz de amplitude que relaciona o campo incidente com o espalhado. A partir desses campos obtêm-se os seguintes parâmetros conhecidos como parâmetros de Stokes

$$I = E_v E_v^* + E_\varphi E_\varphi^* \quad (1.22)$$

$$Q = E_v E_v^* - E_\varphi E_\varphi^* \quad (1.23)$$

$$U = -E_v E_\varphi^* - E_\varphi E_v^* \quad (1.24)$$

$$V = i(E_\varphi E_v^* - E_v E_\varphi^*) \quad (1.25)$$

A equação (1.22) é igual à radiância, (1.23), (1.24) e (1.25), se relacionam com os estados de polarização da onda. Tendo esses parâmetros é possível calcular uma matriz que transforma  $P^{inc}$  em  $P^{esp}$  onde  $P = (I \ Q \ U \ V)^T$ . Esta matriz é conhecida como matriz de fase ( $\mathbf{Z}$ ). A matriz de espalhamento é proporcional à matriz de fase e seu primeiro elemento  $a_1$  é a conhecida função de fase  $p$ , que satisfaz à condição de normalização:

$$\frac{1}{2} \int_0^\pi \sin \Theta p(\Theta) d\Theta = 1 \quad (1.26)$$

onde  $\Theta$  é o ângulo de espalhamento.

A função de fase pode ser expandida em termos dos polinômios de Legendre da seguinte maneira:

$$p(\Theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \alpha_l P_l(\cos(\Theta)) \quad (1.27)$$

Para  $l$  igual a zero temos a normalização (1.26); para  $l$  igual a 1 obtém-se o parâmetro de assimetria, definido como zero em caso de espalhamento simétrico, positivo em caso de espalhamento preferencialmente frontal e negativo em caso de espalhamento preferencialmente traseiro.

Lembrando que a função de fase descreve a probabilidade de, num evento de espalhamento, a onda incidente ser desviada para a orientação definida pelo ângulo de espalhamento  $\Theta$ . A relação entre o ângulo de espalhamento e as direções definidas pelo cosseno do ângulo zenital ( $\mu$ ) e pelo ângulo azimutal ( $\Phi$ ), do feixe de entrada e do feixe de saída, representados respectivamente por  $\Omega = (\mu, \phi), \Omega' = (\mu', \phi')$ , é expressa do seguinte modo: (Liou, 2002).

$$\cos(\Theta) = \mu\mu' + (1 - \mu^2)^{1/2} (1 - \mu'^2)^{1/2} \cos(\phi' - \phi) \quad (1.28)$$

### 1.5.3. Equação de transferência radiativa

Seção baseada em Liou, 2002 e Mayer et al., 2012.

Esta seção deve começar com a definição de algumas grandezas que serão úteis na compreensão do desenvolvimento deste trabalho.

Radiância: Quantidade de energia por unidade de ângulo sólido, por unidade de tempo, por unidade de área perpendicular à incidência, matematicamente:

$$L = \frac{d^3 E}{dt \cdot d\Omega \cdot dA \cos \theta} \quad (1.29)$$

Irradiância: Quantidade de energia por unidade de área por unidade de tempo, sendo relacionada com a radiância pela fórmula:

$$\Psi = \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} L \cos(\theta) \sin(\theta) \cdot d\theta d\phi \quad (1.30)$$

Albedo simples: Fração da quantidade de radiação que foi espalhada pela partícula em relação ao total que foi extinta, ou seja, espalhada e absorvida.

Coefficiente linear de extinção ( $\beta_e$ ): Definido como o coeficiente que relaciona a variação  $dL$  da radiância  $L$  ao passar por um segmento  $ds$  da atmosfera, matematicamente:

$$dL = -\beta_e(s) L ds \quad (1.31)$$

O sinal de menos indica a remoção de parte da radiância ao passar pelo elemento  $ds$ ; o processo de extinção envolve os dois modos de atenuação da radiação, espalhamento e absorção.

Profundidade óptica do aerossol: medida da quantidade de matéria que ativamente interage com a radiação, matematicamente:

$$\tau(s) = -\int_0^{\infty} \beta_e(s) ds \quad (1.32)$$

A equação de transferência radiativa, já se utilizando da aproximação plano-paralela, considerando-se apenas a radiação no espectro solar, pode ser escrita da seguinte maneira:

$$\mu \frac{dL_\lambda(\tau, \mu, \phi)}{d\tau} = L_\lambda(\tau, \mu, \phi) - \omega_0(\lambda, \tau) J_\lambda(\tau, \mu, \phi) \quad (1.33)$$

onde  $\mu$  = cosseno do ângulo zenital;  $\phi$  = ângulo azimutal ;  $\lambda$  = comprimento de onda;  $\tau$  = profundidade óptica da atmosfera;  $\omega_0(\lambda, \tau)$  = albedo simples;  $L_\lambda(\tau, \mu, \phi)$  = radiância espectral;  $J_\lambda(\tau, \mu, \phi)$  = função fonte de espalhamento, que pode ser escrita da seguinte forma:

$$J(\tau, \mu, \phi) = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 S(\tau) \delta(\mu' - \mu_0) \delta(\phi' - \phi_0) p(\mu', \phi', \mu, \phi) \frac{d\mu' d\phi'}{4\pi} + \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu', \phi') p(\mu', \phi', \mu, \phi) \frac{d\mu' d\phi'}{4\pi} \quad (1.34)$$

onde,  $I(\tau, \mu', \phi')$  e  $S(\tau)$  são respectivamente, a componente difusa e a direta da radiância solar;  $\delta(x)$  = função delta de Dirac;  $p(\mu', \phi', \mu, \phi)$  é a função de fase;  $\Omega = (\mu, \phi)$  é o ângulo que especifica uma direção particular. Após algumas manipulações algébricas pode-se verificar que a componente direta da radiância na equação (1.33) obedece à lei de Beer-Lambert:

$$S(\tau, \mu_0) = S_0 e^{-\tau / \mu_0} \quad (1.35)$$

Fazendo as devidas substituições e lembrando que a radiância pode ser escrita como a soma de suas componentes direta e difusa, a equação se torna:

$$\begin{aligned} \pm \mu \frac{dI(\tau, \mu, \phi)}{d\tau} = & I(\tau, \mu, \phi) - \frac{\omega_0(\tau)}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu', \phi') p(\mu', \phi', \mu, \phi) d\mu' d\phi' \\ & - \frac{\omega_0(\tau)}{4\pi} S_0 p(\mu_0, \phi_0, \mu, \phi) e^{-\tau/\mu_0} \end{aligned} \quad (1.36)$$

Existem inúmeros métodos de solução para a equação (1.36). Este trabalho utiliza o método DISORT (Discrete Ordinate Method) no código de transferência radiativa. O método se baseia em utilizar a expansão da função de fase em termos dos polinômios de Legendre dada pela equação (1.27) e a expansão em termos de série de Fourier em cossenos, da função  $I(\tau, \mu', \phi')$ , do seguinte modo:

$$I(\tau, \mu, \phi) = \sum_{m=0}^N I^m(\tau, \mu) \cos(m\phi) \quad (1.37)$$

No caso da equação (1.27) o polinômio de Legendre é função de duas variáveis angulares, portanto pode ser expandida em termos dos polinômios de Legendre por meio do teorema de adição dos esféricos harmônicos. O resultado é expresso pela equação que segue:

$$\begin{aligned} p(\mu, \phi; \mu', \phi') = & \sum_{l=0}^{2M-1} (2l+1) \alpha_l [P_l(\mu) P_l(\mu') \\ & + 2 \sum_{m=1}^l \Lambda_l^m(\mu) \Lambda_l^m(\mu') \cos m(\phi - \phi')] \end{aligned} \quad (1.38)$$

onde,  $\Lambda_l^m$  = polinômios associados de Legendre normalizados.

Substituindo as equações (1.37) e (1.38) em (1.36) e após algumas manipulações algébricas obtém-se:

$$\begin{aligned} \pm \mu \frac{dI^m(\tau, \mu)}{d\tau} = I^m(\tau, \mu) - \frac{\omega_0(\tau)}{2} \int_{-1}^1 \sum_{l=m}^{2M-1} (2l+1) \alpha_l(\tau) \Lambda_l^m(\mu) \Lambda_l^m(\mu') I^m(\tau, \mu') \\ - \frac{\omega_0(\tau) S_0}{4\pi} (2 - \delta_{m0}) \sum_{l=m}^{2M-1} (2l+1) \alpha_l(\tau) \Lambda_l^m(\mu) \Lambda_l^m(\mu') e^{-\tau/\mu_0} \end{aligned} \quad (1.39)$$

onde,  $\delta_{m0}=1$  se  $m=0$  e 0 se  $m$  for diferente de zero. As equações acima formam um conjunto de  $2M$  equações ordinárias. Através da solução  $I(\tau, \mu, \phi)$  para a radiância difusa e  $S_0(\tau, \mu_0, \phi_0)$  para a radiância direta obtêm-se as irradiâncias ascendente e descendente:

$$\Psi^+(\tau) = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^1 \mu I(\tau, \mu, \phi) d\mu \quad (1.40)$$

$$\Psi^-(\tau) = \mu_0 S_0 e^{-\tau/\mu_0} + \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^1 \mu I(\tau, -\mu, \phi) d\mu \quad (1.41)$$

E por fim pode-se calcular a taxa de aquecimento, a partir das irradiâncias acima obtidas, do seguinte modo:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{1}{C_p \rho_m} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \quad (1.42)$$

Em que,  $\partial T/\partial t$  é o aquecimento da camada de extensão  $\partial z$ ;  $C_p$  é o calor específico à pressão constante e  $\rho$  é a densidade do ar.

## 2. METODOLOGIA

### 2.1. T-Matrix

Neste projeto utiliza-se o código T-MATRIX desenvolvido por Mishchenko<sup>2</sup>, em linguagem FORTRAN-77, para cálculo de espalhamento de radiação por partículas

---

<sup>2</sup> [http://www.giss.nasa.gov/staff/mmishchenko/t\\_matrix.html](http://www.giss.nasa.gov/staff/mmishchenko/t_matrix.html)

polidispersas, rotacionalmente simétricas e orientadas aleatoriamente no espaço (Mischenko e Travis, 1998). O Código encontra-se disponível no site da NASA (*National Aeronautics and Space Administration*).

Alguns testes de sensibilidade foram efetuados a partir de cálculos considerando partículas com formato elíptico e diferentes razões de aspecto (razão entre os semi-eixos da elipse), para diferentes comprimentos de onda.

Os parâmetros de entrada para o código foram: o valor do raio efetivo, a variância efetiva, o comprimento de onda, a razão de aspecto e a função distribuição do número de partículas em função do raio,  $n(r) \times r$ , onde  $n(r)$  representa a fração de partículas com raio entre  $r$  e  $r+dr$  (Mishchenko et al. 1996); neste trabalho utilizou-se a lei das potências (*power law distribution*), que é representada matematicamente da seguinte maneira:

$$n(r) = \begin{cases} \frac{2r_1^2 r_2^2}{r_2^2 - r_1^2} r^{-3} & \text{se } r_1 \leq r \leq r_2 \\ 0 & \text{se outro} \end{cases} \quad (2.1)$$

A representação gráfica da distribuição de tamanho adotada, incluindo os limites de raio considerados, é mostrada a seguir:

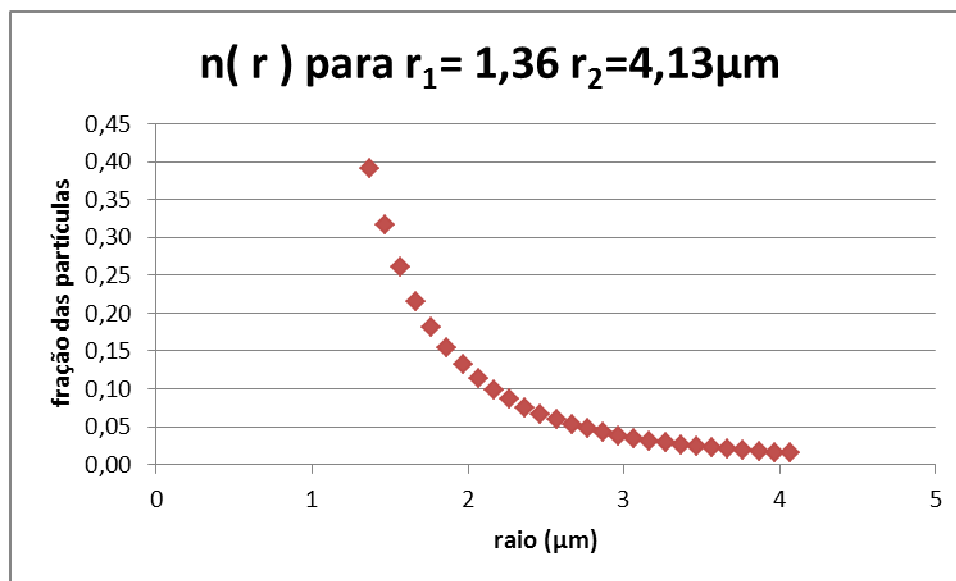


Figura 2.1: Gráfico de número de partículas em função do valor do raio utilizando  $r_1=1,36\mu\text{m}$  e  $r_2=4,13\mu\text{m}$ , onde  $r_1$  e  $r_2$  são respectivamente o menor e o maior valor de raio dados à distribuição.

De acordo com Mishchenko (1996), diferentes distribuições que apresentem valores efetivos iguais, raio efetivo e variância efetiva, possuem idênticas propriedades de espalhamento, portanto, a escolha da distribuição utilizada neste trabalho se baseou na sua simplicidade matemática.

Como já dito anteriormente, o objetivo deste trabalho é estudar a influência da não esfericidade dos aerossóis sobre determinados parâmetros, para esta finalidade mantiveram-se constantes outros fatores inerentes à partícula que pudessem interferir nos resultados, tais como o valor da parte real e da parte imaginária do índice de refração. Adotaram-se neste estudo os valores de 1.55 para a parte real e 0.004 para a parte imaginária. Em seus artigos Mishchenko utiliza outros valores em seus cálculos (ver referências já mencionadas).

O trabalho foi dividido em duas partes, na primeira utiliza-se o T-Matrix para a obtenção do parâmetro de assimetria, albedo simples e função de fase. Cálculos foram feitos variando-se o comprimento de onda para alguns valores comumente usados em satélites e em instrumentos em superfície, como 550nm, 670nm e 870nm e para cada um desses valores alterou-se o valor da razão de aspecto.



O T-Matrix apresenta uma limitação quanto à sua capacidade de solução para parâmetros de tamanho muito grandes (Mishchenko e Travis, 1998), que é a razão entre o perímetro da menor esfera circunscrita à partícula e o comprimento de onda da radiação incidente. Por esse motivo este trabalho restringiu o foco em partículas menores com raio efetivo de  $2,5\mu\text{m}$  e com limite superior de raio de  $4,5\mu\text{m}$  e mais alongadas ou mais achatadas, isto é, com razão de aspecto entre variando entre 0,6 e 1,8. Para cada simulação foi considerado apenas um valor de razão de aspecto, ou seja, não foram utilizadas distribuições de razão de aspecto neste trabalho.

A partir dos resultados obtidos foi possível construir os gráficos de variação dos parâmetros anteriormente citados em função da razão de aspecto com o objetivo de verificar a existência de modificação nos valores esperados para uma esfera em razão da não esfericidade.

Com o T-Matrix obteve-se também o coeficiente de extinção, o parâmetro de assimetria, e os coeficientes de expansão em polinômios de Legendre da função de fase; estes resultados servem como entrada para o código de transferência radiativa LibRadTran.

## **2.2. LibRadTran**

O LibRadTran é um conjunto de rotinas e programas utilizados para cálculos de transferência radiativa. Construído em parceria por diversos pesquisadores, possui múltiplos perfis atmosféricos e métodos de solução possíveis de serem utilizados (Mayer et. Al, 2012). Este trabalho utiliza os parâmetros obtidos no T-Matrix para caracterizar o aerossol como entrada no código e estimar como saída os seguintes valores no espectro solar: taxa de aquecimento para as seguintes camadas, em km: 0, 1, 2, 3, 4, 5 e 6; irradiância, ascendente no topo da atmosfera e descendente na superfície, e radiância para diferentes geometrias de observação. O método de solução da equação é o DISORT, descrito sucintamente na seção anterior.

Para todos os cálculos o perfil de aerossol atmosférico foi mantido constante com a altura até 6 km e acima deste valor considerou-se a inexistência de aerossol, o albedo de superfície também foi mantido constante igual a 0,2 em todas as simulações. A fixação do valor de albedo de superfície limita evidentemente a abrangência dos resultados, já que não se

esta considerando o efeito de mudança do albedo de superfície nos resultados de irradiância e radiância. Variaram-se a profundidade óptica do aerossol e o ângulo zenital solar em todos os casos testados. Utilizou-se, para todos os cálculos, o intervalo de comprimento de onda entre 500 e 1800nm. O limite inferior no intervalo, adotado como 500nm, relaciona-se com as limitações do T-Matrix supracitadas enquanto que o superior, igual a 1800nm, foi devido a problemas de convergência do código LibRadTran.

### 3. RESULTADOS:

#### 3.1. Parâmetro de assimetria e albedo simples:

O primeiro teste feito por meio do T-Matrix teve a finalidade de observar se, dentro dos comprimentos de onda estudados, 500, 550, 670, 870, 1020 e 3000 nm, a não esfericidade modificaria os valores do albedo simples e parâmetro de assimetria. Em razão da similaridade dos resultados apenas três dos gráficos são mostrados. As figuras 3.1, 3.2 e 3.3 se referem respectivamente aos comprimentos de onda de 500nm, 670nm e 870nm.

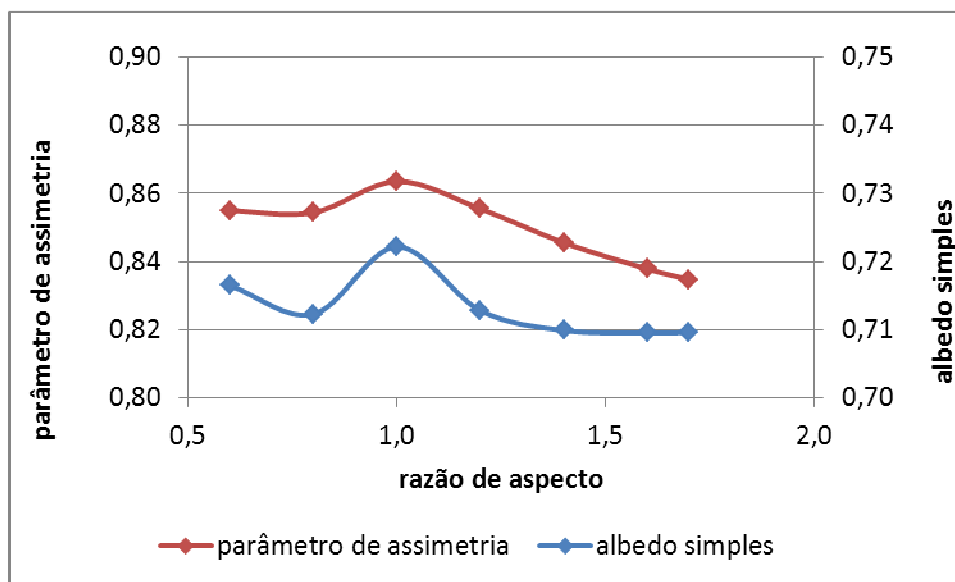


Figura 3.5: Gráfico de albedo simples e parâmetro de assimetria por razão de aspecto para comprimento de onda igual a 500nm

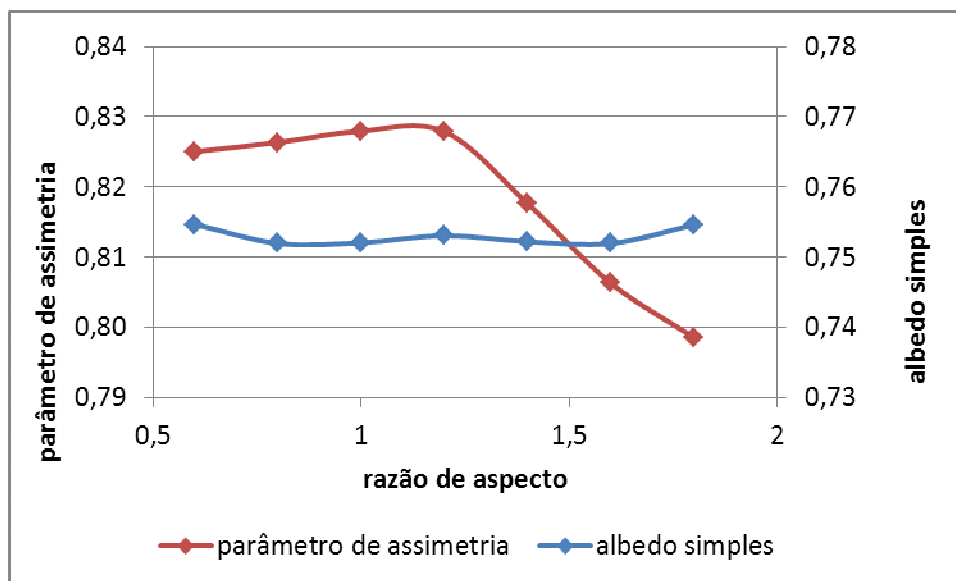


Figura 3.2: Gráfico de albedo simples e parâmetro de assimetria por razão de aspecto para comprimento de onda igual a 670nm

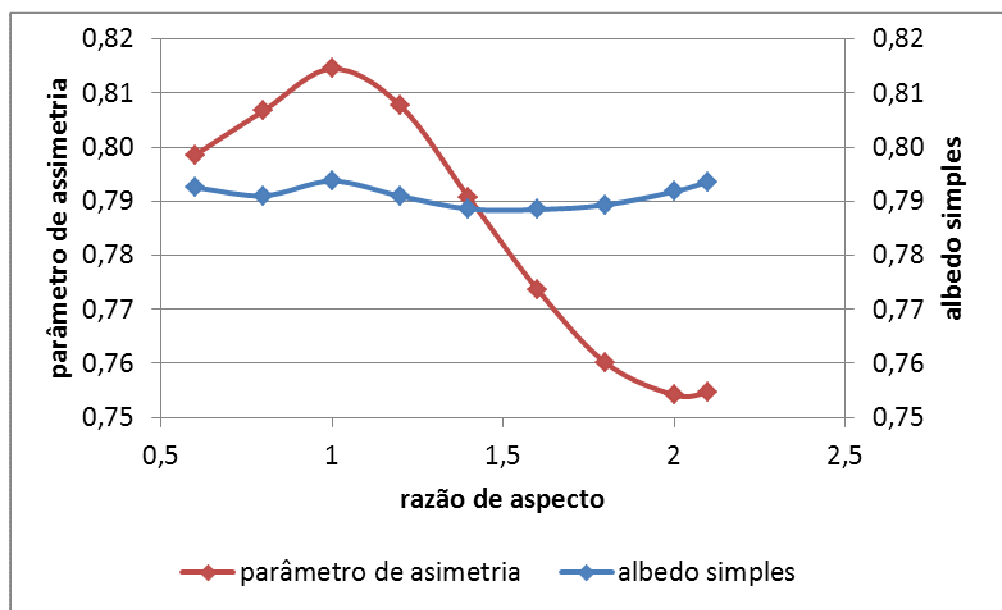


Figura 3.3: Gráfico de albedo simples e parâmetro de assimetria por razão de aspecto para comprimento de onda igual a 870nm

O que se pode notar a partir destes gráficos é que a variação tanto do albedo simples quanto do parâmetro de assimetria é muito pequena se comparada com seus valores absolutos, o albedo simples apresenta uma diferença da ordem de 0,01 ou menor, o que equivale a menos de 2%. Para se ter uma ideia, a incerteza dos valores de albedo simples derivados pela

rede AERONET é da ordem de 0,03 (Dubovik et al., 2002). Já o parâmetro de assimetria, no caso de maior diferença, diferiu em 8%. Se as diferenças observadas são importantes para o processo de aquecimento da atmosfera e para as medidas de irradiância e radiância será verificado em seção posterior.

### 3.2. Função de fase

No segundo teste realizado analisou-se a influência da não esfericidade da partícula de aerossol sobre a função de fase, que como dito anteriormente, indica a probabilidade de espalhamento da radiação para a orientação caracterizada pelo ângulo de espalhamento  $\Theta$ . Simulou-se a função de fase para quatro razões de aspecto, 0,6, 1,0, 1,4 e 1,8, para cada um dos comprimentos de onda avaliados. Os resultados são apresentados nas figuras 3.4 a 3.9.

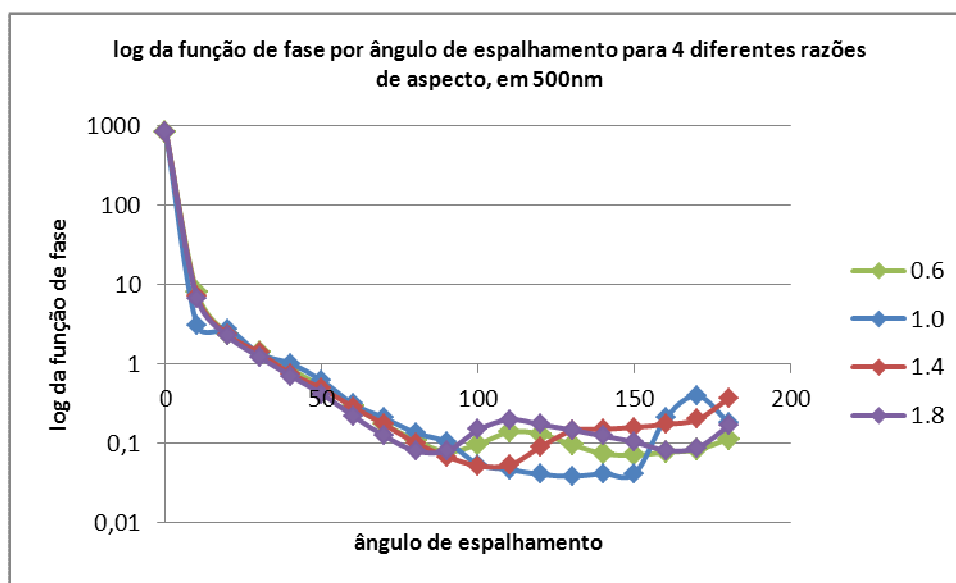


Figura 3.4: Log da função de fase por ângulo de espalhamento para quatro razões de aspecto para comprimento de onda de 500nm

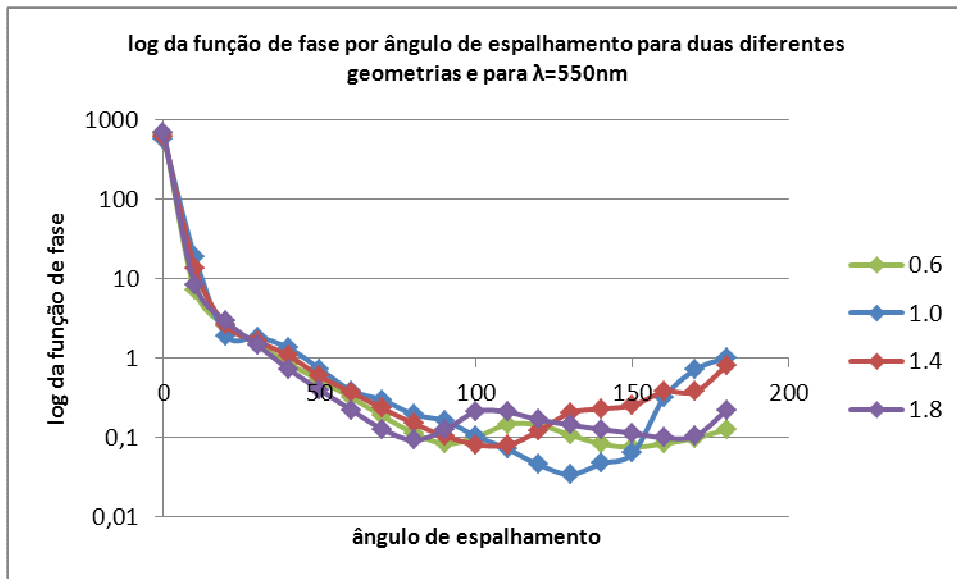


Figura 3.5: Log da função de fase por ângulo de espalhamento para quatro razões de aspecto para comprimento de onda de 550nm

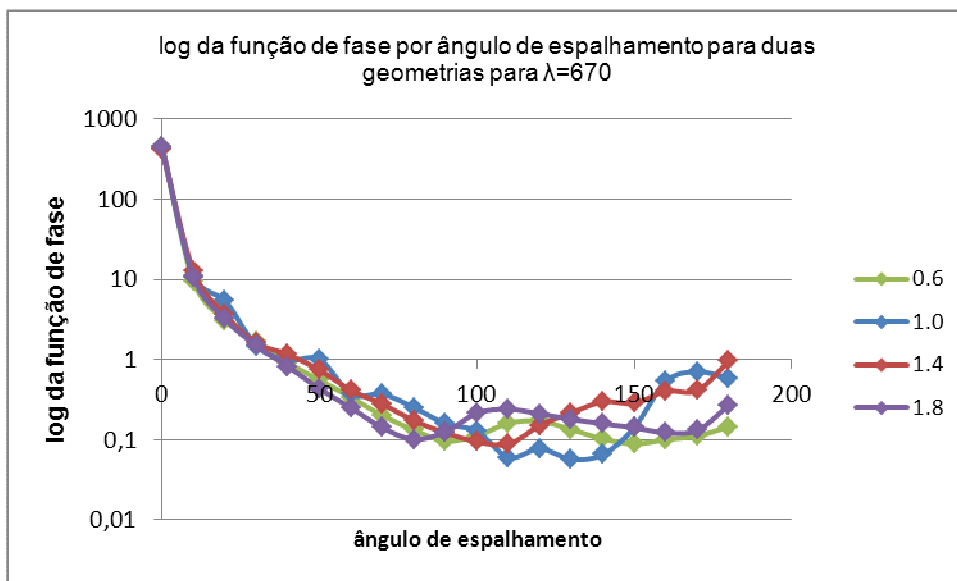


Figura 3.6: Log da função de fase por ângulo de espalhamento para quatro razões de aspecto para comprimento de onda de 670nm

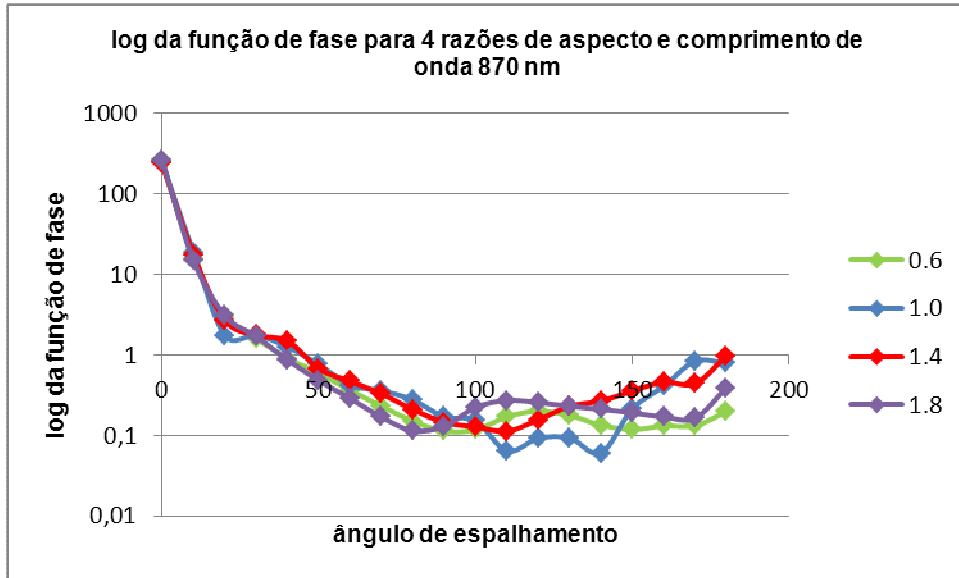


Figura 3.7: Log da função de fase por ângulo de espalhamento para quatro razões de aspecto para comprimento de onda de 870nm

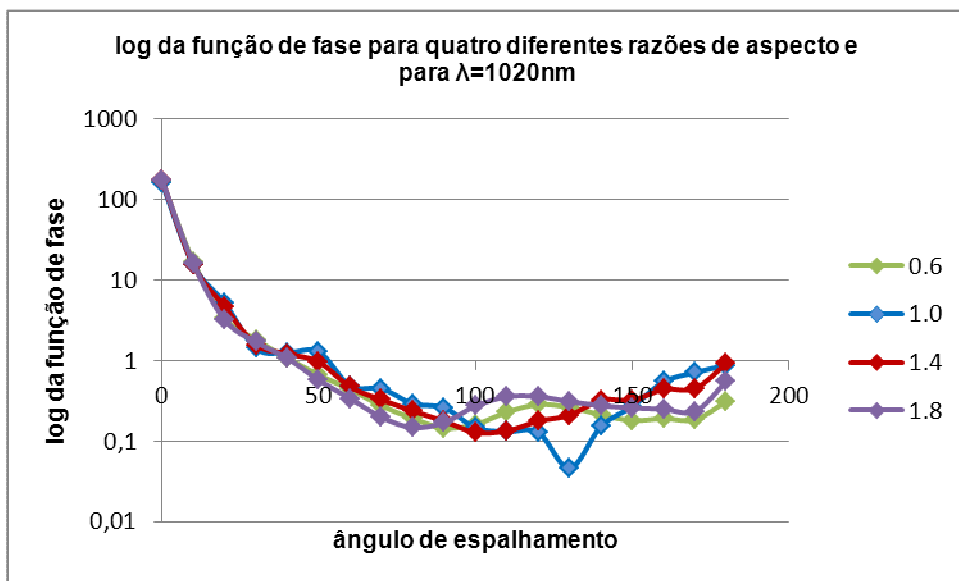


Figura 3.8: Log da função de fase por ângulo de espalhamento para quatro razões de aspecto para comprimento de onda de 1020nm

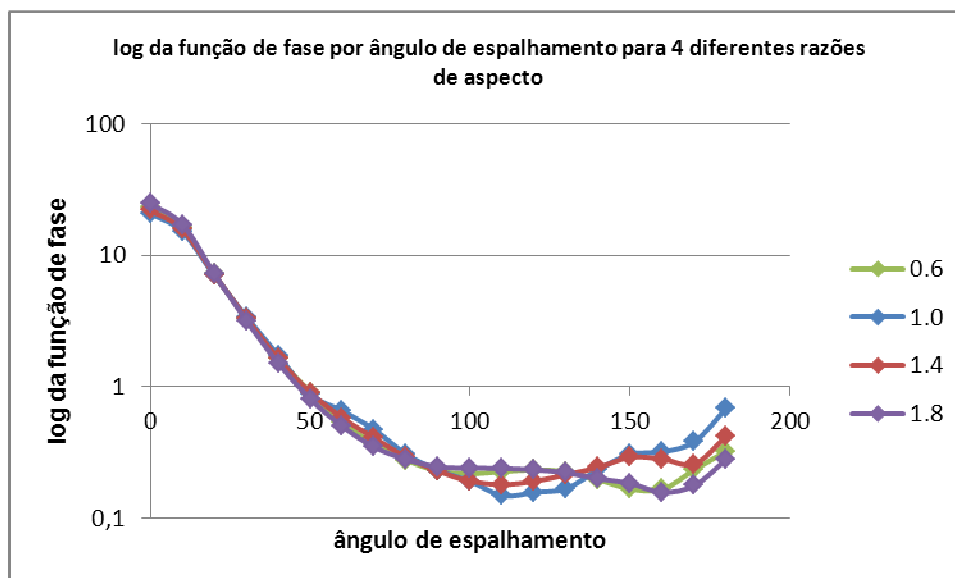


Figura 3.9: Log da função de fase por ângulo de espalhamento para quatro razões de aspecto para comprimento de onda de 3000nm

Pode-se notar nos gráficos que, para todos os comprimentos de onda, existe um deslocamento do mínimo de probabilidade para a esquerda em relação à esfera. Em segundo lugar, o mínimo da esfera está sempre abaixo do mínimo de outras razões de aspecto. Para ângulos até 90° o comportamento da função de fase é bastante similar em todos os comprimentos de onda e para todas as razões de aspecto. Percebe-se nos gráficos que quanto maior o comprimento de onda, mais atenuadas se tornam as diferenças na função de fase, o que está relacionado com a relação tamanho da partícula - comprimento de onda.

### 3.3. Taxa de aquecimento

A próxima etapa deste trabalho consiste em analisar de que maneira as diferenças nos parâmetros relacionados com o espalhamento da radiação, obtidos via T-Matrix, podem influenciar os valores de taxa de aquecimento, irradiância e radiância. A primeira grandeza estudada é a taxa de aquecimento em distintas camadas da atmosfera com alturas, em km, de: 0, 1, 2, 3, 4, 5 e 6. Como dito na metodologia, as taxas de aquecimento foram estimadas no intervalo espectral de 500nm a 1800nm, lembrando que o perfil vertical de aerossol foi mantido constante e igual desde a superfície até os 6 km de altura.

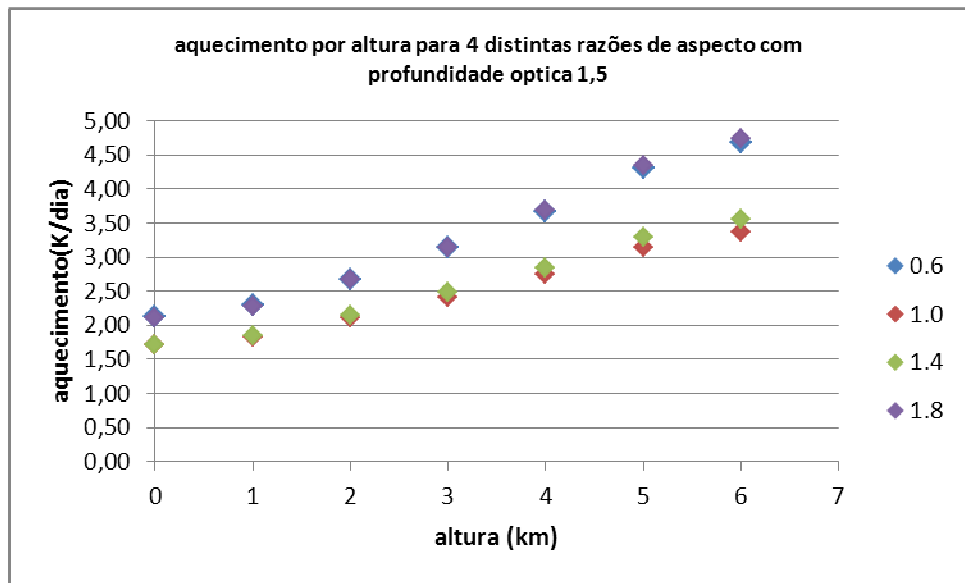


Figura 3.10: Taxa de aquecimento por altura para diferentes razões de aspecto

Pode-se notar a semelhança entre os valores para as razões de aspecto 1,0 e 1,4, assim como 0,6 e 1,8. Entretanto existe uma acentuada diferença, em especial nas camadas superiores que contêm aerossol, entre as partículas mais achatadas ou alongadas e as mais próximas de um formato esférico. Apesar dos valores de albedo simples praticamente não dependerem da forma da partícula como mostrado anteriormente, pode acontecer que, ao se integrar em todo o espectro solar, seu impacto passa a ser importante. Entretanto ao se analisarem os valores de albedo simples verifica-se uma oscilação na posição relativa entre os pontos 1,0 e 0,6, para comprimentos de onda distintos, o que faz com que essa diferença tenda mais a se anular do que a se ampliar ao se integrar em todo o espectro.

Outra possível causa das diferenças observadas na taxa de aquecimento pode ser as diferenças obtidas nos valores da função de fase, principalmente para ângulos maiores do que  $90^\circ$ . Como cada razão de aspecto apresenta um comportamento diferente na função de fase, pode-se deduzir que o saldo disponível de radiação para interagir com os aerossóis seja diferente em cada camada da atmosfera para diferentes razões de aspecto, ocorrendo as maiores discrepâncias nas camadas superiores onde a radiação solar incidente é maior. Não obstante, apenas a função de fase não é suficiente para explicar a proximidade de valores na taxa de aquecimento para as razões de aspecto 1,0 e 1,4.



Portanto, pode-se concluir que não pode ser apenas uma das causas anteriormente expostas que produz como resultado as curvas observadas de taxa de aquecimento. As diferenças no espalhamento simples e múltiplo em consequência da diferença na função de fase, em conjunto com as pequenas diferenças no albedo simples quando integradas em todo espectro trabalhado podem ser os fatores que explicam os resultados obtidos para a taxa de aquecimento.

As figuras a seguir mostram como alteram essas diferenças quando se varia a profundidade óptica, figura 3.11, para valores de 0,5, 1 e 1,5, e também se modifica o valor do ângulo zenital solar, figura 3.12, para valores de 20, 30 e 40°.

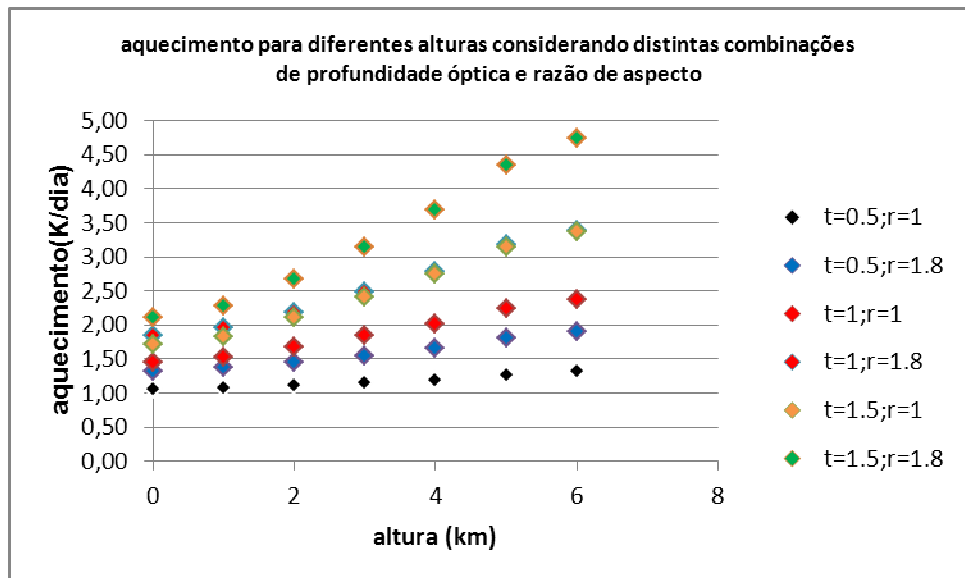


Figura 3.11: taxa de aquecimento em diferentes alturas para duas razões de aspecto e três profundidades ópticas do aerossol diferentes, 0,5,1,0 e 1,5.

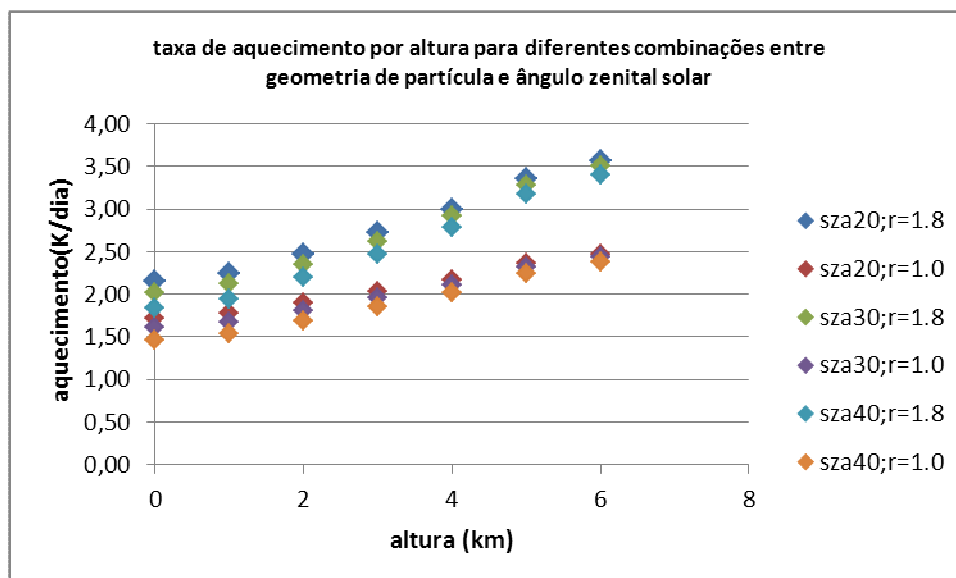


Figura 3.6: taxa de aquecimento em diferentes alturas para duas razões de aspecto e três distintos ângulos zenitais solares.

Pode-se notar que o padrão observado na figura 3.10 se mantém em todas as simulações consideradas, inferindo-se deste resultado que um modelo de aerossol esférico subestimaria a taxa de aquecimento nas camadas superiores da atmosfera onde há partículas de aerossol. Observa-se da figura 3.11 que quanto menor a profundidade óptica do aerossol menor a diferença na taxa de aquecimento entre esfera e não esfera. Importante ressaltar do resultado obtido na figura 3.12 que a diferença na taxa de aquecimento foi pouco significativa quando se considerou apenas a variação no ângulo zenital solar, ocorrendo variação nos valores apenas como decorrência da diferença na razão de aspecto.

### 3.4. Irradiância

Em seguimento ao estudo prossegue-se para a análise da influência da não esfericidade na irradiância difusa ascendente no topo da atmosfera e descendente em superfície. Utilizaram-se nestes testes quatro distintas razões de aspecto, 0,6, 1,0, 1,4 e 1,8. As figuras abaixo, 3.13 e 3.14 mostram os resultados obtidos para estes cálculos.

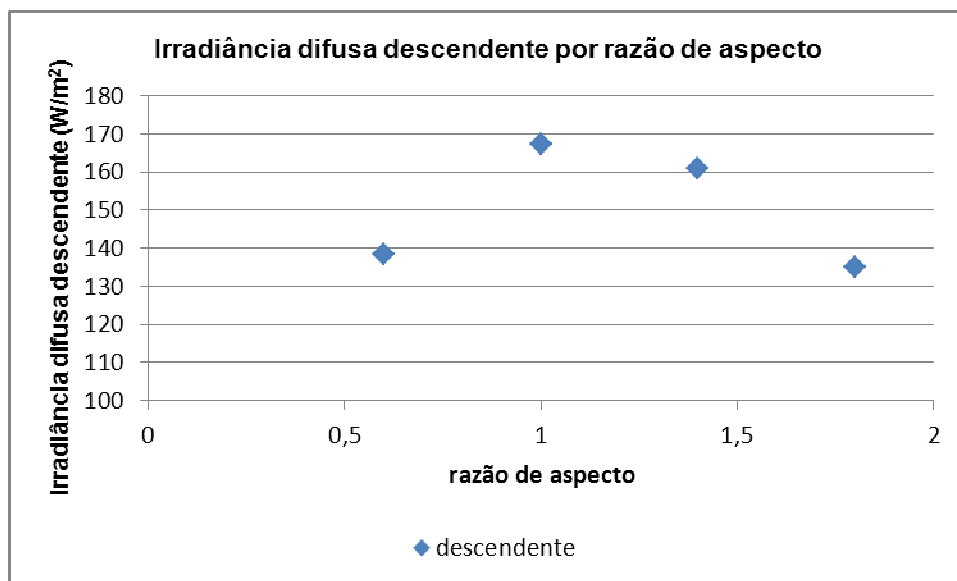


Figura 3.7: Irradiância difusa descendente em superfície em função razão de aspecto.

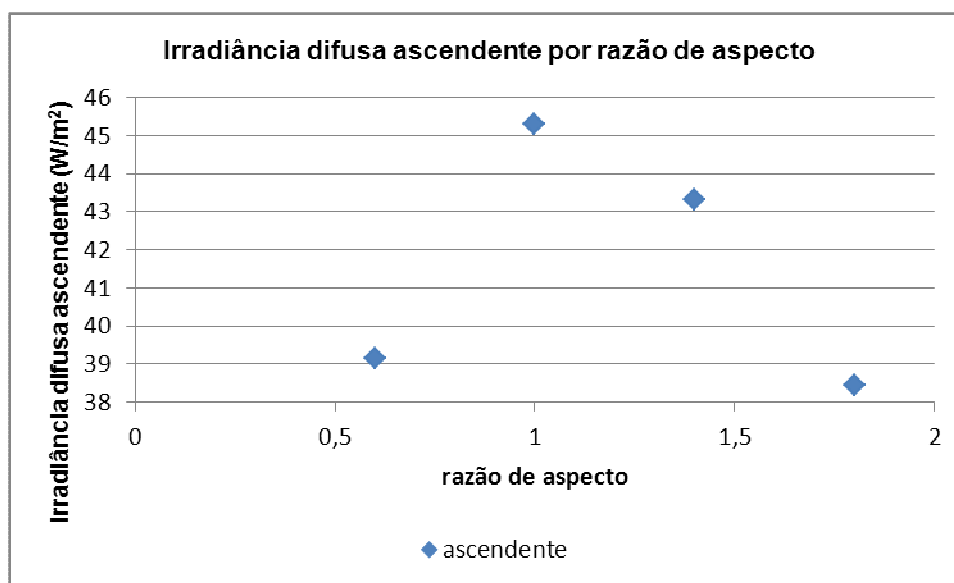


Figura 3.8: Irradiância difusa ascendente no topo da atmosfera em função da razão de aspecto.

Observa-se nos dois gráficos a existência de um máximo de irradiância, tanto ascendente no topo da atmosfera quanto descendente em superfície, para razão de aspecto igual a 1,0, isto é, para modelo de aerossol esférico. Dependendo da razão de aspecto, a diferença de irradiância, com relação a esferas, descendente em superfície pode ser da ordem de 18% e de 13% no topo da atmosfera. Este resultado complementa e corrobora os resultados

obtidos para a taxa de aquecimento. As figuras 3.13 e 3.14 mostram que um modelo de aerossol esférico superestimaria o valor da irradiância difusa ascendente no topo da atmosfera e descendente em superfície, portanto, menos irradiância seria absorvida nas camadas intermediárias que contêm as partículas de aerossol, causando, portanto, menor aquecimento radiativo.

### 3.5. Radiância

Em prosseguimento ao estudado anteriormente analisa-se neste espaço a influência da não esfericidade sobre a radiância. Para os cálculos, utilizou-se o intervalo de comprimento de onda de 500nm a 1800nm. Os gráficos a seguir mostram, para dois ângulos zenitais solares, iguais a 30° e 40°, o valor da média azimutal da radiância para quatro diferentes razões de aspecto, 0,6, 1,0(esfera), 1,4 e 1,8. Nos gráficos a seguir foram utilizados ângulos de observação entre 90° e 180°, ou seja, cosseno do ângulo zenital negativo, entre 0 e -1.

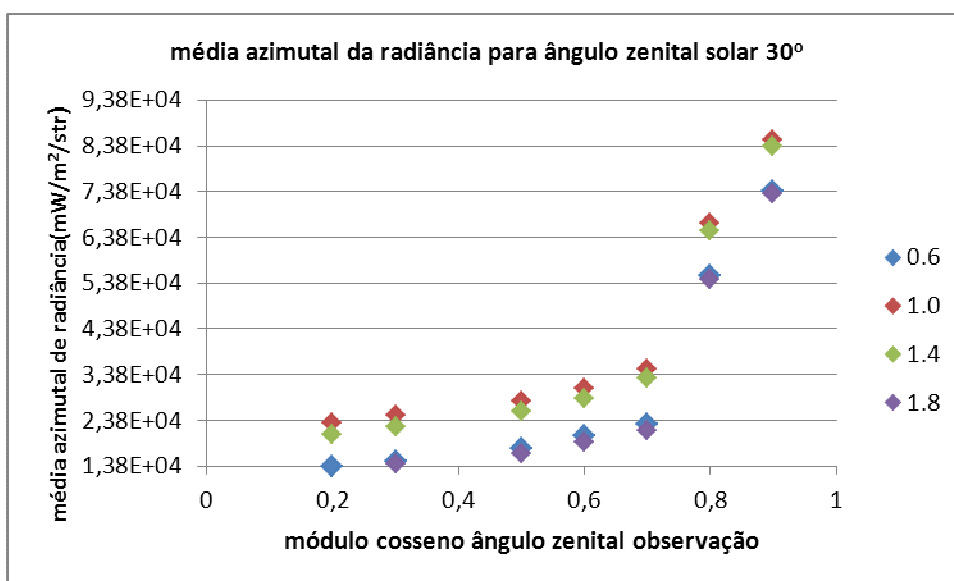


Figura 3.15: Média azimutal de radiância em função do módulo do cosseno o ângulo zenital de observação para ângulo zenital solar de 30°.

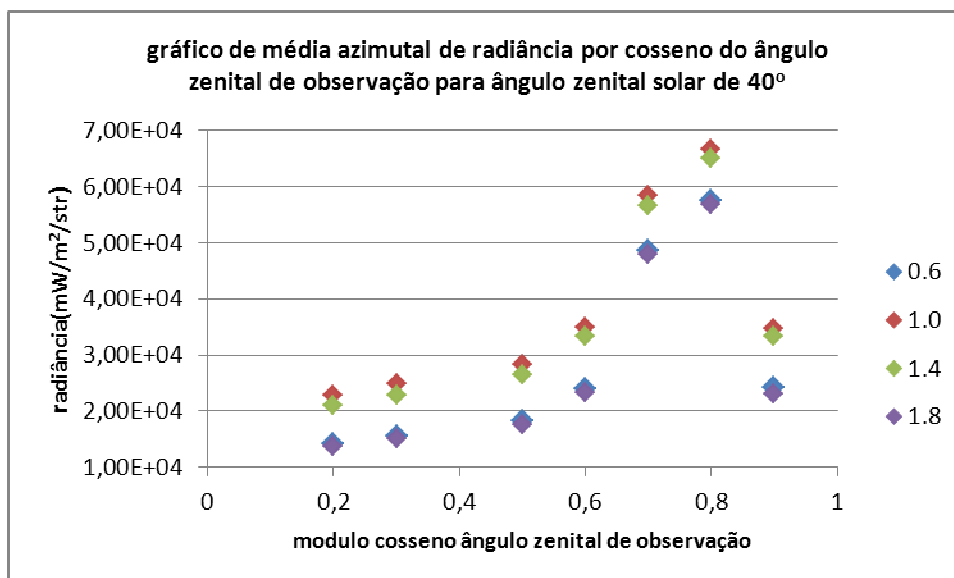


Figura 3.16: Média azimutal de radiância em função do módulo do cosseno o ângulo zenital de observação para ângulo zenital solar de 40°.

Nota-se nos dois gráficos acima, consistentes com resultados apresentados em resultados anteriores, que os valores divergem mais daqueles obtidos para uma esfera à medida que se aumenta o valor da razão de aspecto, ou seja, quanto mais achatada ou alongada for a partícula. Pode-se claramente observar nos dois casos acima mostrados, que para razão de aspecto igual a 1,4 a curva se situa muito próxima da curva para a esfera, no entanto, quando a partícula se torna mais alongada, com razão de aspecto 1,8 ou mais achatada, razão de aspecto 0,6, os valores se afastam de maneira nítida daqueles da esfera. O mesmo padrão também ocorreu para a taxa de aquecimento e para a irradiância. Observa-se também que todos os valores para não esfera se encontram sistematicamente abaixo da curva da esfera, indício de que um modelo esférico superestimaria o valor da radiância, do mesmo modo que para a irradiância, em uma situação de presença de aerossóis não esféricos.

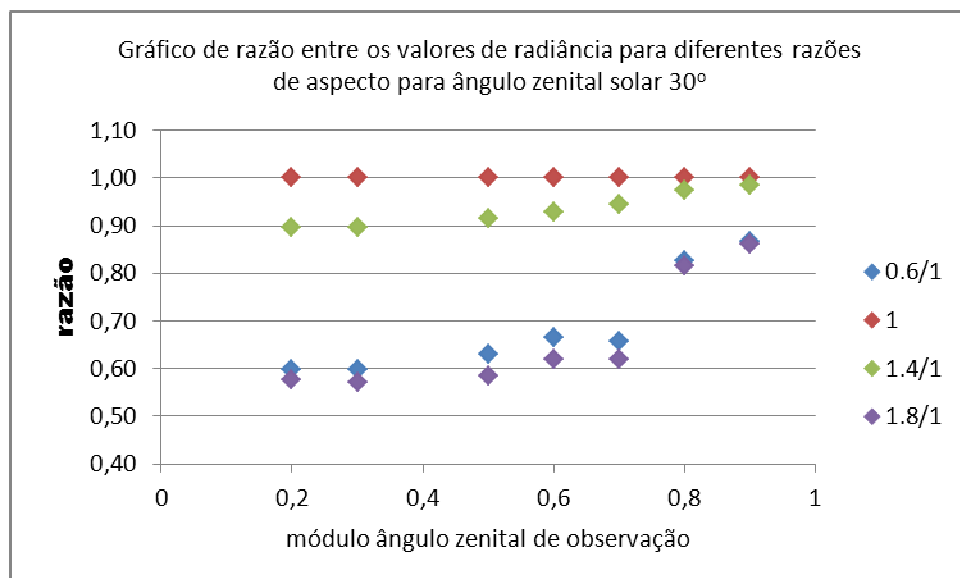


Figura 3.17: Gráfico da razão entre valores de radiância espalhada por partículas de aerossol com diferentes razões de aspecto, e a espalhada por partículas esféricas em diferentes geometrias, para ângulo zenital solar de 30°.

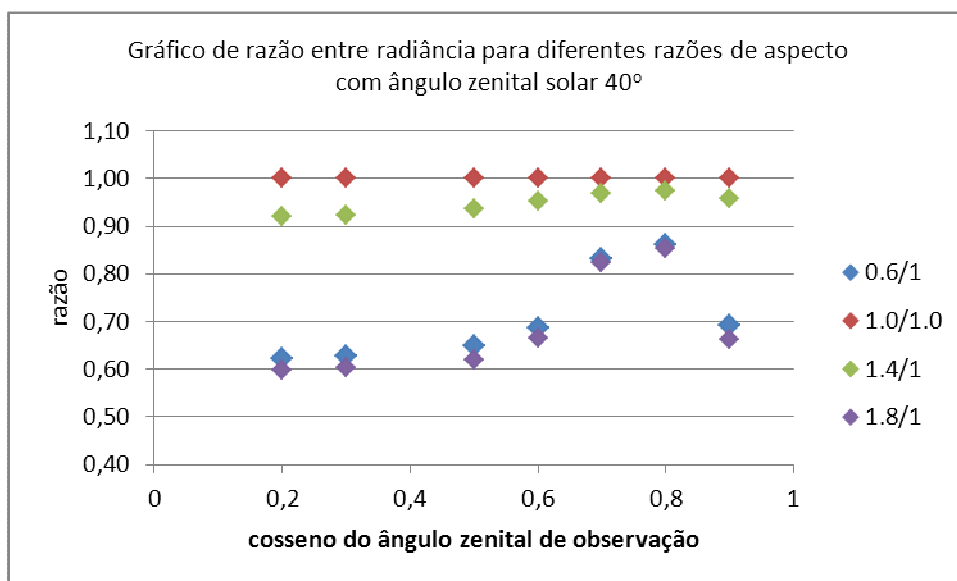


Figura 3.18: Gráfico da razão entre valores de radiância, espalhada por partículas de aerossol com diferentes razões de aspecto, e a espalhada por partículas esféricas em diferentes geometrias, para ângulo zenital solar de 40°.

Os dois gráficos acima apenas corroboram o exposto anteriormente com particular ênfase no fato que os modelos esféricos, nestes dois casos particulares, superestimaram os

valores de radiância em relação a qualquer modelo não esférico em pauta, podendo a diferença ser da ordem de 40%.

### **3.6. Discussão dos resultados**

Em síntese, pode-se inferir que a não esfericidade não apresenta relevante impacto sobre o albedo simples nem sobre o parâmetro de assimetria, portanto estes dois parâmetros são indiferentes à forma da partícula, dentro dos limites abrangidos por este trabalho, contanto que os valores efetivos sejam mantidos, de raio efetivo e variância efetiva.

No que tange a função de fase, existe uma acentuada diferença, em especial nos ângulos traseiros, implicando possíveis dificuldades na derivação de propriedades utilizando-se técnicas de sensoriamento remoto a bordo de satélites artificiais. À medida que se aumenta a razão de aspecto, ou seja, quanto mais achatada ou alongada a partícula de aerossol observou-se uma maior variação tanto nos valores da curva da função de fase quanto em sua forma, isto é, deslocamento do mínimo de probabilidade e de máximos locais.

Os cálculos realizados por meio do LibRadTran a partir dos valores obtidos através do T-Matrix mostraram que um modelo esférico pode superestimar os valores de irradiância descendente em superfície e ascendente no topo da atmosfera, assim como a de radiância espalhada em diferentes orientações. Com isso, o modelo esférico causa subestimativa dos valores da taxa de aquecimento radiativo da atmosfera em relação a todos os modelos não esféricos testados. Uma vez mais, quanto mais a razão de aspecto se afasta da esfera, isto é, quanto mais afastada da unidade maior será a diferença nos valores calculados.

## **4. CONCLUSÃO E PROPOSTAS DE TRABALHOS FUTUROS**

### **4.1. Conclusão**

Concluiu-se neste trabalho que existem diferenças entre os resultados obtidos a partir de um modelo de aerossóis esféricos e um modelo de aerossóis não esférico. Estas diferenças

se acentuam quanto mais afastada da unidade a razão de aspecto, isto é, quanto mais alongada ou achatada for a partícula de aerossol.

Quanto ao albedo simples e ao parâmetro de assimetria pode-se concluir que estes parâmetros são praticamente invariáveis quanto à forma da partícula.

No que diz respeito à função de fase, a primeira característica é que as diferenças se concentram em ângulos acima de  $90^\circ$ , isto é, ângulos traseiros. Um segundo ponto importante é a mudança na forma da curva de função de fase, em especial os deslocamentos dos pontos de mínimo global e máximo local.

Concluiu-se também que um modelo de aerossol esférico superestimaria os valores de irradiância e radiância e subestimaria as taxas de aquecimento para todas as razões de aspecto testadas neste trabalho.

Não obstante os resultados obtidos é preciso lembrar o caráter transitório dos eventos de transporte de aerossóis, ou seja, existe uma clara sazonalidade associada a estes eventos, isto é, em uma localidade específica do planeta há um predomínio de determinados tipos de aerossóis para cada época do ano, o que faz com que ao se levar em conta apenas médias globais e anuais as diferenças entre modelo esférico e não esférico seriam diluídas.

Outro ponto a ser ressaltado é que mesmo o mais simples modelo não esférico que são os esferoides acrescenta ao menos um parâmetro a mais a ser considerado que é a distribuição de razão de aspecto além da distribuição de tamanho.

Evidentemente em casos de grande concentração de aerossóis não esféricos, como o Atlântico Norte Equatorial que recebe intenso transporte de poeira do deserto do Saara em determinados períodos do ano, se torna de suma importância a melhor compreensão das diferenças entre modelo esférico e não esférico.

#### **4.2. Propostas para trabalhos futuros**

Em etapas futuras é recomendável utilizar variadas distribuições de razão de aspecto para refinar os resultados da taxa de aquecimento, radiância e irradiância.

Outra etapa importante será utilizar o banco de dados da AERONET para comparar os resultados em diversos sítios com os obtidos através das simulações.



## 5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

DUBOVIK, O.; HOLBEN, B.; ECK, T.F.; SMIRNOV, A.; KAUFMAN, Y.J.; KING, M.D.; TANRE´ ,D.; SLUTSKER, I.; Variability of Absorption and Optical Properties of Key Aerosol Types Observed in Worldwide Locations. **Journal of the atmos. sciences v. 59 , p. 590-608, 2002.**

FORSTER, P., RAMASWAMY, V., ARTAXO, P., BERNTSEN, T., BETTS, R.; FAHEY, D.W.; HAYWOOD, J.; LEAN, J.; LOWE, D.C.; MYHRE, G.; NGANGA, J.; PRINN, R.; RAGA, G.; SCHULZ, M.; and VAN DORLAND, R.; 2007: **Changes in Atmospheric Constituents and in Radiative Forcing. In: Climate Change 2007 The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change** [Solomon, S., D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K.B. Averyt, M.Tignor and H.L. Miller (eds.)]. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.

HANSEN, J.;SATO, M.;KHARECHA, P.; SCHUKMANN, K.; Earth's energy imbalance and implications. **Atmos. Chem. Phys., 11, 13421–13449, 2011 doi:10.5194/acp-11-13421-2011.**

HOLBEN, B. N., et al. (1998), AERONET—A federated instrument network and data archive for aerosol characterization, **Remote Sens. Environ., 60, p. 1– 16.**

KHAIN, A.; ROSENFELD, D.; POKROVSKY,A.; Aerosol impact on the dynamics and microphysics of deep convective clouds. **Q. J. R. Meteorol. Soc. (2005), 131, pp. 2639–2663. doi: 10.1256/qj.04.62.**

KANDLER, K.; SCHUTZ,L.; DEUTSCHER, C.; EBERT,M.; HOFMANN,H.; JACKEL,S.; JAENICKE,R.; KNIPPERTZ,P.; LIEKE,K.; MASSLING,A.; Size distribution, mass concentration, chemical and mineralogical composition and derived optical parameters of the boundary layer aerosol at Tinfou, Maroco, during SAMUM 2006. **TELLUS (2009), 61B, p. 32-50 DOI: 10.1111/J.1600-0889.2008.00385.X**

KOREN; I, KAUFMAN, Y. J; , WASHINGTON, R;, TODD, M. C, RUDICH, Y., MARTINS J. V; ROSENFELD, D.; The Bodélé depression: a single spot in the Sahara that provides most of the mineral dust to the Amazon forest. **Environ. Res. Lett.** **1** (2006) 014005 (5pp) [doi:10.1088/1748-9326/1/1/014005](https://doi.org/10.1088/1748-9326/1/1/014005).

KOREN, I.; GANOR, E.; JOSEPH, J. H.; On the relation between size and shape of desert dust aerosol. **Journal of Geophysical Research**, v. 106, n. D16, p.47-54, 2001

LIU, N.K. **An Introduction To Atmospheric Radiation**. 2° ed. San Diego: ACADEMIC PRESS, 2002.

MACHADO, D.K. **Teoria do Eletromagnetismo**. v.3.1° ed. Ponta Grossa: UEPG, 2006.

MAYER,B, KYLLING,A; EMDE,C; HAMANN, H; BURAS,R. **libRadtran user's guide** ,2012

MISHCHENKO, I.M.; TRAVIS, D.L. T-Matrix computation of light scattering by large spheroidal particles. **Optics Communication** 109 p. 16-21, 1994.

MISHCHENKO, I.M.; TRAVIS, D.L.; MACKOWSKI, W.D.;T-Matrix Computations of light scattering by nonspherical particles: A review. **Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer**, v.25, n.5, p.535-575, 1996.

MISHCHENKO, I.M.; TRAVIS, D.L. Capabilities and limitations of a current fortran implementation of the T-Matrix method for randomly oriented, rotationally symmetric scatterers. **Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer**, v.60, n.3, p.309-324, 1998.

MISHCHENKO,I.M.; HOVENIER, W.J.; TRAVIS, D.L. **Light Scattering by Nonspherical Particles**. 1° ed. San Diego: ACADEMIC PRESS, 2000.

MISHCHENKO, I.M.; TRAVIS, D.L; MACKE,A.; T-Matrix method and its applications, em **Light Scattering by Nonspherical Particles**. Editado por I.M Mishchenko, W.J Hovenier e D.L. Travis, 1º ed. San Diego: ACADEMIC PRESS, 2000.

MISHCHENKO, I.M.; Eletromagnetic Scattering by Nonspherical Particles: A Tutorial Review. **Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer**. 110, p.808-832, 2009.

NOUSIAINEN,T.; MUÑOZ, O.; LINDQVIST, H.; MAUNO, P.; VIDEEN, G.; Light scattering by large Saharn dust particles: Comparison of modeling and experimental data for two samples. **Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer** v.112, p. 420-433, 2011

PROSPERO,J.M.; Sahara dust transport over the north Atlantic Ocean and mediterranean: An overview, in **The Impact of Desert Dust Across the Mediterranean**, editado por S. Guerzoni e R. Chester, pp.133-151, Kluwer Acad., Norwell, Mass. 1996a.

SALBY, M.L. **Fundamentals of atmospheric physics**. 2º ed. San Diego: ACADEMIC PRESS, 1996.

SEINFELD, J. H. ; PANDIS, S. N; **Atmospheric Chemistry and Physics - From Air Pollution to Climate Change** (2nd Edition). 2006 John Wiley & Sons.

WATERMAN, P.C.; Symmetry, Unitary, and Geometry in Eletromagnetic Scattering. **Physical Review D**. v.4, n.3, p. 825-839, 1971

AERONET [http://aeronet.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/type\\_one\\_station\\_opera\\_v2\\_inv2?site=Capo\\_Verde&nachal=0&year=14&month=10&day=11&aero\\_water=0&level=2&if\\_day=0&if\\_err=0&place\\_code=10&year\\_or\\_month=0](http://aeronet.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/type_one_station_opera_v2_inv2?site=Capo_Verde&nachal=0&year=14&month=10&day=11&aero_water=0&level=2&if_day=0&if_err=0&place_code=10&year_or_month=0)  
acessado em 22/01/2013

AERONET [http://aeronet.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/type\\_one\\_station\\_operate\\_v2\\_inv2?site=Surinam&nachal=0&year=9&month=0&day=27&aero\\_water=0&level=2&if\\_day=0&if\\_err=0&place\\_code=10&year\\_or\\_month=0](http://aeronet.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/type_one_station_operate_v2_inv2?site=Surinam&nachal=0&year=9&month=0&day=27&aero_water=0&level=2&if_day=0&if_err=0&place_code=10&year_or_month=0) acessado em 05/01/2013

NOAA [http://saga.pmel.noaa.gov/review/aerosol\\_climate.html](http://saga.pmel.noaa.gov/review/aerosol_climate.html); acessado em 18/01/2013

NASA [http://www.nasa.gov/topics/earth/features/cooling\\_dust\\_prt.htm](http://www.nasa.gov/topics/earth/features/cooling_dust_prt.htm), acessado em 21/01/2013.

NASA [http://www.giss.nasa.gov/staff/mmishchenko/t\\_matrix.html](http://www.giss.nasa.gov/staff/mmishchenko/t_matrix.html), acessado em 19/01/2013.