

Universidade de São Paulo
Instituto de Física

**CARACTERIZAÇÃO DE NUVENS CIRRUS NA
REGIÃO DA AMAZÔNIA CENTRAL UTILIZANDO UM
LIDAR EM SOLO**

Diego Alves Gouveia

Dissertação de Mestrado apresentada ao Ins-
tituto de Física para obtenção do título de
Mestre em Ciências.

Orientador:

Prof. Dr. Henrique de Melo Jorge Barbosa

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Henrique de Melo Jorge Barbosa - IFUSP

Prof. Dr. Alexandre Lima Correia - IFUSP

Prof. Dr. Eduardo Landulfo - IPEN

São Paulo

2014

FICHA CATALOGRÁFICA
Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Gouveia, Diego Alves

Caracterização de nuvens cirrus na região da Amazônia central utilizando um Lidar em solo São Paulo, 2014.

Dissertação (Mestrado) – Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Depto. de Física Aplicada.

Orientador: Prof. Dr. Henrique de Melo Jorge Barbosa

Área de Concentração: Física

Unitermos: 1. Cirrus; 2. Lidar; 3. Amazônia; 4. Nuvens; 5. Sensoriamento remoto.

USP/IF/SBI-023/2014

AGRADECIMENTOS

Não tenho palavras para agradecer o prof. Henrique de Melo Jorge Barbosa, pela oportunidade, confiança, preocupação com o desenvolvimento deste projeto, cuidado com minha formação e, principalmente, dedicação. Com certeza um exemplo de profissional a ser seguido. Agradeço imensamente ao professor Boris Barja, por todas as lições, discussões, auxílio na implementação do algoritmo automatizado de detecção de nuvens e pela atenção especial dada a este projeto. Agradeço ao professor Dietrich Althausen e seu grupo de pesquisa no Leibniz Institute for Tropospheric Research, em especial ao Holger e Patrick, pela recepção e importantes lições sobre a técnica Lidar, pequenas horas de discussão que tiveram papel crucial no desenvolvimento deste trabalho. Agradeço também ao professor Vito Vanin, pelas inúmeras discussões sobre análise estatística. Gostaria de agradecer a todos do laboratório de física atmosférica pelas discussões, dicas e colaborações. Agradeço aos amigos e familiares pelo suporte, preocupação e amizade. Em especial, agradeço à minha namorada Daniela, pela paciência, companheirismo e dedicação, e à sua família, pelas caronas, marmitas e carinho. Agradeço ao CPNq, FAPESP e USP pelo suporte financeiro para a realização deste trabalho.

RESUMO

Recentemente, as nuvens cirrus têm sido reconhecidas como importantes agentes do sistema climático global por poderem alterar significativamente o balanço de radiação atmosférico, afetando o sistema climático em escalas de tempo que vão desde condições do tempo até mudanças climáticas. Elas são encontradas perto da tropopausa e são formadas principalmente por cristais de gelo não esféricos, com tempo de vida que pode ir de horas a alguns dias. Apesar de serem relativamente transparentes à radiação solar (profundidade óptica $< 3,0$), elas são opacas à radiação infravermelho, absorvendo e reemitindo radiação emitida pela terra que seria perdida para o espaço, e, assim, podendo ter uma forçante radiativa positiva. Sua importância cresce devido a sua grande área de cobertura. A cobertura global de nuvens cirrus tem sido estimada em cerca de 20-25% e sua ocorrência pode ser mais de 70 % nos trópicos (LIOU, 2002). No início de 2011, uma estação de UV-Raman lidar (acrônimo para LIght Detection And Ranging) se tornou operacional na região central da Amazônia, instalado 30 km a NNE de Manaus-AM (2,89 °S 59,97 °W). Usando um laser de 95 mJ Nd-Yag em 355 nm e um telescópio Cassegrain com 400 e 4000 mm de distancia focal, este sistema mede perfis verticais de retroespalhamento da luz do laser na troposfera com 7,5 m e 1-min de resolução espacial e temporal, respectivamente. Para analisar esse grande volume de dados, um algoritmo automatizado para detecção de nuvens cirrus foi desenvolvido com base no método descrito por (BARJA, 2002), que determina a altitude da base, topo, máximo retroespalhamento e espessura. Os resultados do algoritmo de detecção foram checados visualmente e não mostraram diferenças significativas. Um método baseado no fator de transmitância da equação do lidar foi utilizado para obter a profundidade óptica dos cirrus. Perfis de temperatura e pressão foram obtidos através de radiosondagens disponíveis duas vezes por dia do aeroporto militar de Ponta Pelada (28 km ao sul do sitio experimental). Os métodos de Klett e Raman foram utilizados para derivar os coeficiente de retroespalhamento e estimar a razão lidar das nuvens cirrus. Como resultados da análise dos dados dos dois primeiros anos de medidas (2011 e 2012), encontramos que a ocorrência de nuvens cirrus foi cerca de 71,0% do tempo de observação total, sendo cerca de 24,2% de todos os cirrus foram cirrus subvisuais ($\tau < 0,03$), 40,7% eram cirrus finos ($0,03 < \tau < 0,3$) e 35,1% eram cirrus stratus ($\tau > 0,3$). Encontramos também os valores médios de $12,5 \pm 2,4$ km, $14,3 \pm 2,2$ km para as altitudes de base e topo, respectivamente, residindo entre temperaturas de até -90 °C e frequentemente encontradas próximas à tropopausa. A razão lidar para estas nuvens cirrus foi estimada em $20,0 \pm 6,8$ sr. Além disso, estudamos o comportamento destas grandezas com relação à temperatura. Enquanto as nuvens cirrus observadas mostraram uma redução da espessura e da profundidade óptica com a diminuição da temperatura (aumento da altitude), a razão lidar mostrou-se constante, indicando uma composição constante em termos da mistura de cristais de gelo.

CHARACTERIZATION OF CIRRUS CLOUDS IN THE CENTRAL AMAZON REGION USING A GROUND BASED LIDAR

ABSTRACT

Recently, cirrus clouds have been recognized as important agents of global climate system and can significantly alter the radiation balance of the atmosphere, affecting the climate system from the weather to climate change timescales. They are found near the tropopause and are formed mainly by non spherical ice crystals, with lifetime that can go from hours to a few days. Despite being relatively transparent to solar radiation (optical depth < 3.0), they are opaque to the infrared radiation that would be lost to space, and thus may have a positive radiative forcing. Its importance grows due to its large coverage area. The global cirrus cover has been estimated to be about 20-25% and their occurrence can be more than 70% over the tropics (LIOU, 2002). In mid-2011 a UV Raman-Lidar station become operational in the central Amazon region, installed 30 km up-wind from Manaus-AM (2.89 °S 59.97 °W). Using a 95 mJ Nd-Yag laser at 355 nm and a cassegrain telescope with 400 mm and 4000 mm focal length, this system remotely senses the troposphere with 7.5 m and 1-min height and time resolution respectively. To analyze this large amount of data, an automated algorithm for the detection of cirrus clouds was developed based on the method described for (BARJA, 2002), which determine the cloud base, top and maximum light backscattering heights, and cloud thickness. The results show a good agreement between the usual visual method, with no significant difference in the base heights. The transmittance factor of the lidar signal was used to derive the optical depth cirrus. Profiles of temperature and pressure were obtained by radiosondes available twice daily from the military airport of Ponta Pelada (28 km south from the experimental site). The Klett and Raman methods were used to derive the backscattering coefficient and to estimate the lidar ratio of the cirrus clouds. As the results for the analysis of data from the first two years of measurements (2011 and 2012), we found that the occurrence of cirrus clouds was approximately 71.0% of the total time of observation, being approximately 24.2% of all cirrus were subvisual ($\tau < 0.03$), 40.7 % were thin cirrus ($0.03 < \tau < 0.3$) and 35.1% were cirrus stratus ($\tau > 0.3$). Also found the average values of 12.4 ± 2.4 km 14.3 ± 2.2 km for altitudes of the base and top height, respectively, residing between the temperatures down to -90 °C and frequently found near the tropopause. The lidar-ratio was estimated as 20.0 ± 6.8 sr. Also, the behavior of these quantities with respect to temperature was studied.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Esquerda: falso colorido a partir dos canais 1, 3 e 4 do GOES-11, 14 de junho de 2008 às 18UTC, NOAA. Direita: fotografia a partir da estação espacial internacional em 6 de outubro de 2009, mostrando uma linha de tempestades tropicais sobre a Amazônia oeste.	1
1.2 Esquerda: média zonal da temperatura no centro da camada de cirrus em função da latitude entre junho de 2006 e 2007. Direita: distribuição vertical da altitude onde ocorrem o topo (vermelho) e a base (azul) das nuvens cirrus tropicais (20S-20N) identificadas pelo CALIOP no mesmo período. (NAZARYAN et al., 2008).	2
1.3 A luz que incide no cristal é refratada ao entrar e ao sair do cristal, sofrendo um desvio mínimo de 22°	4
1.4 Frequência de ocorrência de cirrus (CALIPSO) e nuvens convectivas profundas (DCC, CloudSat) na região tropical. Os painéis mostram as diferentes estações do ano, sendo os superiores para as passagens diurnas, e os inferiores para as noturnas. Ref: (SASSEN et al., 2009).	7
1.5 Frequência de ocorrência de cirrus (linha cheia) e nuvens convectivas profundas (linha pontilhada) segundo as medidas com CALIPSO e CloudSat durante o dia (vermelho) e a noite (azul).	9
1.6 Em oposição às nuvens baixas com grande efeito de albedo, as nuvens cirrus deixam passar a radiação solar e impedem que parte da radiação emitida pela terra se perca para o espaço. (Figura retirada de http://myasadata.larc.nasa.gov/oyw/scool-featured-lesson-classification-of-clouds/)	10
2.1 Ilustração da atenuação causada em um feixe de fótons por um volume com concentração N de material espalhador e seção de choque σ	14
2.2 A) Esquema básico de um sistema lidar, composto por um laser que emite pulsos na vertical, um telescópio para coletar a luz do laser retro-espalhada, um sistema para analisar a quantidade de luz coletada pelo telescópio e um computador para aquisição dos dados. B) Representação do pulso de laser ascendente que é espalhado por um volume de ar. (Figura retirada de (WANDINGER, 2005))	18

3.1	O ponto azul marca a localização do sítio ACONVEX. O ponto vermelho mostra a localização do aeroporto militar, onde são feitas sondagens meteorológicas operacionalmente. Abaixo pode-se ver a torre com o fotômetro em cima.	25
3.2	$J(t, \gamma)$ obtido através de um perfil de 1-min para a PMT 1 e 2, que correspondem aos canais elásticos (355nm) e aos canais inelásticos do Raman do N_2 , respectivamente. Os valores mínimos foram obtidos fitando uma parábola na região próxima ao mínimo. O valor de γ_{min} minimizam a função $J(t, \gamma)$ esta indicado.	28
3.3	Histograma com os valores de tempo-morto para os canais elástico (PMT#1) e do Raman do N_2 (PMT#2), obtidos a partir dos 580 perfis independentes de 1-min. O valor médio e desvio padrão é indicado.	28
3.4	As linhas vermelha e azul correspondem ao perfil vertical do sinal corrigido e não corrigido pelo tempo-morto, respectivamente. Em azul, o sinal colado, que consideramos como sendo a taxa de contagens verdadeira. As linhas tracejadas representam a diferença percentual do sinal corrigido e não corrigido pelo tempo morto em relação ao sinal colado, como função da taxa de contagem.	29
3.5	Acima: logaritmo do sinal corrigido pela distancia. Abaixo: Desvio padrão do sinal do lidar calculado pelos dois métodos apresentados.	31
4.1	Nuvem cirrus detectada pelo algoritmo automatizado em um perfil vertical de retroespalhamento elástico do lidar em 5 min de medida, com a indicação dos pares de mínimos e máximos locais descritos no passo 3 do algoritmo. A linha sólida em preto representa o sinal molecular esperado se a nuvem cirrus não estivesse presente, junto com seu desvio padrão do sinal (linhas tracejadas em preto). As linhas tracejadas verticais indicam a posição da base e do topo determinados automaticamente.	35
4.2	Exemplos de nuvens detectadas com o algoritmos automatizado. A linha azul do perfil representa a região onde o algoritmo procurou por nuvens.	35
4.3	Simulação da detecção de uma nuvem cirrus delgada para avaliar o desempenho do algoritmo automático. Esquerda: sinal do lidar detectado em uma situação sem nuvem (azul) e ajuste molecular (verde). Centro: perfil prescrito para o retro espalhamento da nuvem cirrus simulada. Direita: composição do $\beta^{simulado}$ com o sinal do lidar.	37

4.4	Desempenho do algoritmo automático para diferentes espessuras de nuvens (painéis), como explicado no texto. Para cada valor de altitude da base e de coeficiente de retroespalhamento da nuvem cirrus, os pontos em vermelho indicam uma correta identificação da nuvem, enquanto os pontos em azul indicam que o algoritmo não identificou a nuvem.	38
4.5	Valores mínimos de profundidade óptica para que o algoritmo automático consiga identificar uma nuvem em função da altitude são mostrados com linhas coloridas finas (uma para cada espessura). O valor médio é indicado pela curva preta. Variação da razão sinal ruído com a altitude está indicada pela linha vermelha tracejada.	39
4.6	Exemplo de uma nuvem cirrus detectada com o algoritmo automatizado. a) $S(z)$ com as alturas de base e de topo (linhas tracejadas verdes e magenta), o $S(z)$ moleculares ajustado abaixo da base da nuvem (linha preta) e a região acima da nuvem utilizado para calcular o fator de transmissão. b) O fator de transmissão da equação do lidar para essa nuvem, com o valor médio e a profundidade óptica τ_c obtido com o método de transmitância descrito na secção. c) O logaritmo do sinal corrigido pela distancia ($\ln(S(z))$) e a aplicação do método da pendente para medir a profundidade óptica, indicado como τ_c^{slopeM} 4.2.	41
4.7	(Esquerda): Perfil vertical do coeficiente de retroespalhamento para uma nuvem cirrus derivado pelos métodos Raman e de Klett para 3 valores diferentes de razão lidar. (Direita): Profundidade ótica da nuvem cirrus em função da altitude calculado para os 3 valores de razão lidar. A linha vertical em verde representa o valor da profundidade ótica obtido pelo método da transmitância.	42
4.8	Resíduo Q(L) para valores de razão lidar entre 2 e 50 sr, com valor que minimiza a função (L_{min}) indicado e determinado pela interpolação cubica (em vermelho)	43
4.9	Fator de correção η em função da profundidade óptica não corrigida τ_c .	44
4.10	Perfil vertical do sinal de retroespalhamento elástico corrigido pela distância (em azul) e temperatura (pontos em verde) obtidos pela radiosondagem. Os dados de temperatura na altitude de base, ponto médio geométrico e topo da nuvem cirrus são obtidos pela interpolação linear do perfil de temperatura	45
4.11	Esquerda: Perfil vertical de temperatura médio (linha sólida) e três vezes o desvio-padrão para mais e para menos (pontilhado) medidos nos meses de dezembro, janeiro e fevereiro (DJF) e junho, julho e agosto (JJA) nos anos de 2011 e 2012. Direita: Diferença entre o perfil médio de temperatura entre os meses de DJF e JJA	46

5.1	Acima: Em azul esta o número mensal de perfis verticais de 5 min e em verde os perfis com razão sinal-ruído acima de 3 na região em que ocorrem as nuvens cirrus. Abaixo: Frequência de ocorrência mensal das nuvens cirrus para todo período de medidas. As barras representam o desvio padrão.	50
5.2	Precipitação média (mm/dia) segundo dados do TRMM versão 7 é mostrado em cores e o campo médio de vento (m/s) em 200 hPa segundo dados da reanálise do ECMWF ERA interim é mostrado em vetores. . .	52
5.3	Ciclo diurno médio da frequência de ocorrência das nuvens cirrus. As barras de erros representam o desvio padrão.	53
5.4	Ciclo diurno da precipitação (mm/hs) em uma área de $2^\circ \times 2^\circ$ centrada no sítio experimental segundo dados do TRMM versão 7.	54
5.5	Histogramas normalizados das altitudes de base, topo, altitude média, espessura, temperatura na altitude da base e topo, para os dois anos de medidas (Total) e para os períodos chuvosos (DJF) e secos (JJA).	56
5.6	Histograma normalizado da distância do topo das nuvens cirrus a altitude da tropopausa, que é calculada pela definição da WMO (SEIFERT et al., 2007, ver, por exemplo,). Valores negativos indicam nuvens abaixo da tropopausa.	57
5.7	Histograma normalizado da profundidade óptica das nuvens cirrus	58
5.8	Porcentagem de nuvens cirrus subvisuais (SVC), finas e stratus, para todo o período de medidas e para as estações do ano.	59
5.9	Relação ente a profundidade óptica e espessura em relação a temperatura da altitude da base, média geométrica e topo das nuvens cirrus. As barras de erros representam o desvio padrão do valor médio	60
5.10	Comportamento da espessura geométrica (acima) e profundidade óptica (abaixo) das nuvens cirrus em relação à temperatura da base da nuvem, separando as nuvens medidas nos meses de DJF e JJA	61
5.11	Histograma normalizado com os valores da Razão lidar obtidos com o método descrito na sessão 4.3 para o período total de 2 anos e para cada estação do ano.	62
5.12	Relação entre razão lidar e seu inverso com a temperatura, para o período total de medidas (circulo em preto), DJF (em vermelho) e JJA (em azul). As barras de erros representam o desvio padrão do valor médio.	64

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
5.1 Resumo dos valores médios das propriedades das nuvens cirrus	49
5.2 Estatística dos valores de razão lidar (sr) obtidos comparando o valor da profundidade óptica dos métodos de Klett e da transmitância. As colunas mostram: média, desvio padrão, moda, mediana e 1 ^o e 3 ^o quartis.	63

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Nuvens Cirrus: Um Breve Panorama Histórico	3
1.2 Definição e Características das Nuvens Cirrus	5
1.2.1 Efeitos Radiativos das Nuvens Cirrus	8
1.3 Objetivos e Estrutura do Trabalho	10
2 TEORIA LIDAR	13
2.1 Espalhamento de Luz na Atmosfera	13
2.1.1 Derivação da lei de Beer–Lambert–Bouguer	13
2.1.2 Tramento Eletromagnético	15
2.2 Lidar Raman e Rayleigh-Mie	17
2.2.1 Equação Lidar	17
2.2.2 Lidar Elástico ou Rayleigh-Mie	18
2.2.3 Lidar Raman	19
2.3 Coeficiente de Retroespalhamento e Extinção Molecular	20
2.4 Coeficiente de Retroespalhamento e Extinção de Partículas	22
2.4.1 Método Klett	22
2.4.2 Método Raman	23
2.5 Profundidade Óptica das Nuvens Cirrus	23
3 SISTEMA LIDAR DO LFA-IFUSP	25
3.1 Site experimental	25
3.2 Descrição do Sistema Lidar	26
3.3 Caracterização do Sistema Lidar	26
4 DETECÇÃO DE NUVENS CIRRUS	33
4.1 Algoritmo de detecção	33
4.2 Profundidade Óptica das Nuvens Cirrus pelo Método da Transmitância	38
4.3 Coeficiente de Retroespalhamento e Estimativa da Razão Lidar	40
4.4 Efeito de Múltiplo Espalhamento	42
4.5 Perfil de Temperatura	44
5 RESULTADOS	47

5.1	Base de Dados	47
5.2	Frequência de Ocorrência das Nuvens Cirrus	47
5.3	Propriedades Geométricas e Ópticas	51
5.4	Propriedades Microfísicas	55
6	CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS	65
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	67
	APENDICE A - CURSOS EXTRA-CURRICULARES E VISITAS CIENTÍFICAS	75
	APENDICE B - APRESENTAÇÕES EM EVENTOS CIENTÍFICOS COS	77
	APENDICE C - TRABALHOS PUBLICADOS OU SUBMETIDOS	79

1 INTRODUÇÃO

Fotografias da Terra obtidas a partir do espaço mostram os vórtices associados às tempestades de latitudes médias, grandes áreas oceânicas cobertas com stratus (nuvens muito baixas), e uma característica marcante nos trópicos: um cinturão de nuvens de alta refletividade, como mostra a figura 1.1. Esta região da Terra é a que recebe a maior parte da radiação solar e, portanto, a formação de nuvens ali é muito importante porque pode modular o balanço de energia da atmosfera através do transporte do calor latente, da reflexão da radiação de ondas curtas, e da absorção e reemissão de radiação de ondas longas. De fato, a redistribuição de energia dos trópicos para as latitudes mais altas, através das correntes oceânicas e atmosféricas, é o motor que impulsiona a circulação global.



Figura 1.1 - Esquerda: falso colorido a partir dos canais 1, 3 e 4 do GOES-11, 14 de junho de 2008 às 18UTC, NOAA. Direita: fotografia a partir da estação espacial internacional em 6 de outubro de 2009, mostrando uma linha de tempestades tropicais sobre a Amazônia oeste.

Outra característica marcante é a fácil identificação das tempestades com temperaturas de topo de nuvem muito frias. Os cumulus profundos são comuns e podem dominar grandes áreas, como as regiões das monções e das zonas de convergência. Dentre as áreas continentais tropicais, aquelas onde a convecção profunda é abundante são a bacia Amazônica e a África central. As torres convectivas, entretanto, ocupam uma área muito menor que a dos cirrus que se espalham a partir do desentranhamento no topo destas torres (figura 1.1).

O estudo das nuvens cirrus é de extrema importância e interesse, uma vez que podem alterar o balanço de radiação da atmosfera, tendo impactos no clima e em mudanças climáticas. Isto acontece porque se localizam próximo da tropopausa e são formadas

primordialmente de cristais de gelo, sendo relativamente transparentes à radiação solar (profundidade óptica < 3.0) e opacas a radiação de onda longa emitida pela terra que seria perdida para o espaço.

Nuvens cirrus ocorrem em todo o globo e são compostas quase que exclusivamente por cristais de gelo não esféricos, formados em temperaturas (figura 1.2, esquerda) onde predomina a nucleação homogênea. Ocorrem normalmente na alta troposfera e às vezes se estendem até a estratosfera (figura 1.2, direita). De acordo com (WYLIE; MENZEL, 1999) a maior frequência de nuvens altas ocorre na zona de convergência intertropical e nos *storm tracks* em latitudes médias. Em contraposição, a ocorrência é mínima nos subtropicais. Mais recentemente, (SPINHIRNE et al., 2005) usaram dados do *Geoscience Laser Altimeter System* (GLAS), a bordo do *Ice, Cloud, and land Elevation Satellite* (ICESat), e mostraram que as nuvens cirrus próximas da tropopausa tendem a ocorrer sobre as regiões onde há intensa atividade convectiva, como na África equatorial e na América do Sul, onde há convecção continental vigorosa, e sobre o oeste do Pacífico tropical, na região da bacia quente do Pacífico, onde há muita convecção oceânica (DESSLER et al., 2006).

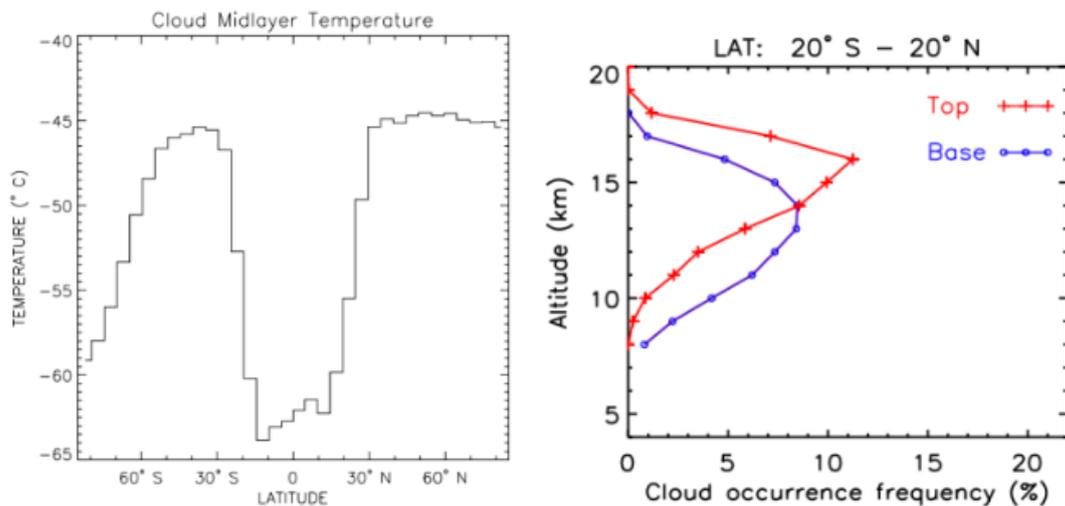


Figura 1.2 - Esquerda: média zonal da temperatura no centro da camada de cirrus em função da latitude entre junho de 2006 e 2007. Direita: distribuição vertical da altitude onde ocorrem o topo (vermelho) e a base (azul) das nuvens cirrus tropicais (20S-20N) identificadas pelo CALIOP no mesmo período. (NAZARYAN et al., 2008).

Muito do que conhecemos sobre a importância da convecção profunda na formação de cirrus tropicais, direta ou indiretamente, veio de estudos de caso com LIDAR

(Light Detection and Ranging) em superfície ou a bordo de avião (PLATT et al., 1998; PLATT et al., 2002; SASSEN et al., 2000) e de medidas com sensores passivos em satélites em combinação com análise de trajetórias das massas de ar (MACE et al., 2006). Mais recentemente, diversos trabalhos têm utilizado sensores ativos em satélites (e.g. (SASSEN et al., 2008)). Destes trabalhos sabemos que uma vez formados na vizinhança da atividade convectiva, os cirrus precisam ser mantidos por processos radiativos ou dinâmicos que não estão relacionados à retirada pelo vento do gelo no topo da torre (desentranhamento) ou ao esfriamento radiativo local. Há indicações de que um movimento ascendente de massas de ar em escala sinóptica e a propagação de ondas de Kelvin e de gravidade, normalmente produzidas pela própria convecção organizada, poderiam contribuir para formação de cirrus em áreas distantes da convecção tropical (BOEHM; VERLINDE, 2000). Apesar disso, mesmo estes cirrus isolados, que tendem a ser opticamente finos ou subvisuais, ainda dependeriam da umidificação produzida pelas tempestades tropicais (SASSEN et al., 2002). De fato, as nuvens cirrus tropicais dependem da convecção profunda, pois são um sumidouro de vapor para a alta troposfera/baixa estratosfera através do crescimento dos cristais de gelo e precipitação (JENSEN et al., 1996; ROSENFELD et al., 1998), e este vapor tem que ser repostado. A convecção profunda faz isso diretamente através do desentranhamento e da mistura com o ar ambiente no topo da nuvem. Além disso, também podem ajudar na formação de cirrus através de esfriamento radiativo no topo (GARRETT et al., 2006).

1.1 Nuvens Cirrus: Um Breve Panorama Histórico

Anaxagoras de Clazomenae (500 - 428 a.C.) pode ter sido a primeira pessoa a dizer que nuvens cirrus são compostas por gelo, embora em seus textos não fique evidente se tratarem deste tipo de nuvem. Ele sabia que as nuvens eram formadas por gotículas de água e que o ar era mais frio em grandes altitudes, o que o levou a acreditar, a partir de observações e intuição, que o ar quente e úmido que ascendia por convecção esfriava-se, ocorrendo a condensação do vapor e, por fim, a formação de granizo em altitudes elevadas (LYNCH, 2002).

Somente após mais de 2000 anos houve progresso em relação ao estudo das nuvens cirrus, quando em 1637, Descartes (1596 - 1650) publicou “Discours de la methode” onde apresentou a lei da refração (lei de Snell) e a aplicou para o arco-íris. Apesar de ele não citar explicitamente, é quase certo que tivesse conhecimento do princípio de desvio mínimo. No nono discurso, em Meteorologia, fica claro que Descartes conjectura que a ocorrência do chamado halo de 22° ocorria devido à refração dos

raios solares ao atravessarem cristais de gelo (em geral hexagonais), formando um anel de luz ao redor do Sol, cujo diâmetro é formado pela abertura de um cone de cerca de 45° (LYNCH, 2002).

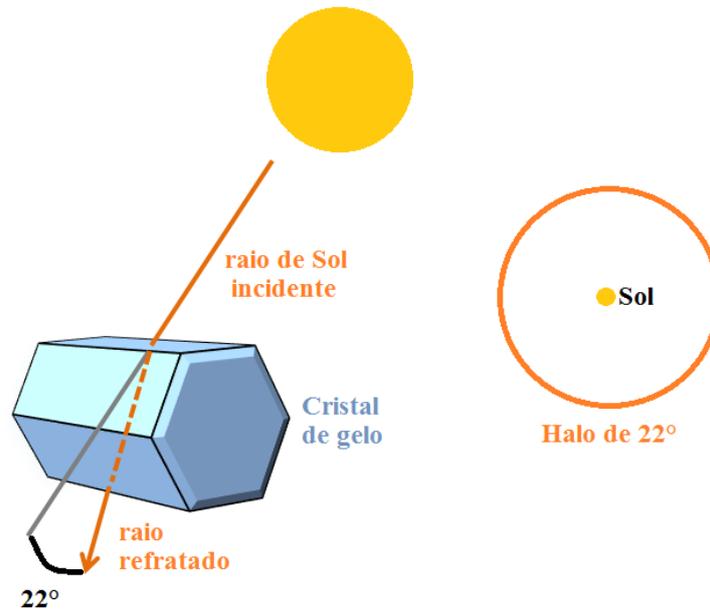


Figura 1.3 - A luz que incide no cristal é refratada ao entrar e ao sair do cristal, sofrendo um desvio mínimo de 22° .

Também é aceito que Descartes reconheceu a existência de nuvens finas durante a ocorrência dos halos, que eram visíveis em dias de céu claro e que não estavam relacionados ao arco-íris, merecendo o reconhecimento por identificar gelo nas nuvens cirrus. A partir da teoria desenvolvida por Descartes foi possível que Edme Mariotte (1620-1684), em 1681, explicasse vários tipos de halos, confirmando a conjectura de Descartes e levando Venturi (1794) e Young (1802) a desenvolverem a base da moderna teoria de halos (LYNCH, 2002).

Dessa forma, em meados do século XVII, sabia-se da ligação das nuvens cirrus com gelo, apesar de não haver ainda a nomeação ou classificação destas como um tipo de nuvem, e Galileo e Santorio haviam estabelecido, quantitativamente, a relação entre altitude e temperatura. Apenas faltavam evidências empíricas de que as nuvens cirrus estavam muito altas na atmosfera, mas isso teve que esperar quase 200 anos até que a classificação sistemática de nuvens começasse (LYNCH, 2002).

Em 1802, Jean-Baptist Lamarck (1744-1829) publicou a primeira classificação cien-

tífica de nuvens baseada em sua morfologia. Apesar de não ser um sistema completo de classificação, a classe chamada “nuvem de varredura” é o que chamamos de “cirrus uncinus” nos dias de hoje e significa “ganchos encaracolados”. A terminologia francesa de Lamarck nunca chegou a ser adotada, sendo que em 1803, Luke Howard publicou uma classificação de nuvens usando nomes em Latim, sendo ele a primeira pessoa que usou o termo “cirrus” para se referir a nuvens finas e fibrosas. Em 1855, Renou reconheceu a importância da altitude das nuvens, iniciando-se as medidas de triangulação. Em 1879, Hildebrandsson publicou um atlas como fotografias de 16 tipos de nuvens e alguns anos depois ele e Abercrombie publicaram uma classificação de nuvens mais extensa, destacando a estrutura e altitude vertical das nuvens e classificando as nuvens em 5 famílias e 10 gêneros, que foi adotada como padrão para classificação de nuvens.

O período compreendido entre os anos de 1957 e 1964 foi de grande avanço nas pesquisas de cirrus, pois pôde-se fazer uso de satélites, lidars e novos instrumentos de medida. O primeiro satélite de infravermelho para nuvens TIROS-I foi lançado em 1 de abril de 1960 e o primeiro satélite ambiental geoestacionário foi o GOES, lançado em maio de 1974. Como os dois satélites podiam fazer medidas no visível e no infravermelho, incorporou-se novos parâmetros na classificação de nuvens, que poderiam ser brilhantes ou escuras no visível e quente ou fria no infravermelho. As nuvens cirrus foram classificadas como escuras e frias, evidenciando sua pequena profundidade óptica e baixa temperatura. Apesar de não se tratar de uma definição, é um modo bastante conveniente de classificar as nuvens, baseando-se apenas em suas propriedades radiativas, mas estas não são relevantes para as definições morfológicas ou físicas.

Junto com os satélites vieram os lasers (MAIMAN, 1960) e logo os primeiros lidars estavam em operação (LIGDA, 1963; FIOCCO; GRAMS, 1964). A partir do lidar obtém-se informações quanto à altitude, densidade, polarização e, eventualmente, velocidade, sendo ideal na detecção de nuvens cirrus. A teoria por trás da técnica lidar será desenvolvida na seção 2.2.

1.2 Definição e Características das Nuvens Cirrus

De acordo com a definição estabelecida pela WMO (World Meteorological Organization), que é aceita internacionalmente, as nuvens cirrus são “nuvens isoladas em forma de delicados filamentos brancos ou manchas brancas ou faixas estreitas. Possuem aparência fibrosa (parecida com cabelo) ou com textura semelhante ao da seda, ou ambos.” Trata-se de uma definição puramente morfológica, baseada na aparência

das nuvens durante o dia. As demais propriedades, tais como, composição de gelo, temperatura, altitude e profundidade óptica não são consideradas nessa definição, embora sejam reconhecidas como relevantes. Dessa forma, embora todas as nuvens cirrus sejam compostas de gelo, nem todas as nuvens com gelo na composição são cirrus.

(WOODBURY; MCCORMICK, 1983) avaliaram a extensão espacial e a frequência de ocorrência de cirrus analisando os dados de extinção por ocultação solar do *Stratospheric Aerosol and Gas Experiment* (SAGE), entre fev/79 e abr/80. A análise separou nuvens cirrus em duas categorias: cirrus e cirrus finos, com base nos valores observados de extinção. (DOWLING; RADKE, 1990) encontraram que a espessura geométrica (distância na vertical entre a altitude de base e topo) das nuvens cirrus varia entre 0,1 e 8km e que o intervalo de altitudes onde os cirrus ocorrem varia entre 4 e 20 km. (WYLIE; MENZEL, 1999) fizeram uma compilação da frequência e localização de nuvens altas entre 1989 e 97 usando o sensor multiespectral *High-Resolution Infrared Radiation Sounder* (HIRS) a bordo dos satélites de órbita polar da NOAA. Neste estudo, os autores mostraram que nuvens com profundidade óptica acima de 0.1 cobrem 69% do planeta entre 65°N-65 °S, sendo que nuvens altas foram encontradas com mais frequência nos trópicos do que em latitudes médias. Mais recentemente, a grande extensão das nuvens cirrus tropicais foi estudada a partir de imagens de satélites (PRABHAKARA et al., 1993; WANG et al., 1996; BOURASSA et al., 2005), de medidas de lidar em satélites (WINKER; TREPTE, 1998; DESSLER et al., 2006), e de sensoriamento remoto em superfície (PLATT et al., 1998; PLATT et al., 2002; COMSTOCK et al., 2002; CADET, 2003; IWASAKI, 2004). Alguns estudos também foram feitos a partir de aviões (HEYMSFIELD, 1986; MCFARQUHAR et al., 2000).

(NAZARYAN et al., 2008) estudaram a frequência de ocorrência de nuvens cirrus com dados do CALIOP (*Cloud Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization*) a bordo do satélite CALIPSO (*Cloud Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations*) em função do tempo, latitude e altitude. A frequência máxima encontrada para cirrus em multicamadas foi de 94% sobre os trópicos, entre 100-180E, mas são também bastante comuns em latitudes médias. De acordo com (CHANG; LI, 2005), o uso de sensores orbitais como o MODIS subestimaria em até 30% a frequência de ocorrência de cirrus, e a espessura óptica seria superestimada em 7 vezes devido as nuvens mais espessas em baixo.

De acordo com resultados de (SASSEN et al., 2008), com dados do CloudSat e CA-

LIPSO, a quantidade de nuvens cirrus no cinturão tropical (15S-15N) e subtropical (15-30S ou 15-30N) representam a maior parte da cobertura total de cirrus em todo o planeta. A média global da frequência de ocorrência de cirrus é de 16.7%, sendo que 35% ocorrem no cinturão tropical, e 29% no subtropical. Os valores são diferentes dos citados anteriormente pois (SASSEN et al., 2008) excluíram cirrus estratos. Em ambos os casos, entretanto, a quantidade de cirrus é obviamente significativa. Os processos básicos de formação dos cirrus, responsáveis por controlar as propriedades microfísica e radiativas, entretanto, ainda são pouco compreendidos (SASSEN et al., 2002).

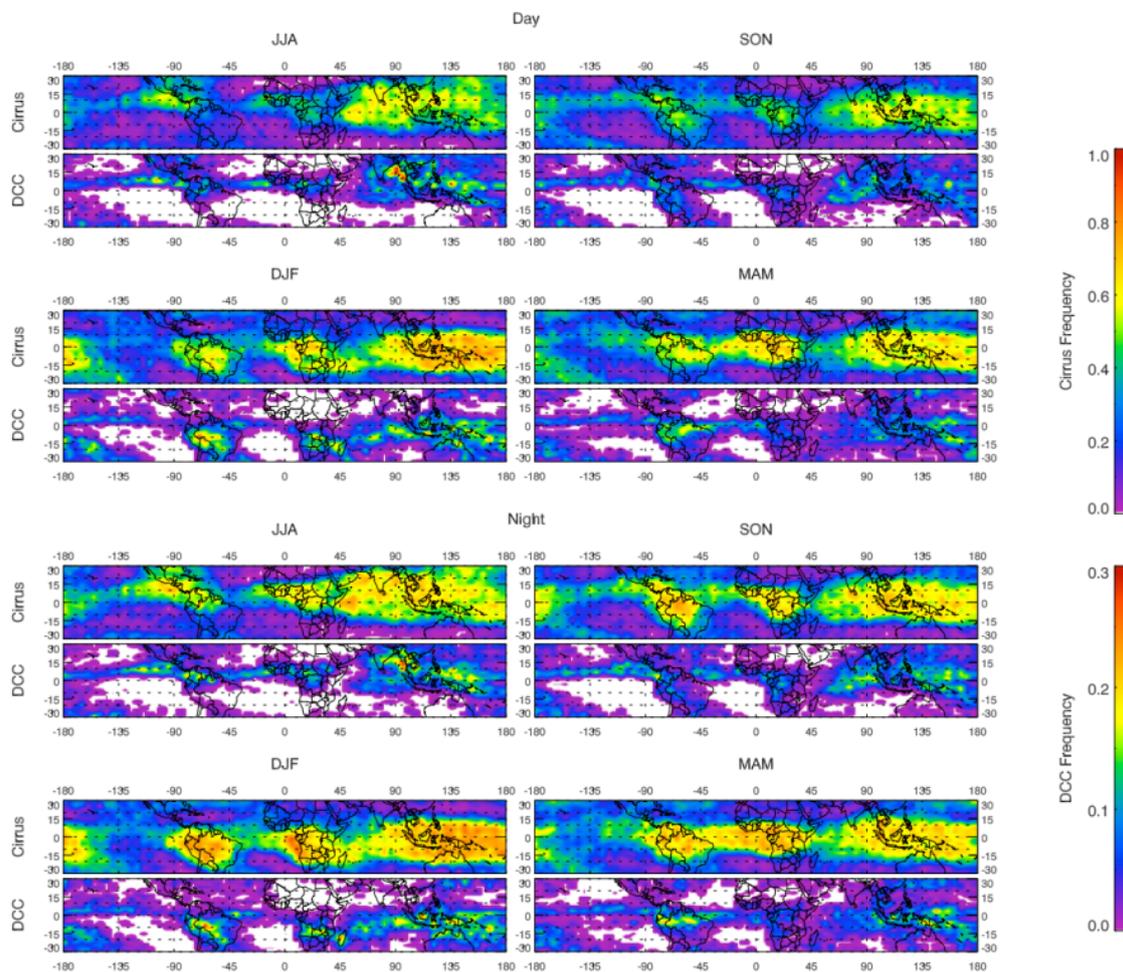


Figura 1.4 - Frequência de ocorrência de cirrus (CALIPSO) e nuvens convectivas profundas (DCC, CloudSat) na região tropical. Os painéis mostram as diferentes estações do ano, sendo os superiores para as passagens diurnas, e os inferiores para as noturnas. Ref: (SASSEN et al., 2009).

(SASSEN et al., 2009) mostraram que as nuvens convectivas profundas estão locali-

zadas no centro das regiões continentais e oceânicas onde há uma abundância de nuvens cirrus. Na figura 1.4 nota-se claramente que o padrão de distribuição geográfica da ocorrência de nuvens convectivas profundas é bastante similar àquele das nuvens cirrus. Assim, a ocorrência de cirrus é bem correlacionada com a localização da convecção profunda. Esta relação pode ser explicitada observando-se que a frequência de ocorrência de cirrus é mínima (menor que 10%) exatamente onde a convecção profunda é essencialmente inexistente. Sobre a Amazônia, a ocorrência de cirrus chega a 80% em todo o ano, exceto pela estação seca (junho a agosto). Os autores selecionaram quatro pequenas regiões no extremo oeste da Amazônia para avaliar a distribuição vertical da frequência de ocorrência, o que é apresentado na figura 1.5. Esta figura mostra que os cirrus sobre a Amazônia ocorrem normalmente entre 8 e 19 *km*. A diferença entre dia e noite também fica evidente na figura 1.5, ao se comparar os painéis inferiores e superiores, que mostram maior abundância à noite do que durante o dia. Estas observações concordam com o modelo conceitual usualmente utilizado para explicar o ciclo diurno das tempestades tropicais. Há um pico de precipitação no fim da tarde ou começo da noite nas regiões continentais devido aos efeitos de aquecimento solar da superfície e do crescimento da camada de mistura úmida (e.g., (GRAY; JACOBSON, 1977; YANG; SLINGO, 2001; LIU; ZIPSER, 2008)).

Cabe ressaltar que as observações do CALIPSO ocorrem apenas 2 vezes por dia e que órbitas idênticas se repetem apenas a cada 16 dias. Neste sentido, um lidar no chão, fazendo observações contínuas, é capaz de fornecer uma resolução temporal muito mais adequada para caracterizar este tipo de nuvens.

1.2.1 Efeitos Radiativos das Nuvens Cirrus

A distribuição global da estrutura vertical das nuvens é essencial para estudos de clima pelo impacto na magnitude e no sinal da forçante radiativa e nos perfis de aquecimento da atmosfera, que influenciam tanto a dinâmica de pequena escala, quando a circulação global (RAMASWAMY; RAMANATHAN, 1989; RANDALL et al., 1989; CHANG; LI, 2005). De fato, a maior incerteza na estimativa dos fluxos de radiação de onda longa na atmosfera é devido às dificuldades em se determinar a distribuição vertical das várias camadas de nuvens (STEPHENS et al., 2004).

Nuvens cirrus têm um papel importante no balanço radiativo do sistema terrestre pelos seus efeitos na transferência radiativa na atmosfera (HANSEN et al., 1997) e são críticas para a compreensão dos processos de retroalimentação que regulam e modulam as respostas climáticas as forçantes de aquecimento do planeta. Diferente da

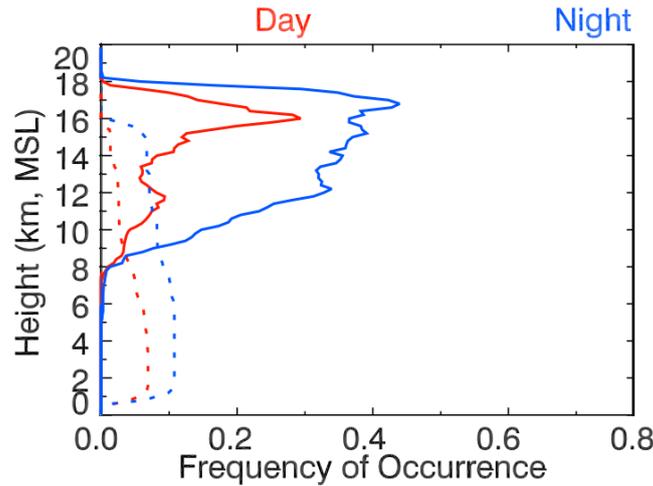


Figura 1.5 - Frequência de ocorrência de cirrus (linha cheia) e nuvens convectivas profundas (linha pontilhada) segundo as medidas com CALIPSO e CloudSat durante o dia (vermelho) e a noite (azul).

maioria das nuvens baixas que têm um efeito de esfriamento por refletir grande parte da radiação solar incidente de volta para o espaço, nuvens cirrus ocorrem na alta troposfera e, sendo opticamente finas ($\tau < 3.0$), espalham apenas parte da radiação solar, mas sendo corpos cinza ($\varepsilon < 0.85$, (SASSEN et al., 2002)) absorvem e reemitem a radiação de onda longa emitida pela terra e evitam que uma grande quantidade dessa radiação seja perdida para o espaço (LIOU, 1986). Assim, geralmente exercem um efeito médio de aquecimento radiativo ao invés de esfriamento (HARTMANN et al., 1992; LIOU, 1986). A figura 1.6 ilustra este processo.

(LEE et al., 2009) avaliaram os efeitos radiativos dos cirrus tropicais finos, definidos por eles como aquelas nuvens não detectadas pela máscara do MODIS ($\tau < 0.3$), mas detectadas no produto de refletância de cirrus que é baseado no canal de $1.375 \mu\text{m}$. Os autores então usaram as profundidades ópticas encontradas, os perfis atmosféricos obtidos pelo *Atmospheric Infrared Sounder* (AIRS), e um modelo de transferência radiativa em conjunção com uma parametrização para as propriedades espectrais das nuvens de gelo. Os valores encontrados para as forçantes em TOA (do inglês *top of atmosphere*) e em SFC (superfície) estão na faixa de $0 - 20 \text{ W m}^{-2}$ dependendo da profundidade óptica da nuvem cirrus. Fazendo a média sazonal na região tropical, a forçante resultante em TOA foi de $+1 \text{ W m}^{-2}$ e de -1 W m^{-2} na superfície. (LEE et al., 2009) mostraram ainda que cirrus finos estão presentes em mais de 40% dos pixels marcados como “céu claro” pelo máscara de nuvem operacional do MODIS, e destacaram que isto pode ser um viés na estimativa dos fluxos atmosféricos.

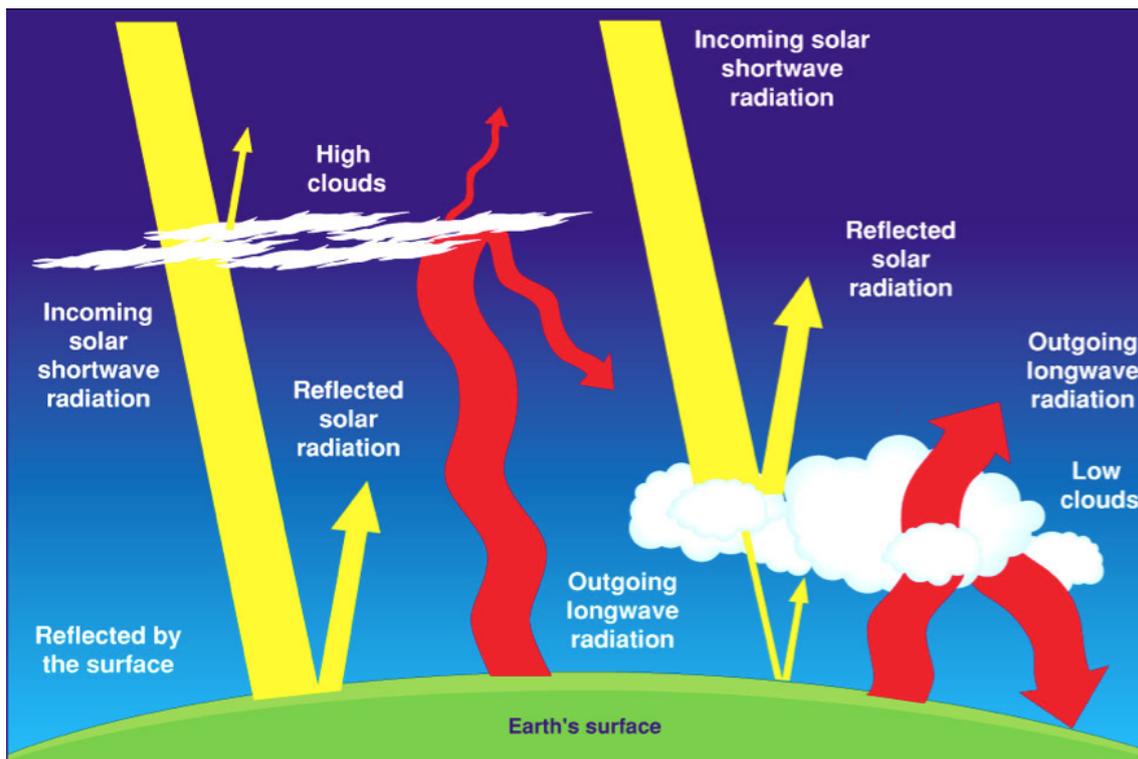


Figura 1.6 - Em oposição às nuvens baixas com grande efeito de albedo, as nuvens cirrus deixam passar a radiação solar e impedem que parte da radiação emitida pela terra se perca para o espaço. (Figura retirada de <http://mynasadata.larc.nasa.gov/oyw/scool-featured-lesson-classification-of-clouds/>)

Assim, a situação onde acontece a transferência radiativa nos trópicos é complexa pela coexistência de cirrus e nuvens convectivas, sendo altamente influenciada pela estrutura vertical do campo de nuvens. Infelizmente, a estrutura vertical de nuvens tropicais não é muito bem entendida apesar de sua importância para o clima global (LIOU, 1986; LIN; ZHANG, 2004; LI, 2005). Avanços na capacidade de prever mudanças climáticas requerem uma melhoria na representação dos processos relacionados às nuvens nos modelos climáticos e uma diminuição das incertezas das parametrizações das interações nuvens-radiação. Em especial, os modelos climáticos precisam levar em conta de maneira apropriada a distribuição temporal e espacial de nuvens altas (TSELIODIS, 2002; RINGER; ALLAN, 2004; LIN; ZHANG, 2004; LI, 2005).

1.3 Objetivos e Estrutura do Trabalho

O objetivo deste trabalho foi fazer a primeira caracterização, com alta resolução vertical e temporal, das nuvens cirrus sobre a região amazônica, determinando a frequência de ocorrência, a altitude do topo e base, temperatura, espessura e pro-

fundidade óptica. O trabalho utilizou os dados de sensoriamento remoto baseado em solo obtidos com o sistema lidar do Laboratório de Física Atmosférica do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (LFA-IFUSP), coletados durante os dois primeiros anos de funcionamento (2011 e 2012).

No capítulo 2, são apresentados os conceitos físicos e a teoria envolvida na operação e na inversão das propriedades físicas através da análise dos dados do sistema lidar. No capítulo 3, o sítio experimental e o sistema lidar do LFA-IFUSP são descritos em detalhes, mostrando aspectos técnicos da operacionalização e da caracterização do sistema lidar. No capítulo 4, apresentamos o algoritmo automatizado que foi desenvolvido no âmbito desta dissertação para a detecção e obtenção das propriedades macro e micro físicas e ópticas das nuvens cirrus. No capítulo 5, os resultados da caracterização das nuvens cirrus são apresentados e discutidos, ficando, para o capítulo 6, as conclusões e perspectivas para trabalhos futuros.

2 TEORIA LIDAR

2.1 Espalhamento de Luz na Atmosfera

Quando uma onda eletromagnética interage com a matéria, os fótons podem ser absorvidos ou espalhados devido a diferentes mecanismos como espalhamento Rayleigh (espalhamento coerente), espalhamento Compton (espalhamento incoerente), absorção fotoelétrica e produção de pares.

Em todos estes casos, a intensidade de radiação I irá diminuir de uma quantidade ΔI , que depende da intensidade incidente I_0 e nas propriedades físicas do meio e da radiação. Se assumirmos que os fótons não interagem entre si, que sua interação como meio não modifica as propriedades do meio e que uma vez que os fótons interagem eles são permanentemente removidos da direção de propagação, então

$$\Delta I = -\tau I_0 \quad (2.1)$$

onde o sinal negativo indica que a intensidade está diminuindo e a profundidade óptica τ é uma constante adimensional de proporcionalidade que depende da seção de choque total para a interação fóton-matéria e da distância Δz atravessada dentro do meio. No limite de que $\Delta I \rightarrow 0$ e $\Delta z \rightarrow 0$, a relação acima é uma diferencial perfeita e pode ser integrada. A intensidade atenuada $I = I_0 + \Delta I = I_0(1 - \tau)$ é então dada por

$$I(\tau) = I_0 e^{-\tau} \quad (2.2)$$

Esta é uma das maneiras de se expressar a lei de Beer-Lambert-Bouguer, fundamental para a compreensão da atenuação da luz na atmosfera. De fato, a lei de Lambert-Bouguer estabelece que a absorção é proporcional à distância percorrida pelo feixe de luz, enquanto a lei de Beer estabelece que a absorção é proporcional à concentração das espécies absorvedoras.

2.1.1 Derivação da lei de Beer-Lambert-Bouguer

Para derivar a lei de Beer-Lambert-Bouguer, assumimos que as partículas podem ser descritas como possuindo uma seção de choque de absorção (i.e. área), σ , perpendicular a trajetória de propagação da luz de tal maneira que um fóton será absorvido se atingir esta área, e será transmitido se não atingir. Se o feixe de área A está se propagando na direção z por uma distância dz , consideramos que dz é pequeno o suficiente para que uma partícula neste volume $A dz$ de material, com concentração N , não esteja na frente da outra 2.1. Segue imediatamente que a fração de fótons absor-

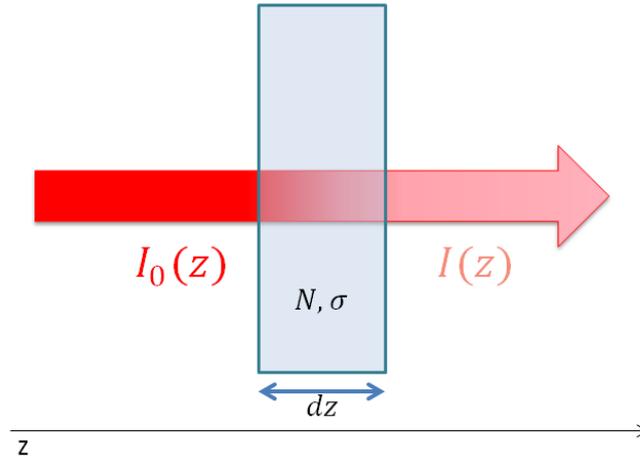


Figura 2.1 - Ilustração da atenuação causada em um feixe de fótons por um volume com concentração N de material espalhador e seção de choque σ .

vidos neste volume é igual a área opaca ocupada pelas partículas, ou seja, $\sigma ANdz$, dividido pela área iluminada A , o que resulta em σNdz . Expressando o número de fótons absorvidos no volume como dI e o número total de fótons incidentes como $I(z)$, então esta fração de fótons absorvidos é dada por

$$\frac{dI}{I(z)} = -\sigma N dz \quad (2.3)$$

A solução desta equação diferencial pode ser obtida facilmente, determinando que $I(z)$ é dado por

$$I(z) = I_0 e^{-\sigma N z} \quad (2.4)$$

Em termos do coeficiente de absorção do material, $\alpha = \sigma N$, escrevemos a expressão como

$$dI/I_0 = -\alpha dz \quad (2.5)$$

Já em termos da concentração molar, c , a expressão é dada como

$$dI/I_0 = -\epsilon c dz \quad (2.6)$$

onde ϵ é a absortividade molar. Devemos lembrar que $dI/I_0 = \tau$ e que $\alpha = \sigma N = \epsilon c$.

2.1.2 Tramento Eletromagnético

Uma onda plana se propagando na direção $+z$ é convenientemente descrita pela equação:

$$\mathbf{E}(z, t) = \Re(\mathbf{E}_0 e^{i(kz - \omega t)}) \quad (2.7)$$

onde \mathbf{E}_0 é um vetor complexo no plano x - y para permitir todas as possíveis polarizações e fases, ω é a frequência angular, k é o número de onda e \mathbf{E} indica a parte real. O comprimento de onda, neste caso, é

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} \quad (2.8)$$

enquanto o comprimento de onda no vácuo (o comprimento de onda que esta onda teria se estivesse se propagando no vácuo) é

$$\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega} \quad (2.9)$$

O índice de refração é a grandeza sem unidades obtida da razão entre estes dois comprimentos, i.e.,

$$n = \frac{\lambda_0}{\lambda} = \frac{ck}{\omega} \quad (2.10)$$

A intensidade da onda eletromagnética é proporcional ao quadrado da amplitude, ponderado sobre uma oscilação completa, o que resulta em:

$$I \propto |\mathbf{E}_0 e^{i(kz - \omega t)}|^2 = |\mathbf{E}_0|^2 \quad (2.11)$$

Nota-se que esta intensidade é independente da localização z , um sinal de que esta onda não está atenuando com a distância. Definimos então I_0 como este valor constante:

$$I_0 \propto |\mathbf{E}_0|^2 \quad (2.12)$$

Um maneira de incorporar a atenuação na descrição matemática desta onda é através de um coeficiente de absorção:

$$\mathbf{E}(z, t) = e^{-\alpha_{abs}z/2} \Re(\mathbf{E}_0 e^{i(kz - \omega t)}) \quad (2.13)$$

onde α_{abs} é o coeficiente de absorção e tem unidades de m^{-1} . Neste caso, a intensidade é então dada por

$$I(z) \propto |e^{-\alpha_{abs}z/2} \mathbf{E}_0 e^{i(kz - \omega t)}|^2 = |\mathbf{E}_0|^2 e^{-\alpha_{abs}z} \quad (2.14)$$

ou seja,

$$I = I_0 e^{-\alpha_{abs} z} \quad (2.15)$$

Outra maneira de incorporar a atenuação é utilizar a expressão original

$$\mathbf{E}(z, t) = \Re(\mathbf{E}_0 e^{i(\tilde{k}z - \omega t)}) \quad (2.16)$$

mas com um número de onda complexo, indicado por \tilde{k} ao invés de k . Neste caso, a intensidade da onda satisfaz:

$$I(z) \propto |\mathbf{E}_0 e^{i(\tilde{k}z - \omega t)}|^2 \quad (2.17)$$

ou seja,

$$I = I_0 e^{-2z\Im(\tilde{k})} \quad (2.18)$$

Portanto, comparando esta abordagem com a anterior, baseada no coeficiente de absorção, temos que:

$$\Im(\tilde{k}) = \alpha_{abs}/2 \quad (2.19)$$

$$\Re(\tilde{k}) = k \quad (2.20)$$

onde k (parte real) é o número de onda usual, como utilizado anteriormente. Agora, lembrando que em um meio onde não ocorre atenuação, o índice de refração e o número de onda estão relacionados por $n = ck/\omega$, um número de refração complexo pode ser definido em termos do índice de refração complexo definido acima:

$$\tilde{n} = \frac{c\tilde{k}}{\omega} \quad (2.21)$$

Comparando as equações anteriores, temos que

$$\begin{aligned} \Re(\tilde{n}) &= \frac{ck}{\omega} = n \\ \Im(\tilde{n}) &= \frac{c\alpha_{abs}}{2\omega} = \kappa \end{aligned} \quad (2.22)$$

A parte real de \tilde{n} é muitas vezes chamada simplesmente de índice de refração, enquanto a parte imaginária é chamada de coeficiente de extinção. O coeficiente de absorção pode então ser escrito em termos do coeficiente de extinção:

$$\alpha_{abs} = \frac{2\omega\kappa}{c} = \frac{4\pi\kappa}{\lambda_0} \quad (2.23)$$

O coeficiente de atenuação de massa é simplesmente α/ρ , onde ρ é a densidade do meio. Este coeficiente tem unidades de m^2/kg e pode ser usado para calcular o fator de atenuação I/I_0 , que neste caso será

$$I = I_0 e^{-(\alpha/\rho)\chi} \quad (2.24)$$

onde $\chi = z\rho$ é a espessura em massa do material atravessado e tem unidade de kg/m^2 .

2.2 Lidar Raman e Rayleigh-Mie

2.2.1 Equação Lidar

LIDAR, acrônimo para Light Detection And Ranging, é um sistema de sensoria-mento remoto ativo baseado em laser. Um pulso de luz laser é emitido na atmosfera interagindo com moléculas e partículas. À medida que o pulso de radiação eletro-magnética se propaga na atmosfera, parte dele será atenuado no caminho devido ao espalhamento e/ou à absorção e a luz que é retroespalhada (ou seja, espalhada com um ângulo de 180° em relação à direção de propagação) é coletada por um telescópio e medida com alta resolução temporal. Como a velocidade da luz no ar é conhecida, ao medir a intensidade deste sinal em função do tempo, estamos fazendo uma medi- da da quantidade de material espalhador em função da altura. A distância z entre o lidar e o volume espalhador é calculada usando

$$z = \frac{ct}{2} \quad (2.25)$$

onde c é a velocidade da luz, t é o tempo decorrido entre a emissão do pulso de luz e a detecção do sinal pelo telescópio e o fator 2 contabiliza o tempo para ir e voltar. A figura 2.2.A) apresenta um diagrama esquemático de um sistema lidar e, em B), um diagrama de um pulso de luz do laser que sobe na atmosfera, é espalhado por um volume de ar e que parte é coletado pelo telescópio do lidar.

A equação do lidar, que descreve a potência da luz detectada da altura z e para um certo comprimento de onda λ , pode ser escrita de maneira generalizada como (WANDINGER, 2005):

$$P(z) = KG(z)\beta(z)T(z) \quad (2.26)$$

Onde $P(z)$ é a potência recebida de um volume de material espalhador a uma dis- tância z e que depende basicamente de quatro fatores: o fator K engloba todas as variáveis que representam a performance do sistema lidar em particular e que inde-

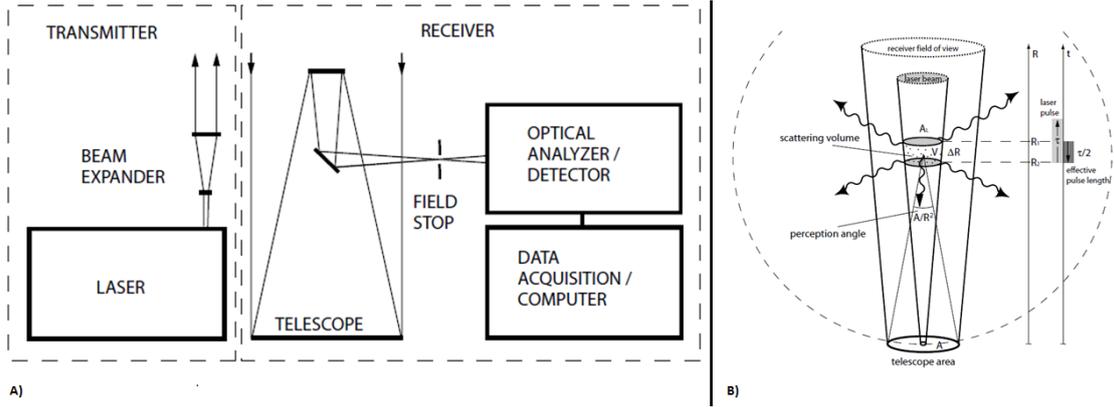


Figura 2.2 - A) Esquema básico de um sistema lidar, composto por um laser que emite pulsos na vertical, um telescópio para coletar a luz do laser retroespalhada, um sistema para analisar a quantidade de luz coletada pelo telescópio e um computador para aquisição dos dados. B) Representação do pulso de laser ascendente que é espalhado por um volume de ar. (Figura retirada de (WANDINGER, 2005))

pendem da distância z , tais como a potência inicial do pulso do laser enviado (P_0) e a eficiência quântica de detecção dos fótons coletados pelo telescópio e registrados pelas fotomultiplicadoras (ϵ_{ef}). O fator $G(z)$ descreve as variáveis geométricas dependentes da distância. O fator $\beta(z)$ é chamado de coeficiente de retroespalhamento, que, em termos, representa a probabilidade da luz ser espalhada na direção contrária a direção de propagação do pulso de laser. O fator $T(z)$ é o termo de transmissão e é a fração da potência do pulso que é atenuada por espalhamento ou absorção pela atmosfera no caminho de ida e volta do lidar até a distância z , podendo assumir valores entre 0 e 1. K e G são fatores puramente dependentes das características técnicas do sistema lidar em particular, e assim, podem ser controlados. Os outros dois fatores, β e T , são aqueles que contem todas as informações sobre a atmosfera e que são, a priori, desconhecidos.

2.2.2 Lidar Elástico ou Rayleigh-Mie

O sistema lidar mais simples é aquele onde detecta-se apenas os fótons retroespalhados em uma interação elástica. Neste caso, a equação que descreve a potência recebida no mesmo comprimento de onda $\lambda = \lambda_0$ da luz emitida pelo laser, também chamada de equação lidar Rayleigh-Mie, tem a forma

$$P(\lambda_0, z) = P_0 \frac{c\Delta_t}{2} A_{tel}\epsilon_{ef}(\lambda_0) \frac{O(z)}{z^2} \beta(\lambda_0, z) \exp \left[-2 \int_0^z \alpha(\lambda_0, \zeta) d\zeta \right] \quad (2.27)$$

onde a potência inicial do pulso P_0 e seu comprimento efetivo $\frac{c\Delta t}{2}$ determinam a intensidade inicial do feixe e A_{tel} é a área do telescópio. Para simplificar a notação, todos os termos independentes de z serão escritos como $K(\lambda_0) = P_0 \frac{c\Delta t}{2} A_{tel} \epsilon_{ef}(\lambda_0)$. O fator z^{-2} dá conta da dispersão sofrida pela luz retroespalhada. A função de superposição (*overlap* em inglês) $O(z)$ descreve a superposição entre o volume iluminado pelo pulso de luz laser e o campo de visão (FOV, do inglês *field of view*) do telescópio e pode assumir valores entre $0 < O(z) < 1$ e depende de fatores como a divergência do laser, o FOV do telescópio, alinhamento do sistema, etc. Para sistemas biaxiais, onde eixo de emissão do laser e o FOV do telescópio são diferentes, uma superposição completa ($O(z) = 1$) pode ocorrer desde algumas centenas de metros até alguns quilômetros. Para sistemas coaxiais, é possível ter superposição completa desde alturas $z = 0$. O termo exponencial é o termo de transmissão e é resultado da lei de Lambert-Beer-Bouguer para a transmissão do lidar elástico. O fator 2 vem do fato que a luz laser é atenuada da mesma maneira no caminho de ida e volta do volume espalhador localizado na distância z . O coeficiente de retroespalhamento (β) e extinção de massa (α) é constituído pela soma das contribuições de moléculas e de partículas

$$\beta(z) = \beta_{mol}(z) + \beta_{par}(z) \quad (2.28)$$

e

$$\alpha(z) = \alpha_{mol}(z) + \alpha_{par}(z) \quad (2.29)$$

em que os indicies *mol* e *par* significam moléculas e partículas, respectivamente. O coeficiente de extinção de massa pode, eventualmente, ser dividido nas componentes de absorção e de espalhamento. Para futuras soluções da equação lidar, é conveniente definir a relação entre os coeficientes de extinção e retroespalhamento de moléculas e de partículas como

$$L_{mol}(\lambda, z) = \frac{\alpha_{mol}(\lambda, z)}{\beta_{mol}(\lambda, z)} \quad (2.30)$$

e

$$L_{par}(\lambda, z) = \frac{\alpha_{par}(\lambda, z)}{\beta_{par}(\lambda, z)} \quad (2.31)$$

Onde o L_{mol} e L_{par} são chamadas de razão lidar (em inglês *lidar ratio*) de moléculas e de partículas, respectivamente, e são uma propriedade do meio espalhador

2.2.3 Lidar Raman

O pulso do laser também pode sofrer espalhamento inelástico pelas moléculas atmosféricas devido ao espalhamento Raman, onde o comprimento de onda da luz retro-espalhada λ_R detectada é diferente do comprimento de onda λ_0 do laser. Esse

comprimento de onda λ_R devido ao efeito Raman é específico para cada um dos diferentes componentes atmosféricos, fato que diferencia o tipo de material espalhador (ex: nitrogênio e vapor de água). O sistema lidar capaz de fazer essas medidas é chamado de Lidar Raman, e sua equação é escrita como

$$P(\lambda_R, z) = K(\lambda_R) \frac{O(z)}{z^2} \beta(\lambda_R, z) \exp \left[- \int_0^z \alpha(\lambda_0, \zeta) + \alpha(\lambda_R, \zeta) d\zeta \right] \quad (2.32)$$

. São duas as principais diferenças entre esta e a equação do lidar elástico (2.27). Primeiro, o coeficiente de retroespalhamento, que depende da chance de ocorrer o espalhamento Raman, depende dos dois comprimentos de onda. Segundo, o termo de transmissão é calculado no caminho de ida do pulso até o volume espalhador com o coeficiente de extinção de massa para o comprimento de onda do laser, $\alpha(\lambda_0, z)$, e com $\alpha(\lambda_R, z)$ para o caminho percorrido pela luz retroespalhada. A função de superposição para as equações do lidar elástico e Raman podem ser consideradas iguais para um lidar com sistema óptico bem alinhado.

2.3 Coeficiente de Retroespalhamento e Extinção Molecular

A estimativa do espalhamento da luz laser pelos componentes moleculares atmosféricos precisa ser determinado com acurácia, pois são a base para se obter informações importantes através das medidas do lidar. O espalhamento Rayleigh, como é chamado, é bem documentado na literatura (ex. (MCCARTNEY, 1979)) e pode ser determinado através de perfis de temperatura e pressão obtidos de modelos ou medidas de radio sondagens. (BUCHOLTZ, 1995) descreve a secção de choque total de espalhamento Rayleigh por molécula:

$$\sigma(\lambda) = \frac{24\pi^3(n_s^2 - 1)^2}{\lambda^4 N_s^2 (n_s^2 + 2)^2} F(\text{air}, CO_2) \quad (2.33)$$

Onde N_s é o numero de moléculas de ar por unidade de volume e n_s é o indicie de refração do ar que, por sua vez, é dado por ((PECK; REEDER, 1972))

$$(n_s - 1)10^{-8} = \left[\frac{5791,817}{238,0185 - \lambda^{-2}} + \frac{167,909}{57,362 - \lambda^{-2}} \right] \quad (2.34)$$

. O termo $F(\text{air}, CO_2)$ é chamado de Fator de King do ar e leva em conta a anisotropia das principais componentes moleculares atmosféricos ponderado pelas suas

concentrações. De (BODHAINE et al., 1999) temos que

$$F(air, CO_2) = \frac{78,084F(N_2) + 20,946F(O_2) + 0,934F(Ar) + [CO_2]F(CO_2)}{78,084 + 20,946 + 0,934 + [CO_2]} \quad (2.35)$$

Onde $F(N_2)$, $F(O_2)$, $F(Ar)$ e $F(CO_2)$, são, respectivamente, os fatores de King para os gases nitrogênio, oxigênio, argônio e gás carbônico, com λ dado em μm . Estes fatores são fornecidos por (BATES, 1984) e podem ser escritos como

$$F(N_2) = 1,034 + 3,17 \times 10^{-4} \frac{1}{\lambda^2} \quad (2.36)$$

$$F(O_2) = 1,096 + 1,385 \times 10^{-3} \frac{1}{\lambda^2} + 1,448 \times 10^{-4} \frac{1}{\lambda^4} \quad (2.37)$$

$$F(Ar) = 1,00 \quad (2.38)$$

$$F(CO_2) = 1,15 \quad (2.39)$$

. Finalmente, o coeficiente de extinção molecular de massa pode ser calculado como

$$\alpha_{mol}(\lambda, z) = N^{std} \sigma_{mol}^{std}(\lambda, 375 \text{ ppmv } CO_2) \frac{P(z)/T(z)}{P^{std}/T^{std}} \quad (2.40)$$

em que $P(z)$ e $T(z)$ são, respectivamente, os perfis verticais de pressão e temperatura. A concentração de CO_2 da atmosfera durante o período de medidas foi considerada como 375 ppmv . Os índices *std* representam os valores destas grandezas no nível padrão de temperatura e pressão. Assim, o coeficiente de retroespalhamento molecular pode ser calculado a partir do coeficiente de extinção e da função de fase considerando o fator de depolarização ρ_n como

$$\beta_m(\lambda, z) = \frac{\alpha_m(\lambda, z)}{8\pi/3} P_{ray}(\pi, \lambda) = \alpha_m(\lambda, z) \frac{3}{8\pi} \frac{2}{2 + \rho_n} \quad (2.41)$$

Partindo da equação do lidar elástico (2.27), podemos calcular o sinal do lidar esperado para uma atmosfera puramente molecular (ou seja, com $\alpha_{par} = 0$ e $\beta_{par} = 0$) como

$$P_{mol}(\lambda_0, z) = C \frac{O(z)}{z^2} \beta_{mol}(\lambda_0, z) \exp \left[-2 \int_0^z \alpha_{mol}(\lambda_0, \zeta) d\zeta \right] \quad (2.42)$$

A equação acima representa uma situação hipotética de uma atmosfera livre de material particulado, porém pode representar uma solução particular da equação do lidar elástico para a atmosfera real. Se for possível encontrar uma região Δz em torno de uma altitude de referência z_0 onde a quantidade de material particulado é aproximadamente zero ou que o espalhamento do pulso do laser causado por

partículas é desprezível frente ao espalhamento molecular, teremos

$$P(\lambda_0, z_0 + \Delta z) = K(\lambda_0) \frac{1}{z^2} \beta(\lambda_0, z_0 + \Delta z) \exp \left[-2 \int_0^{z_0} \alpha_{par}(\lambda_0, \zeta) d\zeta \right] \times \exp \left[-2 \int_0^{z_0 + \Delta z} \alpha_{mol}(\lambda_0, \zeta) d\zeta \right] \quad (2.43)$$

Aqui, por simplicidade, assumimos que a função de superposição é igual a 1. Com $K(\lambda_0) \exp \left[-2 \int_0^{z_0} \alpha_{par}(\lambda_0, \zeta) d\zeta \right] = cte, \forall z_0 < z < z_0 + \Delta z$, podemos determinar a referência molecular pelo ajuste linear

$$P(\lambda_0, z_0 + \Delta z) = CP_{mol}(\lambda_0, z_0 + \Delta z) + BG \quad (2.44)$$

Onde o coeficiente linear BG só será diferente se zero caso haja algum ruído no sinal do lidar introduzido por radiação de fundo ou pelo sistema eletrônico.

2.4 Coeficiente de Retroespalhamento e Extinção de Partículas

2.4.1 Método Klett

A questão chave em se obter os coeficientes de retroespalhamento e extinção das partículas atmosféricas (β_{par} e α_{par} , respectivamente) através da medida do sinal elástico do lidar é como resolver o problema de se obter estas duas quantidades a partir de uma única equação (2.27). Uma maneira de fazer isso é através do chamado método de Klett-Fernald (KLETT, 1985; FERNALD, 1984), onde se assume um valor constante com a altitude para a razão lidar de partículas $L_{par} = \alpha_{par}/\beta_{par}$, eliminando-se assim uma das incógnitas. A solução para o coeficiente de retroespalhamento pode ser escrito como:

$$\beta(z) = S(z)T(z, z_0) \left[\frac{S(z_0)}{\beta_m(z_0)} - 2L_{par} \int_{z_0}^z S(z')T(z', z_0) dz' \right]^{-1} \quad (2.45)$$

$$T(z, z_0) = \exp \left[-2(L_{par} - L_{mol}) \int_{z_0}^z \beta_{mol}(r') dr' \right] \quad (2.46)$$

Onde $S(z) = P(\lambda_0, z)z^2$ é o sinal corrigido pela distancia e z_0 é o ponto de referencia onde temos a condição de contorno $\beta(z_0)_{par} \ll \beta(z_0)_{mol}$ descrito na secção anterior. Valores típicos de L_{par} para nuvens cirrus podem ser encontrados na literatura e são reflexo do tipo de partículas que fazem parte da composição da nuvem cirrus. Um método para estimar a razão lidar é apresentado na seção 4.3.

2.4.2 Método Raman

Com a adição da medida da luz retroespalhada pelo efeito Raman, podemos obter os coeficientes de extinção e retroespalhamento sem precisar assumir um valor para a razão lidar, através do método Raman lidar (ANSMANN et al., 1992). O coeficiente de extinção pode ser escrito como

$$\alpha_p(\lambda_0, z) = \frac{\frac{d}{dz} \left\{ \ln \left[\frac{N_R(z)O(z)}{S_R(z)} \right] \right\} - \alpha_m(\lambda_0, z) \left[1 + (\lambda_0/\lambda_R)^{k_m} \right]}{1 + (\lambda_0/\lambda_R)^{k_p}} \quad (2.47)$$

onde $S_R = P(\lambda_R, z)z^2$ é o sinal Raman corrigido pela distância, $N_R(z)$ é o número por unidade de volume da molécula responsável pelo espalhamento Raman. Aqui, o espalhamento por partículas foi considerado sendo proporcional a λ^{-k_p} , com valor $k_p = 1$ apropriados para partículas de aerossol e gotas de água com diâmetros comparáveis ao comprimento de onda e $k_p = 0$ para o caso de cristais de gelo (ANSMANN et al., 1992). O coeficiente de retroespalhamento pode ser calculado por:

$$\begin{aligned} \beta_{par}(\lambda_0, z) = & -\beta_{mol}(\lambda_0, z) + \beta_{mol}(\lambda_0, z_0) \frac{S(z)/S_R(z)}{S_m(z_0)/S_{m,R}(z_0)} \frac{N_R(z)}{N_R(z_0)} \\ & \times \exp \left\{ \int_{z_0}^z [\alpha(\lambda_0, z') - \alpha(\lambda_R, z')] dz' \right\} \end{aligned} \quad (2.48)$$

Estas soluções, usando o método Raman, tipicamente só pode ser aplicadas durante a noite devido o grande ruído de fundo durante o dia, o que impede uma medida precisa e acurada do sinal Raman. A partir destas soluções para o coeficiente de extinção e retroespalhamento, é possível determinar a razão lidar para partículas em função da altitude usando a equação 2.31.

2.5 Profundidade Óptica das Nuvens Cirrus

A profundidade óptica (optical depth) das nuvens cirrus τ_c pode ser definida como:

$$\tau_c = \int_{z_b}^{z_t} \alpha_{par}(z') dz' \quad (2.49)$$

onde z_b e z_t são as altitudes da base e do topo da nuvem, respectivamente, e o coeficiente de extinção por partículas α_{par} pode ser determinado pelos métodos de Klett ou Raman, descritos na seção anterior. Nesta seção, um método alternativo para a determinação da profundidade óptica é apresentado, o qual se baseia na medida direta da atenuação do sinal elástico do lidar causada pelas camadas de nuvens cirrus, sem a necessidade de se obter previamente o coeficiente de extinção para partículas. A partir da equação do lidar para espalhamento elástico (2.27), a

razão entre o sinal corrigido pela distância no topo e na base da nuvem é dado por

$$\frac{S(z_t)}{S(z_b)} = \frac{\beta(z_t)}{\beta(z_b)} e^{-2 \int_{z_b}^{z_t} \alpha_{par}(z') dz'} e^{-2 \int_{z_b}^{z_t} \alpha_{mol}(z') dz'}, \quad (2.50)$$

Devido à elevada altitude das nuvens cirrus, podemos considerar que a quantidade de aerossóis é muito pequena na camada atmosférica logo abaixo da base e acima do topo da nuvem cirrus (BAARS et al., 2012), ou seja, para $z < z_b$ e $z > z_t$ temos que $\alpha_p(z) \approx 0$ e $\beta_p(z) \approx 0$. Assim, o fator de transmissão da equação do lidar devido à nuvem cirrus (T^{cirrus}) é dada por

$$T^{cirrus} = e^{-2 \int_{z_b}^{z_t} \alpha_{par}(z') dz'} = \quad (2.51)$$

$$= \frac{S(z_t) \beta_{mol}(z_b)}{S(z_b) \beta_{mol}(z_t)} e^{2 \int_{z_b}^{z_t} \alpha_{mol}(z') dz'}. \quad (2.52)$$

Portanto, a profundidade óptica da nuvem cirrus (τ^{cirrus}) pode ser obtida por

$$\tau^{cirrus} = \int_{z_b}^{z_t} \alpha_{par}(z') dz' = -\frac{1}{2} \ln(T^{cirrus}). \quad (2.53)$$

A qualidade da determinação da profundidade óptica por este método depende principalmente da qualidade do sinal do lidar, da determinação do coeficiente de extinção e de retroespalhamento moleculares (seção 2.3), e a determinação dos limites geométricos da nuvem cirrus. Dado que o método é baseado na razão entre o sinal do lidar abaixo e acima da nuvem, uma superestimação de z_b ou subestimação de z_t pode resultar em um grande erro na determinação da profundidade óptica da nuvem cirrus. Por outro lado, utilizando um valor mais baixo do que a altura verdadeira da base ou um valor mais elevado do que o valor verdadeiro da altura do topo, em outras palavras, $z'_b = z_b - \text{deltaz}$ e $z'_t = z_t + \text{Deltaz}$ com deltaz , $\text{Deltaz} > 0$, não é necessariamente alterar o valor da profundidade óptica, porque, se tivermos uma camada de ar limpo acima e abaixo da nuvem, então

$$\int_{z_b - \delta z}^{z_t + \Delta z} \alpha_{par}(z') dz' = \int_{z_b}^{z_t} \alpha_{par}(z') dz' = \tau^{cirrus}. \quad (2.54)$$

pois $\alpha_{par}^{cirrus} = 0 \forall z < z_b$ e $z > z_t$. Quando o sinal é completamente atenuado pela nuvens cirrus, ou seja, quando o fator de transmissão é igual a zero ($T^{cirrus} = 0$), é impossível obter a verdadeira altura do topo da nuvem e a verdadeira profundidade óptica. Em tais casos, os valores aparentes de altura do topo e profundidade óptica são chamados de $z_{t,appar}$ e τ_{cirrus}^{appar} , representando limites inferiores para essas quantidades.

3 SISTEMA LIDAR DO LFA-IFUSP

3.1 Site experimental

O sítio ACONVEX está localizado vento acima de Manaus-AM, dentro do campus da Embrapa Amazônia Ocidental, em 2.89°S 59.97°W. Um acordo de cooperação foi firmado entre o escritório do LBA/INPA-AM e a Embrapa para que pudéssemos dispor da área, de eletricidade e de internet. A figura 3.1 mostra uma visão geral da área do sítio.



Figura 3.1 - O ponto azul marca a localização do sítio ACONVEX. O ponto vermelho mostra a localização do aeroporto militar, onde são feitas sondagens meteorológicas operacionalmente. Abaixo pode-se ver a torre com o fotômetro em cima.

3.2 Descrição do Sistema Lidar

Em 2011, o sistema Lidar-Raman do Laboratório de Física Atmosférica se tornou operacional no sítio da EMBRAPA e opera continuamente, parando somente entre 11h e 14h horário local (HL = GMT-4). Equipado com um laser Nd-YAG de comprimento de onda $355nm$ com pulsos de $95mJ$ e taxa de repetição de 10 Hz, tem seu feixe expandido por 3 vezes para reduzir a divergência em até $0.25mrad$. Seu sistema óptico é composto por um telescópio Cassegrain com espelho primário com $400mm$ de diâmetro e o espelho secundário com $90mm$, disposto em uma configuração biaxial com separação de $300mm$ entre os eixos do telescópio e do feixe do laser. A distância focal é de $4000mm$ resultando em um sistema $f/10$. O diâmetro da íris usada no plano focal pode ser mudada, resultando em um campo de visão do telescópio (FOV) que pode ser ajustado entre 0.25 e $3mrad$. A luz coletada pelo telescópio passa direto para a caixa de detecção, onde um par de lentes convergentes produzem um feixe paralelo de $8mm$ de diâmetro e três espelhos semitransparentes separam o sinal de retroespalhamento elástico ($355nm$) dos sinais de retroespalhamento inelástico gerados pelo efeito Raman nas moléculas de N_2 ($387nm$) e de H_2O ($408nm$). Filtros interferométricos com 1 nm de largura a meia altura estão colocados antes de cada uma dos tubos fotomultiplicadores (PMT, do inglês photomultiplier tube) do modelo Hamamatsu R9880U-10. Além disso, um filtro de densidade neutra é usado para atenuar o sinal de retroespalhamento elástico e evitar a saturação da PMT.

3.3 Caracterização do Sistema Lidar

A gravação dos dados é feita em dois regimes, sendo um chamado analógico (AN), onde o pulso de tensão gerado pelos fótons na PMT é gravado, e o outro regime é chamado de photon-counting (PC), onde o sistema tenta contar individualmente os fótons que chegam na PTM. A gravação simultânea dos dados nos regimes AN e PC aumenta o range dinâmico do sistema lidar. A medida obtida no regime analógico (AN) é muito boa para sinais muito intensos, que geralmente é proveniente de fótons espalhados em baixas altitudes ou quando existe algum objeto muito espalhador (nuvens, neblina, etc.). Porém, a medida em regime AN de sinais pouco intensos é prejudicada pela sua resolução e pelo ruído de fundo associado à eletrônica envolvida na medida AN. Para sinais pouco intensos, que geralmente provem de retroespalhamento a grandes altitudes e/ou quando a luz laser já foi fortemente atenuada, o regime de PC funciona melhor que o analógico, pois se é possível contar fótons individuais chegando na PMT. Por outro lado, os efeitos de empilhamento (*Pulse Pilup* em inglês) se tornam muito importantes para valores de taxa de conta-

gem acima de $15MHz$. Para reduzir estes efeitos e estender esse limite, uma correção no sinal de PC pode ser feito. Assumindo que as PMTs são melhores descritas como um “nonparalyzable system” (WHITEMAN et al., 1992; KNOLL, 2010) a correção para o efeito de empilhamento é dada por

$$C = \frac{N}{1 - N\gamma} \quad (3.1)$$

onde $N = N(z, t)$ é a taxa não corrigida de contagem de fótons (PC), $C = C(z, t)$ é a taxa corrigida de contagem de fótons e γ é o tempo-morto (*dead time* em inglês) do sistema, ou seja, é intervalo de tempo mínimo necessário para que dois fótons possam ser diferenciados. Como feito por (NEWSOM et al., 2009), podemos estimar o valor do tempo morto comparando as medidas no regime de PC com o regime AN. Como descrito em (WHITEMAN,), uma regressão linear entre os dados AN e PC pode ser feita na região onde ambos os sistemas de detecção AN e PC são considerados lineares, em um processo chamado de colagem (*gluing* em inglês). Como entre os limites estabelecidos assumimos que o sinal AN ($AN(z, t)$) é proporcional ao número verdadeiro de fótons detectados, podemos obter a taxa verdadeira de contagem como $\hat{C} = aAN + b$, onde $a(t)$ e $b(t)$ são os coeficiente do processo de colagem. Então, a ideia é minimizar a quantidade

$$J(t_j, \gamma) = \frac{1}{n_j} \sum_{i=1}^{n_j} \left(\frac{C(z_i, t_j, \gamma) - \hat{C}(z_i, t_j)}{\sigma_{ij}} \right)^2 \quad (3.2)$$

ajustando os coeficiente a e b variando o valor do tempo morto γ entre 1 e 10 *ns*. Este procedimento foi feito em 580 perfis atmosféricos de 1min (600 pulsos do laser) cada, para os canais elásticos (355nm PMT#1) e para os canais do Raman do N_2 (387nm PMT#2), tomados durante a noite.

A figura 3.2 mostra um exemplo do gráfico de $J(t, \gamma)$ para as duas PMTs, com os valores de γ que minimiza a função $J(t, \gamma)$. Os valores de γ_{min} e J_{min} foram determinados ajustando uma parábola em torno de γ_{min} . O histograma com os valores de γ_{min} para as 580 medidas é apresentado na figura 3.3. Como resultado, obtivemos um valor um valor de $\gamma_{PMT\#1} = 4.14(11)ns$ para a PMT#1 e $\gamma_{PMT\#2} = 3.98(10)$ para a PMT#2, correspondentes ao sinal elástico e inelástico do Raman do N_2 respectivamente. Esses valores encontrados para o tempo-morto são muito próximos do valor de 4ns recomendado pelo fabricante. Através desse método não é possível determinar o tempo-morto da PMT#3 responsável pelo sinal inelástico do Raman do H_2O , então usamos o valor de 4ns sugerido para nosso sistema.

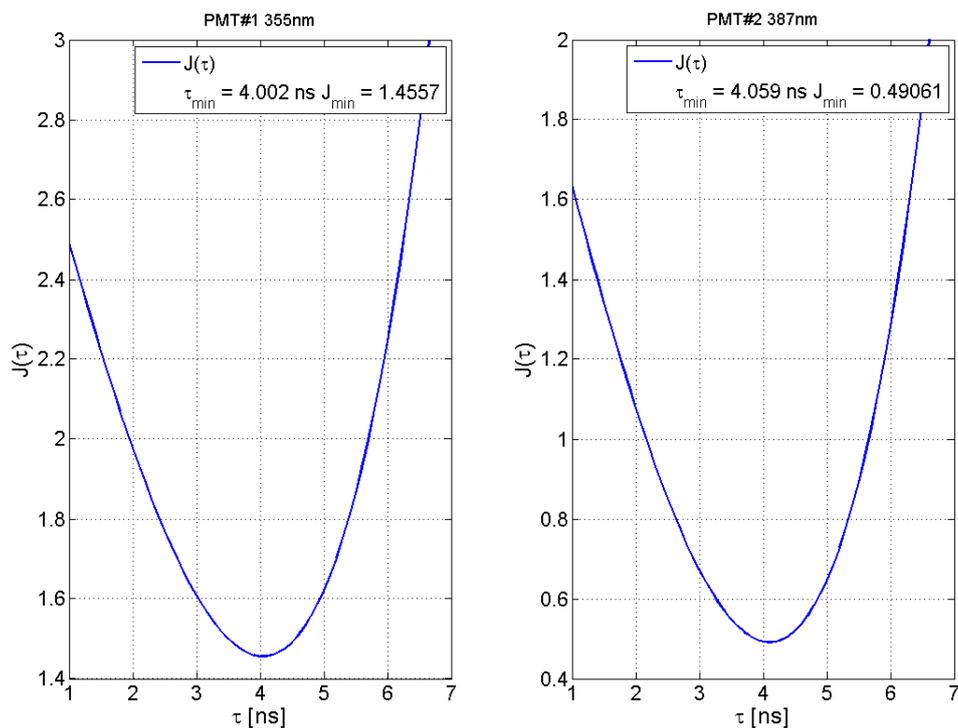


Figura 3.2 - $J(t, \gamma)$ obtido através de um perfil de 1-min para a PMT 1 e 2, que correspondem aos canais elásticos (355nm) e aos canais inelásticos do Raman do N_2 , respectivamente. Os valores mínimos foram obtidos fitando uma parábola na região próxima ao mínimo. O valor de γ_{min} minimizam a função $J(t, \gamma)$ esta indicado.

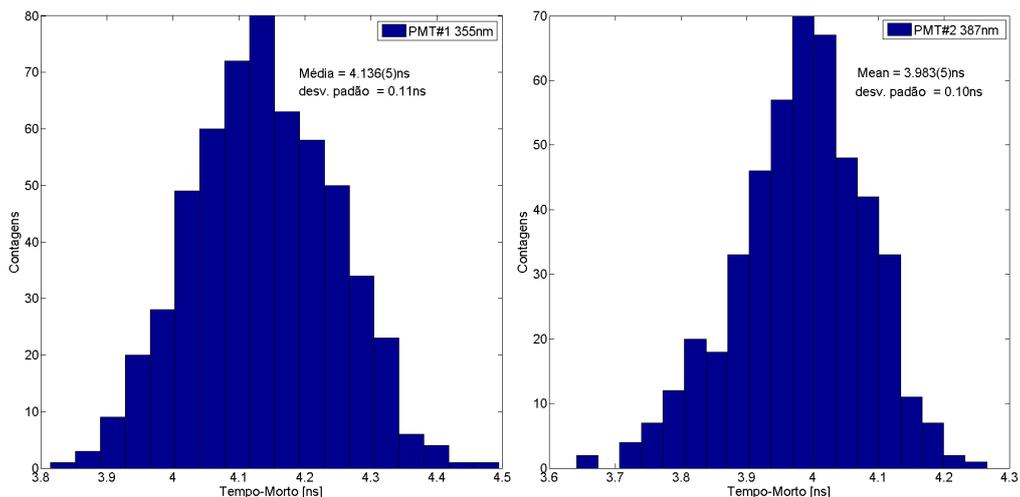


Figura 3.3 - Histograma com os valores de tempo-morto para os canais elástico (PMT#1) e do Raman do N_2 (PMT#2), obtidos a partir dos 580 perfis independentes de 1-min. O valor médio e desvio padrão é indicado.

A figura 3.4 mostra, como exemplo, uma média de 20 min do sinal PC antes e depois de corrigido pelo tempo morto e o sinal colado, que acreditamos ser a taxa verdadeira de contagem. As linhas tracejadas mostram a diferença percentual entre os sinais corrigido e não corrigido para o sinal colado. Podemos ver que depois da correção do tempo morto o sinal do PC se aproxima muito mais ao sinal colado, com diferença percentual desprezível até 20 Mhz e de menos de 1% até 50 Mhz, e mostra também que esta correção não é suficiente para frequências maiores.

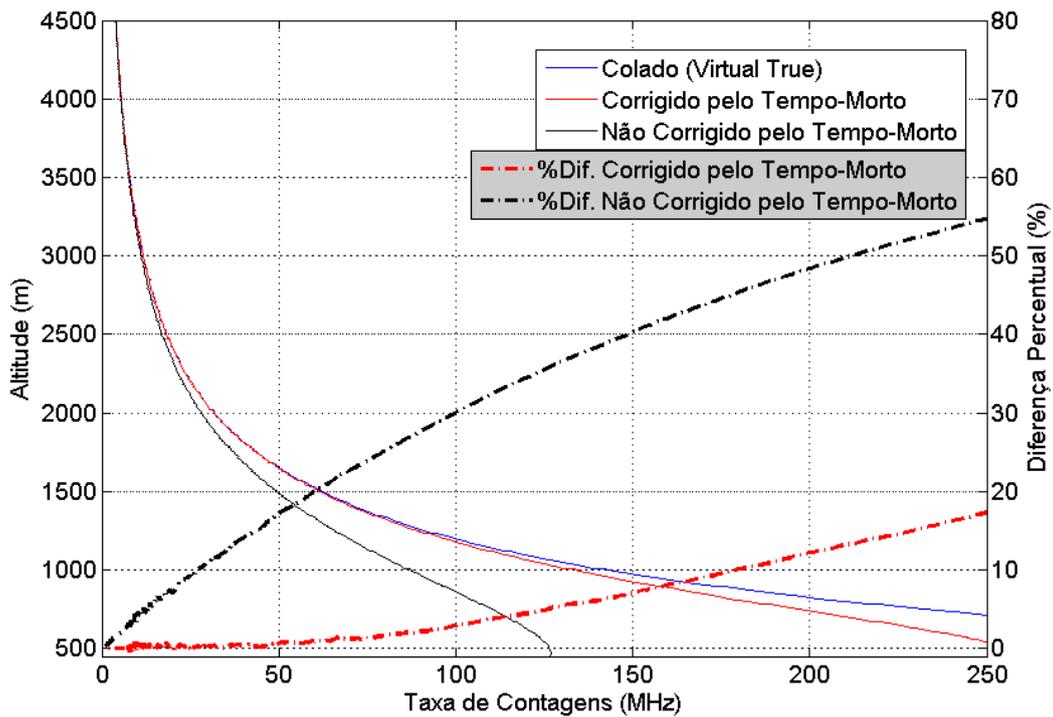


Figura 3.4 - As linhas vermelha e azul correspondem ao perfil vertical do sinal corrigido e não corrigido pelo tempo-morto, respectivamente. Em azul, o sinal colado, que consideramos como sendo a taxa de contagens verdadeira. As linhas tracejadas representam a diferença percentual do sinal corrigido e não corrigido pelo tempo morto em relação ao sinal colado, como função da taxa de contagem.

Na detecção da luz do laser retroespalhada, assumimos que os eventos que realmente ocorrem na PMT seguem uma função densidade de probabilidade (fdp) de Poisson, onde a probabilidade de um evento ocorrer é constante no tempo. Como descrito em (KNOLL, 2010), o tempo-morto do sistema remove sistematicamente eventos antes que eles possam se gravados como contagens, e essas perdas pelo tempo-morto distorcem a estatística dos eventos gravados, afastando-os de uma pura distribuição

de Poisson. Como afirma o autor, essa distorção causada na fdp de Poisson tem um efeito prático pequeno se as perdas forem poucas, isto é, $N\gamma$ menor que 10 ou 20%. Para verificar a validade de utilizar $\sigma_P = \sqrt{P}$ para previsão do desvio padrão do número de contagens, onde P é o número de fótons contados, comparamos com uma estimativa independente da variância do sinal do lidar. Para isso, primeiro definimos o logaritmo do sinal corrigido pela distância, $\chi(z) = \ln(P(z)z^2)$, que pode ser aproximada por uma reta para pequenos trechos e para altitudes acima de 2000 m, onde $O(z) \approx 1$. Assim, para obter a variância da grandeza $\chi(z)$, realizamos um ajuste linear móvel em um intervalo não muito grande de valores de z , e obtemos um perfil de “variâncias externas” através de

$$\sigma_{ext}^2(z) = \frac{1}{n - \mu} \sum_{z_1}^{z_2} (\chi(z_i) - \hat{\chi}(z))^2 = var(\chi(z)) \quad (3.3)$$

Com isto, podemos calcular a variância externa de P em função da altura z ($\sigma_{P_{ext}}^2(z)$) com a propagação de incertezas. A figura 3.5 mostra, acima, o logaritmo do perfil do sinal de 1-min corrigido pela distância e abaixo o gráfico do desvio padrão utilizando $\sigma_P = \sqrt{P}$ (i.e., assumindo uma distribuição de Poisson) e utilizando o método alternativo descrito acima, ambos em função da altura e na região de superposição completa. Neste gráfico, podemos ver que os valores encontrados para o desvio padrão são muito próximos e que de fato as distorções causadas pelo tempo morto não são tão significativas.

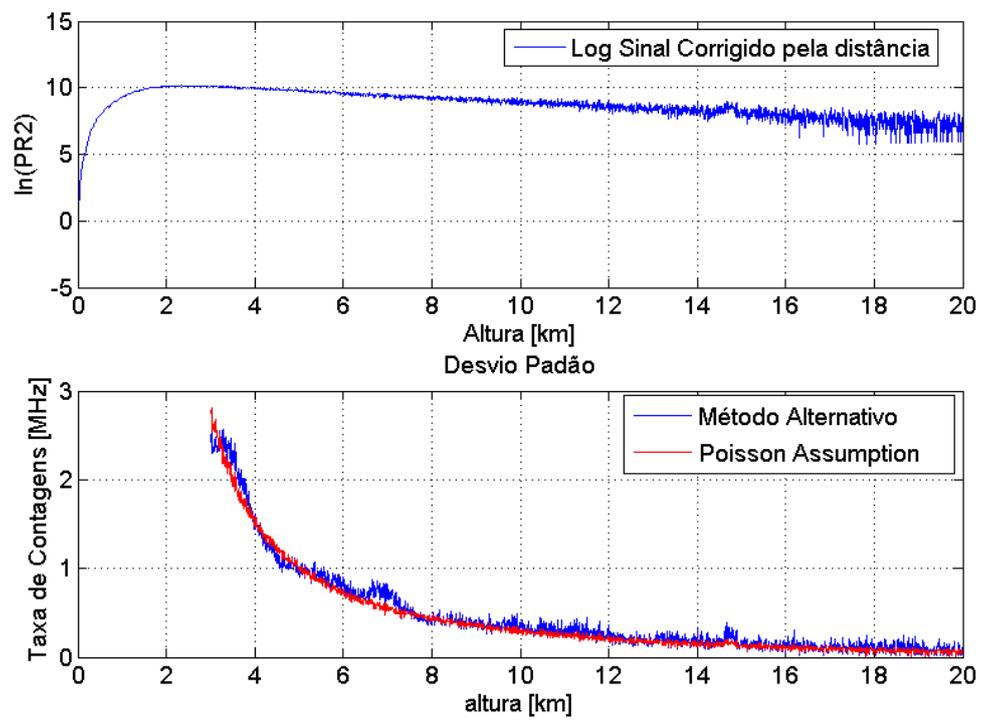


Figura 3.5 - Acima: logaritmo do sinal corrigido pela distancia. Abaixo: Desvio padrão do sinal do lidar calculado pelos dois métodos apresentados.

4 DETECÇÃO DE NUVENS CIRRUS

4.1 Algoritmo de detecção

Para a detecção e determinação das características geométricas das nuvens cirrus, um algoritmo automatizado foi desenvolvido para nosso sistema tendo como ponto de partida um algoritmo descrito por (BARJA, 2002). Este algoritmo analisa o sinal de retroespalhamento elástico corrigido pela distância e pode detectar nuvens altas, determinando altitude de base, topo e altura de máximo retroespalhamento, além de identificar outras estruturas dentro das nuvens, como subcamadas. Seu princípio de funcionamento está baseado na queda monotônica da intensidade do sinal do lidar com a altitude em uma atmosfera limpa. Quando uma nuvem aparece, gera um aumento abrupto no sinal. Os passos do algoritmo são:

- a) Comparar o sinal bruto em cada bin com os seus vizinhos e calcular todos os mínimos e máximos locais, agrupando-os em pares. (min_r, max_r);
- b) Aplicar uma média móvel de 3 pontos no sinal e recalculer os máximos e mínimos locais, que corresponderão aos pares de mínimo e máximo filtrados (min_a, max_a);
- c) Excluir dos pares de mínimos e máximos do sinal bruto aqueles que não se mantiveram como máximos e mínimos locais após do filtro (min_p, max_p);
- d) Aplicar teste estatístico para verificar se o valor do sinal no ponto de máximo é incompatível com o sinal molecular esperado para aquela posição;
- e) Selecionar a altura da base da nuvem como o primeiro mínimo encontrado buscando de baixo para cima e selecionar a altura do topo aparente quando o valor do sinal bruto se torna igual ou inferior ao valor do sinal na base da nuvem;
- f) Encontrar a altura do sinal máximo entre a base e o topo, ou seja, a altura do máximo de retroespalhamento, identificando os máximos e mínimos intermediários como subcamadas;
- g) Os passos e-g são repetidos para a região acima do topo da nuvem para identificar outras camadas cirrus.

Estes valores de altitudes da base e topo das nuvens são aproximações para os valores verdadeiros e utilizados como referência para a determinação da região do

sinal que é livre de nuvens, para posteriormente ser utilizado como referência de sinal puramente molecular utilizado nos processos de inversão dos perfis e obtenção dos coeficiente de retroespalhamento e extinção para partículas. Os valores verdadeiros da base e topo das nuvens são definidos como as altitudes em que o coeficiente de retroespalhamento de partículas é maior que duas vezes o seu desvio padrão para as altitudes entre 19 e 20 *km* (GOLDFARB et al., 2011).

Para a detecção das nuvens cirrus, os perfis verticais são obtidos com a medida de 3000 pulsos do lidar, que representam uma resolução temporal de 5 min. A figura 4.1 exemplifica alguns dos passos do algoritmo automatizado de detecção. Em azul, temos o sinal elástico corrigido pela distância medido por 5 *min* durante a noite. Os pontos em verde e magenta representam os pares de mínimos e máximos após o passo 3 do algoritmo. Começando pelo primeiro par, a intensidade do sinal médio em torno do mínimo é utilizado como referência para o cálculo do sinal molecular esperado e assim fazer o teste estatístico para verificar se o máximo é incompatível com o sinal molecular (passo 4 do algoritmo). Para o caso em que o máximo se mostra incompatível, esse mínimo é definido como a base da nuvem. Na mesma figura, a linha preta representa o sinal molecular esperado se essa nuvem não existisse e as linhas pontilhadas são o desvio padrão do sinal do lidar em torno do sinal molecular, com o qual se faz o teste estatístico.

A figura 4.2 mostra alguns exemplos de nuvens detectadas pelo algoritmo automatizado. O trecho do perfil marcado em azul representa a região do sinal em que o algoritmo procurou por nuvens, e as linhas tracejadas em verde e magenta indicam a posição da base e do topo de cada uma das nuvens. Em a) temos o exemplo da detecção simultânea de varias camadas de nuvens em diferentes altitudes, em b) temos um exemplo de sinal onde o algoritmo não encontrou nenhuma nuvem e em c) temos um exemplo onde a nuvem é tão densa que acaba atenuando quase que por completo o sinal do pulso de laser. Nestes casos, o algoritmo só consegue detectar uma altitude de topo aparente, e são identificados com um aviso de atenção.

O fato do algoritmo de detecção não ter encontrado nenhuma possível nuvem não implica necessariamente que não exista nenhuma nuvem. A afirmação sobre a não existência de uma nuvem é na verdade assumir um limiar para o qual seu instrumento / método é ou não capaz de detectar esta nuvem e implica em desprezar possíveis nuvens que possam existir abaixo desse limite. O limiar de detecção para o sistema lidar pode depender de vários fatores, mas principalmente da qualidade do sinal (intensidade e ruído), da capacidade da nuvem retroespalhar a luz do laser e do

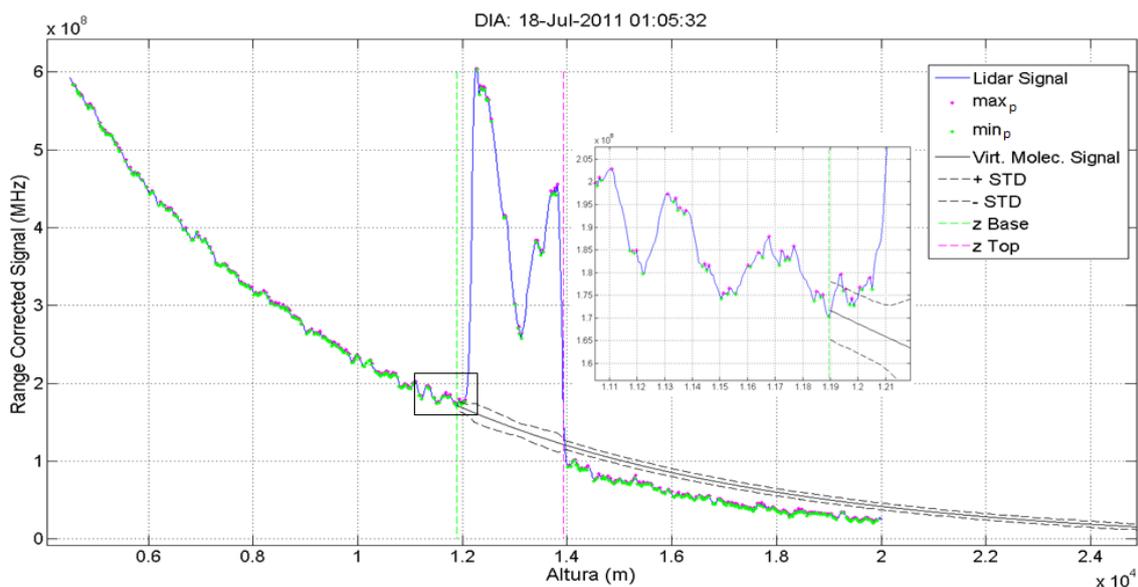


Figura 4.1 - Nuvem cirrus detectada pelo algoritmo automatizado em um perfil vertical de retroespalhamento elástico do lidar em 5 min de medida, com a indicação dos pares de mínimos e máximos locais descritos no passo 3 do algoritmo. A linha sólida em preto representa o sinal molecular esperado se a nuvem cirrus não estivesse presente, junto com seu desvio padrão do sinal (linhas tracejadas em preto). As linhas tracejadas verticais indicam a posição da base e do topo determinados automaticamente.

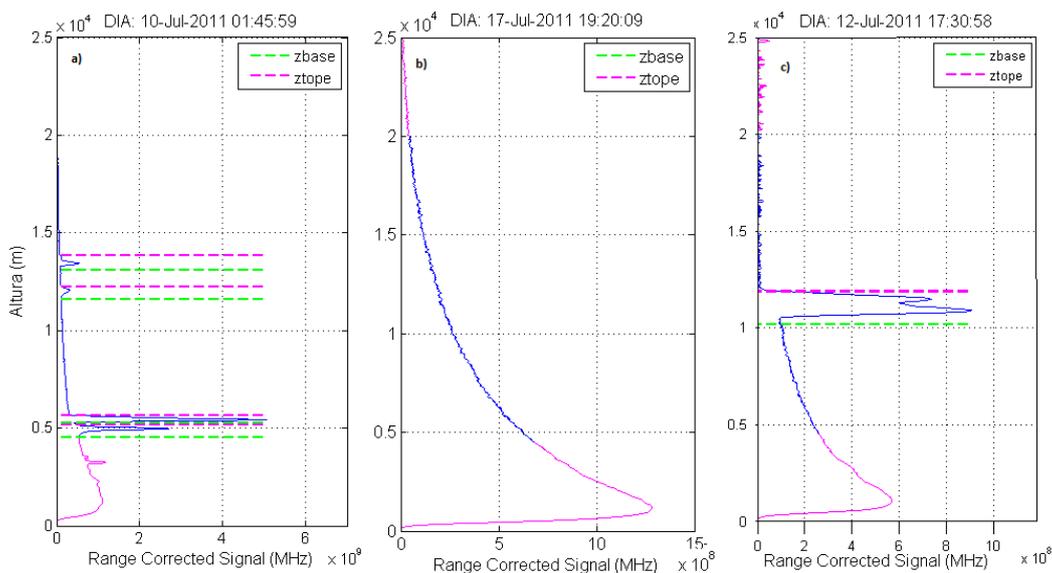


Figura 4.2 - Exemplos de nuvens detectadas com o algoritmos automatizado. A linha azul do perfil representa a região onde o algoritmo procurou por nuvens.

algoritmo de detecção. Para fazer uma estimativa do limiar de detecção, testamos o desempenho do algoritmo de detecção em perfis de nuvens artificiais. Para simular essas nuvens, usamos um sinal do lidar que acreditamos não conter nuvens cirrus (sinal de referencia) para obter um perfil molecular ajustado, como descrito da secção 2.3. Deste perfil do sinal molecular do lidar ajustado livre de ruído e nuvem ($P_{mol}(z)$), introduzimos a flutuação estatística assumindo uma fdp de Poisson e usamos valores artificiais para o coeficiente de retroespalhamento e extinção ($\alpha_{par}^{simulado}$ e $\beta_{par}^{simulado}$, respectivamente) para simular vários perfis com essas nuvens. Da equação do lidar, se substituirmos o coeficiente de retroespalhamento por $\beta^{simulado} = \beta + \beta_{par}^{simulado}$ e $\alpha^{simulado} = \alpha + \alpha_{par}^{simulado}$, podemos escrever a equação para esta nuvem simulada como:

$$S(z)_{simulado} = S_{mol}(z)T_{par}^{simulado} + C\beta_{par}^{simulado}T_{mol}T_{par}^{simulado} \quad (4.1)$$

Onde $T_{par}^{simulado} \exp \left[-2 \int_0^z \alpha_{par}^{simulado}(\zeta) d\zeta \right]$ é o fator de extinção para a nuvem simulada. O coeficiente C é obtido a partir da equação 2.44. Os coeficientes de retroespalhamento são construídos considerando um valor constante dentro da nuvem e zero fora dela. A figura 4.3 mostra um exemplo da aplicação do procedimento para a simulação de um perfil com uma nuvem artificial. À esquerda temos o sinal do lidar escolhido como referencia ($S(z)$), e em verde o resultado do ajuste molecular ($S_{mol}(z)$). No centro, temos o perfil vertical do coeficiente de retroespalhamento para a nuvem simulada, valendo zero fora da nuvem e com o valor constante de $10 Mm^{-1}sr^{-1}$ dentro e espessura de $500 m$. À direita temos o sinal original do lidar em azul e o sinal simulado em magenta, indicando o valor da profundidade óptica da nuvem simulada. No exemplo mostrado na figura, o valor do coeficiente de extinção da nuvem simulada foi calculado utilizando uma razão lidar de $20 sr$. Vale ressaltar que esta função $\beta_{par}^{simulado}$ não tem o objetivo de simular perfeitamente a nuvem, mas sim o abrupto aumento do sinal de retroespalhamento logo após a base da nuvem e sua espessura, que são a base para o algoritmo de detecção.

Este método foi escolhido pois é uma maneira relativamente fácil de simular a nuvem com valores de intensidade e ruídos similares aos reais do sistema lidar. O teste, então, consiste em variar a posição da base da nuvem (z_b), a espessura (Δz) entre 10 e 200 metros e o coeficiente de retroespalhamento ($\beta_{par}^{simulado}$) de 0 a $10 Mm^{-1}sr^{-1}$, e assim testar os limites para estas variáveis em que o algoritmo consegue detectar a nuvem.

A região em vermelho, na figura 4.4, representam os pares coordenados de valores de coeficiente de retroespalhamento e altura da base simulados em que o algoritmo

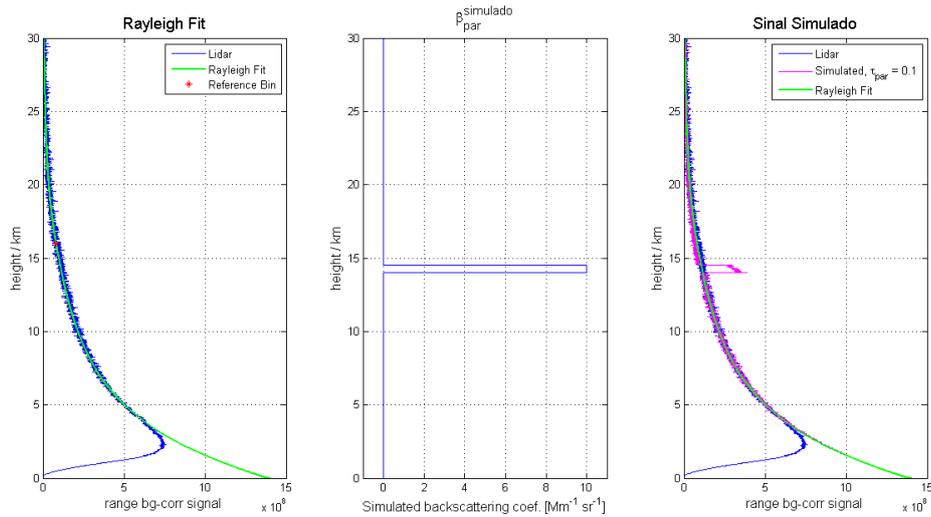


Figura 4.3 - Simulação da detecção de uma nuvem cirrus delgada para avaliar o desempenho do algoritmo automático. Esquerda: sinal do lidar detectado em uma situação sem nuvem (azul) e ajuste molecular (verde). Centro: perfil prescrito para o retro espalhamento da nuvem cirrus simulada. Direita: composição do $\beta^{simulado}$ com o sinal do lidar.

conseguiu detectar a nuvem simulada para alguns valores de espessura e em azul significa que o algoritmo não conseguiu detectar a nuvem. Podemos ver que para nuvens muito finas ($\Delta z = 10, 20$ e 30m), O ruído é muito determinante na detecção da nuvem, assim o algoritmo de detecção precisa de valores maiores de coeficiente de retroespalhamento para poder detectar a nuvem. Para nuvens mais altas, o algoritmo também precisa de restoespalhamento mais intenso, pois quanto mais alto menor é a razão sinal-ruído.

Ao invés de olhar estas 3 variáveis (z_b , Δz e $\beta_{par}^{simulado}$) separadamente, é interessante ver o resultado em função da profundidade óptica das nuvens e da razão sinal ruído. Na figura 4.5, as linhas contínuas representam o mínimo valor de profundidade óptica das nuvens simuladas em que o algoritmo automatizado foi capaz de detectar, para os 10 valores de espessura entre 10 e 200m. A linha tracejada em vermelho mostra a razão sinal ruído do sinal. Podemos ver que em termos da profundidade óptica todos os sinais simulados com diferentes espessuras de nuvens e coeficientes de retroespalhamento se comportam da mesma maneira como função da altitude, mostrando que o algoritmo de detecção consegue detectar nuvens opticamente mais finas quando a razão sinal-ruído é maior. Por essa simulação, podemos concluir que se o algoritmo de detecção não encontrar nenhuma nuvem em uma região com sinal ruído acima de 5, o algoritmo não estará descartando nuvens com profundidade

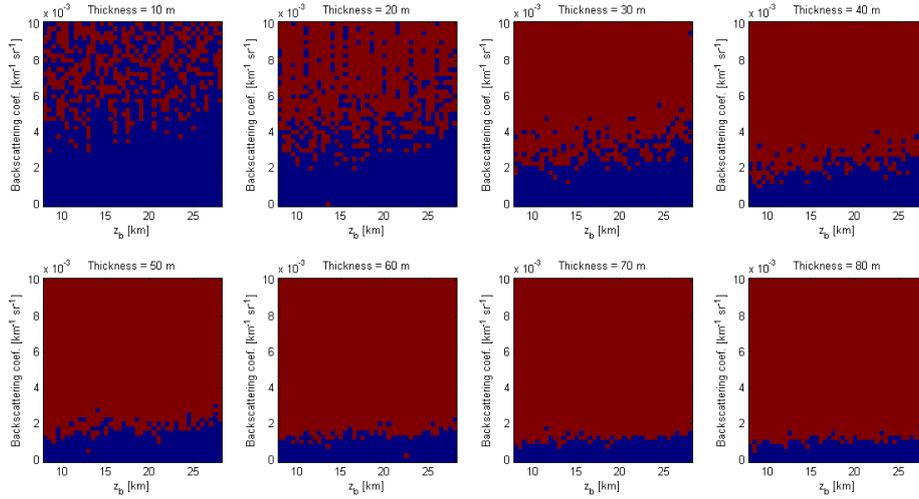


Figura 4.4 - Desempenho do algoritmo automático para diferentes espessuras de nuvens (painéis), como explicado no texto. Para cada valor de altitude da base e de coeficiente de retroespalhamento da nuvem cirrus, os pontos em vermelho indicam uma correta identificação da nuvem, enquanto os pontos em azul indicam que o algoritmo não identificou a nuvem.

da ordem de 0.005 ou maiores, sendo capaz de detectar nuvens cirrus subvisuais ($\tau < 0.03$).

4.2 Profundidade Óptica das Nuvens Cirrus pelo Método da Transmitância

A profundidade óptica das nuvens cirrus obtida neste trabalho foi através do método da transmitância descrito na secção 4.1. A figura 4.6 mostra um exemplo da aplicação do método da transmitancia em um perfil médio de 5 minutos do canal elástico onde pode ser identificada uma camada de nuvens cirrus. Na figura 4.6a, a altura da base e do topo dos cirrus identificados pelo nosso algoritmo são indicados. A linha sólida preta é o sinal molecular corrigido pela distância ajustado numa camada imediatamente abaixo da base da nuvem cirrus. Este sinal molecular é o sinal que esperaríamos medir caso a nuvem não estivesse ali. Assim, a atenuação do sinal do lidar devido às duas camadas de cirrus podem ser visualizada diretamente. Os pontos amarelos representam os 150 valores $S(z_t + \Delta z)$ que foram utilizados para calcular o coeficiente de transmissão do lidar (T_{cirrus}) pelas equações (2.51) e (2.52), que são mostrado na figura 4.6b. A possibilidade de utilizar dados acima do topo da nuvem impede o erro na determinação da profundidade óptica devido à subestimação da altura do topo e ajuda a melhorar a precisão. Assim, após o cál-

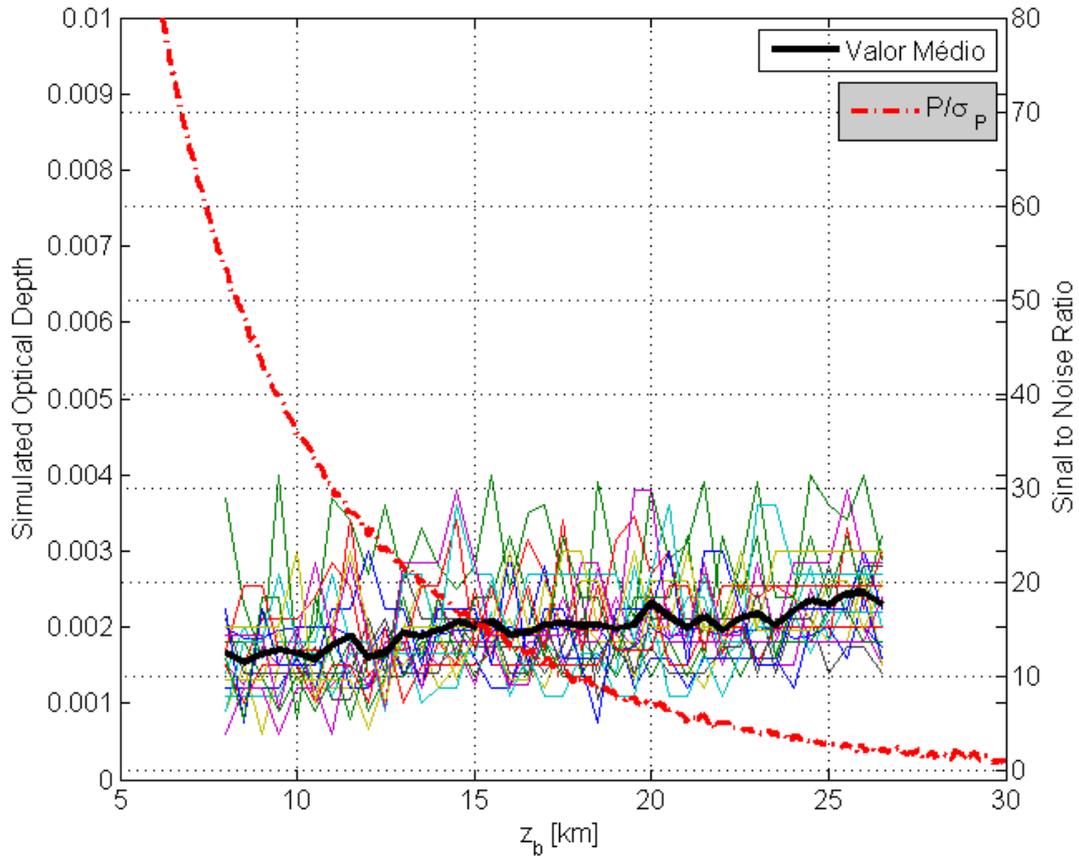


Figura 4.5 - Valores mínimos de profundidade óptica para que o algoritmo automático consiga identificar uma nuvem em função da altitude são mostrados com linhas coloridas finas (uma para cada espessura). O valor médio é indicado pela curva preta. Variação da razão sinal ruído com a altitude está indicada pela linha vermelha tracejada.

culo do valor médio de T_{cirrus} , a profundidade óptica é obtida a partir da equação 2.53. A fim de fazer uma comparação e verificar o resultado da profundidade óptica para esta nuvem obtida pelo método da transmitância, comparamos o resultado da profundidade óptica com um outro método independente conhecido como método da método da pente (ELOURAGINI; FLAMANT, 1996), que consiste em realizar um ajuste linear abaixo e acima da nuvem cirrus e a profundidade óptica é obtida calculando-se a metade da “distância” entre os dois ajustes. Este método é bem conhecido na literatura e pode ser aplicado se existir uma camada de ar limpo abaixo e acima da nuvem cirrus. Na figura 4.6a é mostrado o logaritmo do sinal corrigido pela distância e a aplicação do método da pente. Como observado, o valor da profundidade óptica obtida a partir do método da pente (τ_c^{slopeM}) e o método da

transmitância utilizado no presente exemplo (τ_c), são muito próximos. A desvantagem em usar o método da pendente é a incerteza no ajuste linear aos dados, que envolve ajustar 4 parâmetros (2 para cada reta), especialmente na região acima do topo da nuvem cirrus, onde a razão sinal ruído é menor. Por outro lado, este método pode ser útil nos casos em que não há perfis de temperatura e pressão disponíveis. O método de transmitância apresentado na seção anterior e discutido neste exemplo, provou-se ser muito robusto e fácil de se implementar em um algoritmo automatizado. Além disto, por depender somente da atenuação causada pela nuvem e não do sinal de retroespalhamento, este método não sofre a influência de uma possível reflexão especular. Gerado pela orientação horizontal dos cristais de gelo (HALLETT et al., 2002), a reflexão especular aumenta a quantidade de luz retroespalhada sem alterar a extinção ou a profundidade óptica desta nuvem, como demonstrado por (SEIFERT, 2011). Nos casos em que o sinal do lidar acima da nuvem é compatível com zero e o topo da nuvem é um topo aparente, teremos $T_{mean}^c \approx 0$. Para estes casos, a profundidade óptica determinada representa um limiar mínimo, chamado de profundidade óptica aparente.

4.3 Coeficiente de Retroespalhamento e Estimativa da Razão Lidar

Os coeficientes de retroespalhamento das nuvens cirrus foram determinados pelos métodos Raman e Klett para cada um dos perfis do lidar, em médias de 5 min, que possuíam qualidade suficiente para se observar o sinal molecular acima da nuvem cirrus. Devido ao grande ruído de fundo durante o dia, método Raman, que não necessita assumir previamente nenhum valor para a razão lidar, só poderá ser aplicado durante a noite. Durante o dia e noite, o método de Klett pode ser aplicado, mas este necessita de um valor predeterminado para a razão lidar, que representa a razão entre o coeficiente de extinção e de retroespalhamento médio da nuvem. A partir do que é feito por (CHEN et al., 2002), podemos estimar o valor da razão lidar para cada nuvem aplicando o método de Klett na derivação do coeficiente de retroespalhamento como uma função de vários valores de razões lidar ($\beta^{Klett}(L)$) e comparar os vários valores obtidos para a profundidade óptica ($\tau^{Klett}(L)$) calculado pela equação (2.49) com o valor da profundidade óptica obtida pelo método da transmitância descrito na seção anterior τ_c^{Trans} , que não depende em nada da escolha da razão lidar e nem da quantidade de luz retroespalhada, sendo uma medida quase independente do obtido pelo método de Klett. Assim, o valor de razão lidar é determinado pelo valor que minimizar o resíduo:

$$Q(L) = \left(\tau^{Klett}(L) - \tau_c^{Trans} \right)^2 \quad (4.2)$$

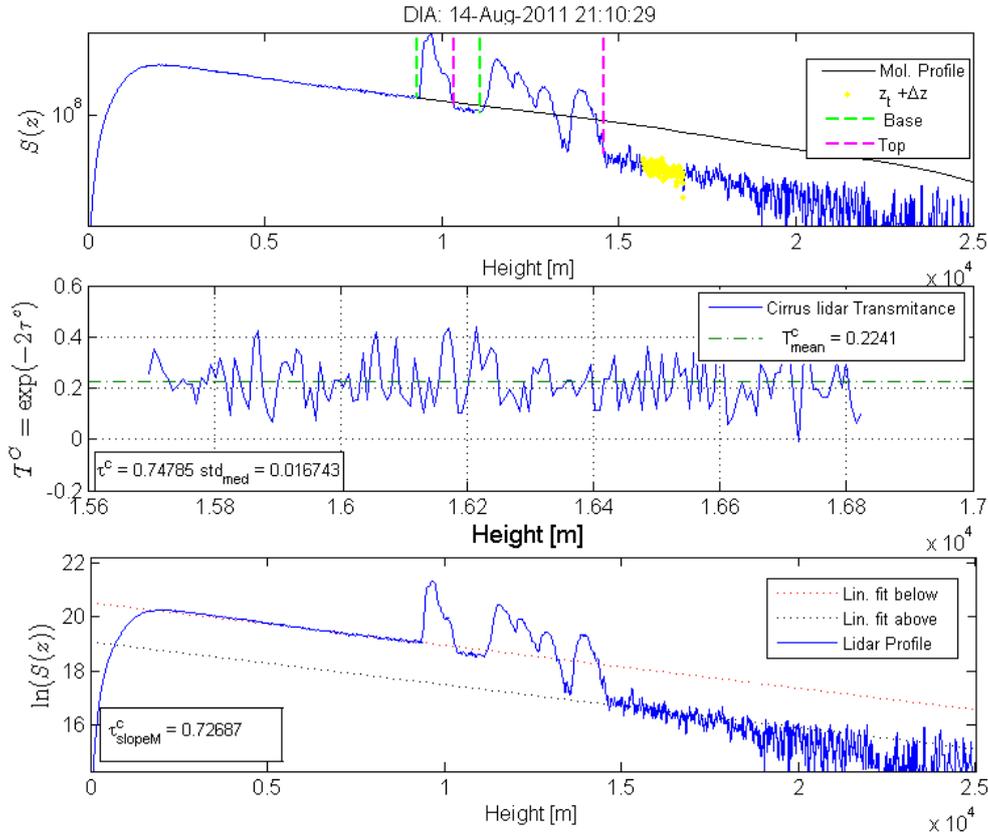


Figura 4.6 - Exemplo de uma nuvem cirrus detectada com o algoritmo automatizado. a) $S(z)$ com as alturas de base e de topo (linhas tracejadas verdes e magenta), o $S(z)$ moleculares ajustado abaixo da base da nuvem (linha preta) e a região acima da nuvem utilizado para calcular o fator de transmissão. b) O fator de transmissão da equação do lidar para essa nuvem, com o valor médio e a profundidade óptica τ_c obtido com o método de transmitância descrito na secção. c) O logaritmo do sinal corrigido pela distancia ($\ln(S(z))$) e a aplicação do método da pendente para medir a profundidade óptica, indicado como τ_c^{slopeM} 4.2.

A figura 4.7 a esquerda mostra o perfil do coeficiente de retroespalhamento obtido pelo método de Raman (em vermelho) e obtido pelo método de Klett para 3 valores diferentes de razão lidar (10, 18 e 30 sr). À direita temos a profundidade óptica da nuvem cirrus em função da altitude calculado para os 3 valores de razão lidar, com a linha vertical em verde representando o valor da profundidade óptica obtida pelo método da transmitância. Podemos ver que o perfil com o razão lidar $L = 18sr$ é o que gera um sinal de retroespalhamento razoável abaixo da nuvem, onde esperamos obter o valor zero, e que gera a profundidade óptica mais próxima do valor obtido pelo método da transmitância. Comparando com o perfil de retroespalhamento obtido pelo método Raman (em vermelho), que não depende da escolha da razão lidar, podemos ver concordância entre os perfis abaixo da nuvem e até 12 km. Acima

disso, os perfis são similares, porém com diferentes estruturas em algumas partes da nuvem, que é reflexo do uso de um valor constante de razão lidar para a nuvem como um todo. Essas diferenças podem ser devido a diferentes camadas na nuvem onde predominam diferentes tipos, tamanhos e orientações dos cristais de gelo, que gera uma razão lidar não constante com a altitude. A figura 4.8 mostra o resíduo $Q(L)$ calculado para os perfis obtidos com valores de razão lidar de 2 a 50 sr . O valor de razão lidar que minimiza o resíduo foi $L_{min} = 18.41sr$ e é o escolhido para este perfil.

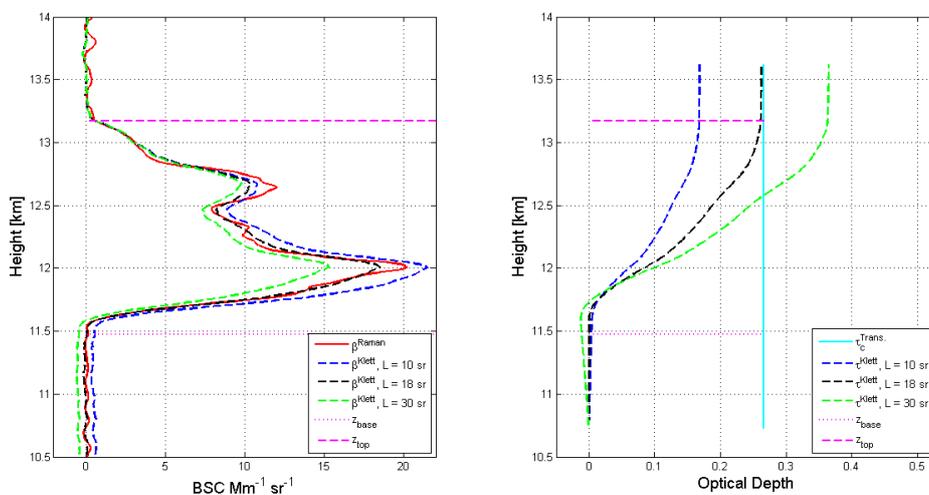


Figura 4.7 - (Esquerda): Perfil vertical do coeficiente de retroespalhamento para uma nuvem cirrus derivado pelos métodos Raman e de Klett para 3 valores diferentes de razão lidar. (Direita): Profundidade ótica da nuvem cirrus em função da altitude calculado para os 3 valores de razão lidar. A linha vertical em verde representa o valor da profundidade ótica obtido pelo método da transmitância.

4.4 Efeito de Múltiplo Espalhamento

As equações para o lidar assumem intrinsicamente um espalhamento simples do pulso do laser, ou seja, cada fóton detectado é resultado de uma única interação que ocorre em um ângulo coberto pelo campo de visão (FOV) do telescópio. Porém, uma imensa quantidade de fótons é espalhada frontalmente e se mantém no FOV do telescópio, podendo eventualmente sofrer outros espalhamentos e serem detectados posteriormente. Este efeito aumenta a transmitância do laser e gera uma subestimação do valor real do coeficiente de extinção, sendo intensificado para objetos com profundidade óticas maiores, como nuvens (BISSONETE, 2005) opticamente pro-

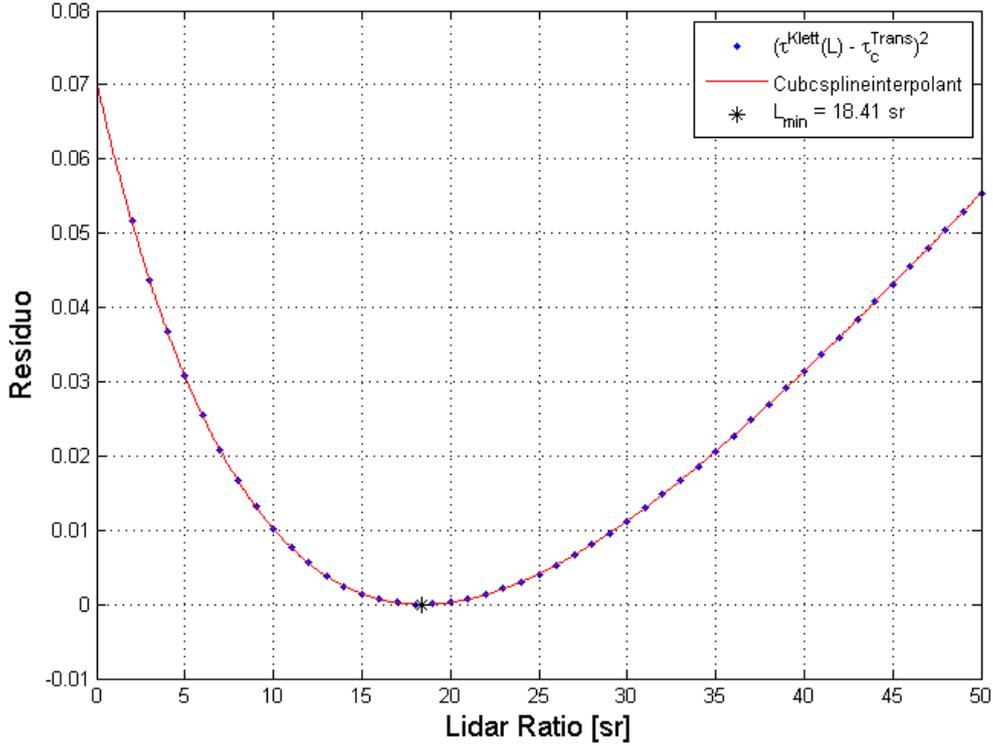


Figura 4.8 - Resíduo $Q(L)$ para valores de razão lidar entre 2 e 50 sr , com valor que minimiza a função (L_{min}) indicado e determinado pela interpolação cubica (em vermelho)

fundas. (PLATT, 1973) realizou medidas simultâneas de cirrus com sistemas lidar e radiômetros e observou que o valor da profundidade óptica medidas pelos lidars eram inferiores. Ele propôs que a profundidade óptica na equação do lidar deve ser reescrita como:

$$\tau_c(z) = \int_{z_b}^{z_t} \eta \alpha_{true}(z) z dz \quad (4.3)$$

onde o fator η não é constante e deveria variar entre 0.5 e 1,0 para nuvens com profundidade óptica pequena. (CHEN et al., 2002) mostrou que este coeficiente pode ser obtido com boa aproximação por

$$\eta = \frac{\tau_c}{\exp(\tau_c) - 1} \quad (4.4)$$

Assim, os valores das profundidades ópticas apresentados neste trabalho foram corrigidos, de forma que obtemos

$$\tau_{c,corrigido} = \frac{\tau_c}{\eta} \quad (4.5)$$

Sendo calculado individualmente para cada nuvem cirrus, a figura 4.9 mostra os valores de η em função da profundidade óptica não corrigida (τ_c). Vemos que para valores pequenos de profundidade óptica, que é a maioria dos casos observado neste trabalho, o fator de correção é aproximadamente 1,

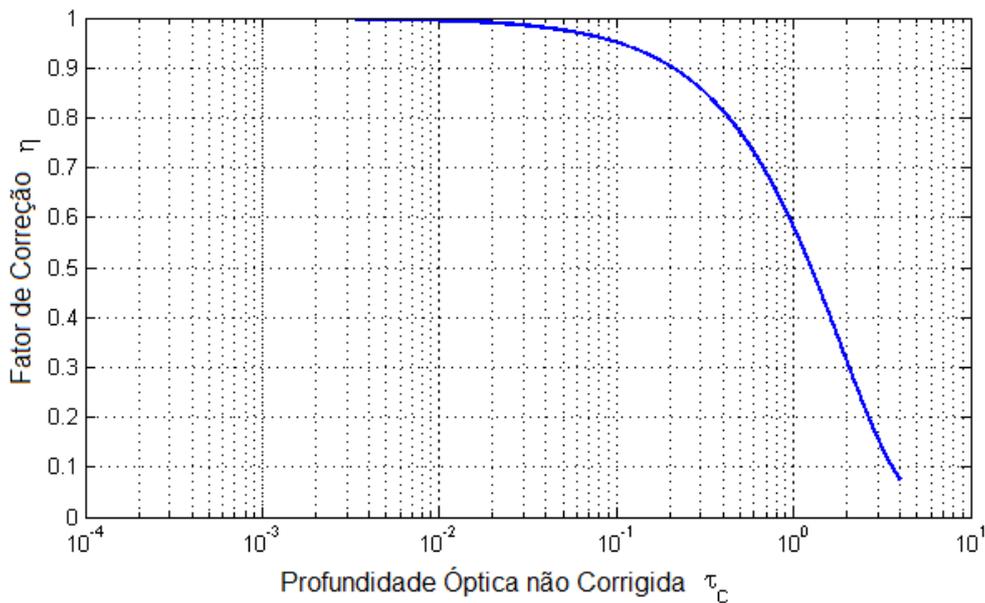


Figura 4.9 - Fator de correção η em função da profundidade óptica não corrigida τ_c

4.5 Perfil de Temperatura

Para inferir a temperatura das nuvens cirrus, utilizamos os perfis verticais de temperatura medidos pelas radiossondagens lançadas as 0 e às 12 UTC do aeroporto militar de Ponta Pelada, localizado a $59,98^\circ\text{W}$ $3,14^\circ\text{S}$, cerca de 28,5 km ao sul do sítio experimental. A figura 4.10 ilustra o procedimento para a obtenção da temperatura das nuvens cirrus. À esquerda, temos um perfil de retroespalhamento elástico corrigido pela distância com o sinal de uma nuvem cirrus localizada entre 10 e 14 km. À direita, temos em verde os valores medidos pela radiossondagem. Assim, inferimos a temperatura nas altitudes de base, ponto médio geométrico e topo da nuvem cirrus através de uma interpolação linear com os dados da radiossondagem. O perfil ver-

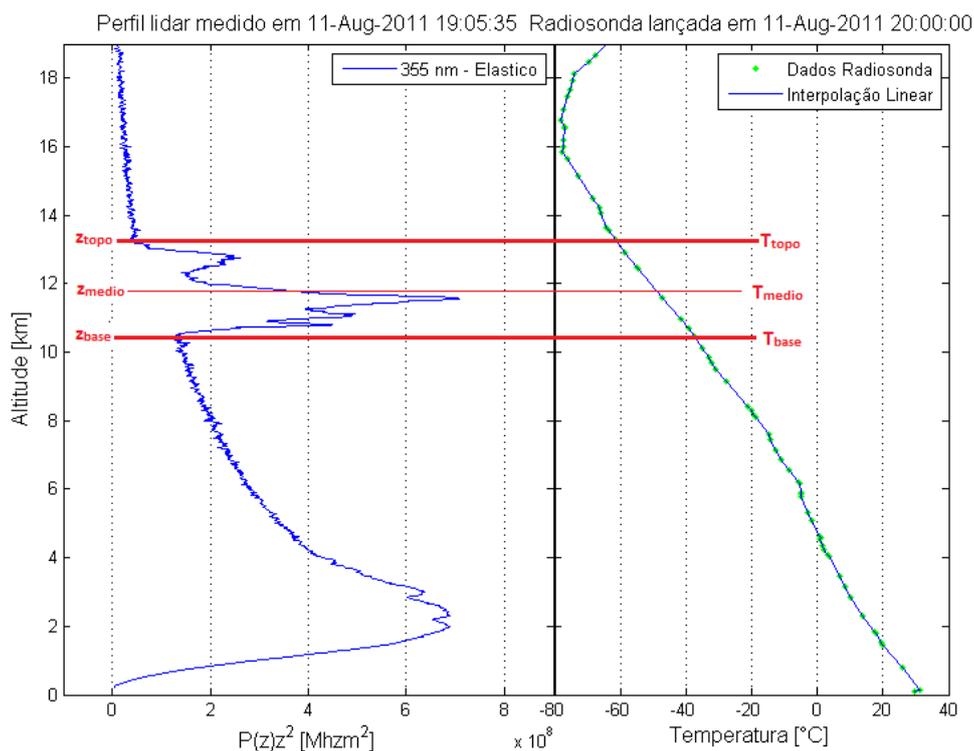


Figura 4.10 - Perfil vertical do sinal de retroespalhamento elástico corrigido pela distância (em azul) e temperatura (pontos em verde) obtidos pela radiossondagem. Os dados de temperatura na altitude de base, ponto médio geométrico e topo da nuvem cirrus são obtidos pela interpolação linear do perfil de temperatura

tical de temperatura escolhido para fazer essa interpolação é aquele que foi medido em um horário mais próximo do horário do perfil do lidar.

A figura 4.11 mostra, à esquerda, o perfil vertical médio (linhas sólida) $\pm 3x$ o desvio padrão (pontilhado) para os meses de verão (DJF) e inverno (JJA) medidos nos anos de 2011 e 2012. À direita, temos a diferença entre os perfis de temperatura médios para DJF e JJA. Podemos ver que os perfis de temperatura são muito próximos para altitudes até 16 km, com diferença entre os valores médios menor que 1°C , chegando a quase 8°C entre 17 e 18km. Vemos também que para altitudes abaixo de 16km a dispersão dos dados em torno do valor médio é de poucos graus Celsius, e aumenta consideravelmente para altitudes acima de 16km.

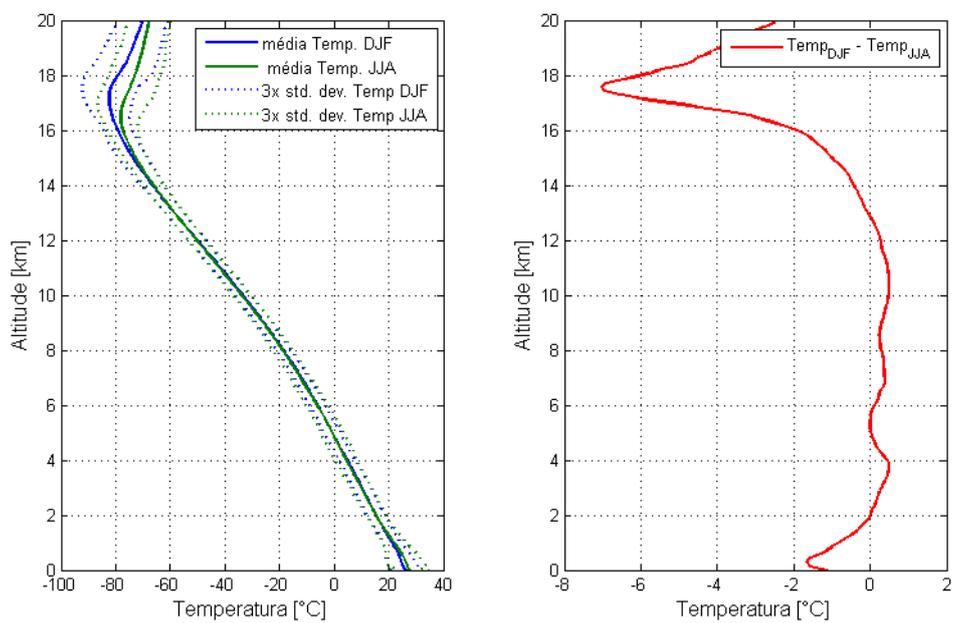


Figura 4.11 - Esquerda: Perfil vertical de temperatura médio (linha sólida) e três vezes o desvio-padrão para mais e para menos (pontilhado) medidos nos meses de dezembro, janeiro e fevereiro (DJF) e junho, julho e agosto (JJA) nos anos de 2011 e 2012. Direita: Diferença entre o perfil médio de temperatura entre os meses de DJF e JJA

5 RESULTADOS

5.1 Base de Dados

O sistema lidar do Laboratório de Física Atmosférica da USP tornou-se operacional no início de 2011. Como explicado no capítulo 3, em condições normais ele foi programado para funcionar continuamente durante todos os dias, parando de medir somente entre as 11 e 14h (horário local) para evitar a exposição à luz solar direta. O painel superior da figura 5.1 mostra o número de perfis verticais de 5 minutos (azul) medidos em cada um dos meses entre janeiro de 2011 e dezembro de 2012. O número de perfis com uma razão sinal-ruído maior que 3 na região de ocorrência das nuvens cirrus, como discutido no capítulo 4, é mostrado em verde nesta mesma figura. Iremos nos referir a estes perfis como *perfis com bom sinal-ruído*. Começando a operar nos últimos dias de janeiro de 2011, o sistema ficou parado entre março e junho de 2011 devido a um problema na tampa automática responsável pelo fechamento do telescópio. Nos meses de julho, agosto e dezembro de 2012, o lidar ficou parado por problemas com a lâmpada de flash do laser. No total, 55317 perfis de 5 minutos foram obtidos, sendo que 32735 tiveram uma boa razão sinal-ruído. Além dos dados do lidar, os perfis verticais de temperatura e pressão foram obtidos por radiossondas lançadas às 0 e às 12 UTC do aeroporto de Ponta Pelada, localizado a $59,98^{\circ}\text{W}$ $3,14^{\circ}\text{S}$, cerca de 28,5 km ao sul do sítio experimental.

Para classificar uma nuvem alta como cirrus e evitar a contaminação por nuvens de água, seguimos o que é feito por (GOLDFARB et al., 2011), que considera como sendo cirrus uma camada da nuvem que está em uma temperatura abaixo de -25°C . Esta classificação concorda com as medidas in situ de (KOROLEV et al., 1979) para latitudes médias, onde cerca de 95 % das nuvens com topo em temperaturas abaixo de -25°C possuíam conteúdo de gelo. Para nossa região, sabemos através dos perfis de radio sondagem que essa temperatura ocorre geralmente entre 8 e 9 km. Assim, consideramos como nuvem cirrus as nuvens detectadas com altitude da base acima de 8 km. Esse método de classificação de nuvens cirrus é amplamente utilizado na literatura. (SEIFERT et al., 2007), por exemplo, classificou os cirrus tropicais na região das Maldivas utilizando 9 km como limiar de altitude de base.

5.2 Frequência de Ocorrência das Nuvens Cirrus

A frequência de ocorrência das nuvens cirrus foi calculada como a razão entre o número de perfis com boa razão sinal-ruído em que se detectou nuvens cirrus e o número total de perfis com boa razão-sinal ruído durante o período de interesse. Esta

definição de frequência de ocorrência que usa os perfis de 5 minutos não contabiliza o número individual de nuvens, mas sim o tempo de cobertura destas nuvens. Assim, esta frequência de ocorrência representa diretamente fração do tempo em que o céu está coberto com nuvens cirrus de diferentes características geométricas e ópticas. A figura 5.1, abaixo, mostra a frequência de ocorrência mensal para todo o período analisado. Podemos ver que há um ciclo anual bem definido, com valores máximos na estação chuvosa, chegando até aproximadamente 85 %, e valores mínimos na estação seca, porém com frequências não menores que 45 %. Este ciclo anual tem comportamento oposto ao reportado por (SASSEN; COMSTOCK, 2001) no sítio experimental FARS, dentro do campus da Universidade de Utah (40°N, 111°E). A partir de 10 anos de medidas, os autores encontraram valores mínimos em junho, julho e agosto (verão boreal), e valores máximos em fevereiro e março (inverno boreal), porém não maiores que 12 %.

Para nuvens cirrus tropicais, os principais mecanismos de formação são a injeção através de convecção profunda, levantamento de camadas úmidas de larga escala, correntes ascendentes nas montanhas e “aprisionamento frio” próximos à tropopausa (SASSEN et al., 2002; LARROZA et al., 2013; JENSEN et al., 1996). Nuvens de convecção profunda, ou cumulonimbus, geram nuvens cirrus quando ventos na alta troposfera retira cristais de gelo da grande coluna convectiva, gerando o que chamamos de nuvem de bigornas (do inglês “anvil cloud”) que se mantêm mesmo depois da dissipação da nuvem de convecção profunda, persistindo de 0,5 a 3 dias (SEIFERT et al., 2007; JENSEN et al., 1996). Devido a enorme quantidade de convecção profunda na região amazônica, é mais provável que a maioria das nuvens cirrus sejam do tipo anvil, ocorrendo em maior número na estação chuvosa e menor durante a estação seca, concordando com os resultados da figura 5.1.

A tabela 5.1 mostra a frequência de ocorrência média de nuvens cirrus durante todo o período de observação, que foi de 71,0% do tempo que tivemos medições com bom sinal-ruído. Separando por ano, em 2012 a frequência de ocorrência foi de 78,3 %, bem maior que em 2011, com frequência de ocorrência de 61,6 %. (NAZARYAN et al., 2008) e (SASSEN et al., 2008) realizaram estudos globais usando dados de 2011 do lidar CALIOP a bordo do satélite CALIPSO (WINKER et al., 2007) e obtiveram frequências de ocorrência anual de nuvem cirrus sobre a mesma região do nosso site experimental de cerca de 60 – 65% e 50 – 60% respectivamente, ambos com valores próximos do que medimos no mesmo ano com um instrumento em solo.

Comparando com alguns resultados de regiões tropicais, a frequência de ocorrência

Tabela 5.1 - Resumo dos valores médios das propriedades das nuvens cirrus

	Total	DJF	MAM	JJA	SON
Frequencia de Ocorrência Temporal [%]	71.0	78.1	82.8	52.0	77.3
Altitude de Base [km]	12.5	12.5	12.6	12.6	12.4
desvio padrão	2.4	2.7	2.5	2.1	2.3
Altitude do Topo [km]	14.3	14.1	14.4	14.1	14.4
desvio padrão	2.2	2.4	2.2	1.8	2.3
Espessura [km]	1.82	1.61	1.87	1.52	2.00
desvio padrão	1.53	1.30	1.62	1.30	1.63
Altitude de Maximo Retroespalhamento [km]	13.0	13.0	13.1	13.1	13.0
desvio padrão	2.4	2.7	2.5	2.0	2.3
Temperatura na Alt. de Max. Retro. [°C]	-56.9	-56.8	-57.1	-57.5	-56.5
desvio padrão	17.2	19.7	17.6	14.7	17.2
Razão Lidar [sr]	20.0	18.6	19.0	21.5	19.8
desvio padrão	6.8	6.5	6.5	7.7	6.2
Cirrus Subvisuais [%]	24.2	25.0	21.4	37.9	18.9
Cirrus Finas [%]	40.7	34.4	38.0	43.6	42.1
Cirrus Stratus [%]	35.1	40.6	40.5	18.5	39.0

obtida para a região amazônica é sistematicamente maior. (SEIFERT et al., 2007) encontrou para a Maldivas (4,1°N, 73,3°E) um valor médio de frequência de ocorrência de 43 % entre os anos de 1999 e 2000, sendo 64 % durante a estação da monção de sudoeste, que é caracterizada por ar marítimo limpo, e 35 % durante a estação da monção de nordeste, caracterizado ar poluído vindo da região Índia. Também em 1999, (COMSTOCK et al., 2002) encontrou uma frequência de ocorrência de aproximadamente 55 % na Ilha Nauru (0,521°S, 166,916°E), enquanto (PACE et al., 2003) reportaram 54 % em Mahé, Seychelles (4,4°S, 55,3 °E) . Já em latitudes médias, (HOREAU et al., 2013) encontrou um valor de aproximadamente 37% para frequência de ocorrência derivada de dados de 1996 até 2007 no sul da França (43,9°N, 5,7°E).

Também podemos observar na figura 5.1 uma diferença sistemática entre a frequência de ocorrência durante os meses de inverno (JJA, 52,0%) e de verão (DJF, 78,1%). Esta diferença se deve aos mecanismos de formação e transporte das nuvens cirrus. Analisamos os campos de vento na altitude típica de ocorrência dos cirrus ($\sim 200hPa$) e a distribuição espacial da precipitação. Os dados de vento foram obtidos da reanálise ERA Interim (DEE et al., 2011) do ECMWF (*European Center for Midrange Weather Forecast*) e possuem resolução espacial de 0.75°e temporal de 6hs. Os dados de precipitação foram obtidos do TRMM (*Tropical Rainfall Measuring Mission*) versão 7 do produto 3B42RT (*TRMM Multi-Satellite Precipitation*

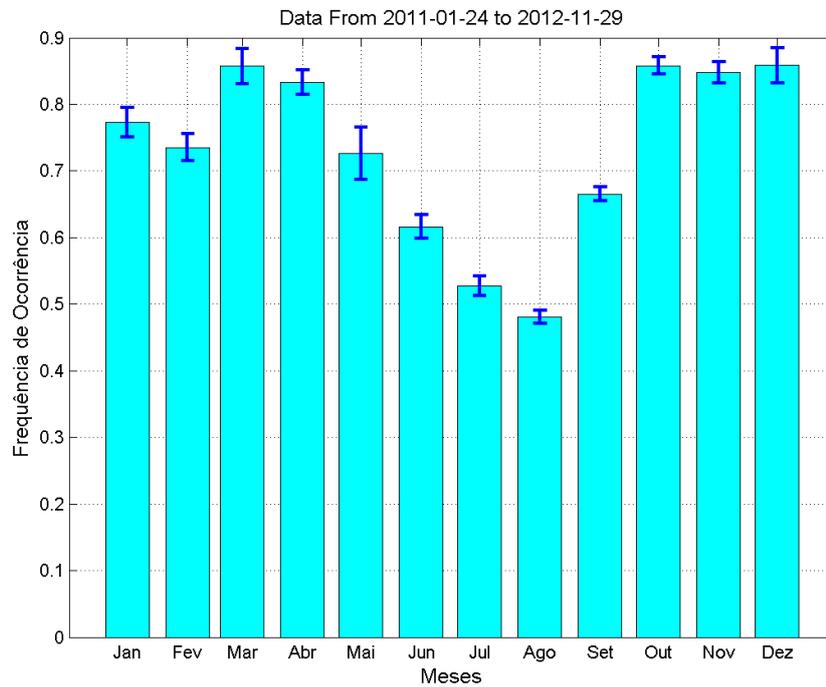
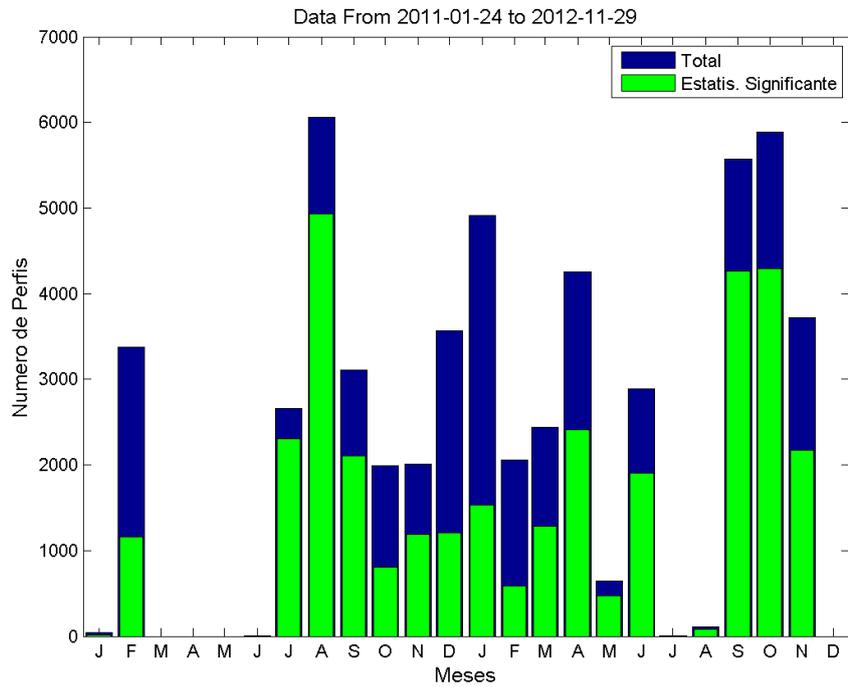


Figura 5.1 - Acima: Em azul esta o número mensal de perfis verticais de 5 min e em verde os perfis com razão sinal-ruído acima de 3 na região em que ocorrem as nuvens cirrus. Abaixo: Frequência de ocorrência mensal das nuvens cirrus para todo período de medidas. As barras representam o desvio padrão.

Analysis - Real Time) (HUFFMAN et al., 2007), com resolução de 0.25° e 3hs. A figura 5.2 mostra os campos médios para DJF e JJA. Durante o verão, o sítio experimental está localizado dentro da região de grande atividade convectiva (com valores de precipitação entre 8-14 mm/dia) e os ventos em 200 hPa são de sudeste. Já durante o inverno, a atividade convectiva se localiza mais a nordeste, sobre a Colômbia e a Venezuela, e os ventos em 200 hPa são de norte. Assim, durante o inverno, a maioria dos cirrus que observamos podem não ter sido produzidos localmente, e devem ter sido transportados de Roraima, Guiana e Suriname.

A figura 5.3 mostra o ciclo diurno médio da cobertura de nuvens obtidos para todo o período (Anual) e dividido em grupos pelos meses mais chuvosos (DJF), mais secos (JJA), e períodos de transição (MAM e SON). Todas as curvas apresentam um padrão similar, com valores mínimos entre 10 e 14h. Além disso, a frequência de ocorrência no período da tarde é sistematicamente mais elevada que no período da manhã, com valores máximos entre 17 e 19h. Esta variação diurna que segue o ciclo diurno da precipitação já documentado na literatura (MACHADO, 2002; NESBITT; ZIPSER, 2003; SILVA et al., 2009). A figura 5.4 mostra o ciclo diurno da precipitação para DJF e JJA, segundo os dados do TRMM v.7 3B42RT, para uma área de $2^\circ \times 2^\circ$ centrada no sítio experimental. O máximo do ciclo ocorre entre 13 e 19hs local tanto no verão como no inverno. A ocorrência do máximo de precipitação a tarde coincide com o aumento na cobertura de cirrus em todas as estações do ano (ver figura 5.3). Ainda na figura 5.3, é interessante notar que a diferença entre os valores máximos e mínimos de frequência de ocorrência é maior para os meses de JJA que em outros meses. Isto pode ser entendido observando-se a diferença nas taxas de precipitação, cinco vezes menor que aquelas do verão. Quando a frequência de convecção profunda é muito grande, as nuvens cirrus poderiam ter sido mantidas por mais tempo e ficando mais homoganeamente distribuída durante o dia, o que não aconteceria durante o inverno.

5.3 Propriedades Geométricas e Ópticas

Como apresentado no capítulo 4, o algoritmo de detecção automatizado de nuvens identifica não apenas a presença ou não de nuvens cirrus, mas também a altitude da base, do topo e de máximo retro espalhamento, i.e., as características macrofísicas das nuvens cirrus. A figura 5.5, mostra os histogramas normalizados para distribuição vertical das altitudes de base, topo e média geométrica, espessura e temperatura na altitude da base e do topo da nuvem, separados pelos meses mais chuvosos (DJF), mais secos (JJA) e também para o período total de medidas. Nesta figura não foram

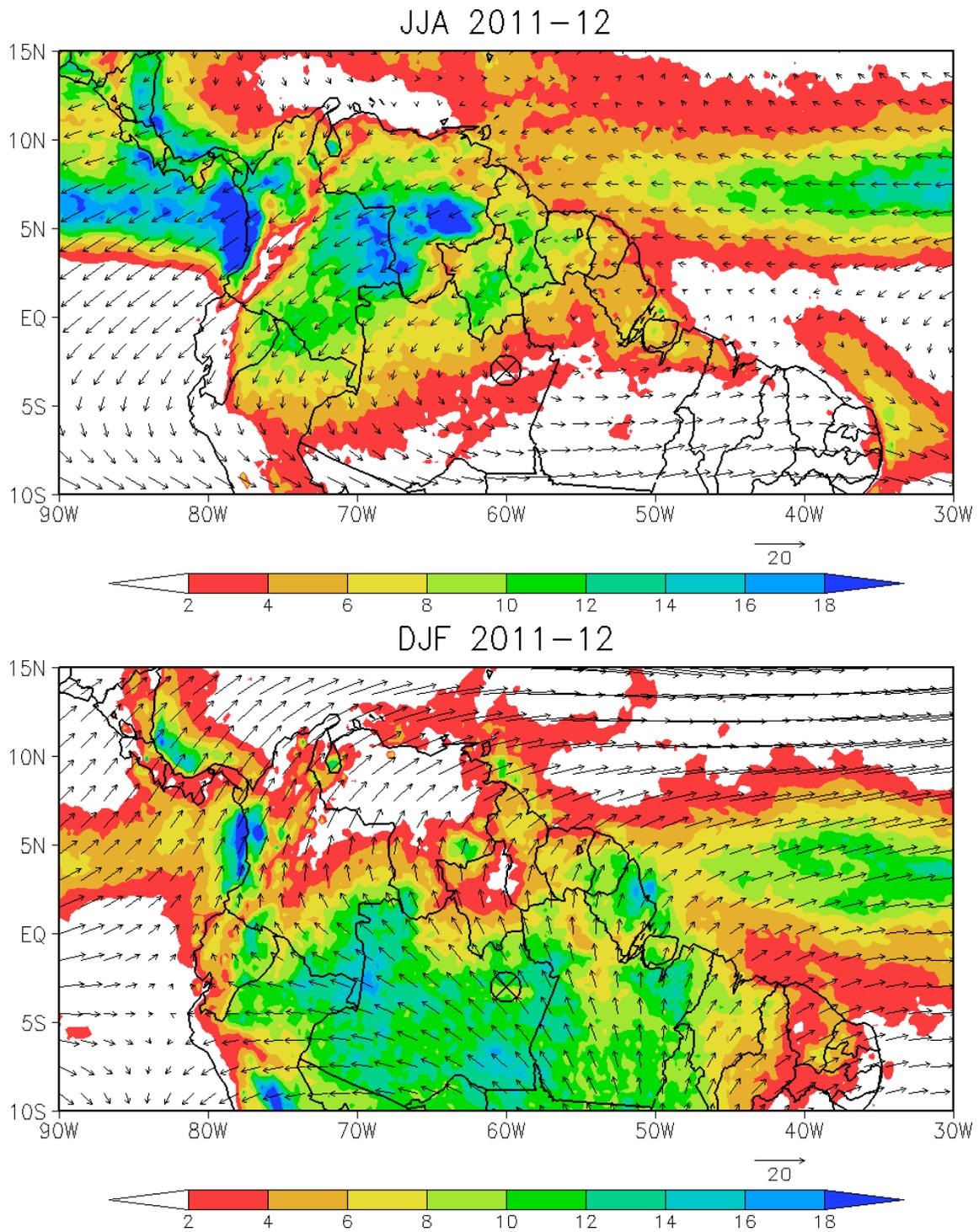


Figura 5.2 - Precipitação média (mm/dia) segundo dados do TRMM versão 7 é mostrado em cores e o campo médio de vento (m/s) em 200 hPa segundo dados da reanálise do ECMWF ERA interim é mostrado em vetores.

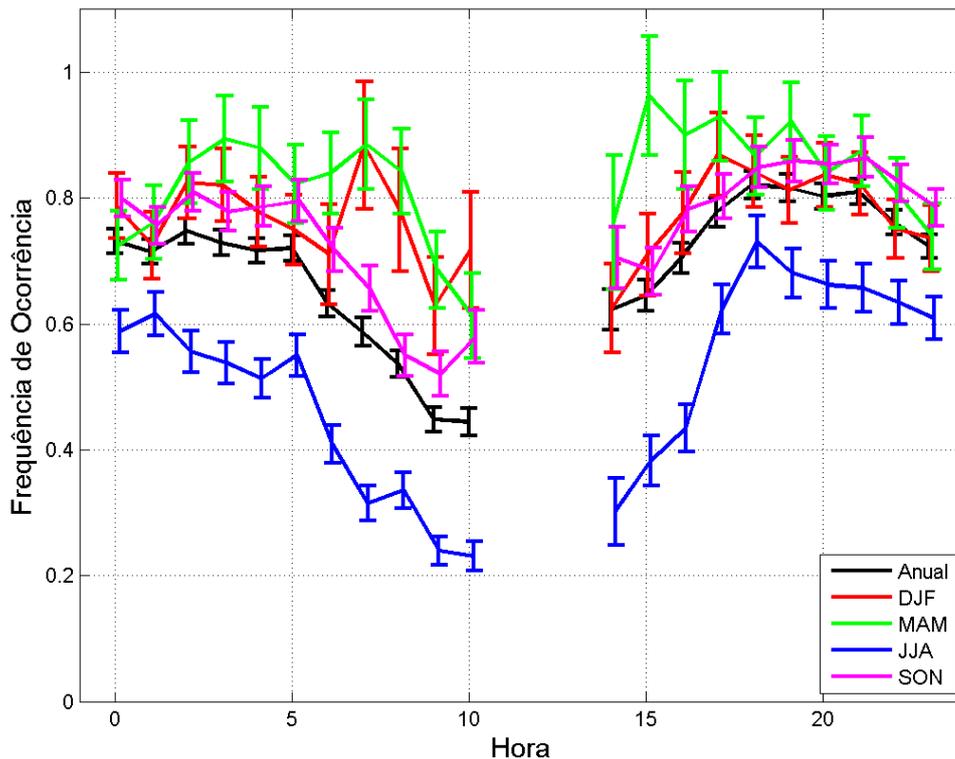


Figura 5.3 - Ciclo diurno médio da frequência de ocorrência das nuvens cirrus. As barras de erros representam o desvio padrão.

incluídos separadamente os meses de MAM e SON porque estes apresentam valores intermediários aos mostrados pelas curvas de DJF e JJA, se aproximando muito do comportamento da média de todo o ano. Comparando todos os histogramas normalizados, podemos perceber facilmente a drástica diferença entre o período mais chuvoso (DJF) e o período mais seco (JJA). As distribuições de altitude de base, topo, e altitude média sugerem a existência de apenas um pico para JJA e dois ou mais picos para DJF. Especialmente para a altitude de topo das nuvens cirrus, podemos ver claramente dois picos na distribuição de DJF. Mais que isso, podemos ver um vale da distribuição acima de 14-15 km. A mesma ruptura não é verificada na distribuição para JJA. Estes resultados estão diretamente ligados com os diferentes tipos de nuvens que cada uma das distribuições é composta. (LIU; ZIPSER, 2005) mostraram que apenas 1,3% dos sistemas convectivos tropicais, e conseqüentemente as nuvens cirrus recém geradas por elas, alcançavam altitudes de 14 km. Nesse trabalho, os autores usaram dados do satélite TRMM para rastrear a convecção profunda e a precipitação em toda a faixa tropical, incluindo oceanos e continentes,

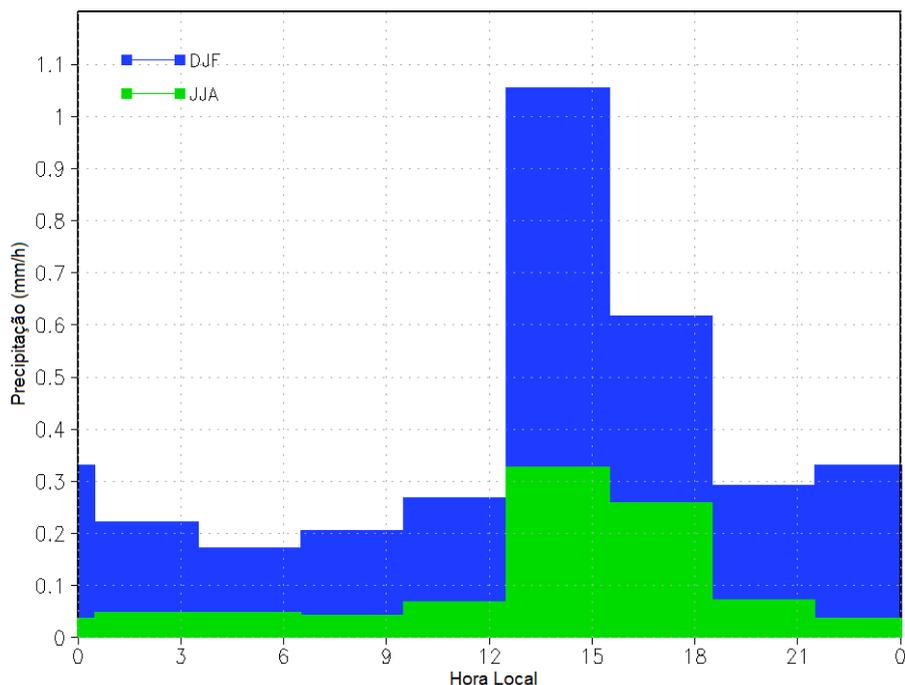


Figura 5.4 - Ciclo diurno da precipitação (mm/hs) em uma área de $2^{\circ} \times 2^{\circ}$ centrada no sítio experimental segundo dados do TRMM versão 7.

em busca daquelas torres convectivas que conseguiam atingir os níveis de referência. Como resultado, constataram que apenas 0,1% destas nuvens conseguiam atingir o nível mais alto de referência, que ficava em média a 16,83 km de altitude. Porém, seus dados não contabilizam nuvens cirrus que se desprendem da coluna convectiva ou convecções profundas que ocupam áreas espaciais pequenas. Para os meses de DJF, onde a quantidade de sistemas convectivos é muito frequente e próximo ao sítio experimental, é muito provável que aquelas nuvens com topo abaixo de 14-15 km são do tipo anvil, possuem aparência desde finas a opacas logo após a torre convectiva se dissipar.

Ainda olhando a distribuição das altitudes de topo das nuvens cirrus, o pico superior em DJF e em JJA sugerem que estas nuvens cirrus tenham sido formadas a distâncias maiores e ascendendo a medida em que eram transportadas. As nuvens geradas por sistemas convectivos só conseguem durar por horas ou dias se sofrerem ascensão lenta (SEIFERT et al., 2007), caso contrário dissolvem-se rapidamente quando permanecem no mesmo nível (ACKERMAN et al., 1988; JENSEN et al., 1996; SEIFERT et al., 2007). Assim, estas nuvens que ascenderam e foram transportadas por longas distâncias são, em geral, óptica e geometricamente mais finas e abrangem mais valores de altitudes, sendo encontradas na parte superior da troposfera e baixa estratosfera. Este também

pode ser o motivo para o qual a profundidade óptica e as espessuras são menores no período mais seco (JJA). Podemos ver que a distribuição da profundidade óptica em JJA para valores de $\tau < 0,1$ é superior à distribuição no período chuvoso (DJF).

Dos histogramas para o total das medidas, temos valores médios de $12,5 \pm 2,4$ km para a altitude de base, $14,3 \pm 2,2$ Km para a altitude do topo e $1,82 \pm 1,53$ km para a espessura. A altitude média da camada tem valor médio de $13,4 \pm 2,1$ km, com temperatura média de $-57 \pm 15^\circ\text{C}$, atingindo temperaturas de até -95°C . É interessante destacar os altos valores para a frequência de ocorrência das altitudes da base da nuvem entre 8 e 10 km durante a estação chuvosa. Este comportamento é resultado do uso da temperatura da camada inferior a -25°C como critério para a definição de cirrus. Para esta altitude, é provável que exista uma fração de nuvens de fase mista que estamos contando inadvertidamente. Note pela distribuição de DJF que simplesmente pegar nuvens mais altas (e portanto mais frias) ou mais baixas não resolveria o problema. A maneira mais confiável de identificar a fase da nuvem é através da medida da depolarização causada pela luz retroespalhada.

Os valores médios para base, topo, espessura, altitude média e temperatura encontrados por (SEIFERT et al., 2007) nas ilhas Maldivas foram de $11,9 \pm 1,6$ km, $13,7 \pm 1,4$ km, $1,8 \pm 1,0$ km, $12,8 \pm 1,4$ km e $-58 \pm 11^\circ\text{C}$, respectivamente, resultados muito parecidos com os encontrados neste trabalho. Em comparação com dados de satélite, em (NAZARYAN et al., 2008) os autores encontraram que a altitude média zonal da base e do topo para as latitudes de $0-10^\circ\text{S}$ é aproximadamente 13,0 km e 14,8 km, respectivamente, e em (SASSEN et al., 2008) encontraram 12,5 km e 15 km para as altitudes da base e do topo para essa mesma faixa de latitudes.

Na figura 5.6, apresentamos o histograma normalizado com a distância entre o topo da nuvem e a altitude da tropopausa, com os valores negativos indicando que os topos das nuvens estão abaixo do nível da tropopausa. Apesar de não muito frequente, algumas nuvens conseguem permanecer, ao menos parcialmente, em uma camada acima da tropopausa, que possui altitude média para todo o período de $16,7 \pm 0,5$ km, valor próximo ao reportado para a região de Malvinas de $16,3 \pm 1,0$ km. Também verificamos aqui a ocorrência de 2 picos, sendo um localizado a aproximadamente 2 km abaixo da tropopausa, sendo resultado da convecção o profunda.

5.4 Propriedades Microfísicas

A profundidade óptica das nuvens cirrus foi obtida seguindo a metodologia apresentada na secção 4.2. Para os resultados finais, não foram considerados os casos onde

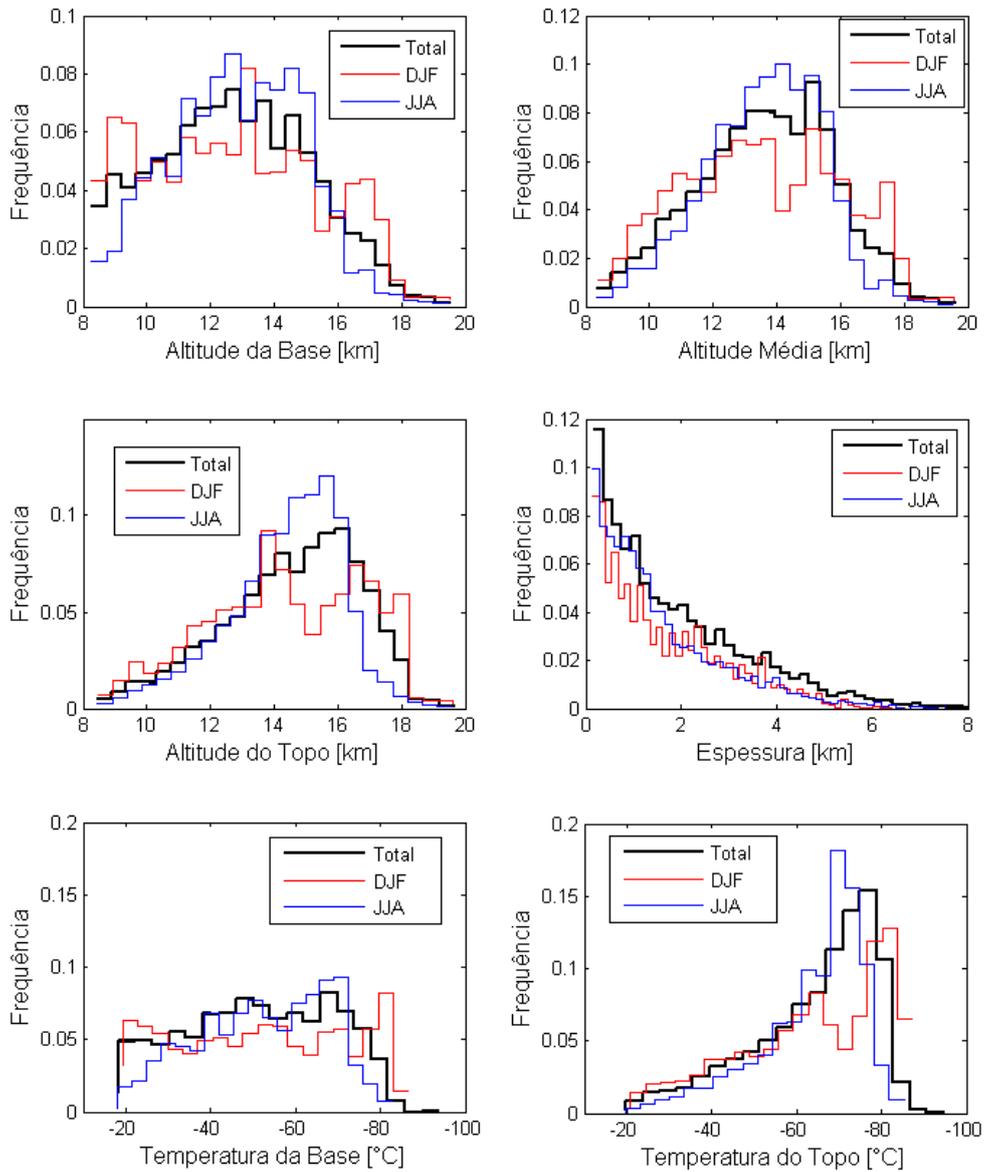


Figura 5.5 - Histogramas normalizados das altitudes de base, topo, altitude média, espessura, temperatura na altitude da base e topo, para os dois anos de medidas (Total) e para os períodos chuvosos (DJF) e secos (JJA).

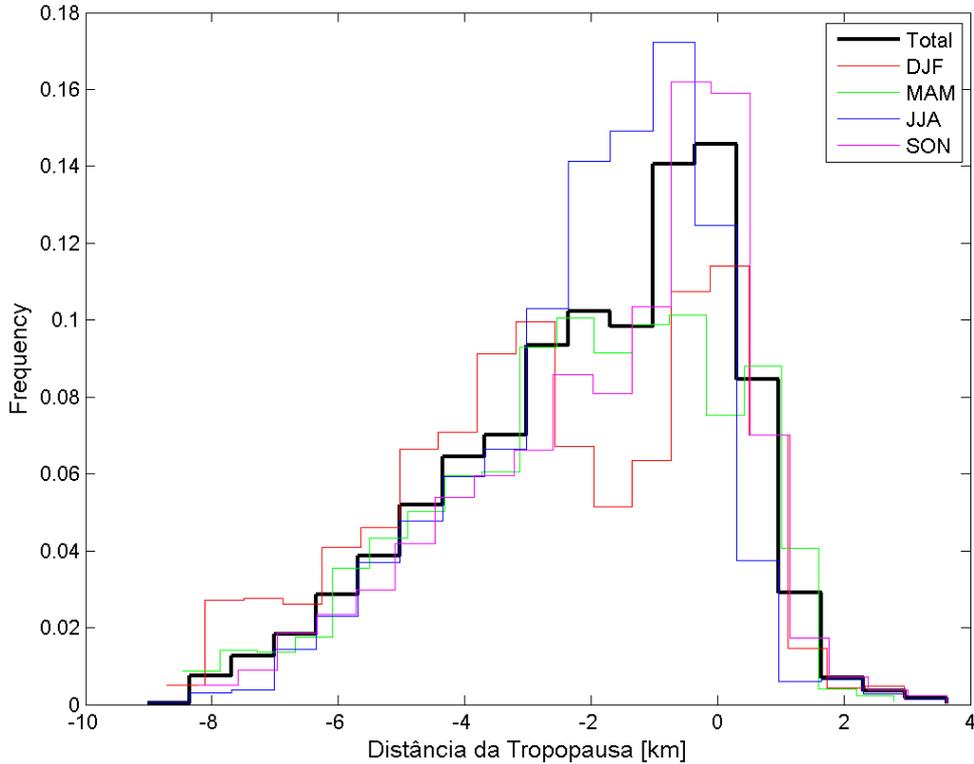


Figura 5.6 - Histograma normalizado da distância do topo das nuvens cirrus a altitude da tropopausa, que é calculada pela definição da WMO (SEIFERT et al., 2007, ver, por exemplo,). Valores negativos indicam nuvens abaixo da tropopausa.

a nuvem atenuou totalmente o sinal do lidar sendo possível somente a estimativa de um valor limiar para a profundidade óptica. A figura 5.7 mostra o histograma normalizado com as profundidades ópticas das nuvens e seguindo a classificação feita por (SASSEN et al., 1989). As nossas medidas indicam que 24,6% de todas as nuvens eram subvisuais ($\tau < 0,03$), 40,7% eram cirrus finas ($0,03 < \tau < 0,3$) e 35,1 % eram stratus cirrus ($\tau > 0,3$). A figura 5.8 mostra a porcentagem de cada umas destes 3 tipos de cirrus para cada umas das épocas do ano. Podemos ver que a única grande diferença ocorre nos meses mais secos (JJA). Neste período, a porcentagem de nuvens cirrus subvisuais praticamente dobra, crescendo praticamente com a mesma razão que as nuvens stratus diminuem, evidenciando o transporte de nuvens de maiores distâncias. Para os outros meses, existe a dominância das nuvens recém geradas por colunas de convecção (geralmente mais profundas opticamente) e nuvens finas, que já passaram por um processo de dispersão e ascensão.

A figura 5.9 mostra a relação ente a profundidade óptica e espessura em relação a

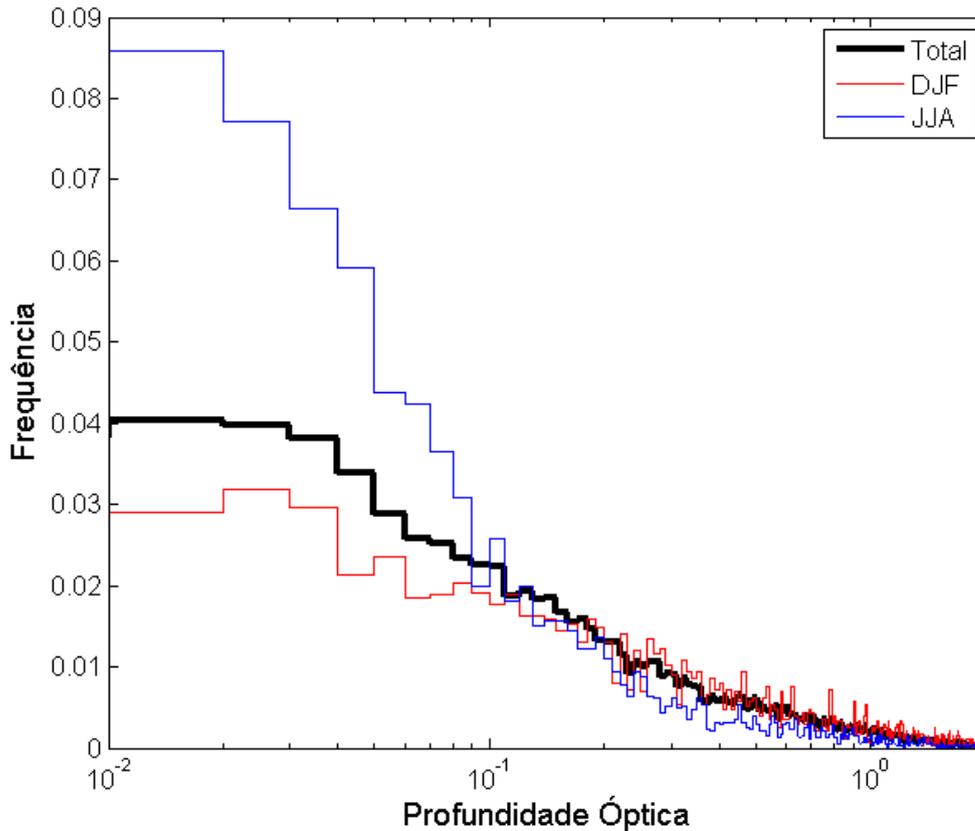


Figura 5.7 - Histograma normalizado da profundidade óptica das nuvens cirrus

temperatura na altitude de base, topo e média geométrica média das nuvens cirrus. As barras de erros correspondem ao desvio padrão do valor médio. Devido a grande quantidade de dados adquiridos, foi possível fazer intervalos de temperaturas de apenas 2°C e perceber mais detalhes do comportamento como função da temperatura.

Podemos ver três comportamentos completamente distintos da dependência da espessura geométrica da nuvem com a temperatura mudando somente em que ponto se escolhe para obter a temperatura da nuvem. Estas diferenças tem origem no fato de existir uma altitude mínima para a qual se classifica uma nuvem como sendo cirrus. Esse limiar inferior restringe a espessura geométrica de nuvens à medida que elas são detectadas mais baixas e próximas ao limiar de altitude escolhido, gerando essa falsa dependência decrescente da espessura da nuvem para temperaturas maiores, dependência comumente reportada em trabalhos que utilizam altitudes mínimas

para classificar nuvens e dados de temperatura na altitude da média geométrica. Desta forma, a única curva que não sofre com este viés é a que reporta dados de temperatura na altitude da base da nuvem (curvas em vermelho). Podemos ver que tanto a espessura, quanto a profundidade óptica das nuvens cirrus são maiores para temperaturas mais altas (e altitudes mais baixas), com valores em torno de 4 km de espessura e profundidade óptica de 0,8 para temperatura de -25°C , decrescendo quase monotonamente para temperaturas mais baixas. Resultados similares para ambas as curvas em azul são reportados por (HOAREAU et al., 2013) em medidas no sul da França ($43,9^{\circ}\text{N}$, $5,7^{\circ}\text{E}$) e (SEIFERT et al., 2007), que usaram patamares inferiores para separação de nuvens cirrus e temperaturas na altitude média geométrica, porém deixam explícito se tomaram cuidado para não cometer este erro.

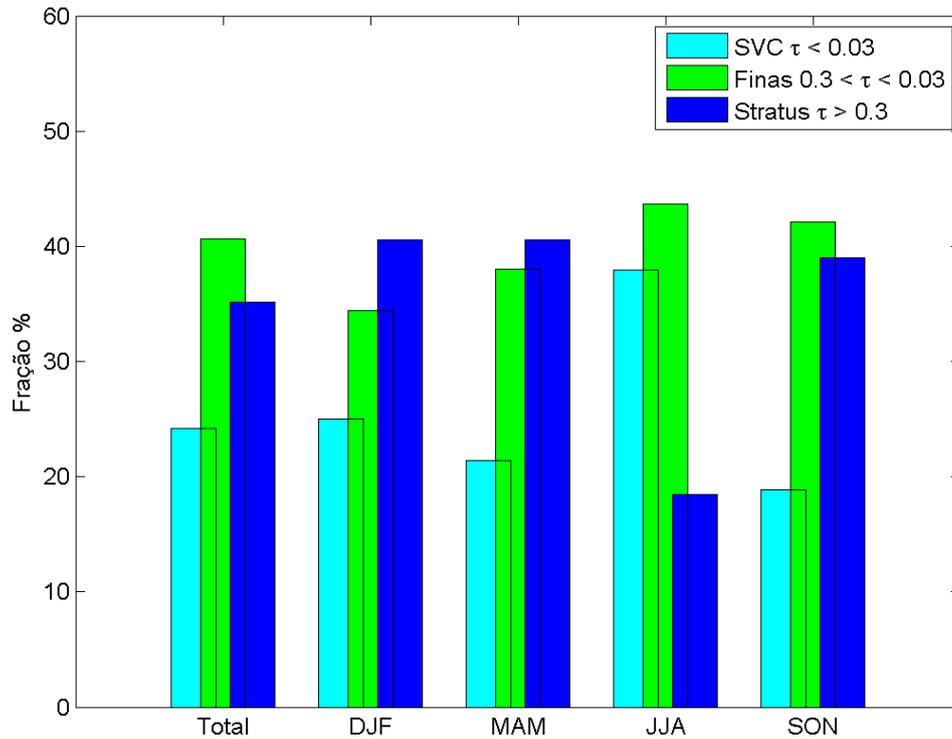


Figura 5.8 - Porcentagem de nuvens cirrus subvisuais (SVC), finas e stratus, para todo o período de medidas e para as estações do ano.

Como evidenciado até aqui as diferentes características entre as nuvens cirrus medidas nos meses mais chuvosos e secos, comparamos o comportamento da espessura geométrica e da profundidade óptica das nuvens cirrus como função da temperatura

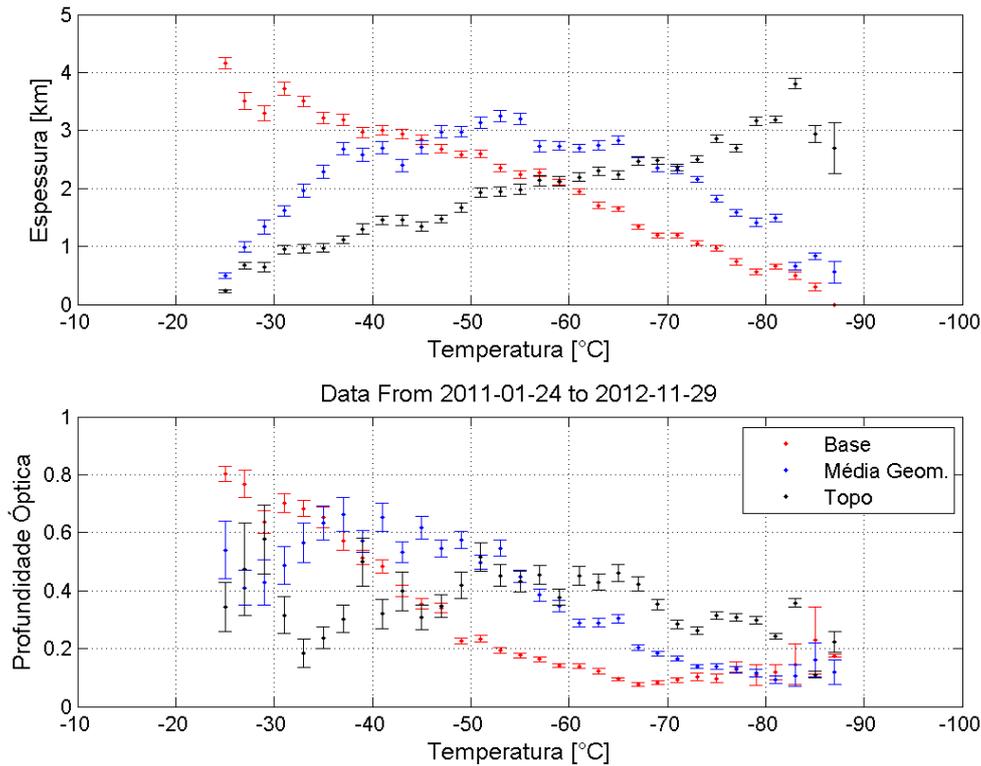


Figura 5.9 - Relação ente a profundidade óptica e espessura em relação a temperatura da altitude da base, média geométrica e topo das nuvens cirrus. As barras de erros representam o desvio padrão do valor médio

na base da nuvem para os meses de DJF e JJA. Podemos ver na figura 5.10 que ambos, espessura geométrica e profundidade óptica, são sistematicamente menores no período seco (JJA), evidenciando novamente que uma boa parte destas nuvens poderiam ter passado por um processo de estratificação resultante de um transporte e conseqüente mudança em suas característica macro e microfísicas.

A figura 5.11 mostra a distribuição dos valores para a razão lidar encontradas seguindo o método descrito na seção 4.3. Para a determinação desta razão lidar, não utilizamos nuvens com profundidade ópticas menores que 0,02, pois (1) estas nuvens possuem um erro relativo maior no valor da profundidade óptica, e (2) são pouquíssimo sensíveis à mudança no valor da razão lidar, sendo possível utilizar valores que variam entre 10 e 30 *sr* sem mudar muito o valor da integral do coeficiente de extinção. Apesar de várias campanhas já realizadas para a determinação da razão lidar das nuvens cirrus, os resultados variam em até ordens de grandeza (PACE et al., 2003). Podemos ver na figura 5.11 a grande variedade de valores encontrados

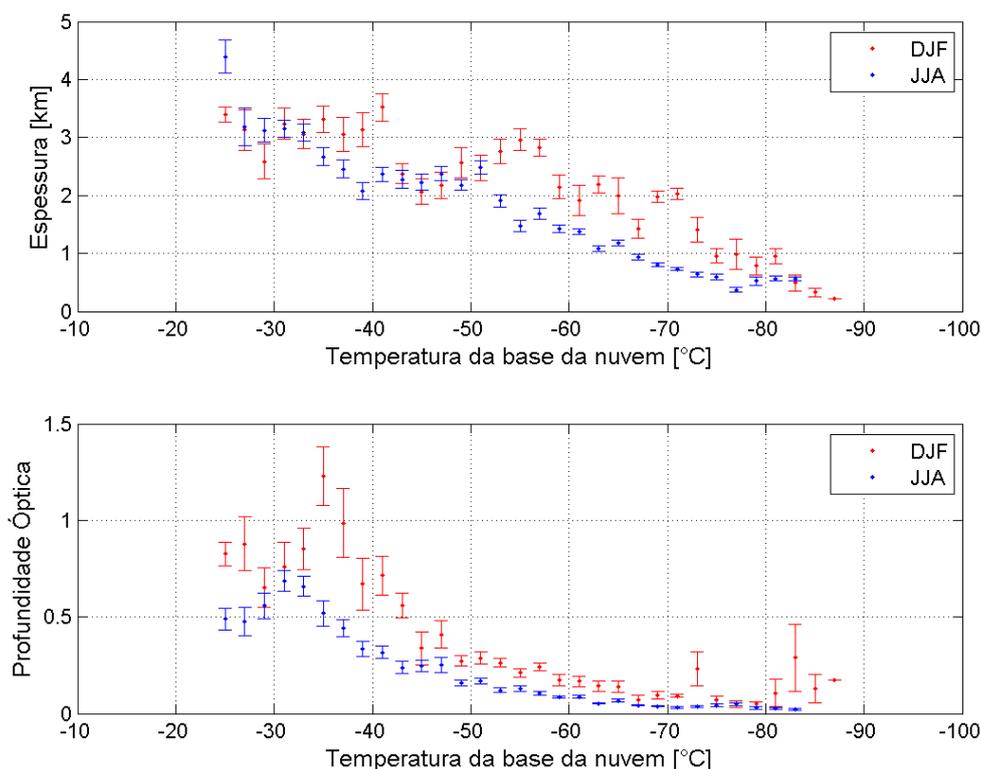


Figura 5.10 - Comportamento da espessura geométrica (acima) e profundidade óptica (abaixo) das nuvens cirrus em relação à temperatura da base da nuvem, separando as nuvens medidas nos meses de DJF e JJA

para a razão lidar, porém com um pico bem pronunciado entre 15 e 20 *sr*. Algumas estruturas diferentes aparecem durante os diferentes meses do ano, em especial nos meses de DJF, cujo pico aparece em valores menores de razão lidar. A tabela 5.2 mostra os valores da média, desvio padrão, moda, mediana e intervalo entre 25% e 75% da distribuição dos valores de razão lidar. Como resultado, encontramos o valor médio para o total de medidas de $20,0 \pm 6,8$ *sr*, com valor médio para cada um dos grupos de três meses diferindo menos de 1,5 *sr* para o valor médio total. (PACE et al., 2003) apresentou uma distribuição para o valor do inverso da razão lidar que é muito semelhante à apresentada aqui. Ele encontrou um valor médio de razão lidar de 19,6 *sr* para o sítio tropical de Mahé, Seuchells. (SEIFERT et al., 2007), também para regiões tropicais, apresentou valores entre 30 ± 10 e 33 ± 10 *sr*. (PLATT; DILEY, 1984) em 1984 reportaram o valor de 18,2 *sr*, avaliando o erro em 20%, mas segundo (GOLDFARB et al., 2011) o valor da razão lidar pode variar muito dependendo da altitude e composição das nuvens cirrus. (GIANNAKAKI et al., 2007) entrou um valor de razão lidar de 28 ± 17 *sr* para latitudes médias e (SASSEN; COMSTOCK, 2001)

encontraram um valor de 24 ± 38 sr. (LARROZA et al., 2013) fez o primeiro estudo de cirrus em solo brasileiro, na região metropolitana de São Paulo, e determinou uma razão lidar media de 26 ± 12 sr, através de uma metodologia similar a utilizada neste trabalho.

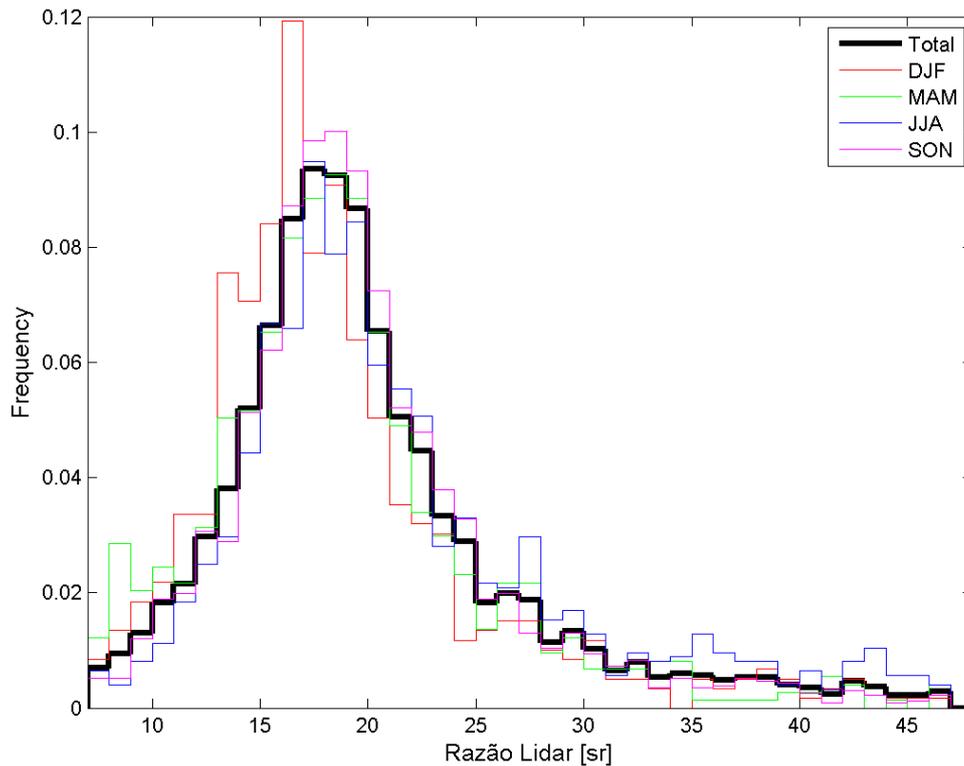


Figura 5.11 - Histograma normalizado com os valores da Razão lidar obtidos com o método descrito na sessão 4.3 para o período total de 2 anos e para cada estação do ano.

(SASSEN et al., 1989) mostra valores típicos para o inverso da razão lidar para diferentes tipos de cristais de gelo através de uma simulação com traçador de raios (do inglês *ray tracing*). Segundo os autores, cristais de gelo no formato de placas finas, placas espessas e colunas longas possuem valores de inverso da razão lidar de 0,025, 0,086 e 0,038 sr^{-1} , respectivamente. Utilizando estes valores como referência, nossos dados indicam uma predominância de cristais de gelo do tipo placas espessas e colunas na composição do cirrus e que esta composição não muda substancialmente ao longo das estação (Fig. 5.11). A figura 5.12 mostra a dependência entre a razão lidar e seu inverso com a temperatura, para o período total de medidas e separadamente para os meses de DJF e JJA. Podemos ver o comportamento aproximadamente

Tabela 5.2 - Estatística dos valores de razão lidar (sr) obtidos comparando o valor da profundidade óptica dos métodos de Klett e da transmitância. As colunas mostram: média, desvio padrão, moda, mediana e 1° e 3° quartis.

Período	Média	Desv. Padrão	Moda	Mediana	Q_{25}	Q_{75}
Anual	20,0	6,8	16,8	18,7	15,9	22,5
DJF	18,6	6,5	18,6	17,2	14,6	20,8
MAM	19,0	6,5	17,6	18,3	15,2	21,5
JJA	21,5	7,7	15,7	19,6	16,6	24,4
SON	19,8	6,2	16,8	18,8	16,2	22,2

constante com a temperatura para a média anual. Tanto para (SEIFERT et al., 2007) quanto para (PACE et al., 2003) essa mesma constância com a temperatura foi observada, mudando somente o valor médio. Analisando o resultado para os meses de DJF e JJA, podemos ver que para temperaturas mais altas a razão lidar têm valores muito próximos para essas duas épocas do ano, mas com resultados diferentes para temperaturas mais baixas. Para os meses de JJA, vemos que o inverso da razão lidar assume valores mais baixos, o que pode indicar uma composição predominante de cristais de gelo mais finas, o que concorda com os resultados obtidos para a profundidade óptica para estes meses. Para os meses de DJF é difícil ver alguma tendência forte para temperaturas muito baixas.

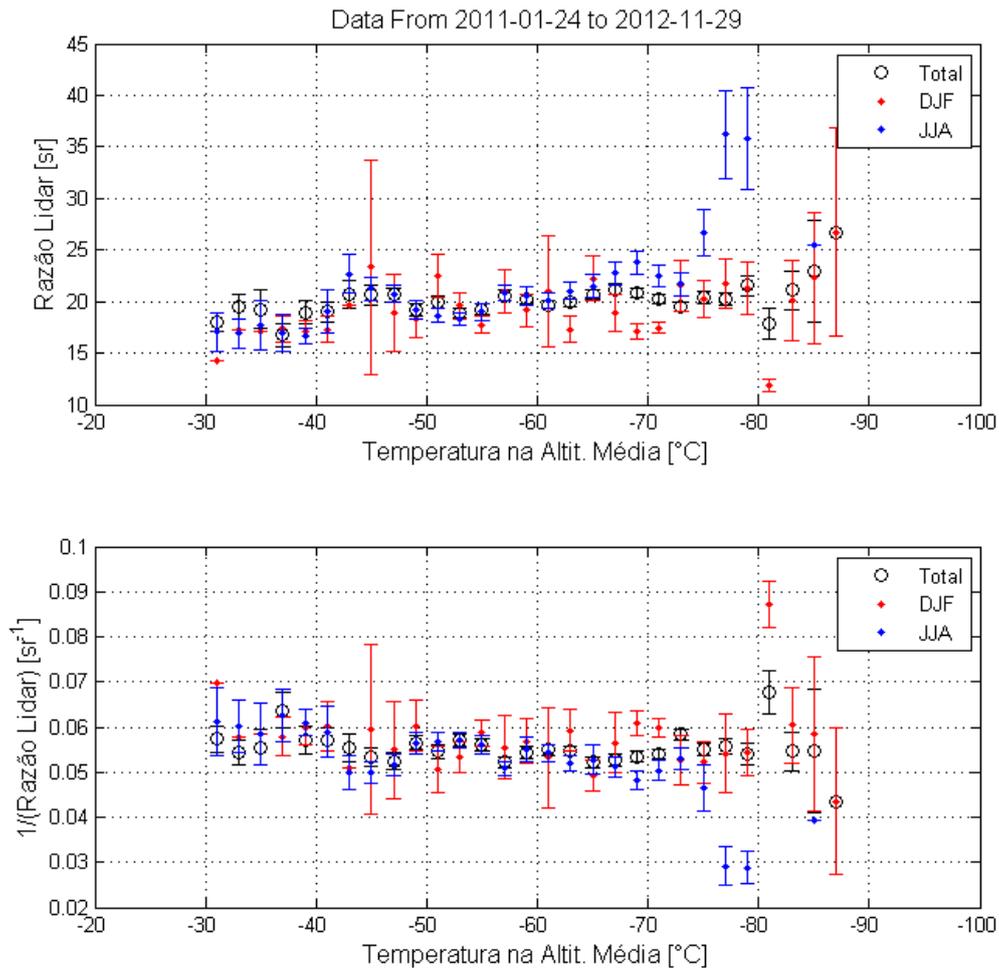


Figura 5.12 - Relação entre razão lidar e seu inverso com a temperatura, para o período total de medidas (circulo em preto), DJF (em vermelho) e JJA (em azul). As barras de erros representam o desvio padrão do valor médio.

6 CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

A primeira caracterização de nuvens cirrus sobre a Amazônia a partir de sensoriamento remoto ativo baseado em solo foi realizada, com alguns dos principais resultados resumidos na tabela 5.1. As extensivas medidas por todo o ano de 2011 e 2012 geraram um enorme banco de dados com alta resolução vertical e temporal. Ao longo dos anos de 2011 e 2012, foram realizadas mais de 4600 horas de medidas, que a menos do período entre 11 e 14h, representa 30 % do tempo total de horas possíveis.

Alguns aspectos importantes do nosso sistema lidar foram caracterizados para à análise dos dados. O tempo-morto do regime de fóton-contagem (PC) foi determinado como $\gamma_{PMT\#1} = 4.14(11)ns$ para a PMT#1 e $\gamma_{PMT\#2} = 3.98(10)$ para a PMT#2, correspondentes ao sinal elástico e ao sinal inelástico do Raman do N_2 respectivamente. Estes valores encontrados para o tempo-morto são muito próximos do valor de $4ns$ recomendado pelo fabricante. Com a correção do tempo morto, o sinal do PC e o sinal colado apresentaram diferença percentual desprezível até 20 Mhz e de menos de 1% até 50 Mhz, o que mostrou que esta correção não é suficiente para altas taxas de amostragem. Além disso, verificamos que as distorções causadas pelo tempo-morto na função densidade de probabilidade dos dados não são significativas e que podemos utilizar a hipótese de Poisson para o cálculo do desvio padrão.

Desenvolvemos um algoritmo automatizado para analisar os perfis medidos e detectar as nuvens cirrus. A eficiência do algoritmo foi avaliada através de uma simulação numérica onde variou-se a espessura, a altitude e coeficiente de retroespalhamento. Os testes mostraram que o algoritmo é capaz de detectar nuvens com profundidade óptica de 0.005 ou maiores em perfis com razão sinal-ruído igual ou superior a 3 na altitude da nuvem. Isto significa que é possível a detecção até mesmo de nuvens cirrus subvisuais ($\tau < 0.03$).

Os dados coletados em 2011 e 2012 foram agrupados em perfis médios de 5-min e processados pelo algoritmo automatizado. Ao todo, 55317 perfis deste tipo foram avaliados, sendo que 32735 destes apresentavam razão sinal-ruído suficiente para se buscar as nuvens cirrus. Encontramos valores médios de $12,4 \pm 2,0 km$ e $14,3 \pm 2,2 km$ para as altitudes de base e topo, respectivamente, residindo entre temperaturas de $-25^\circ C$ até $-90^\circ C$, sendo frequentemente encontradas próximas a tropopausa. A ocorrência média anual para todo o período observado foi de 71% do tempo, chegando a 83% nos meses de MAM e diminuindo até 52% nos meses de JJA.

Desenvolvemos um método, chamado de método da transmitância, para a obtenção da profundidade óptica das nuvens cirrus. Este provou-se ser muito robusto e fácil de se implementar em um algoritmo automatizado. Por depender somente da atenuação causada pela nuvem e não do sinal de retroespalhamento, este método não sofre a influência de uma possível reflexão especular. Aplicando este método aos nossos dados, verificamos que 24% das nuvens detectadas eram do tipo subvisual, 42% opticamente finas e 35% delas eram cirrus stratus. A comparação entre a profundidade óptica obtida pelo método da transmitância e pela integração do coeficiente de extinção obtido pelo método de Klett, para cada um dos perfis do lidar, nos permitiu estimar a razão lidar das nuvens cirrus. O valor médio encontrado foi de $20,0 \pm 6,8$ sr. Nossos dados indicaram uma predominância de cristais de gelo do tipo placas espessas e colunas na composição do cirrus e que esta composição não muda substancialmente ao longo das estações. Foi estudada também a dependência funcional da espessura geométrica, profundidade óptica e da razão lidar com a temperatura ambiente. Observamos um decréscimo suave da espessura e profundidade óptica para temperaturas mais baixas que não foi observado para a razão lidar.

Concluimos o trabalho com uma base de dados detalhada sobre as distribuições verticais das altitudes de base e topo, espessuras, profundidade óptica, temperaturas e frequência de ocorrência das nuvens cirrus na Amazônia central, propriedades que são de extrema importância, inclusive, para melhorar as parametrizações utilizadas nos modelos numéricos. Os próximos passos de nossa pesquisa incluem estender essa caracterização utilizando outros instrumentos, inclusive a bordo de satélite, como Calipso, Modis e Cloudsat. Além disso, pretendemos utilizar os perfis dos coeficientes de retroespalhamento e de extinção das nuvens cirrus para fazer uma análise de cluster para classificar e identificar suas fontes e processos de formação. Também iremos aplicar modelos de transferência radiativos para estimar a forçante e sua influência no clima. Nossa estação lidar vai continuar a fazer medições de forma contínua nos próximos anos, e assim seremos capazes de construir uma climatologia robusta e de acompanhar a evolução de nuvens cirrus e o impacto gerado por estas neste contexto de mudanças climáticas.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ACKERMAN, T. P.; LIOU, K.-N.; VALERO, F. P.; PFISTER, L. Heating rates in tropical anvils. **J. Atmos. Sci.**, v. 45, p. 1606–1623, 1988. 54

ANSMANN, A.; WANDINGER, U.; RIEBESELL, M.; WEITKAMP, C.; MICHAELIS, W. Independent measurement of extinction and backscatter profiles in cirrus clouds by using a combined raman elastic backscatter lidar. **Appl. Opt.**, v. 31, p. 7113–7131, 1992. 23

BAARS, H.; ANSMANN, A.; ALTHAUSEN, D.; ENGELMANN, R.; HEESE, B.; MULLER, D.; ARTAXO, P.; PAIXAO, M.; PAULIQUEVIS, T.; SOUZA, R. Aerosol profiling with lidar in the Amazon basin during the wet and dry season. **J. Geophys. Res.**, v. 117, 2012. 24

BARJA, B. Tropical cirrus clouds measurements at Camagüey, Cuba. In: LIDAR REMOTE SENSING IN ATMOSPHERIC AND EARTH SCIENCES, PART II. 21st International Laser Radar Conference, 2002. p. 673–675. v, vii, 33

BATES, D. R. Rayleigh scattering by air. **Planet. Space Sci.**, v. 32, p. 785–790, 1984. 21

BISSONETE, L. R. Lidar and multiple scattering. In: LIDAR RANGE-RESOLVED OPTICAL REMOTE SENSING OF THE ATMOSPHERE. Springer, Series in Optical Sciences, 2005. p. 23–100. 42

BODHAINE, B. A.; WOOD, N. B.; DUTTON, E. G.; SLUSSER, J. R. On rayleigh optical depth calculations. **J. Atmos. Océ. Tech.**, v. 16, p. 1854, 1999. 21

BOEHM, M. T.; VERLINDE, J. Stratospheric influence on upper tropospheric tropical cirrus. **Geophys. Res. Lett.**, v. 27, n. 19, p. 3209–3212, 2000. 3

BOURASSA, A.; DEGENSTEIN, D.; LLEWELLYN, E. Climatology of the subvisual cirrus clouds as seen by OSIRIS on Odin. **Adv. Space Res.**, v. 36, n. 5, p. 807–812, 2005. 6

BUCHOLTZ, A. Rayleigh scattering calculations for the terrestrial atmosphere. **Appl. Opt.**, v. 34, p. 2765–2773, 1995. 20

CADET, B. A sub-tropical cirrus clouds climatology from reunion island (21°S, 55°E) lidar data set. **Geophys. Res. Lett.**, v. 30, n. 3, p. 1130, 2003. 6

- CHANG, F.-L.; LI, Z. A near-global climatology of single-layer and overlapped clouds and their optical properties retrieved from Terra /MODIS data using a new algorithm. **J. Climate**, v. 18, n. 22, p. 4752–4771, 2005. 6, 8
- CHEN, W.; CHIANG, C.; NEE, J. Lidar ratio and depolarization ratio for cirrus clouds. **Appl. Opt.**, v. 41, n. 30, p. 6470–6476, 2002. 40, 43
- COMSTOCK, J. M.; ACKERMAN, T.; MACE, G. Ground-based lidar and radar remote sensing of tropical cirrus clouds at Nauru island: Cloud statistics and radiative impacts. **J. Geophys. Res.**, v. 107, n. D23, p. 4714, 2002. 6, 49
- DEE, D. P. et al. The ERA-Interim reanalysis: configuration and performance of the data assimilation system. **Quart. J. Roy. Meteor. Soc.**, John Wiley & Sons, Ltd., v. 137, n. 656, p. 553–597, 2011. 49
- DESSLER, A. E.; HUNT, W. H.; PALM, W. D. H. S. P.; SPINHIRNE, J. D. Tropopause-level thin cirrus coverage revealed by ICESat/Geoscience Laser Altimeter System. **J. Geophys. Res.**, v. 111, n. D08203, 2006. 2, 6
- DOWLING, D. R.; RADKE, L. F. A summary of the physical properties of cirrus clouds. **J. Appl. Meteor.**, v. 29, n. 9, p. 970–978, 1990. 6
- ELOURAGINI, S.; FLAMANT, P. H. Iterative method to determine an averaged backscatter-to-extinction ratio in cirrus clouds. **Appl. Opt.**, v. 35, p. 1512–1518, 1996. 39
- FERNALD, F. G. Analysis of atmospheric lidar observations: some comments. **Appl. Opt.**, v. 23, p. 652–653, 1984. 22
- FIOCCO, G.; GRAMS, G. Observations of the aerosol layer at 20 km by optical radar. **J. Atmos. Sci.**, v. 21, n. 3, p. 323–324, 1964. 5
- GARRETT, T. J.; DEAN-DAY, J.; LIU, C.; BARNETT, B.; MACE, G.; BAUMGARDNER, D.; WEBSTER, C.; BUI, T.; READ, W.; MINNIS, P. Convective formation of pileus cloud near the tropopause. **Atmos. Chem. Phys.**, v. 6, n. 5, p. 1185–1200, 2006. 3
- GIANNAKAKI, E.; BALIS, D. S.; AMIRIDIS, V.; KAZADZIS, S. Optical and geometrical characteristics of cirrus clouds over a southern European lidar station. **Atmos. Chem. Phys.**, v. 7, n. 21, p. 5519–5530, 2007. 61

- GOLDFARB, L.; KECKHUT, P.; CHANIN, M. L.; HAUCHECORNE, A. Cirrus climatological results from lidar measurements at OHP (44°N, 6°E). **Geophys. Res. Lett.**, v. 28, p. 1687–1690, 2011. 34, 47, 61
- GRAY, W. M.; JACOBSON, R. W. Diurnal variation of deep cumulus convection. **Mon. Weath. Rev.**, v. 105, n. 9, p. 1171–1188, 1977. 8
- HALLETT, J.; AENOTT, W. P.; BALLEY, M. P.; HALLETT, J. T. Ice crystals in cirrus. In: CIRRUS. Oxford University Press, 2002. p. 41. 40
- HANSEN, J.; SATO, M.; RUEDY, R. Radiative forcing and climate response. **J. Geophys. Res.**, v. 102, n. D6, p. 6831, 1997. 8
- HARTMANN, D. L.; OCKERT-BELL, M. E.; MICHELSEN, M. L. The effect of cloud type on Earth's energy balance: Global analysis. **J. Climate**, v. 5, n. 11, p. 1281–1304, 1992. 9
- HEYMSFIELD, A. J. Ice particles observed in a cirriform cloud at -83°C and implications for polar stratospheric clouds. **J. Atmos. Sci.**, v. 43, n. 8, p. 851–855, 1986. 6
- HOAREAU, C.; KECKHUT, P.; NOEL, V.; CHEPFER, H.; BARAY, J.-L. A decadal cirrus clouds climatology from ground-based and spaceborne lidars above south of france (43.9°N–5.7°E). **Atmos. Chem. Phys. Discuss.**, v. 13, p. 6379–6417, 2013. 49, 59
- HUFFMAN, G. J. et al. The TRMM multisatellite precipitation analysis (TMPA): Quasi-global, multiyear, combined-sensor precipitation estimates at fine scales. **J. Hydrometeor.**, v. 8, p. 38–55, 2007. 51
- IWASAKI, S. Subvisual cirrus cloud observations using a 1064-nm lidar, a 95 GHz cloud radar, and radiosondes in the warm pool region. **Geophys. Res. Lett.**, v. 31, n. 9, p. L09103, 2004. 6
- JENSEN, E. J.; TOON, O. B.; SELKIRK, H. B.; SPINHIRNE, J. D.; SCHOEBERL, M. R. On the formation and persistence of subvisible cirrus clouds near the tropical tropopause. **J. Geophys. Res.**, v. 101, p. 21361 – 21376, 1996. 3, 48, 54
- KLETT, J. D. Lidar inversion with variable backscatter extinction ratios. **Appl. Opt.**, v. 24, p. 1638–1643, 1985. 22

KNOLL, G. F. General properties of radiation detectors. In: RADIATION DETECTION AND MEASUREMENT. John Wiley & Sons, 2010. p. 105–130. 27, 29

KOROLEV, A. V.; ISAAC, G. A.; COBER, S. G.; STRAPP, J. W.; HALLETT, J. Microphysical characterization of mixed-phase clouds. **Quart. J. Roy. Meteor. Soc.**, v. 129, p. 39–65, 1979. 47

LARROZA, E. G.; NAKAEMA, W. M.; BOURAYOU, R.; HOAREAU, C.; LANDULFO, E.; KECKHUT, P. Towards an automatic lidar cirrus cloud retrieval for climate studies. **Atmos. Meas. Tech. Discuss.**, v. 6, n. 2, p. 4087–4121, 2013. 48, 62

LEE, J.; YANG, P.; DESSLER, A. E.; GAO, B.-C.; PLATNICK, S. Distribution and radiative forcing of tropical thin cirrus clouds. **J. Atmos. Sci.**, v. 66, n. 12, p. 3721–3731, 2009. 9

LI, J.-L. Comparisons of EOS MLS cloud ice measurements with ECMWF analyses and GCM simulations: Initial results. **Geophys. Res. Lett.**, v. 32, n. 18, p. L18710, 2005. 10

LIGDA, M. Meteorological observations with a pulsed laser radar. In: U.S. NAVY ONR. **Proc. of the 1st Conf. on Laser Technology**. San Diego, CA, 1963. p. 63–72. 5

LIN, W. Y.; ZHANG, M. H. Evaluation of clouds and their radiative effects simulated by the NCAR community atmospheric model against satellite observations. **J. Climate**, v. 17, n. 17, p. 3302–3318, 2004. 10

LIOU, K.-N. Influence of cirrus clouds on weather and climate processes: A global perspective. **Mon. Weath. Rev.**, v. 114, n. 6, p. 1167–1199, 1986. 9, 10

LIOU, K. N. **An Introduction to Atmospheric Radiation**. 2nd. ed. London: Academic Press, 2002. (International Geophysics Series, v. 84). v, vii

LIU, C.; ZIPSER, E. J. Global distribution of convection penetrating the tropical tropopause. **J. Geophys. Res.**, v. 110, p. D23104, 2005. 53

_____. Diurnal cycles of precipitation, clouds, and lightning in the tropics from 9 years of TRMM observations. **Geophys. Res. Lett.**, v. 35, n. 4, p. L04819, 2008.

8

- LYNCH, D. K. Cirrus: History and definition. In: CIRRUS. Oxford University Press, 2002. p. 3–10. 3, 4
- MACE, G. G.; DENG, M.; SODEN, B.; ZIPSER, E. Association of tropical cirrus in the 10–15 km layer with deep convective sources: An observational study combining millimeter radar data and satellite-derived trajectories. **J. Atmos. Sci.**, v. 63, n. 2, p. 480–503, 2006. 3
- MACHADO, L. a. T. Diurnal march of the convection observed during TRMM-WETAMC/LBA. **J. Geophys. Res.**, v. 107, n. D20, p. 8064, 2002. 51
- MAIMAN, T. H. Stimulated optical radiation in ruby. **Nature**, v. 187, n. 4736, p. 493–494, 1960. 5
- MCCARTNEY, E. J. **Optics of the atmosphere: Scattering by molecules and particles**. New York: John Wiley, 1979. 20
- MCFARQUHAR, G. M.; HEYMSFIELD, A. J.; SPINHIRNE, J.; HART, B. Thin and subvisual tropopause tropical cirrus: Observations and radiative impacts. **J. Atmos. Sci.**, v. 57, n. 12, p. 1841–1853, 2000. 6
- NAZARYAN, H.; MCCORMICK, M. P.; MENZEL, W. P. Global characterization of cirrus clouds using CALIPSO data. **J. Geophys. Res.**, v. 113, p. D16211, 2008. ix, 2, 6, 48, 55
- NESBITT, S. W.; ZIPSER, E. J. The diurnal cycle of rainfall and convective intensity according to three years of TRMM measurements. **J. Climate**, v. 16, n. 10, p. 1456–1475, 2003. 51
- NEWSOM, R. K.; TURNER, D. D.; MIELKE, B.; CLAYTON, M. F.; FERRARE, R.; SIVARAMAN, C. Simultaneous analog and photon counting detection for raman lidar. **Appl. Opt.**, v. 48, p. 3903–3914, 2009. 27
- PACE, G.; CACCIANI, M.; SARRA, A. di; FIOCCO, G.; FUA, D. Lidar observations of equatorial cirrus clouds at Mahé Seychelles. **J. Geophys. Res.**, v. 108(D8), p. 4236, 2003. 49, 60, 61, 63
- PECK, E. R.; REEDER, K. Dispersion of air. **J. Opt. Soc. Am.**, v. 62, p. 958–962, 1972. 20
- PLATT, C.; DILEY, A. Determination of the cirrus particle single-scattering phase function from lidar and solar radiometric data. **Appl. Opt.**, v. 23, p. 380–386, 1984. 61

PLATT, C. M. R. Lidar and radiometric observations of cirrus clouds. **J. Atmos. Sci.**, v. 30, n. 6, p. 1191–1204., 1973. 43

PLATT, C. M. R.; AUSTIN, R. T.; YOUNG, S. A.; PATTERSON, G. R. Lidar observations of tropical cirrus clouds in mctex. Part I: Optical properties and detection of small particles in cold cirrus. **J. Atmos. Sci.**, v. 59, n. 3145–3162, 2002. 3, 6

PLATT, C. M. R.; YOUNG, S. A.; MANSON, P. J.; PATTERSON, G. R.; AUSTIN, R. T.; CHURNSIDE, J. The optical properties of equatorial cirrus from observations in the arm pilot radiation observation experiment. **J. Atmos. Sci.**, v. 55, 1998. 3, 6

PRABHAKARA, C.; KRATZ, D.; YOO, J.-M.; DALU, G.; VERNEKAR, A. Optically thin cirrus clouds: Radiative impact on the warm pool. **J. Quant. Spec. Rad. Trans.**, v. 49, n. 5, p. 467–483, 1993. 6

RAMASWAMY, V.; RAMANATHAN, V. Solar absorption by cirrus clouds and the maintenance of the tropical upper troposphere thermal structure. **J. Atmos. Sci.**, v. 46, n. 14, p. 2293–2310, 1989. 8

RANDALL, D. A.; DAZLICH, D. A.; CORSETTI, T. G. Interactions among radiation, convection, and large-scale dynamics in a general circulation model. **J. Atmos. Sci.**, v. 46, n. 13, p. 1943–1970, 1989. 8

RINGER, M. A.; ALLAN, R. P. Evaluating climate model simulations of tropical cloud. **Tellus A**, v. 56, p. 308–327, 2004. 10

ROSENFELD, J. E.; CONSIDINE, D. B.; SCHOEBERL, M. R.; BROWELL, E. V. The impact of subvisible cirrus clouds near the tropical tropopause on stratospheric water vapor. **Geophys. Res. Lett.**, v. 25, n. 11, p. 1883–1886, 1998. 3

SASSEN, K.; BENSON, R. P.; SPINHIRNE, J. D. Tropical cirrus cloud properties derived from TOGA/COARE airborne polarization lidar. **Geophys. Res. Lett.**, v. 27, n. 5, p. 673–676, 2000. 3

SASSEN, K.; COMSTOCK, J. M. A midlatitude cirrus cloud climatology from the facility for atmospheric remote sensing. Part III: Radiative properties. **J. Atmos. Sci.**, v. 58, p. 2113–2127, 2001. 48, 61

SASSEN, K.; GRIN, M.; DOOD, G. C. Optical scattering and microphysical properties of subvisual cirrus clouds and climatic implications. **J. Appl. Meteor.**, v. 28, p. 91–98, 1989. 57, 62

SASSEN, K.; WANG, Z.; KHVOROSTYANOV, V. I.; STEPHENS, G. L.; BENEDETTI, A. Cirrus cloud ice water content radar algorithm evaluation using an explicit cloud microphysical model. **J. Appl. Meteor.**, v. 41, p. 620 – 628, 2002. 3, 7, 9, 48

SASSEN, K.; WANG, Z.; LIU, D. Global distribution of cirrus clouds from CloudSat/Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations (CALIPSO) measurements. **J. Geophys. Res.**, v. 113, p. D00A12, 2008. 3, 6, 7, 48, 55

_____. Cirrus clouds and deep convection in the tropics: Insights from CALIPSO and CloudSat. **Geophys. Res. Lett.**, v. 114, n. 3351 - 3354, 2009. ix, 7

SEIFERT, P. **Dust related ice formation in the troposphere**. 48 p. Dissertation PHD — Universitat Leipzig, Leipzig, 2011. 40

SEIFERT, P.; ANSMANN, A.; MÜLLER, D.; WANDINGER, U.; ALTHAUSEN, D.; HEYMSFIELD, A. J.; MASSIE, S. T.; SCHMITT, C. Cirrus optical properties observed with lidar, radiosonde and satellite over the tropical indian ocean during the aerosol-polluted northeast and clean maritime southwest monsoon. **J. Geophys. Res.**, v. 112, p. D17205, 2007. xii, 47, 48, 49, 54, 55, 57, 59, 61, 63

SILVA, C. M. Santos e; GIELOW, R.; FREITAS, S. R. Diurnal and semidiurnal rainfall cycles during the rain season in SW Amazonia, observed via rain gauges and estimated using S-band radar. **Atmos. Sci. Lett.**, v. 10, n. 2, p. 87–93, 2009. 51

SPINHIRNE, J. D.; PALM, S. P.; HART, W. D.; HLAVKA, D. L.; WELTON, E. J. Cloud and aerosol measurements from GLAS: Overview and initial results. **Geophys. Res. Lett.**, v. 32, n. L22S03, 2005. 2

STEPHENS, G. L.; WOOD, N. B.; GABRIEL, P. M. An assessment of the parameterization of subgrid-scale cloud effects on radiative transfer. Part I: Vertical overlap. **J. Atmos. Sci.**, v. 61, n. 6, p. 715–732, 2004. 8

TSELILOUDIS, G. Evaluation of midlatitude cloud properties in a weather and a climate model: Dependence on dynamic regime and spatial resolution. **J. Geophys. Res.**, v. 107, n. D24, p. 4781, 2002. 10

- WANDINGER, U. Introduction to lidar. In: LIDAR RANGE RESOLVED OPTICAL REMOTE SENSING OF THE ATMOSPHERE. Springer, Series in Optical Sciences, 2005. p. 1–18. ix, 17, 18
- WANG, P.-H.; MINNIS, P.; MCCORMICK, M. P.; KENT, G. S.; SKEENS, K. M. A 6-year climatology of cloud occurrence frequency from Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II observations (1985-1990). **J. Geophys. Res.**, v. 101, n. D23, p. 29407, 1996. 6
- WHITEMAN, D. N. Raman lidar measurements during the international H2O project. Part I: Instrumentation and analysis techniques. **J. Atmos. Oce. Tech.** 27
- WHITEMAN, D. N.; MEL, S. H.; FERRARE, R. A. Raman lidar system for measurement of water vapor 10 and aerosols in the earth's atmosphere. **Appl. Opt.**, v. 31, p. 3068–3082, 1992. 27
- WINKER, D. M.; HUNT, W. H.; MCGILL, M. J. Initial performance assessment of CALIOP. **Geophys. Res. Lett.**, v. 34, n. L19803, 2007. 48
- WINKER, D. M.; TREPTE, C. R. Laminae cirrus observed near the tropical tropopause by lidar. **Geophys. Res. Lett.**, v. 25, n. 3351 - 3354, 1998. 6
- WOODBURY, G. E.; MCCORMICK, M. P. Global distributions of cirrus clouds determined from sage data. **Geophys. Res. Lett.**, v. 10, n. 12, p. 1180–1183, 1983. 6
- WYLIE, D. P.; MENZEL, W. P. Eight year of high cloud statistics using HIRS. **J. Climate**, v. 12, 1999. 2, 6
- YANG, G.-Y.; SLINGO, J. The diurnal cycle in the tropics. **Mon. Weath. Rev.**, v. 129, n. 4, p. 784–801, 2001. 8

APENDICE A - CURSOS EXTRA-CURRICULARES E VISITAS CIENTÍFICAS

Durante o período do meu mestrado, participei de uma escola de verão de física da atmosfera e fiz uma visita científica ao ifT-Leipzig.

- a) Research School on Atmospheres (ERCA), 2013, Grenoble França
- b) Visita ao Institute for Tropospheric Research, 2013, Leipzig Alemanha

APENDICE B - APRESENTACOES EM EVENTOS CIENTIFICOS

Como fruto do trabalho do meu mestrado, os seis trabalhos seguintes foram apresentados em conferências científicas, sendo que fui primeiro autor de dois deles.

- GOUVEIA, D. A., Boris Barja and Henrique M. J. Barbosa: Characterization of cirrus clouds in central Amazon (2.89 S 59.97 W): Firsts results from six months of observations in 2011. VII Workshop Lidar Measurements in Latin America, Pucon - Chile, 2013.
- BARJA, B., Henrique M. J. Barbosa and Diego A. Gouveia: Characteristics of Cirrus Clouds in the Central Amazon region during one week in September 2011, Pucon - Chile, 2013.
- GOUVEIA, D. A.; Barbosa, H.M.J.; P. Artaxo; T. Pauliquevis; D. K. Adams e R. M. N. Santos. Calibração dos Perfis de Vapor de água Medidos com Lidar-Raman Através de Sondagens Operacionais do Aeroporto de Manaus Realizado a 30 km de Distância. In: CBMET2012 - XVII Congresso Brasileiro de Meteorologia, 2012, Gramado-RS.
- BARBOSA, H.M.J.; D. A. Gouveia; T. Pauliquevis; P. Artaxo. Moistening profile of thin clouds in the Amazon derived with UV Raman Lidar. In: 16th International Conference on Clouds and Precipitation, July 30 - August 03, 2012, Leipzig, Alemanha.
- BARBOSA, H.M.J.; D. A. Gouveia; P. Artaxo; T. Pauliquevis; D. K. Adams; R. M. N. Santos. Intercomparison of water vapor calibration constants derived from in-situ and distant soundings for a Raman-Lidar operating in the Amazon forest. In: 26th International Radar Laser Conference, June 2012, Porto Heli, Greece.
- BARBOSA, H.M.J.; D. A. Gouveia; P. Artaxo. Continuous Measurements of Aerosols and Water Vapor in the Amazon. In: VI Workshop Lidar Measurements in Latin America, 2011, La Paz.

APENDICE C - TRABALHOS PUBLICADOS OU SUBMETIDOS

Os seguintes trabalhos científicos são resultado do trabalho do meu mestrado.

- Barbosa, H. M. J., Barja, B., Pauliquevis, T., Gouveia, D. A., Artaxo, P., Cirino, G. G., Santos, R. M. N., and Oliveira, A. B.: A permanent raman lidar station in the Amazon: description, characterization and first results, *Atmos. Meas. Tech. Discuss.*, 7, 769-817, doi:10.5194/amtd-7-769-2014, 2014. (ACEITO)
- Diego A. Gouveia, Boris Barja and Henrique M. J. Barbosa: Characterization of cirrus clouds in central Amazon (2.89°S 59.97°W): Firsts results from six months of observations in 2011, 2013 (SUBMETIDO PARA *Optica Pura y Aplicada*)
- H.M.J. Barbosa, D. A. Gouveia, E. Landulfo, F. J. S. Lopes, P. Ristori, R. Forno, E. Montilla, R.E. Arredondo and G.L. Mariano: The first ALINE measurements and intercomparison exercise on lidar inversion algorithms, 2013 (SUBMETIDO PARA *Optica Pura y Aplicada*)

