

**Universidade Federal do Ceará
Departamento de Física
Curso de Física**

Ellen Yoshie Sudo Lutf

**Simulação da Interação entre a Microfísica e a
Estrutura Turbulenta da Camada Limite com
Stratocumulus Utilizando um Modelo de Coluna**

BCF

Fortaleza
2005

Ellen Yoshie Sudo Lutf

**Simulação da Interação entre a Microfísica e a
Estrutura Turbulenta da Camada Limite com
Stratocumulus Utilizando um Modelo de Coluna**

Dissertação submetida à coordenação do curso de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal do Ceará para obtenção do título de Mestre em Física da Matéria Condensada.

Orientador: Prof. Dr. Gérson Paiva Almeida

Co-Orientador: Dr. José Carlos Parente de Oliveira

Fortaleza
2005

294

3884984 ex. 1

L991s

Lutif, Ellen Yoshie Sudo

Simulação da interação entre a microfísica e a estrutura turbulenta da camada limite com stratocumulus utilizando um modelo de coluna / Ellen Yoshie Sudo Lutif - Fortaleza: 2005.
157 f. : il.

Orientador : Prof. Dr. Gérson Paiva Almeida
Dissertação (Mestrado) em Física - Universidade Federal do Ceará.

1. Função distribuição gama 2. Modelos atmosféricos
3. Microfísica de nuvens I. Título

C.D.D. 530

C.D.U. 53

551.55

ELLEN YOSHIE SUDO LUTIF

**SIMULAÇÃO DA INTERAÇÃO ENTRE A MICROFÍSICA E A ESTRUTURA
TURBULENTA DA CAMADA LIMITE COM STRATOCUMULUS UTILIZANDO UM
MODELO DE COLUNA**

Dissertação submetida à Coordenação do
Curso de Pós-Graduação em Física, da
Universidade Federal do Ceará, como
requisito parcial para a obtenção do grau
de Mestre em Física .

Aprovada em 07 / 04 / 2005

BANCA EXAMINADORA

Dr. Gerson Paiva Almeida (Orientador)
Universidade Estadual do Ceará - UECE

Dr. José Carlos Parente de Oliveira
Universidade Federal do Ceará - UFC

Dr. Enio Pereira de Souza
Universidade Federal de Campina Grande - UFCG

Aos meus pais, pelo incentivo e carinho constantes.

AGRADECIMENTOS

Ao professor Dr. José Carlos Parente de Oliveira, pelo apoio, força e incentivo.

Ao professor Dr. Gerson Paiva Almeida, pelas tantas horas de discussões, pelas críticas sempre construtivas e pelo acompanhamento durante este trabalho.

À coordenação do curso de Pós-graduação em Física, pelas condições oferecidas para realização deste trabalho.

Aos colegas do LFNM, em especial Antônio Carlos Santana e Sérgio Sombra.

Aos professores de pós-graduação e aos funcionários do Departamento de Física da Universidade Federal do Ceará.

Aos professores de graduação da Universidade Estadual do Ceará, em especial, Dr. Carlos Jacinto de Oliveira e Dr. Alexandre Araújo Costa orientadores de Iniciação Científica.

A CAPES em especial pelo suporte financeiro concedido.

Aos meus queridos pais, pela dedicação.

“[...] não importa tanto o tema da tese quanto à experiência de trabalho que ela comporta”.

Umberto Eco

RESUMO

Modelos atmosféricos e nuvens. Os modelos atmosféricos numéricos utilizam funções distribuição para representar o espectro de gotas e sua evolução devido a processos como condensação e evaporação, colisão, coalescência. Tendo em vista que a evolução da distribuição do tamanho de gotas reflete sozinhas características dinâmicas e termodinâmicas do sistema de nuvem a sua boa representação desempenha um importante papel na modelagem de processos atmosféricos úmidos. Foram realizadas comparações simples entre o espectro de gotas medido e o espectro de gotas representado pela função distribuição gama. O parâmetro de forma que melhor representou os casos observados foi o $\nu = 2$. Quantificar a influência de nuvens stratocumulus é de grande importância no estudo do de energia da Terra, desde que estas nuvens cobrem grandes áreas sobre o planeta. Muitas questões referentes aos sistemas de stratocumulus permanecem abertas, incluindo os efeitos do chuveiro e seu ciclo de vida. Utilizou-se um modelo de coluna (Single Column Model) para investigar a relação entre a microfísica e a estrutura turbulenta de Stratocumulus marinho. Os dados mostraram que a variabilidade encontrada na estrutura microfísica dos Stratocumulus está relacionada com a profundidade e mudanças na estrutura vertical da camada limite, sugerindo também que existe uma forte conexão entre formação de gotas de chuva e o desacoplamento entre a camada de mistura e a camada de nuvens. Logo se percebe que a microfísica influenciará na manutenção de nuvens Stratocumulus e a mesma é influenciada pelo fluxo turbulento de superfície.

Palavras-chave: Função Distribuição Gama, Modelos atmosféricos, Microfísica de nuvens.

ABSTRACT

Atmospheric models and clouds. Numerical atmospheric models use distribution function to represent the spectrum of drops and its evolution due to processes like condensation and evaporation, collision, coalescence. Considering that the evolution due to the distribution of the size of drops reflects dynamics and thermodynamics of the clouds system features and its good representation perhaps an important role in the modeling of the humid atmospheric processes. In this work we perhaps a simple comparison between a measured drops spectra and its equivalent gamma distribution function spectra. It can be shown that the shape parameter which best represented the observed cases is $\nu = 2$. Quantifying the influence of stratocumulus clouds in Earth's surface energy budget is of great relevance to climate studies, since those clouds cover broad areas over the planet. Several questions referring to the system of stratocumulus clouds remain open, including the effect of drizzle formation on their life cycle. In this work we use a single column model (SCM) to investigate the relationship between microphysics and the turbulent structure of marine stratocumuli. The data show that the variability found in the microphysics structure of Sc is related to the deepening and changes in the vertical structure of the boundary layer, suggesting also that a strong connection between drizzle formation and decoupling between the mixed layer and the cloud layer exists.

Keywords: Gamma distribution Function, Atmospheric Models, Microphysics of clouds.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Representação de um Modelo de coluna.....	26
Figura 2 – Comparação do espectro medido com a função distribuição gama.....	57
Figura 3 – Gráfico da porcentagem do Parâmetro de forma que mais se aproxima do espectro observado.....	60
Figura 4 – Porcentagem da menor diferença entre o espectro medido e o espectro da função distribuição gama, com o parâmetro de forma variando de 2 a 30.....	63
Figura 5 – Porcentagem da menor diferença entre o espectro medido e o espectro da função distribuição gama em função da quantidade de água líquida.....	64
Figura 6 – Porcentagem da menor diferença entre o espectro medido e o espectro da função distribuição gama em função da quantidade da concentração.....	65
Figura 7 – Porcentagem da menor diferença entre o diâmetro efetivo medido e o diâmetro efetivo calculado pela função distribuição gama, com o parâmetro de forma variando de 2 a 30.....	67
Figura 8 – Porcentagem da menor diferença entre o diâmetro efetivo medido e o diâmetro efetivo calculado pela função distribuição gama em função da quantidade de água de nuvem.....	68
Figura 9 – Porcentagem da menor diferença entre o diâmetro efetivo medido e o diâmetro efetivo calculado pela função distribuição gama em função da quantidade da concentração de gotas de nuvem.....	69
Figura 10 – Perfil Inicial da Razão de Mistura de Vapor para o vôo 21.....	75
Figura 11 – Perfil Inicial da Temperatura Potencial para o vôo 21.....	76
Figura 12 – Perfil Inicial do Vento para o vôo 21.....	77
Figura 13 – Perfil Inicial da Razão de Mistura de Vapor para o vôo 28.....	79
Figura 14 – Perfil Inicial da Temperatura Potencial para o vôo 28.....	80
Figura 15 – Perfil Inicial do Vento para o vôo 28.....	81

Figura 16 – Perfil Inicial da Razão de Mistura de Vapor para o vôo 30.....	83
Figura 17 – Perfil Inicial da Temperatura Potencial para o vôo 30.....	84
Figura 18 – Perfil Inicial do Vento para o vôo 30.....	85
Figura 19 – Perfil Inicial da Razão de Mistura de Vapor para o vôo 33.....	87
Figura 20 – Perfil Inicial da Temperatura Potencial para o vôo 33.....	88
Figura 21 – Perfil Inicial do Vento para o vôo 33.....	89
Figura 22 – Perfil Inicial da Razão de Mistura de Vapor para o vôo 35.....	91
Figura 23 – Perfil Inicial da Temperatura Potencial para o vôo 35.....	92
Figura 24 – Perfil Inicial do Vento para o vôo 35.....	93
Figura 25 – Média Horária do Conteúdo de água de Nuvem para o vôo 21.....	95
Figura 26 – Média Horária do Conteúdo de água de Nuvem para o vôo 28.....	96
Figura 27 – Média Horária do Conteúdo de água de Nuvem para o vôo 30.....	97
Figura 28 – Média Horária do Conteúdo de água de Nuvem para o vôo 33.....	98
Figura 29 – Média Horária do Conteúdo de água de Nuvem para o vôo 35.....	99
Figura 30 – Média Horária do Fluxo de Flutuação para o vôo 21.....	102
Figura 31 – Média Horária do Fluxo de Flutuação para o vôo 28.....	103
Figura 32 – Média Horária do Fluxo de Flutuação para o vôo 30.....	104
Figura 33 – Média Horária do Fluxo de Flutuação para o vôo 33.....	105
Figura 34 – Média Horária do Fluxo de Flutuação para o vôo 35.....	106
Figura 35 – Média Horária da Variância da Velocidade Vertical para o vôo 21.....	109
Figura 36 – Média Horária da Variância da Velocidade Vertical para o vôo 28.....	110
Figura 37 – Média Horária da Variância da Velocidade Vertical para o vôo 30.....	111
Figura 38 – Média Horária da Variância da Velocidade Vertical para o vôo 33.....	112
Figura 39 – Média Horária da Variância da Velocidade Vertical para o vôo 35.....	113

Figura 40 – Comparação do Conteúdo de Água de Nuvem para o vôo 21.....	118
Figura 41 – Comparação do Conteúdo de Água de Nuvem para o vôo 28.....	119
Figura 42 – Comparação do Conteúdo de Água de Nuvem para o vôo 30.....	120
Figura 43 – Comparação do Conteúdo de Água de Nuvem para o vôo 33.....	121
Figura 44 – Comparação do Conteúdo de Água de Nuvem para o vôo 35.....	122
Figura 45 – Comparação do Fluxo de Flutuação para o vôo 21.....	125
Figura 46 – Comparação do Fluxo de Flutuação para o vôo 28.....	126
Figura 47 – Comparação do Fluxo de Flutuação para o vôo 30.....	127
Figura 48 – Comparação do Fluxo de Flutuação para o vôo 33.....	128
Figura 49 – Comparação do Fluxo de Flutuação para o vôo 35.....	129
Figura 50 – Comparação da Variância da Velocidade Vertical para o vôo 21.....	132
Figura 51 – Comparação da Variância da Velocidade Vertical para o vôo 28.....	133
Figura 52 – Comparação da Variância da Velocidade Vertical para o vôo 30.....	134
Figura 53 – Comparação da Variância da Velocidade Vertical para o vôo 33.....	135
Figura 54 – Comparação da Variância da Velocidade Vertical para o vôo 35.....	136
Figura 55 – Comparação do Conteúdo de água de Nuvem para o vôo 30.....	139
Figura 56 – Comparação do Conteúdo de água de Nuvem para o vôo 35.....	140
Figura 57 – Comparação do Fluxo de Flutuação para o vôo 35.....	142
Figura 58 – Comparação do Fluxo de Flutuação para o vôo 30.....	143
Figura 59 – Comparação da Variância da Velocidade Vertical para o vôo 35.....	145
Figura 60 – Comparação da Variância da Velocidade Vertical para o vôo 30.....	146

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO.....	17
2 MODELO DE COLUNA.....	25
2.1. Introdução.....	26
2.2. Parametrização Turbulência.....	28
2.2.1. Modelo Conceitual Simples para o Fechamento da Teoria da Turbulência Local.....	28
2.2.2. Fechamento do tipo e-1.....	30
2.3. Fração de nuvens e Água de Nuvem.....	35
2.4. Microfísica.....	37
2.5. Radiação.....	42
2.6. Pressão e Temperatura.....	42
2.7. Fluxo de Flutuação.....	45
3. AJUSTES DOS ESPECTROS OBSERVADOS COM A FUNÇÃO GAMA.....	47
3.1 Introdução.....	48
3.2 Distribuição de Tamanho de Hidrometeoros.....	50
3.3 Espectro Medido.....	52
3.4 Função Distribuição Gama.....	54
3.4.1 Metodologia.....	55
3.4.2 Diferença entre o Espectro Observado e o Espectro calculado pela Função Distribuição Gama.....	56
3.4.3 Diferença entre o raio Efetivo Observado e o raio Efetivo calculado pela função distribuição gama.....	56

3.5 Resultados.....	57
3.5.1. Divergências entre Espectro Medido e Espectro Observado.....	57
3.5.2. Estatísticas para Análise do Parâmetro de Forma nos Regimes Observados.....	59
3.5.3 Porcentagem de Variação do Espectro Medido e Espectro Observado.....	63
3.5.4 Porcentagem de Variação do diâmetro Efetivo Medido pela Função distribuição gama e Diâmetro Efetivo Observado.....	66
3.6 Conclusões.....	70
4 SIMULAÇÃO DOS CASOS OBSERVADOS DURANTE EXPERIMENTO ACE 2 COM O MODELO DE COLUNA.....	72
4.1 Introdução.....	73
4.2 Condições Iniciais de 26 de Junho de 1997 (Vôo 21).....	74
4.3 Condições Iniciais de 08 de Julho de 1997 (Vôo 28).....	78
4.4 Condições Iniciais de 09 de Julho de 1997 (Vôo 30).....	82
4.5 Condições Iniciais de 17 de Julho de 1997 (Vôo 33).....	86
4.6 Condições Iniciais de 19 de Julho de 1997 (Vôo 35).....	90
4.7 Conteúdo de água de Nuvem durante o ACE 2.....	94
4.8 Fluxo de Flutuação durante o ACE 2.....	100
4.9 Variância da Velocidade Vertical durante o ACE 2.....	107
5 VARIAÇÃO DA MICROFÍSICA E A ESTRUTURA TURBULENTA DA CAMADA LIMITE.....	114
5.1 Introdução.....	115
5.2 Resultados do Modelo de Coluna para o ACE 2, quantidade de água de nuvem, com concentrações de gotas de nuvem igual a média observada, com a metade da concentração média observada, com o dobro da concentração média observada e raio médio das gotas de chuva fixo em 70 μm	115

5.3 Resultados do Modelo de Coluna para o ACE 2, Fluxo de Flutuação, com concentrações de gotas de nuvem igual a média observada, com a metade da concentração média observada, com o dobro da concentração média observada e raio médio das gotas de chuva fixo em 70 μm	123
5.4 Resultados do Modelo de Coluna para o ACE 2, Variância da Velocidade Vertical, com concentrações de gotas de nuvem igual a média observada, com a metade da concentração média observada, com o dobro da concentração média observada e raio médio das gotas de chuva fixo em 70 μm	130
5.5 Resultados do Modelo de Coluna para os vôos 30 e 35, conteúdo de água de nuvem, com concentrações de gotas de nuvem de $128/\text{cm}^3$, com o diâmetro médio das gotas de chuvas de 80 μm e 250 μm	137
5.6 Resultados do Modelo de Coluna para os vôos 30 e 35, fluxo de flutuação, com concentrações de gotas de nuvem de $128/\text{cm}^3$, com o diâmetro médio das gotas de chuvas de 80 μm e 250 μm	141
5.7 Resultados do Modelo de Coluna para os vôos 30 e 35, variância da velocidade vertical, com concentrações de gotas de nuvem de $128/\text{cm}^3$, com o diâmetro médio das gotas de chuvas de 80 μm e 250 μm	144
6 CONCLUSÕES	147
REFERÊNCIAS.....	152

Capítulo I

1.1 Introdução

As nuvens e a precipitação exercem um importante papel na circulação atmosférica geral, no clima e na variabilidade climática. Tal influência se dá por meio de mecanismos variados, incluindo mudanças no balanço de radiação (bloqueio da radiação solar e emissão da radiação infravermelha) e liberação de calor latente (associada às mudanças de fase da água).

A presença de Nuvens Stratocumulus é uma característica proeminente nos sistemas de alta pressão subtropicais, sob subsidência de larga escala, cobrindo grandes áreas (geralmente da ordem de 10^6 km^2) sobre os oceanos Pacífico e Atlântico. Devido o seu longo tempo de residência, os stratocumuli (Sc) são capazes de modificar substancialmente o balanço de energia na superfície da Terra, pois são boas refletoras da radiação de onda curta. Uma melhor compreensão da física dos Sc, incluindo sua formação, manutenção e dissipação, ajudaria a quantificar o seu papel nos mecanismos de interação entre as nuvens, a radiação e a superfície e também para melhorar as previsões de clima sobre regiões sob sua influência. Essa compreensão seria particularmente importante porque este tipo de sistema representa uma grande incerteza na previsão de cenários para o clima. Por exemplo, de acordo com Randall et al. (1994) um mero incremento de cerca de 4% na área coberta pelos Sc compensaria o aumento de temperatura devido a uma possível duplicação na concentração de dióxido de carbono na atmosfera. Além disso, Charlson (1992) sugeriu que um aumento da concentração de gotas nas nuvens stratiformes marinhas poderia neutralizar ou pelo menos mitigar o efeito estufa.

É preciso lembrar que um grande número de processos atua sobre as nuvens Sc, incluindo aí o resfriamento radiativo de onda longa no topo das nuvens, o que conduz à

turbulência; a absorção de onda curta através da camada de nuvens; o entranhamento de ar quente e seco da atmosfera livre e os processos microfísicos (condensação e evaporação, formação de chuvisco). A presença de chuvisco pode ser particularmente importante porque ela pode afetar a estabilidade da camada de nuvens por aquecimento diferencial.

Entretanto, apesar dessa peculiaridade, deve-se ter em conta que uma grande quantidade de processos interferem na formação da precipitação e que devem ser levados em conta quando se deseja ter uma boa representatividade numérica. Alguns processos físicos foram observados como importantes na última década e foram analisadas em vários trabalhos.

O efeito do chuvisco foi verificado em trabalho de campo desde as observações descritas em Brost et al. (1982) e de Nicholls (1984). Recentemente, Feingold et al. (1999) analisaram ecos de radar durante o Atlantic Stratocumulus Transition Experiment (ASTEX) e concluíram que todas as camadas limites com stratocumulus com presença de chuvisco exibiam uma correlação negativa entre a refletividade de radar e a variância da velocidade vertical na subcamada de nuvens. Estudos experimentais com avião traduzem este fenômeno como um desacoplamento entre a camada de nuvens e a camada de mistura dirigida pelos fluxos de superfície (Lambert and Durand, 1999). O desacoplamento é utilizado aqui com uma redução dos fluxos turbulentos. Durante esse fenômeno, uma zona de energia cinética turbulenta muito baixa estabelecida entre a camada de nuvens e a camada superficial, e leva a perfis de comportamentos muito diferentes na taxa de dissipação de energia cinética turbulenta.

Muitos autores têm afirmado que as diferenças entre as camadas acopladas e desacopladas aparecem exclusivamente como resultado do ciclo diurno da camada de Sc. Isso resultaria da absorção de ondas curtas, próximo ao meio dia, atuando no topo

das nuvens contrabalançando o resfriamento radiativo de onda longa. O fluxo de flutuação no topo das nuvens decresceria, favorecendo o desacoplamento e dissipando a camada de nuvens.

Como um exemplo, medidas do experimento ACE2 (Second Aerosol Characterization Experiment) analisados por Durand and Bourcy (2001) mostraram que uma camada limite marinha coberta com stratocumulus formada sobre um ambiente poluído era tipicamente acoplado, enquanto um desacoplamento foi observado entre a camada de mistura e a camada de nuvens formada num ambiente não poluído. A influência do chuvisco também foi investigada através de simulações numéricas de Wang and Wang (1994) e Stevens et al. (1998), que concluíram que Sc conduzidos por resfriamento radiativo não poderiam persistir na presença de chuvisco forte.

Uma vez que o acoplamento das camadas pode ter relação com o tipo de ambiente em que foram formadas é possível que esses fenômenos estejam conectados. Ou seja, as condições microfísicas, determinadas pelo tipo de ambiente em que as nuvens se formam, podem ter relações com a estrutura turbulenta da camada. Assim é necessário investigar antes quais as conexões entre os ambientes poluídos e a concentração de gotas numa camada de nuvem tipo Sc.

Snider e Brenguier (2000) avaliaram possíveis esquemas numéricos de ativação de gotas relacionando os aerossóis e a dinâmica das nuvens observadas durante o CLOUDYCOLUMN. Os seus dados, juntamente com os dados de Pawlowska e Brenguier (2000), permitem estabelecer uma conexão entre a microfísica das nuvens e os diferentes aerossóis no ambiente. A principal conclusão desses dois trabalhos foi de que a concentração de gotas de nuvens é uma função da concentração dos núcleos de condensação de nuvens (cloud condensation nuclei, CCN), embora uma relação única

entre núcleos e as gotas não possam ser definidas, provavelmente devido à composição química dos diferentes tipos de aerossóis envolvidos.

Esses resultados poderiam servir bastante na elucidação das questões levantadas por Charlson (1992) a respeito da diminuição do efeito estufa pelo aumento do número de gotas nas nuvens stratiformes. Entretanto, previsões do resultado final de uma combinação de um aumento do efeito estufa e um aumento nas concentrações de aerossóis ainda permanecerá inconclusivo, pois esses dois efeitos ainda não podem ser muito bem representados num modelo de circulação global. A investigação, no entanto pode e deve ser feita em modelo de área limitada, de forma que as conclusões aplicadas a este caso possam servir de base para inferir os possíveis erros e acertos daqueles modelos que façam investigações sobre interações de escala global.

Retornando à discussão sobre a importância da formação do chuveiro na camada limite com Sc, verifica-se na literatura que, embora o chuveiro possa desempenhar um papel muito importante nas nuvens stratocumulus, em alguns estudos numéricos ele não é bem representado e, na maioria dos casos, é negligenciado (Duynderke et al., 1999). Assim é necessário desenvolver novos modelos numéricos capazes de representar todos os aspectos deste tipo de sistema complicado. É claro que qualquer nova ferramenta desenvolvida precisa ser validada em relação a dados experimentais de uma grande coleção de eventos que contemplem situações variando desde o caso mais simples sem precipitação até a situação de grande produção de chuveiro.

Muitos estudos experimentais mostraram a ocorrência de variabilidade microfísica na camada de stratocumulus sobre o mar. Pawlowska and Brenguier (2000), por exemplo, encontraram variabilidade na concentração de gotas variando desde 30 cm^{-3} a 80 cm^{-3} numa camada de stratocumulus originada numa massa de ar marinho e uma concentração de gotas variando desde 140 cm^{-3} a 310 cm^{-3} numa camada de

stratocumulus originado de ar poluído. Duijkerke et al. (1999) reportaram pequena variabilidade dentro de camadas de nuvens e relataram que o acréscimo na quantidade de água líquida com a altura leva a um aumento no volume médio das gotas ao invés de um aumento na concentração das gotas.

Embora em alguns casos a variabilidade dentro dos Sc possa ser descrita como apenas pequena estas modificações na concentração das gotas podem ser relacionadas a diferentes taxas de autoconversão, que, por sua vez, pode levar a variabilidade na quantidade de água de chuva e a modificações na estrutura turbulenta. O efeito principal é devido ao efeito de resfriamento evaporativo que tende a estabilizar a subcamada de nuvens.

De uma forma bem prática, a resolução dos problemas relacionados à representação dos Sc passa pela investigação *in loco* dos Sc, desenvolvimento de novos modelos numéricos e comparação dos dados observados com os modelados para aprimoramento dos métodos numéricos empregados.

Há na literatura uma grande quantidade de observações de camada limite marinha coberta com Sc (p.e: Atlantic Stratocumulus Transition Experiment - ASTEX, *Structure des Echanges Mer-Atmosphère, Propriétés des Hétérogénéités Océaniques* – SEMAPHORE, 2nd Aerosol Characterization Experiment - ACE2, the DYCOMS-II) e também muitos trabalhos numéricos desde modelos unidimensionais até modelos tridimensionais. Entretanto, a maioria desses estudos apresentados é baseada em condições não realísticas (veja, por exemplo, Bechtold et al. 1996) o que não permite comparações com observações. Além disso, muitos destes estudos não levam em conta a formação de chuvisco, o que é muito importante tanto para a promoção de resfriamento evaporativo, quanto para evitar o aprofundamento da camada com Sc. Noutras situações o fluxo de calor na superfície é prescrito, o que evita o cálculo de

interação na superfície. Na grande maioria dos casos a avaliação só é feita para o caso noturno, o que significa que a radiação de onda curta não está presente. Mesmo sob essas condições a maioria dos modelos tende a representar fracamente os campos observados (veja, por exemplo, Duijkerke et al., 1999). Uma das questões amplamente discutidas na modelagem numérica desse tipo de sistema é a ordem do fechamento de turbulência utilizado. Modelos mais complexos tendem a utilizar ordens maiores, aumentando o tempo de computação empregado. Enquanto isso, os modelos mais simples utilizam fechamentos de primeira ordem que são considerados por muitos autores como não tendo significado físico na suas suposições, Moeng e Wyngaard (1989).

O tipo de fechamento de primeira ordem mais utilizado é aquele em que a quantidade transportada se difunde proporcionalmente ao seu gradiente, a chamada teoria do gradiente ou teoria K . Essa teoria tem como principal restrição à de que ela, em princípio, só é aplicada em situações de turbulência homogênea.

Apesar das restrições feitas a essa teoria, há na literatura vários trabalhos de modelagem atmosférica que tem a turbulência fechada em primeira ordem pela teoria do gradiente. Apesar de suas limitações, a teoria K produz resultados que concordam com dados experimentais tão bem quanto outros modelos mais complexos e não são tão dispendiosos quanto os outros modelos de ordem de fechamentos mais altos.

Além dessas justificativas deve-se mencionar que o coeficiente de difusão turbulento utilizado neste trabalho foi obtido por Degrazia et al (1998) a partir de teoria de Taylor. Num trabalho posterior Degrazia et al. (2001) demonstrou que um coeficiente de difusão turbulenta também pode ser obtido para uma situação não homogênea, o que agora justifica o seu emprego para a simulação de camada limite marinha com Sc , onde uma relativa homogeneidade pode ser encontrada.

Outro aspecto geralmente questionado é a validade de uma difusividade turbulenta nas proximidades de uma descontinuidade através da qual o entranhamento acontece. Mas, mesmo essa questão já foi debatida. Lenderink e Holtslag (2000) mostraram que um modelo $E - l$, como o que utilizaremos aqui, é capaz de reproduzir as principais características da mistura e do entranhamento para um caso de Sc. Além disso, a aproximação utilizada neste trabalho evita os problemas que os esquemas de fechamento locais têm com a descrição do entranhamento e da mistura em camadas instáveis parcialmente saturados e já foi utilizada e testada anteriormente (ver, por exemplo, Meijgaard e van Ulden, 1998).

Neste trabalho, apresentamos um estudo sobre a interação entre a microfísica de nuvem Sc e a camada limite atmosférica. Aqui apresentamos simulações baseadas em situações reais em que não há imposição de situações lineares, não há determinação de fluxos na superfície, a formação de chuvisco é levada em conta em todas as ocasiões e há a consideração de todas as interações radiativas, ou seja, ondas longas e curtas são contabilizadas. Como poderá ser observado, mesmo sob essas condições, o modelo empregado é capaz de representar bem as observações.

Sob esse ponto de vista, este trabalho representa uma melhoria nos resultados apresentados até o momento em questão de modelagem numérica de Sc com modelos de fechamento de 1ª ordem. Ele demonstra que uma boa suposição no comprimento de escala turbulenta pode produzir bons resultados utilizando um modelo bem simples, o que contradiz as suposições de Moeng and Wyngaard (1989).

Adicionalmente, deve-se enfatizar que o modelo é hábil em reproduzir situações nas quais o desacoplamento entre camada de Sc e camada superficial é observado, mesmo quando cumulus são gerados abaixo dos Sc.

No capítulo II será feita a descrição do modelo de coluna, bem como detalhadas as parametrizações de turbulência e microfísica do modelo. No capítulo III, estudaremos alguns casos de variações de parâmetros microfísicos observados durante um experimento diurno de stratocumulus para melhor representação num modelo de microfísica parametrizada. No capítulo IV serão apresentados resultados de diferentes concentrações de gotas observadas utilizando o modelo de coluna e comparações serão feitas com os dados observados, o objetivo é verificar a capacidade do modelo. No capítulo V será utilizado o modelo para simular diferentes concentrações de gotas e analisar a influência da microfísica com a turbulência e formação de nuvens. No capítulo VI serão apresentadas as conclusões deste trabalho.

Capítulo II

O Modelo de Coluna

2.1 Introdução

Um modelo de coluna pode ser visto como uma coluna individual de um modelo de circulação global, assim como mostrado na Figura 1. A sua utilização se dá porque é uma ferramenta bastante útil para simular alguns fenômenos específicos assim como testar eficientemente algumas parametrizações físicas e/ou esquemas numéricos sem a complexidade de um modelo de larga escala.

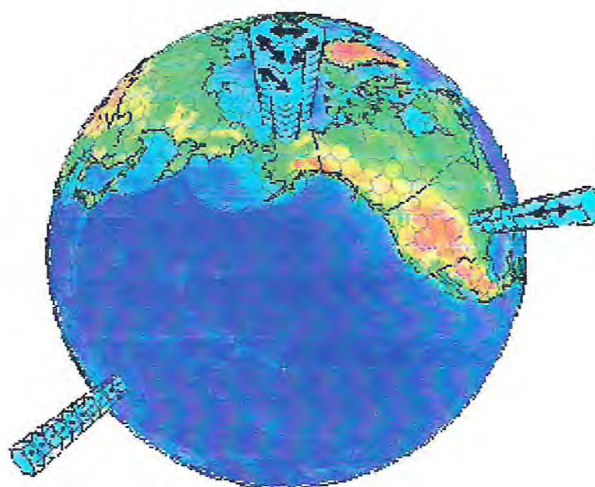


Figura 1 - Representação de um modelo de coluna. Adaptado do sítio da internet:

<http://kiwi.atmos.colostate.Edu/scm/>

O modelo unidimensional que será utilizado neste trabalho é o mesmo descrito em Almeida (2001) e é escrito em termos de quatro variáveis prognósticas: o vento horizontal (u e v), a temperatura potencial da água líquida e gelo, θ_l (discutida em detalhe na seção II.6) e a razão de mistura total de água r_t . O uso da quantidade conservativa temperatura potencial água líquida e gelo simplificam consideravelmente as equações termodinâmicas pelo tratamento implícito da condensação e evaporação da água líquida e do gelo não precipitantes.

As variáveis são separadas em partes médias e turbulentas. As equações médias de Reynolds são

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -\bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + f(\bar{v} - v_g) - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}$$

(II.1)

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = -\bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} - f(\bar{u} - u_g) - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z}$$

$$(II.2) \quad \frac{\partial \bar{\theta}_{il}}{\partial t} = -\bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}_{il}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{w'\theta'_{il}}}{\partial z} + \left. \frac{\partial \theta_{il}}{\partial t} \right|_{rad} + \left. \frac{\partial \theta_{il}}{\partial t} \right|_{se \text{ dim}}$$

(II.3)

$$\frac{\partial \bar{r}}{\partial t} = -\bar{w} \frac{\partial \bar{r}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{w'r'}}{\partial z} + \left. \frac{\partial r}{\partial t} \right|_{se \text{ dim}}$$

(II.4)

onde u_g e v_g representam os ventos horizontais geostróficos. As barras representam quantidades médias de Reynolds ($\bar{u}, \bar{v}, \bar{\theta}_{il}, \bar{r}_t$) e quantidades com linha representam flutuações turbulentas. A velocidade vertical média (\bar{w}) precisa ser prescrita. A equação (II.3) contém termos adicionais para o resfriamento ou aquecimento radiativo.

Para resolver as equações de II.1 a II.4 é preciso escrever os fluxos desconhecidos ($\overline{u'w'}, \overline{v'w'}, \overline{w'\theta'_{il}}, \overline{w'r'_t}$) introduzidos nos processos de médias de Reynolds em termos das quantidades conhecidas. Em outras palavras, é preciso fechar as equações básicas.

A aproximação para fechar as equações prognósticas é local, ou seja, os fluxos turbulentos estão relacionados a gradientes locais de quantidades médias, isto é:

$$\overline{w' \chi'} = -K_z \frac{\partial \chi}{\partial z}$$

(II.5)

em que K_z é chamado de coeficiente de transporte turbulento.

2. 2 Parametrizações de Turbulência

2. 2.1 Modelo Conceitual Simples para o Fechamento da Teoria de Turbulência

Local

Para entender melhor a essência do fechamento local (II.5), apresentamos um modelo conceitual simples baseado em argumentos de comprimento de mistura originalmente formulados por Prandtl. Sob este ponto de vista os efeitos da mistura turbulenta sobre uma variável χ da parcela vai diferir do valor ambiente de χ tal que

$$\chi' = - \left(\frac{\partial \chi}{\partial z} \right) z'$$

(II.6)

Para que a parcela se desloque por uma distância z' , ela deve ter uma perturbação w' da velocidade vertical. Considerando-se que a turbulência seja tal que se possa escrever w' como sendo proporcional à raiz quadrada da energia cinética turbulenta e :

$$w' = ce^{\frac{1}{2}}$$

(II.7)

O fluxo da quantidade χ associado com o transporte turbulento sobre z' pode ser expresso por

$$w' \chi' = -ce^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial \bar{\chi}}{\partial z} \right) z'$$

(II.8)

Calculando a média sobre o espectro de diferentes tamanhos de turbulência z' contribuindo para a mistura em z_0 , obtém-se

$$\overline{w' r'} = -ce^{\frac{1}{2}} l \left(\frac{\partial \bar{r}}{\partial z} \right) z$$

(II.9)

em que l é o comprimento da mistura médio.

Com esse caso particular o coeficiente de transporte turbulento K é proporcional a TKE (Energia Cinética Turbulenta) e ao comprimento de mistura. Usualmente se considera que o coeficiente de transporte turbulento pode diferir para o fluxo de momentum e o fluxo termodinâmico de tal forma que os fluxos turbulentos aparecendo nas equações 1-4 são fechados utilizando as equações

$$\overline{w' u'} = -K_m \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)$$

(II.10)

$$\overline{w' v'} = -K_m \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)$$

(II.11)

$$\overline{w' \theta_{it}'} = -K_h \left(\frac{\partial \overline{\theta_{it}}}{\partial z} \right)$$

(II.12)

$$\overline{w' r_i'} = -K_h \left(\frac{\partial \overline{r_i}}{\partial z} \right)$$

(II.13)

em que K_m e K_h são respectivamente, os coeficientes de transporte turbulentos para fluxos de momentum e fluxos termodinâmicos.

2. 2.2 Fechamento do Tipo e-1

Esta aproximação é similar à de Bechtold et al. (1992). Os coeficientes de mistura turbulenta são calculados utilizando a energia cinética turbulenta (TKE) e um comprimento de escala de mistura, ou seja,

$$K_m = c_k l_k e^{\frac{1}{2}}$$

(II.14)

$$K_h = \alpha K_m$$

(II.15)

em que e é a energia cinética turbulenta (TKE) e l_k é o comprimento da mistura. A razão entre os coeficientes de transmissão turbulenta de calor e de momentum é calculada como em Langland e Liou (1996):

$$\alpha = \begin{cases} 1,318 \frac{0,2231 - R_i}{0,2341 - R_i} & \text{se } R_i < 0,16 \\ 1,12 & \text{se } R_i \geq 0,16 \end{cases} \quad (\text{II.16})$$

em que R_i é o número de Richardson. O termo de dissipação ε pode ser rescrito utilizando-se a TKE e o comprimento de dissipação. Uma forma geral para a equação prognostica da TKE pode ser derivada e, a partir dela, pode ser feito um diagnóstico da taxa de dissipação de energia cinética turbulenta ε , utilizando-se a escala de comprimento de dissipação l_ε ,

$$\varepsilon = c_\varepsilon \frac{e^{\frac{3}{2}}}{l_\varepsilon} \quad (\text{II.17})$$

Diferentes conjuntos de constantes numéricas c_k e c_ε foram propostos:

Bougeault e Lacarrère (1989) utilizaram $c_k = 0,4$ e $c_\varepsilon = 0,714$, enquanto Duijnkerke and Driendonks (1987) utilizaram $c_k = 0,548$ e $c_\varepsilon = 0,164$.

Utilizando a relação (II.17) a equação para a energia cinética turbulenta fica:

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\overline{w} \frac{\partial e}{\partial z} - \overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{g}{\theta_v} \overline{w'\theta'_v} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\overline{w'e} + \frac{\overline{w'p'}}{\rho} \right) - c_\varepsilon \frac{e^{\frac{3}{2}}}{l_\varepsilon} \quad (\text{II.18})$$

Assim, como as equações prognosticas básicas, esta última equação deve ser fechada utilizando as parametrizações dos fluxos turbulentos. O penúltimo termo é dado por:

$$\overline{w'e} + \frac{\overline{w'p'}}{\rho} = -K_m \frac{\partial e}{\partial z} \quad (\text{II.19})$$

O fechamento do termo $\overline{w'\theta'_v}$ requer maiores cuidados e será tratado posteriormente.

Uma variedade de fórmulas foi proposta para a parametrização de turbulência tipo K.

Smagorinsky (1963) sugeriu que a difusividade é proporcional ao tensor deformação. Hanna (1968) propôs que K_{zz} deve ser escrito como função do comprimento de onda correspondente ao pacote da variância da velocidade vertical:

$$K_{zz} \approx 0.09 \sigma_w \lambda_w \quad (\text{II.20})$$

O coeficiente de difusão é obtido da teoria estatística de Taylor de turbulência (Taylor, 1921). Começando da aproximação de Taylor. Degrazia et al. (1997), [ver também Degrazia e Moraes, 1992, para a parametrização da camada limite estável] tem demonstraram que é possível calcular K como:

$$K_{\alpha\alpha} = \frac{\sqrt{\pi}}{16} \sigma_i \lambda_i \quad \text{com} \quad \begin{cases} \alpha = x, y, z \\ i = u, v, w \end{cases} \quad (\text{II.21})$$

em que σ_i é a variância da velocidade λ_i é o comprimento de onda do pacote de velocidade do espectro.

O espectro da variância da velocidade vertical e λ_w eram derivados de um estudo experimental de stratocumulus sobre o Oceano Atlântico usando um avião instrumentado durante o ACE 2 (2nd Aerosol Characterization Experiment)

Para calcular o comportamento de λ_w ambos dentro e fora das nuvens, as observações da variância do vento foram feitas de uma formula analítica, como proposto por Druilhet e Durand (1997).

Como foi reportado (Kaimal, 1972), λ_w tende a aumentar gradativamente com a altura, alcançando um máximo no meio da camada limite. Sobre a primeira metade da camada limite, λ_w deve ser constante ou mesmo diminuir, como foi reportado por Druilhet e Durand (1997). De fato, dados do ACE 2 sugeriram que a geração de

turbulência dentro da camada de nuvens age para reduzir λ_w na metade superior da STBL. Isso significa que aparece um desenvolvimento de uma convecção limpa na camada limite voltado para baixo. Os valores observados de λ_w era encontrado de acordo com Almeida et al. (2001).

$$\lambda_w = \begin{cases} Az, & z < 0.1z_i \\ Bz_i \left[1 - \exp\left(-C \frac{z}{z_i}\right) - D \exp\left(E \frac{z}{z_i}\right) \right], & 0.1z_i \leq z \leq 0.6z_i \\ Fz_i \exp\left(-G \frac{z}{z_i}\right) & z > 0.6z_i \end{cases}$$

(II.22)

em que os coeficientes são:

$$A = 3.7, B = 1.46, C = 3.15, D = 0.003, E = 7.07, F = 4.7 \quad e \quad G = 2.7.$$

Dois casos do ACE 2 foram selecionados para estudo, nos quais diferentes desenvolvimentos foram encontrados: 26 junho, e 8 de julho de 1997.

No projeto de turbulência, a TKE taxa de dissipação é dada por

$$\varepsilon = c_\varepsilon \frac{e^{3/2}}{l_\varepsilon} \quad (\text{II.23})$$

Nesta equação, temos

$$c_\varepsilon = 0.714$$

Esse valor foi proposto por Bougeault e Lacarrère, 1989 e o denominador é o comprimento de escala de dissipação. Dos dados do ACE 2, assumiu-se

$$\frac{\varepsilon^{1/3}}{\sigma_w \lambda_w^{-1/3}} = 1 \quad (\text{II.24})$$

Temos que

$$\sigma_w = C_1 e^{1/2}$$

conclui-se que o comprimento de onda da velocidade do espectro também representa o comprimento de escala de dissipação, dado que

$$C_1 = c_\varepsilon$$

Na superfície, a equação (II.24) não é válida, porque a camada da superfície não exibe uma mesma estrutura turbulenta como a camada de mistura acima. Então, de Lenschow et al. (1980) tem-se:

$$\sigma_w = \left[cte + 1.8 \left(\frac{z}{z_i} \right)^{2/3} \left(1 - 0.8 \frac{z}{z_i} \right) \right] e^{1/2} \quad z < 0.31z_i \quad (\text{II.25})$$

o comprimento de onda da velocidade do espectro era assumido decair exponencialmente no topo da STBL, para

$$z > 0.95z_i$$

tem-se

$$\lambda_{w,top} = \lambda_w \exp \left[-37 \left(\frac{z}{z_i} - 0.95 \right) \right]. \quad (\text{II.26})$$

2.3 Fração de Nuvens e Água de Nuvem

Vários esquemas para diagnosticar a fração de cobertura de nuvens e água de nuvem já foram propostos na literatura. Uma proposta para fração de nuvens foi apresentada por Ek and Mahrt (1991) desenvolvida a partir de dados coletados durante o Hydrological and Atmospheric Experiment (HAPEX) realizado no Sudoeste da França (André, 1988). O esquema prediz a fração de nuvens utilizando somente a média espacial da umidade relativa e suas variações turbulentas e de subgrade.

$$FC = f(\overline{RH}, \sigma_{RH}) \quad (\text{II.27})$$

f é o percentual da área sob uma curva Gaussiana, quando \overline{RH} é maior do que um valor crítico \overline{RH}_0 escolhido como 1(0,9 neste trabalho)

$$FC = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{rh}} \int_0^{\infty} \frac{1}{RH_0} \exp\left(-\frac{(RH' - \overline{RH})^2}{2\sigma_{RH}^2}\right) dRH \quad (\text{II.28})$$

$$= \frac{1}{2} \left(1 - \operatorname{erf}\left(-\frac{(RH' - \overline{RH})}{\sqrt{2}\sigma_{RH}}\right) \right)$$

EK e Mahrt supuseram que a contribuição total para σ_{RH} viria de duas contribuições independentes, uma devida a variância turbulenta e a outra devida a variância de mesoescala:

$$\sigma_{RH} = \left(\sigma_{RH\text{turb}}^2 + \sigma_{RH\text{moso}}^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II.29})$$

Eles realizaram uma regressão linear nos dados do HAPEX e descobriram que

$\sigma_{RH\text{turb}}^2$ e $\sigma_{RH\text{moso}}^2$ podem ser escritas como

$$\sigma_{RHturb}^2 = C_1 + C_2 \left(\frac{\overline{w' r'_i}}{\overline{\sigma_w r'_{sat}}} \right)^2 \quad (\text{II.30})$$

em que $C_1 = 0,00014$ e $C_2 = 9,75$. A contribuição de mesoescala foi diagnosticada como sendo importante para o espaçamento de grade horizontal, $\Delta x \geq 5\text{km}$.

$$\sigma_{RHmoso} = a_0 + a_1(\Delta x) + a_2 \ln(\Delta x) \quad (\text{II.31})$$

em que $a_0 = -0,03$, $a_1 = -0,00015 \text{ (km}^{-1}\text{)}$ e $a_2 = 0,02$. Para a implementação desse esquema num modelo de coluna, é preciso se ter $\overline{w' r'_i}$, $\overline{r'_{sat}}$ e $\overline{\sigma_w}$. $\overline{w' r'_i}$ é calculado pelo modelo de fechamento de turbulência e $\overline{r'_{sat}}$ pode ser estimado a partir dos valores médios de temperatura e pressão de grade. O terceiro termo, $\overline{\sigma_w}$, que representa o campo de variância da velocidade vertical não está prontamente disponível no modelo de coluna e deve ser estimado. Um modo de fazer isso é utilizar a energia cinética turbulenta. Partindo da equação prognóstica $\overline{w'^2}$ derivada por Bougeault (1981b), Equação (II.2):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial t} = & -\frac{\partial \overline{w'^3}}{\partial z} - 2(1 - C_5) \left(\overline{w'^2} \frac{\partial \overline{w}}{\partial z} - \frac{g}{\theta_v} \overline{w' \theta'_v} \right) - \frac{2}{3} \varepsilon - \frac{C_4}{\tau} \left(\overline{w'^2} - \frac{2}{3} \varepsilon \right) \\ & + \frac{2}{3} C_5 \left(\frac{g}{\theta_v} \overline{w' \theta'_v} - \overline{u' w'} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} - \overline{v' w'} \frac{\partial \overline{v}}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (\text{II.32})$$

Supondo que o estado seja estacionário $\left(\frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial t} = 0 \right)$, desprezando os termos de

transporte turbulento $\frac{\partial \overline{w'^3}}{\partial z}$ e substituindo $\tau = \frac{e}{\varepsilon}$, chega-se a

$$\overline{w'^2} = \frac{2}{C_4} \left(1 - \frac{2}{3} C_5 \right) \frac{g}{\theta_v} \overline{w' \theta'_v} \frac{e}{\varepsilon} - \frac{2}{3} \frac{C_5}{C_4} \left(-\overline{u' w'} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} - \overline{v' w'} \frac{\partial \overline{v}}{\partial z} \right) \frac{e}{\varepsilon} + \frac{2}{3} \left(1 - \frac{2}{C_4} \right) e \quad (\text{II.33})$$

Para o fechamento de turbulência baseado no esquema $e - l$, é necessário

somente substituir ε na equação (II.33) por $\varepsilon = \frac{l \varepsilon}{e^2}$. Para as constantes C_4 e C_5 ,

Bougealt (1981b) utilizou 4,5 e 0, respectivamente.

2.4 Microfísica

A parametrização microfísica utilizada pelo modelo de coluna é a que tem sido introduzida dentro do Regional Atmospheric System (RAMS) desenvolvido na universidade de Colorado. Sua descrição detalhada é dada no trabalho de Walko et al. (1995) e apresentada brevemente a seguir.

As espécies de hidrometeoros estão subdivididas dentro de quatro componentes, gotas de nuvem, gotas de chuva, hidrometeoros congelados e cristais de gelo.

A água é caracterizada de oito formas: vapor, gotículas de nuvem, chuva e cinco categorias de fase sólida (cristais de gelo, neve, agregados, graupel, granizo). Gotículas de nuvem e chuva são água líquida, mas devem ser super-resfriadas. Cristais gelo, neve e agregados são considerados ser completamente congelados. Enquanto “graupel” e granizo são categorias de fases-misturadas, capazes de consistir só de gelo ou mistura de gelo e líquido.

Gotas de nuvens são assumidas ser pequenas suficientes para não precipitar, enquanto todas as outras categorias precipitam. Todas as outras categorias formam-se de hidrometeoros existentes, e crescem pela deposição de vapor.

As definições de categorias enfatizam a composição e densidade mais que seus métodos de formação. Como será mostrada mais adiante, a velocidade de queda é só função do diâmetro e da categoria. Então mudanças na categoria significam mudanças na velocidade dadas o diâmetro da partícula.

A parametrização utilizada no modelo prediz um momento, a razão de mistura. A razão de mistura de cada tipo de hidrometeoro é prognosticada assumindo que a concentração segue uma distribuição gama generalizada. A concentração de gotículas é especificada pelo usuário para cada tipo de experimento. As gotas de chuva têm um diâmetro médio especificado pelo usuário, o que é utilizado para diagnosticar uma concentração. A distribuição gama generalizada, utilizada como uma função base para cada tipo de hidrometeoro, dependendo do parâmetro de forma ν , é descrita em Flatau et al. (1989) e Verlinde et al. (1990) e é dado por:

$$f_{\text{gama}}(D) = \frac{1}{\Gamma(\nu)} \left(\frac{D}{D_n} \right)^{\nu-1} \frac{1}{D_n} \exp\left(-\frac{D}{D_n} \right) \quad (\text{II.34})$$

em que os diâmetros dos hidrometeoros podem variar de zero a infinito, e $\Gamma(\nu)$ é uma normalização constante levando a integral sobre D de zero para infinito de f_{gama} igual a 1.

A função distribuição de tamanhos é, então, dada por

$$n(D) = N_t f_{\text{gama}}(D) \quad (\text{II.35})$$

O diâmetro médio, $D_{\text{Médio}}$, da distribuição pode ser calculado utilizando-se:

$$D_{M\u00e9dio} = \int D f_{\text{gamma}}(D) dD = D_n \frac{\Gamma(\nu + 1)}{\Gamma(\nu)} \quad (\text{II.36})$$

A massa e a velocidade terminal s\u00e3o representadas como leis de pot\u00eancias e podem ser convenientemente integradas sobre a distribui\u00e7\u00e3o.

$$m = \alpha_m D^{\beta_m} \Rightarrow \bar{m} = \alpha_m D_n^{\beta_m} \frac{\Gamma(\nu + \beta_m)}{\Gamma(\nu)} \quad (\text{II.37})$$

$$v_t = \alpha_{vt} D^{\beta_{vt}} \Rightarrow \bar{v}_t = \alpha_{vt} D_n^{\beta_{vt}} \frac{\Gamma(\nu + \beta_{vt})}{\Gamma(\nu)} \quad (\text{II.38})$$

A forma de distribui\u00e7\u00e3o em cada categoria \u00e9 definida escolhendo os par\u00e2metros de pot\u00eancia α e β . No trabalho de Walko et al (1995) mostra a fam\u00edlia de distribui\u00e7\u00e3o gama, dado pela equa\u00e7\u00e3o (II.34), em que D_n \u00e9 ajustada de acordo com a eq. (II.37) m tal que toda distribui\u00e7\u00e3o tem o mesmo valor de \bar{m} .

A densidade de hidrometeoro est\u00e1 relacionada pela massa

$$\rho_h = \frac{\bar{m}}{\text{volume}} = \frac{\alpha_m D^{\beta_m}}{\pi D^3} = \frac{6\alpha_m}{\pi} D^{\beta_m-3} \quad (\text{II.39})$$

Multiplicando-se a eq. (II.37) por N_t e dividindo pela densidade do ar ρ_{ar} , chega-se a express\u00e3o para a raz\u00e3o de mistura de qualquer hidrometeoro

$$r = \frac{1}{\rho_{ar}} N_t \bar{m} = \frac{1}{\rho_{ar}} N_t \alpha_m D_n^{\beta_m} \frac{\Gamma(\nu + \beta_m)}{\Gamma(\nu)} \quad (\text{II.40})$$

O esquema de um momento prognostica a raz\u00e3o de mistura r . Um dos momentos remanescentes (N_t, D_n) deve ser especificado e o outro deve ser diagnosticado a partir da equa\u00e7\u00e3o anterior.

Com exce\u00e7\u00e3o de \u00e1gua de nuvem e vapor, a raz\u00e3o de mistura de todas as categorias de \u00e1gua s\u00e3o governadas pelas equa\u00e7\u00f5es de conserva\u00e7\u00e3o da forma:

$$\frac{\partial r}{\partial t} = ADV(r) + TURB(r) + FONTE(r) + SEDIM(R) \quad (\text{II.41})$$

em que $r = [r_r, r_p, r_s, r_a, r_g, r_h, r_t]$ representam, respectivamente, a razão de mistura de chuva, cristais de gelo, neve, agregados, graupel e granizo. Portanto a água total consiste da razão de mistura da água de todas as categorias incluindo água de nuvem e vapor (r_c, r_v). $ADV(r)$ e $TURB(r)$ representam advecção e transporte turbulento de r pela resolução e velocidade de sub-grade no modelo. $FONTE(r)$ representa termos fontes para as categorias que consistem em todos os tipos de conversão de água de uma categoria para outra. $SEDIM(r)$ representam perdas e ganhos da razão de mistura devidos a sedimentação gravitacional.

Fontes e sumidouros das várias espécies de hidrometeoros incluem processos de nucleação, condensação/evaporação, colisão, coalescência e precipitação. A água de nuvem é calculada por meio de um esquema de fração de nuvens, supõe-se uma concentração constante com a altura definida pelo usuário. A chuva é gerada a partir da parametrização de autoconversão de água de nuvem. Os outros processos de coleta, evaporação e precipitação modificam a massa e o número de concentração total de cada espécie.

A soma da razão de mistura de nuvem e vapor é determinada da razão de mistura prognóstica:

$$r_{c+v} = r_t - (r_r + r_p + r_s + r_a + r_g + r_h) \quad (\text{II.42})$$

A razão de mistura de nuvem r_c é então diagnosticada como uma soma, se a soma excede a razão de mistura de saturação r_{sl} com respeito a água líquida:

$$r_c = \max[0, r_{c+v} - r_{sl}] \quad (\text{II.43})$$

enquanto r_v é diagnosticado de

$$r_v = r_{c+v} - r_c \quad (\text{II.44})$$

à razão de mistura de vapor r_v não é, portanto, permitido exceder r_{sl} . A razão de mistura de saturação r_{sl} é dada por:

$$r_{sl} = \frac{0.622e_{sl}}{p - e_{sl}} \quad (\text{II.45})$$

em que p é a pressão atmosférica e e_{sl} é a pressão atmosférica calculada por (Flatau et al., 1992).

A temperatura de hidrometeoros difere da do ar devido ao calor latente liberado ou absorvido nos hidrometeoros. A temperatura controla as taxas de calor e difusão de vapor e a soma de transferência de calor sensível que ocorre na coalescência de hidrometeoros. As equações abaixo mostram o balanço de calor para cada categoria:

$$Q = c_l T_c + L_{il} \quad \text{para líquido} \quad (\text{II.46})$$

em que T_c é a temperatura principal da categoria em K, c_l é o calor específico da água líquida, e L_{il} é o calor latente de fusão da água. Q é uma variável mais geral que a temperatura mas também com o calor latente de fusão.

Uma equação para a categoria líquida pode ser escrita em termos de Q como:

$$\frac{dQ}{dt} = \dot{Q}_{vd} + \dot{Q}_{hd} + \dot{Q}_{conv} \quad (\text{II.47})$$

em que os três termos são representações de certas fontes ou sumidouros associados com a difusão de vapor, difusão de calor, e transferência de calor sensível da conversão de massa entre as categorias.

2.5 Radiação

O modelo de coluna foi acoplado com o novo código de radiação do RAMS desenvolvido por Harrington (1997). Esse esquema de radiação “two-stream” segue o desenvolvido por Ritter and Geleyn (1992). Uma breve apresentação é feita a seguir.

Os fluxos radiativos de onda curta e onda longa são computados utilizando a solução das equações de “two-stream”. O modelo utiliza o método FESFFT (Ritter and Geleyn, 1992) para calcular a absorção por gases como o dióxido de carbono, vapor d’água e ozônio para três bandas no visível e 5 no infravermelho. Absorção contínua e espalhamento de Rayleigh são incluídos conforme Liou (1992).

As propriedades ópticas das nuvens são computadas consistentemente conforme as várias opções do RAMS. O coeficiente de extinção e o espalhamento simples para gotas de água líquida são computados seguindo o método modificado de Mitchell (2000). O parâmetro de assimetria é calculado para todos os hidrometeoros conforme teoria de Lorenz-Mie. Para o modelo de microfísica (Walko, 1995), as propriedades ópticas são calculadas na média sobre cada banda, utilizando o método de Singlo e Schrecker (1982) para funções de distribuição de gama de várias larguras.

2.6 Pressão e Temperatura

Uma vez que o modelo de coluna é escrito em termos de variáveis termodinâmicas conserváveis θ_{il} e r_i , é necessário que se possa determinar outras

quantidades termodinâmicas tais como a pressão e a temperatura. A pressão é calculada com a hipótese hidrostática de que:

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g \quad (\text{II.48})$$

Utilizando a lei dos gases ideais, $p = \rho R_D T_v$, em que R_D é a constante dos gases para o ar seco e T_v é a temperatura virtual, pode-se escrever:

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{g}{R_D} \frac{p}{T_v} = -\frac{gp}{R_D \left(1 + \frac{1-\varepsilon_0}{\varepsilon_0} - \frac{1}{\varepsilon_0} (r_{cld} + r_l + r_i) \right)} \quad (\text{II.49})$$

m que foi utilizada a definição de temperatura virtual e $\varepsilon_0 = \frac{R_D}{R_v} \approx 0,62$.

Para integrar esta última equação é preciso diagnosticar a temperatura do ar, o que pode ser feito utilizando-se a temperatura potencial de água líquida e gelo. A definição exata de θ_{il} é:

$$\theta_{il} = \theta \exp \left[-\frac{L_{lv}(r_{cld} + r_l) + L_{il}r_i}{C_p T} \right] \quad (\text{II.50})$$

A aproximação padrão feita é assumir que a razão de mistura da água é suficientemente pequena, para que a exponencial possa ser escrita na forma de sua aproximação de primeira ordem:

$$\theta = \theta_{il} \left[1 + \frac{L_{lv}(r_{cld} + r_l) + L_{il}r_i}{C_p T} \right] \quad (\text{II.51})$$

Trípoli and Cotton (1981) demonstraram que uma aproximação melhor para diagnosticar θ é obtida mantendo-se a temperatura constante quando ela diminuir abaixo de 253K.

$$\theta = \theta_{il} \left[1 + \frac{L_{iv}(r_{cld} + r_l) + L_{iv}r_i}{C_p \max(T, 253)} \right] \quad (\text{II.52})$$

Fazendo-se uso da definição de temperatura potencial, obtém-se:

$$T = \theta_{il} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{R_D}{C_p}} \left[1 + \frac{L_{iv}(r_{cld} + r_l) + L_{iv}r_i}{C_p \max(T, 253)} \right] \quad (\text{II.53})$$

Quando a microfísica é utilizada com toda a complexidade possível e a presença da fase mista é possível, esta última equação pode ser escrita como:

$$T = \theta_{il} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{R_D}{C_p}} \left[1 + \frac{Q_{lat}}{C_p \max(T, 253)} \right] \quad (\text{II.54})$$

com Q_{lat} dado por

$$Q_{lat} = L_{iv} \{ r_{cld} + r_{rain} + (1 - i_{graupel}) r_{graupel} + (1 - i_{hail}) r_{hail} \} \quad (\text{II.55})$$

$$+ L_{iv} \{ r_{pice} + r_{snow} + r_{aggr} + i_{graupel} r_{graupel} + i_{hail} r_{rail} \}$$

$i_{graupel}$ e i_{hail} são as frações de gelo nas categorias de hidrometeoros de fase mista, isto é, contendo água nos estados líquido e sólido, “graupel” e granizo, respectivamente.

Velocidades de queda diferentes causam colisão e coalescência. A taxa a qual a razão de mistura r_x de espécies x é coletada dentro da coalescência de hidrometeoros devido a colisão de hidrometeoros da espécie y é dada pela equação de coleta estocástica (Verlinde et al., 1990).

$$\frac{dr_x}{dt} = \frac{N_{ix} N_{iy} \pi F_\rho}{4 \rho_a} \int_0^\infty m(D_x) (D_x + D_y)^2 |v_{ix}(D_x) - v_{iy}(D_y)| f_{gamx}(D_x) f_{gamy}(D_y) E(x, y) dD_x dD_y \quad (\text{II.56})$$

$$- v_{iy}(D_y) f_{gamx}(D_x) f_{gamy}(D_y) E(x, y) dD_x dD_y$$

em que f_{gam} , m , e v_t estão definidos nas equações (II.34), (II.39), (II.40), respectivamente. A eficiência de coleta $E(x, y)$ é o produto da eficiência de colisão e eficiência de coalescência. O fator adicional F_ρ não aparece em Verlinde et al. é igual a

$\left(\frac{1}{\rho_a}\right)^{0.5}$ e conta com a densidade efetiva na velocidade terminal de queda.

Verlinde et al. (1990) assumiu que $E(x, y)$ é independente de D_x e D_y então pode ser movido para fora da integral, uma hipótese razoável para todas as classes de hidrometeoros, já que E varia fortemente sobre o espectro de gotas de nuvem.

2.7 Fluxo de Flutuação

Como discutido anteriormente, tanto a equação de energia cinética turbulenta quanto a equação da taxa de dissipação contêm um termo de fluxo de flutuação turbulenta $\overline{w'\theta'}$ que deve ser fechado. Em princípio, este termo pode ser fechado da mesma forma dos anteriores, ou seja,

$$\overline{w'\theta'} = -K_h \frac{\partial \overline{\theta}_v}{\partial z}$$

(II.57)

Entretanto, esta não é uma boa idéia. Conceitualmente, pode-se olhar no efeito da turbulência como na seção II 2.1. Primeiro uma parcela é deslocada por uma pequena distância z' sem nenhuma mistura. Ao chegar a este ponto, a parcela é misturada com o ar ao redor. Para variáveis conservadas, como θ_{it} e r_t pode-se calcular propriedades termodinâmicas do ar depois da mistura somando-se contribuições das parcelas

deslocadas e do ambiente ao redor. Entretanto, para variáveis não conserváveis tais como θ_v , a parcela deslocada pode não ter a mesma temperatura potencial antes e depois de seu deslocamento. Neste caso, não se pode fechar o fluxo de flutuação turbulenta utilizando-se simplesmente a teoria K. Ao invés disso, escreve-se a equação em termos de quantidades conserváveis. Considerando-se a definição de temperatura virtual:

$$\theta_{it} = \theta \left[1 + \frac{1 - \varepsilon_0}{\varepsilon_0} r_t - \frac{1}{\varepsilon_0} (r_{cld} + r_l + r_i) \right] \quad (II.58)$$

$$= \theta [1 + \varepsilon_1 r_t - \varepsilon_2 (r_{cld} + r_l + r_i)]$$

e expandindo as variáveis dependentes nas partes médias e turbulentas

$$\bar{\theta}_v + \theta'_v = (\bar{\theta} + \theta') \left[1 + \varepsilon_1 (\bar{r}_t + r'_t) - \varepsilon_2 (\bar{r}_l + r'_l) \right] \quad (II.59)$$

$$+ \bar{\theta} \left[1 + \varepsilon_1 r'_t - \varepsilon_2 (r'_{cld} + r'_l + r'_i) \right]$$

$$+ \theta' \left[1 + \varepsilon_1 \bar{r}_t - \varepsilon_2 (\bar{r}_{cld} + \bar{r}_l + \bar{r}_i) \right]$$

$$+ \theta' \left[1 + \varepsilon_1 r'_t - \varepsilon_2 (r'_{cld} + r'_l + r'_i) \right]$$

Multiplicando esta equação por w' e calculando a média de Reynolds:

$$\overline{w' \theta''} = \bar{\theta} \left[\varepsilon_1 \overline{w' r'_t} - \varepsilon_2 \overline{w' r'_{cld}} - \varepsilon_2 \overline{w' r'_i} \right] \quad (II.60)$$

$$+ \overline{w' \theta''} \left[1 + \varepsilon_1 \bar{r}_t - \varepsilon_2 (\bar{r}_{cld} + \bar{r}_l + \bar{r}_i) \right] + \overline{w' \theta'} \left[1 + \varepsilon_1 r'_t - \varepsilon_2 (r'_{cld} + r'_l + r'_i) \right]$$

De acordo com Stull (1988), as correlações triplas $\overline{w' \theta' r'_t}$, $\overline{w' \theta' r'_{cld}}$, $\overline{w' \theta' r'_i}$ e $\overline{w' \theta'' r'_i}$, comparadas a outros termos são pequenas o suficientes para serem desprezadas.

Portanto:

$$\overline{w' \theta'_v} = \overline{w' \theta'} \left(1 + \varepsilon_1 \bar{r}_t - \varepsilon_2 \bar{r}_{cld} - \varepsilon_2 \bar{r}_l - \varepsilon_2 \bar{r}_i \right) + \varepsilon_1 \overline{\theta w' r'_t} - \varepsilon_2 \overline{\theta w' r'_{cld}} - \varepsilon_2 \overline{\theta w' r'_i} \quad (II.61)$$

Capítulo III

Ajustes dos Espectros Observados com a Função Gama

3.1 Introdução

Uma nuvem é um sistema que consiste de uma grande concentração de gotas de diferentes tamanhos sendo a distribuição microfísica de tamanho de gotas uma das suas mais importantes propriedades podendo apresentar grande variabilidade devido a diferentes fontes de CCN.

Os modelos atmosféricos numéricos utilizam funções distribuição para representar o espectro de gotas e sua evolução devido a processos como condensação e evaporação, colisão e coalescência. Tendo em vista que a evolução da distribuição do tamanho de gotas reflete sozinhas, características dinâmicas e termodinâmicas do sistema de nuvem a sua boa representação desempenha um importante papel na modelagem de processos atmosféricos úmidos.

Curie e Jane (1998) mostraram que a microfísica de nuvens depende claramente da distribuição de tamanho de gotas de nuvem. Entretanto, a relação entre condições ambiental, dinâmica de nuvens e microfísica não está plenamente estabelecida. Por exemplo, para a água líquida são relatadas discrepâncias entre observações e a modelagem, sendo que os valores observados freqüentemente se encontram consideravelmente abaixo dos valores calculados por ascensão adiabática. Além disso, nas nuvens os processos de formação de precipitação são mais rápidos do que nos modelos, quando só condensação e coleta estocástica são levadas em conta (Warner, 1969; Jonas e Mason, 1982). A explicação para isso é que durante o crescimento de gotas de nuvens ar seco é misturado o que diminui o conteúdo de água líquida. Em adição, os processos de mistura turbulenta tendem a alargar o espectro de gotas de nuvens nos estados iniciais de formação e, portanto, aumentar a possibilidade

para a coalescência. Além disso, representar de forma inadequada o espectro de gotas seria outro fator para a uma possível discrepância.

Singlo (1990) mostrou que uma pequena variabilidade no número de gotas pode ter um importante impacto nas propriedades radiativas de uma nuvem, sugestão também feita por Towmey et al. (1984). Albrechet (1989) propôs que a concentração e o tamanho de gotas resultantes do processo de mistura heterogênea são importantes para o processo de precipitação.

Desde que detalhes de estudos de avião para representação de nuvens cumulus foram representadas por Warmer (1969), modelos têm sido construídos para tentar reproduzir simultaneamente a distribuição de tamanho das gotas e o conteúdo de água líquida junto com a profundidade da nuvem.

A forma do espectro de modelos é irrealístico e apresenta taxas de crescimento menores para gotas menores do que aquelas observadas Mason and Chien (1962) e Lee e Pruppacher (1977).

É de bastante interesse representar a distribuição de gotas com o diâmetro tendo em vista a forte dependência do raio das gotas nos processos radioativos, condensação, evaporação, velocidade de queda, conteúdo de água líquida. As propriedades radiativas de nuvens resultam do espalhamento da luz pelas gotas e muitos estudos têm mostrado a sensibilidade dessas propriedades na sua estrutura espacial, Mckee e Cox (1974) e Stephens (1976) e trabalhos mais recentes Harshvardhan e Weinman (1982), Welch e Wielicki (1985) e outros. É conhecido que a distribuição da radiação desempenha um importante papel na modificação do clima global através da modificação do balanço radioativo. A absorção e o espalhamento da luz em nuvens implicam em uma importante interação entre a microfísica e a radiação. A microfísica reduz a quantidade de luz refletida para o espaço ou a incidente na superfície levando a

incerteza na absorção da radiação e na derivação da radiação de onda curta emitida da superfície para o espaço. Segundo leva a uma modificação da absorção solar que representa aquecimento da camada de nuvens. Isso pode ter uma importante consequência na dinâmica da atmosfera bem como no ciclo de vida da nuvem. A absorção da radiação solar em nuvem pode ser atribuída pela combinação de absorção de gases atmosféricos, água líquida ou sólida e aerossóis.

É de vital importância uma representação adequada da distribuição do tamanho de gotas pela função utilizada no modelo. A distribuição de hidrometeoros é um importante fator para determinar as características de nuvens e sistemas de nuvens, incluindo sua eficiência de precipitação e suas propriedades ópticas. Portanto, a relação entre microfísica-dinâmica e microfísica-radiação-dinâmica é frequentemente influenciada pelo espectro das partículas de nuvens.

3.2 Distribuição de Tamanho de Hidrometeoros

A utilização de parametrizações em modelagem de fenômenos atmosféricos é uma técnica amplamente utilizada. Hoje em dia, apesar do grande desenvolvimento dos computadores, a simulação de variáveis desconhecidas dentro dos modelos atmosféricos, através de parâmetros diagnosticados pelas condições locais, é uma técnica ainda imprescindível. Em vistas desse fato, a representação dos espectros de gotas observados dentro das nuvens ainda é feita através da utilização de funções distribuições.

Desde 1940, muitas fórmulas tem sido usadas para representar os espectros de gotas de nuvens (Shumann, 1940; Best, 1951; Khrgian e Mazin, 1952; Levin, 1954,1958; Deirmendjian,1964, 1969; Tampiric e Tomasi, 1976; Pruppacher, 1981, etc.). Distribuições empíricas Típicas estão listadas na Tabela 1.

Função Distribuição	Expressão Matemática	Diâmetro de Escala
Exponencial	$N(D)=(N_t/D_0)\exp(-D/D_0)$	$D_0=(q_l/\pi\rho_w N_t)^{1/3}$
Gama	$N(D)=[N_t(1/\Gamma(\nu))(D/D_0)^{\nu-1}](1/D_0)\exp(-D/D_0)$	$D_0=[\{6\{\Gamma(\nu)/\Gamma(\nu+3)\}\{q_l/(\pi\rho_w N_t)\}\}^{1/3}$
Lognormal	$N(D)=(N_t/\sqrt{2\pi}(\ln\sigma))(1/D)\exp\{-1/2[\ln(D/D_0)/\ln\sigma]^2\}$	$D_0=[\{(6q_l e^{-4.5(\ln\sigma)^2})/(\pi\rho_w N_t)\}^{1/3}$
Weibull	$N(D)=N_t\mu(D/D_0)^{\mu-1}(1/D_0)\exp(-D/D_0)^\mu$	$D_0=[\{6/(\Gamma(1+3)/\mu)\}\{q_l/(\pi\rho_w N_t)\}\}^{1/3}$

Tabela 1 Resumo de fórmulas empíricas de distribuição de tamanho de gotas de nuvens.

Entre essas aquela que é utilizada no Single Column Model (Simples Modelo de Coluna) e também no Regional Atmospheric Modeling System (RAMS), é a função distribuição gama descrita por Flatau (1989) e Verlinde et al. (1990).

Walko et al. (1995) mostrou que a distribuição gama pode assumir uma grande variedade de formas, dependendo do valor do parâmetro de forma (ν). Entretanto, de uma forma geral, simulações numéricas são realizadas impondo-se tanto um parâmetro de forma quanto uma concentração fixa de distribuição de gotas.

3.3 Espectro Medido

As medidas microfísicas utilizadas na realização deste trabalho como concentração e diâmetro das gotas foram obtidas de instrumentos instalados em um avião durante o experimento ACE 2 (Second Aerosol Characterization Experiment), em regiões propícias para formação de nuvens Stratocumulus. O ACE II foi um experimento para medir e caracterizar os aerossóis numa região onde se alternam situações de aerossóis marinhos, de poluição (originários principalmente da Europa) e poeira do deserto de Saara. Este experimento aconteceu de 15 de junho a 31 de julho de 1997 na região das Ilhas Canárias, Espanha, e tinha como principal objetivo documentar e caracterizar os aerossóis na atmosfera sobre o Atlântico Norte.

O projeto de campo analisado do ACE II neste trabalho foi o CLOUDCOLUMN (Raes et al. 2000). Ele foi dedicado especificamente aos estudos dos efeitos indiretos dos aerossóis no clima, ou seja, mudanças nas propriedades radiativas das nuvens resultante da mudança das propriedades dos aerossóis que atuam como núcleos de condensação de nuvens (Cloud Condensation Nuclei, CCN). Como se sabe, mudanças na composição química dos aerossóis, nas propriedades físicas e concentração dos CCN têm a propriedade de induzir mudanças na concentração e no tamanho das gotículas das nuvens formadas numa região (Twomey, 1977). Foram analisados três diferentes regimes de nuvens: limpo, intermediário e poluído. Esta definição é feita pela quantidade de CCN existentes, o que leva a uma variação na concentração bem como no diâmetro das gotículas.

O conjunto instrumental durante o experimento de campo CLOUDCOLUMN constitui-se de cinco aviões instrumentados. O conjunto de medidas utilizados neste

trabalho provém do avião Merlim-IV da Météo-France que estava equipado para medidas de aerossóis, gotículas de nuvens, precipitação, propriedades físicas e de nucleação dos aerossóis e fluxos turbulentos.

Quatro instrumentos, dois contadores de núcleos de condensação (CN) TSI 3760A; (Shröder e Ström, 1997), a sonda PCASP-100X (Passive Cavity Aerosol Spectrometer Probe, Petzold et al. 1997) e o contador de núcleos de condensação de nuvens da Universidade de Wyoming (WY0-CCNC; Oliveira and Vali, 1995) estavam dentro do Merlim-IV e amostravam ar por duas vias de entrada diferentes. Os CCN foram amostrados por uma via quase-isocinética localizada dentro de um difusor de velocidade.

Além desses, o Merlim-IV possuía também três espectrômetros ópticos para caracterização dos aerossóis grandes FSSP-300 (Forward Scattering Spectrometer Probe; Baumgardner et al., 1992), gotículas (Fast-FSSP; Brenguier et al. 1998) e precipitação OAP (Optical Array Probe, 200-X, PMS Inc. Boulder, Colorado, USA). Uma outra sonda, a PVM (Particulate Volume Monitor, Gerber Scientific Inc., Reston, VA) media a quantidade de água líquida e a superfície efetiva das gotículas. As sondas do Merlim-IV não apresentavam tempo eletrônico morto (Brenguier and Bourriane 1997).

É claro que existem incertezas nos instrumentos que medem gotas. O método de espalhamento da luz, exemplo FSSP-100 e FSSP-300, possui incertezas que estão relacionados à perda devido ao tempo eletrônico morto e coincidência (Baumgardner et al., 1985; Brenguier e Amodei, 1989a,b; Brenguier et al., 1994). Existem incertezas no tamanho causadas por roll-off eletrônico e não homogeneidade do raio do laser (Baumgardner e Spowart, 1990; Wendisch e Keil, 1996). Em adição esses instrumentos têm um limitado número de canais com um tamanho limiar fixo que limita a soma de informações que podem ser obtidas sobre a forma de distribuição de

tamanho.(Brenquier et al., 1998). Uma limitação adicional está relacionada com a taxa de amostragem destas sondas. Os problemas adicionais surgem devido a partículas perdidas quando o espaço de armazenagem na sonda é excedido e o instrumento espera até os dados serem transferidos antes que novas imagens possam ser armazenadas. Para analisar aerossóis, gotas e distribuição de tamanho de precipitação que são as medidas de três tipos de sistemas de medição de partículas, FSSP-100 e 300 e sondas de imagem óptica bi-dimensional (2D-OAP), as sondas devem ser combinadas para produzir um espectro simples. As sondas desenvolvidas para pesquisas de avião, não podem ser colocadas e as amostras de partículas será levada de volumes que devem estar separadas. Os espectros utilizados foram medidos a 1Hz o que dá um espaçamento em torno de 100m entre duas amostragens consecutivas.

Em nuvens onde as propriedades microfísicas são não homogênea espacial e temporalmente, esta separação dos volumes medidos complicam a interpretação dos dados microfísicos.

3.4 Função Distribuição Gama

Os hidrometeoros são assumidos ter a forma da distribuição gama descrito na tabela1,

$$f_{gamma} = N_t \frac{1}{\Gamma(\nu)} \left(\frac{D}{D_0} \right)^{\nu-1} \frac{1}{D_0} \exp\left(- \frac{D}{D_0} \right) \quad (III.1)$$

em que N_r é o número de concentração, Γ é a função gama, ν é o parâmetro que descreve a forma do parâmetro do espectro, D é o diâmetro dos hidrometeoros e D_0 é o diâmetro característico da distribuição. Em que D pode variar de zero até infinito, e $\Gamma(\nu)$ é uma normalização constante levando a integral sobre D de zero para infinito, ν controla a soma de gotas menores e maiores na distribuição. Quando ν é igual a 1, a eq.(III.1) é uma exponencial ou a distribuição Marshall-Palmer na qual o diâmetro modal (o diâmetro no qual f_{gama} tem um valor máximo) é zero, enquanto com o aumento de ν , aumenta o diâmetro modal monotonicamente.

Tendo em vista a flexibilidade da distribuição gama, é de bastante interesse saber qual o parâmetro de forma que melhor representa cada regime. O objetivo é obter qual parâmetro de forma é mais adequado para os espectros de nuvens observados, para melhor utilização do modelo.

3.4.1 Metodologia

Comparações foram feitas entre o espectro de forma medido e o espectro de forma calculado pela função distribuição gama, variando-se o parâmetro de forma de 2 a 30. Para cada espectro de gotas escolheu-se a mínima diferença entre os espectros de gotas: medido e o da função distribuição gama.

3.4.2 Diferença entre o Espectro Observado e o Espectro calculado pela

Função Distribuição Gama

A Diferença entre o espectro medido e o calculado pela função distribuição é

calculado como:

$$desp = \frac{\int \left[\frac{N_i D}{N_t} - N_t f_{gam}(D) \right] dD}{\int \frac{N_i D}{N_t} dD} \times 100\%$$

(III.2)

3.4.3 Diferença entre o raio Efetivo Observado e o calculado pela função

distribuição gama

A diferença entre o raio efetivo observado e o calculado pela função

distribuição gama é definido como:

$$ddef = \frac{\frac{\int r^3 n(D) dD}{\int r^2 n(D) dD} - \frac{\int r^3 N_t f_{gam}(D) d(D)}{\int r^2 N_t f_{gam}(D) d(D)}}{\frac{\int r^3 n(D) dD}{\int r^2 n(D) dD}} \times 100\%$$

(III.3)

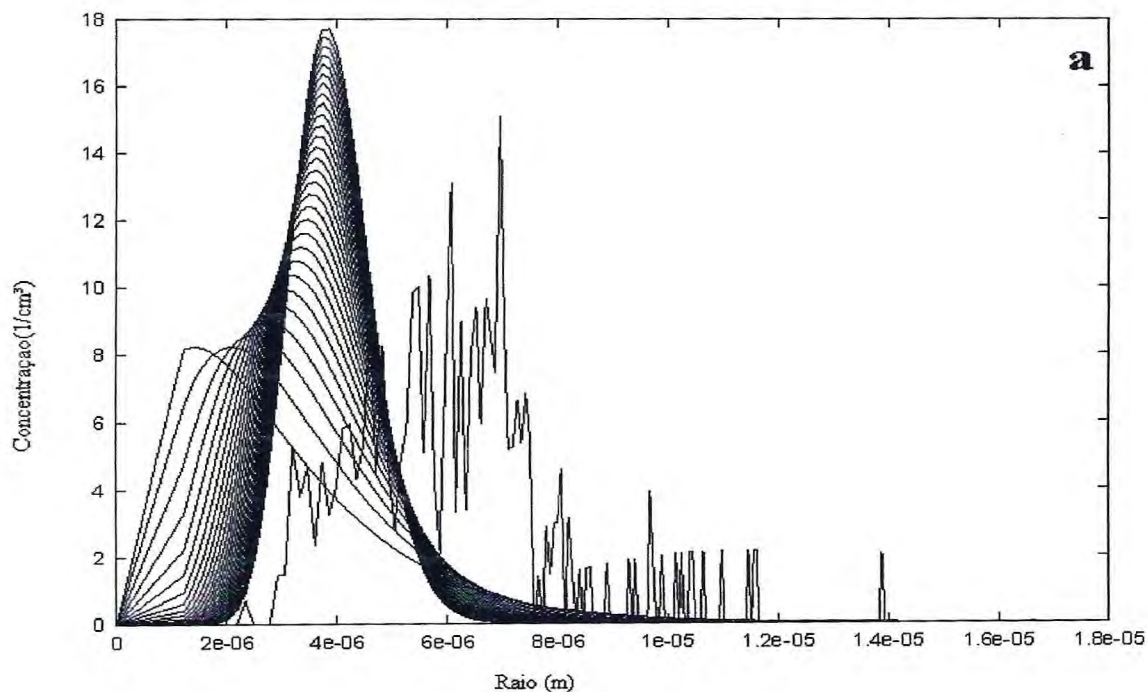
Para fazer as comparações entre o espectro observado e o calculado pela função distribuição gama, foi feito o seguinte procedimento: calculo da concentração de gotas de nuvem total por volume de ar amostrado, calculo do espectro da função distribuição gama para cada parâmetro de forma, comparação entre o espectro observado e o espectro calculado pela função distribuição gama para cada parâmetro de

forma analisado, escolha do parâmetro de forma em que a diferença entre os espectros era mínima.

3.5 Resultados

3.5.1 Divergências entre Espectro Medido e Espectro Observado

Diferenças significativas considerando a concentração de gotas e a forma do espectro foram observados de acordo com o ν e com o regime analisado.



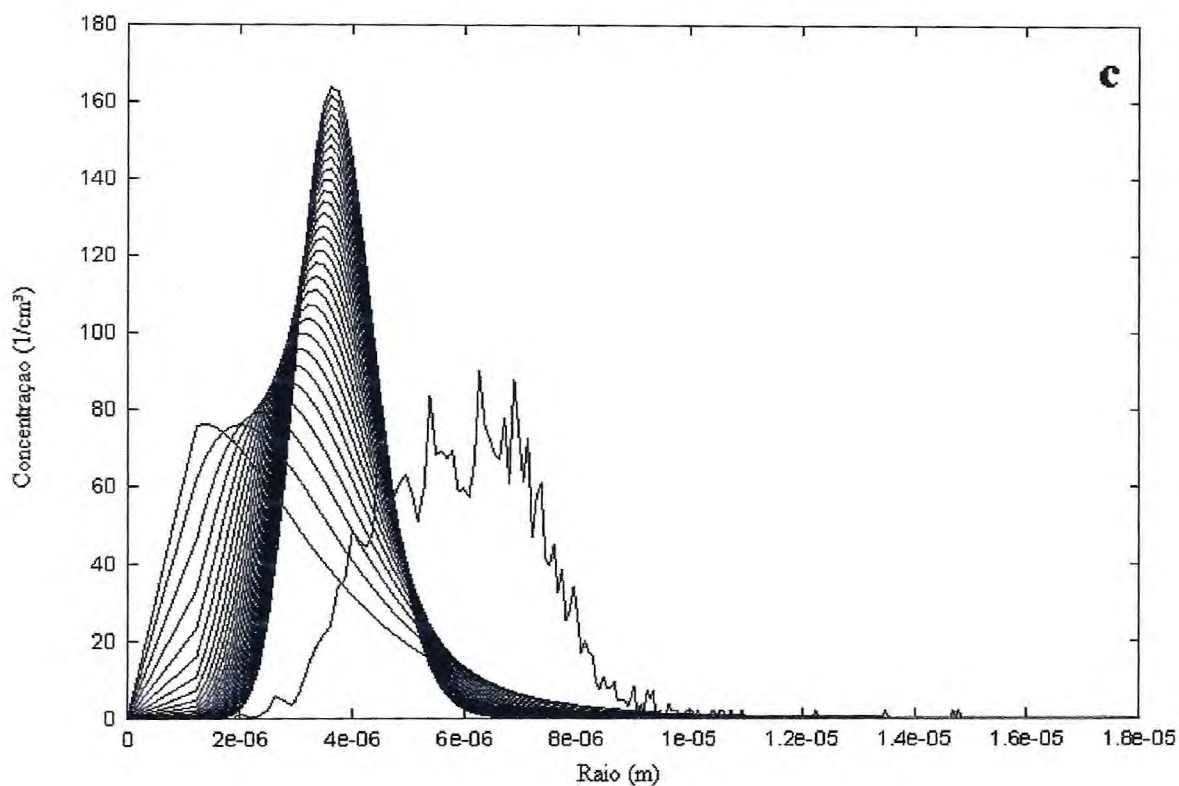
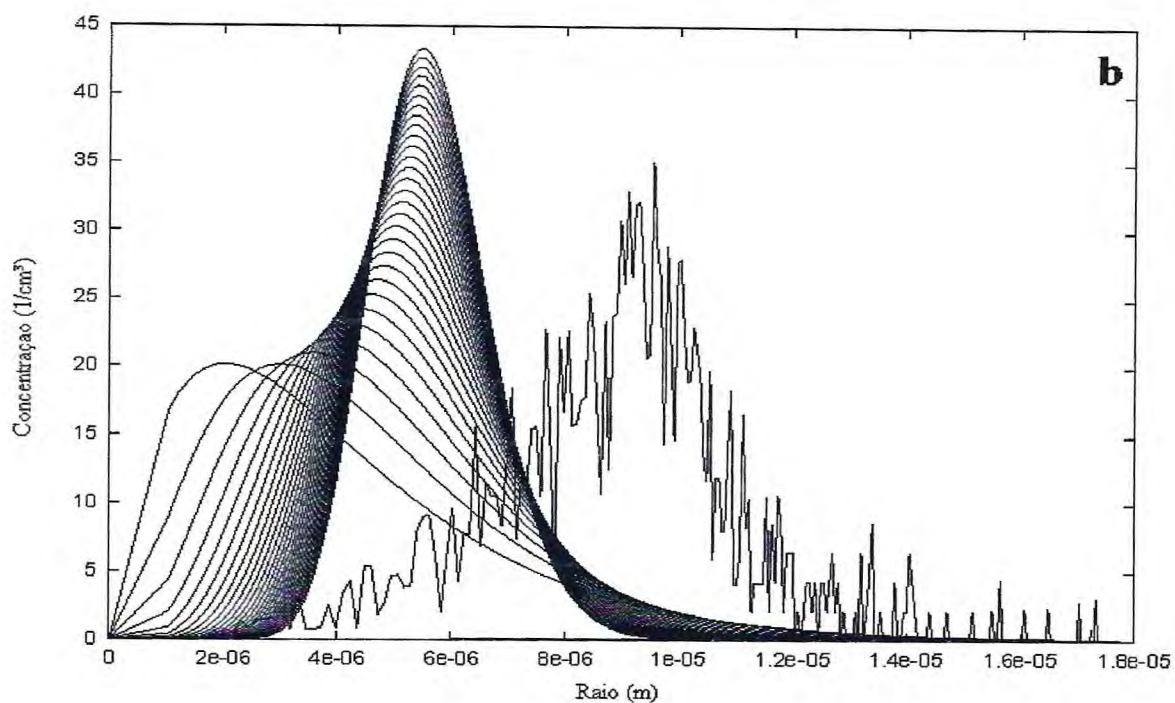


Figura 2-

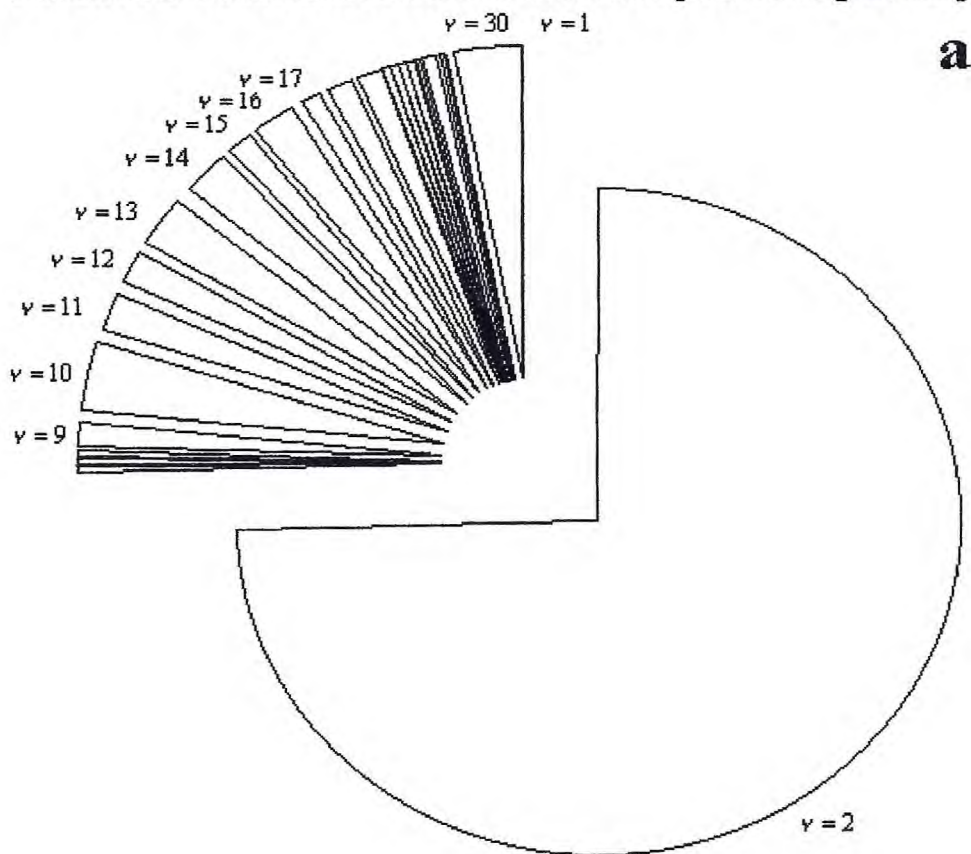
- a) Comparação do espectro medido com a função distribuição gama para um regime limpo.
- b) Comparação do espectro medido com a função distribuição gama para um regime intermediário.
- c) Comparação do espectro medido com a função distribuição gama para um regime poluído.

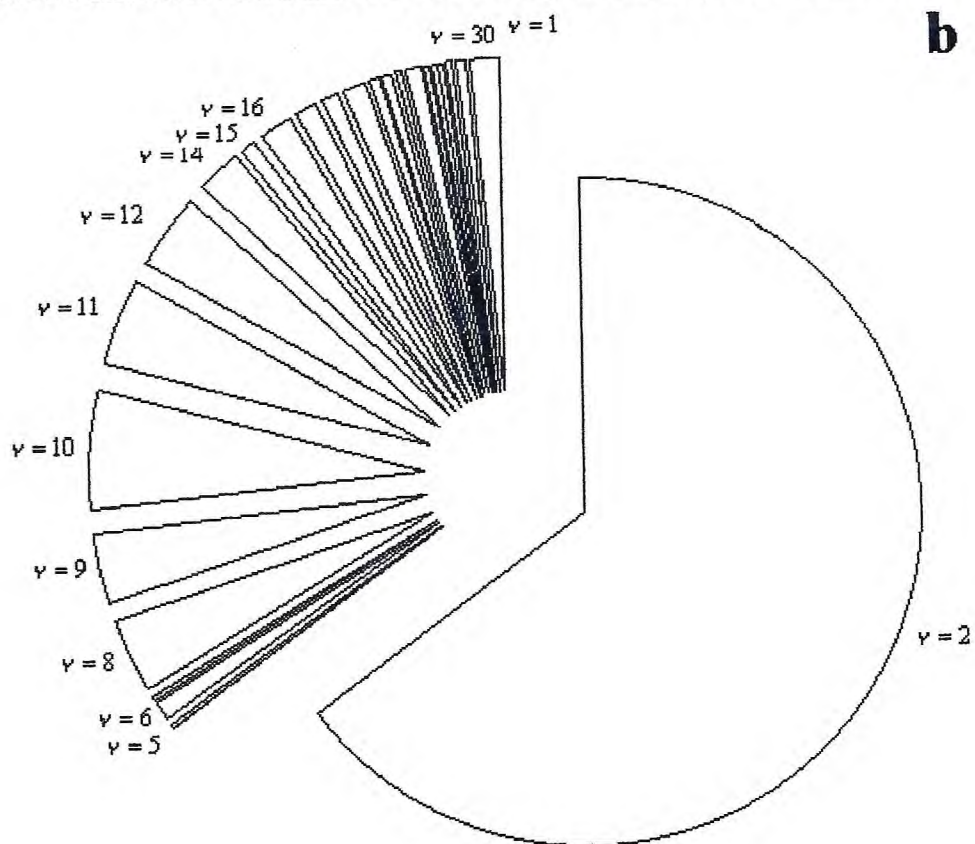
O parâmetro de forma varia de 2 (curva mais embaixo) até 30 (curva mais em cima). Verifica-se que apesar de uma variação no parâmetro de forma de 2 a 30 o espectro calculado pela função gama apresenta grandes discrepâncias em relação ao espectro medido. Em geral as gotículas calculadas pela função gama são menores do que as observadas, assim como a distribuição de gotas é mais homogênea do que o espectro observado. Essa homogeneidade observada pela função gama tende a aumentar à medida que se aumenta o valor do parâmetro de forma.

3.5.2 Estatísticas para Análise dos Parâmetros de Formas nos Regimes Observados

Estatísticas foram feitas a fim de analisar qual é o parâmetro de forma da função gama que melhor representava o espectro observado em cada tipo de regime, isto é, o qual

Parâmetro apresentava menor diferença em relação ao espectro observado.

Parâmetro de Forma mais Próximo do Observado para um Regime Limpo

Parâmetro de Forma mais Próximo do Observado para um Regime Intermediário

Parâmetro de Forma mais Próximo do Observado para um Regime Poluído

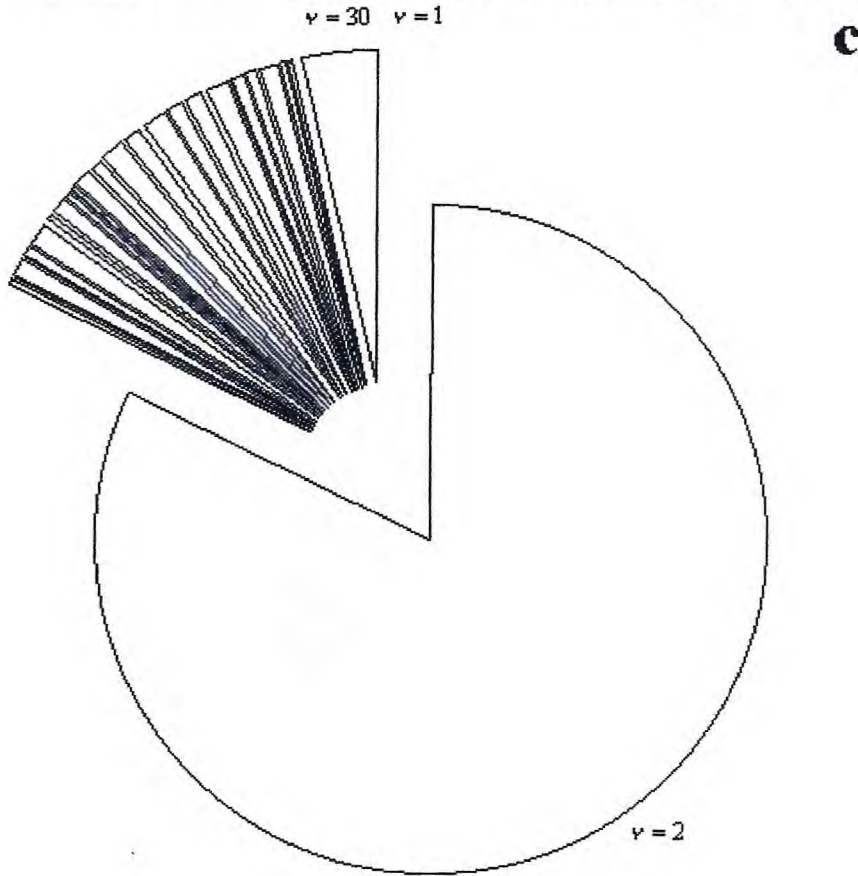


Figura 3 –

- a) Gráfico da porcentagem do Parâmetro de forma que mais se aproxima do espectro observado para um regime limpo.
- b) Gráfico da porcentagem do Parâmetro de forma que mais se aproxima do espectro observado para um regime intermediário.
- c) Gráfico da porcentagem do Parâmetro de forma que mais se aproxima do espectro observado para um regime poluído.

Para os casos analisados verifica-se que o parâmetro de forma $\nu = 2$ é o que melhor representa o espectro em mais de 60% dos vôos analisados.

3.5.3 Porcentagem de Variação do Espectro Medido e Espectro Observado

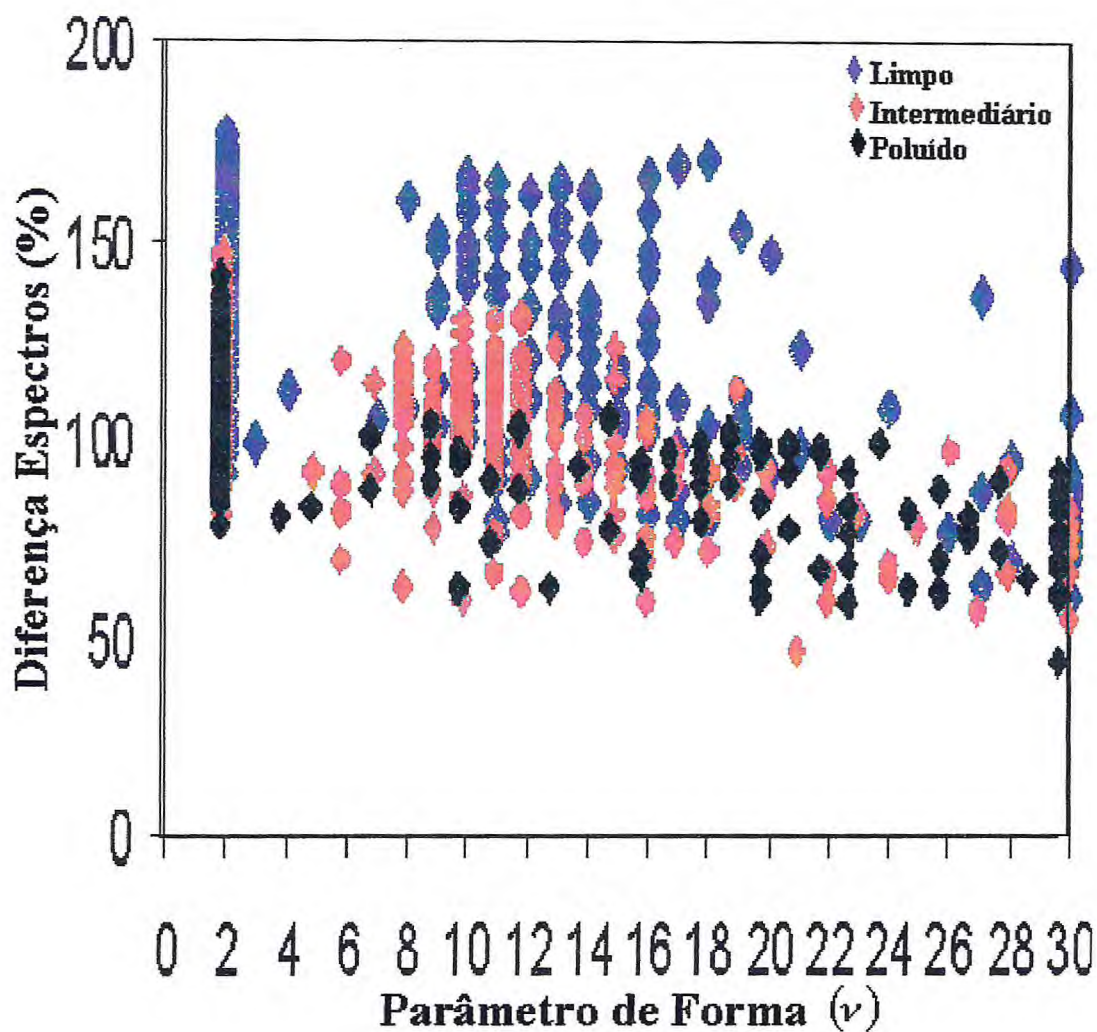


Figura 4 – Porcentagem da menor diferença entre o espectro medido e o espectro da função distribuição gama com o parâmetro de forma variando de 2 a 30, para um regime limpo (azul), intermediário (vermelho), poluído (preto).

Na Figura 4, observa-se que existe um parâmetro de forma ($\nu = 2$) que representa melhor o espectro calculado pela função gama em grande parte dos casos observados. Porém, outros parâmetros também apresentam certa representatividade.

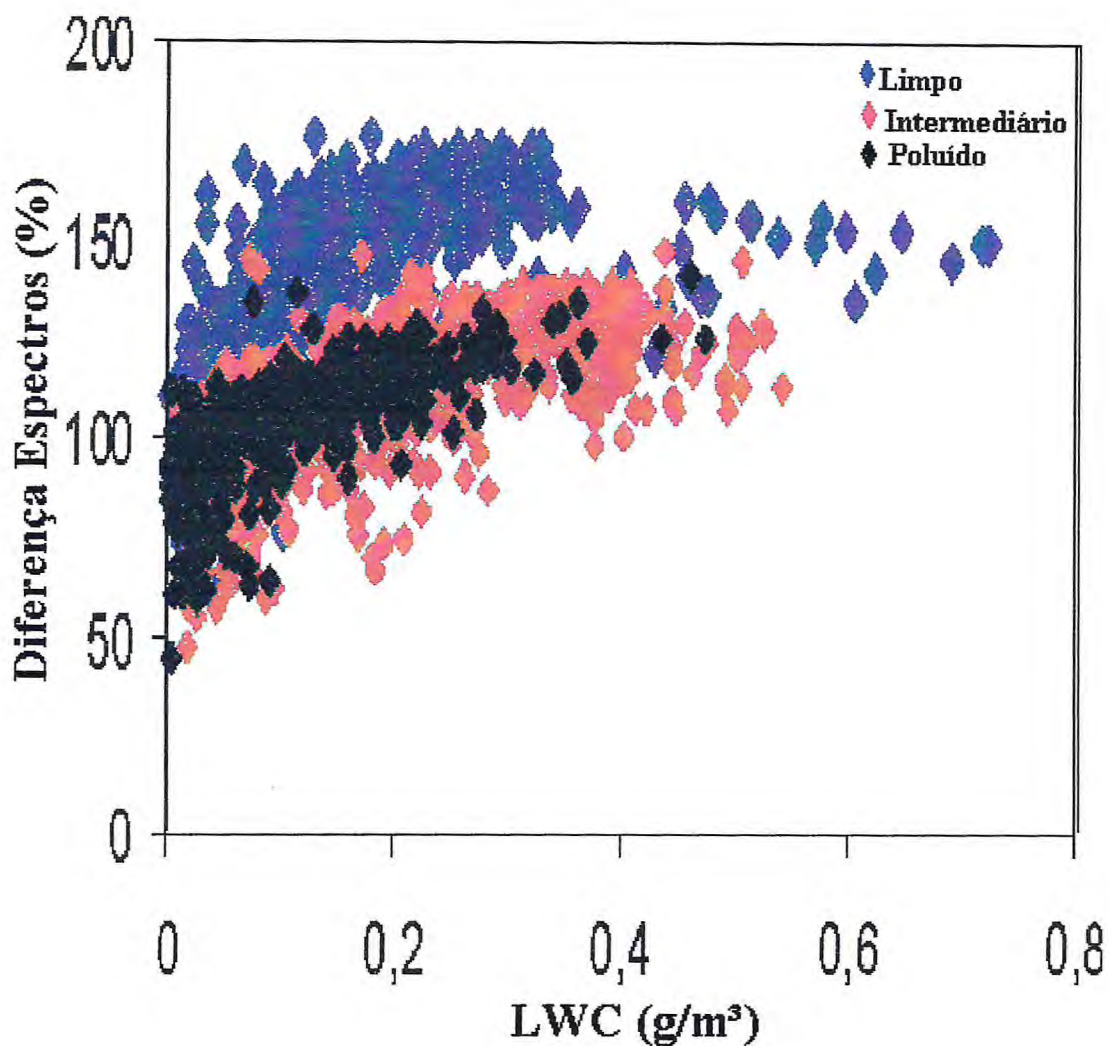


Figura 5 – Porcentagem da menor diferença entre o espectro de gotas medido e o espectro da função distribuição gama em função da quantidade de água líquida, para um regime limpo (azul), intermediário (vermelho), poluído (preto).

Verificam-se nos três regimes que não existe uma relação clara em relação ao erro percentual entre o espectro medido e o calculado pela função gama no que concerne a quantidade de água líquida. Os erros percentuais são altos, mesmo para uma melhor escolha do parâmetro de forma, e podem chegar a quase 200%. Para uma maior quantidade de água de nuvem percebe-se um aumento na diferença percentual entre os espectros.

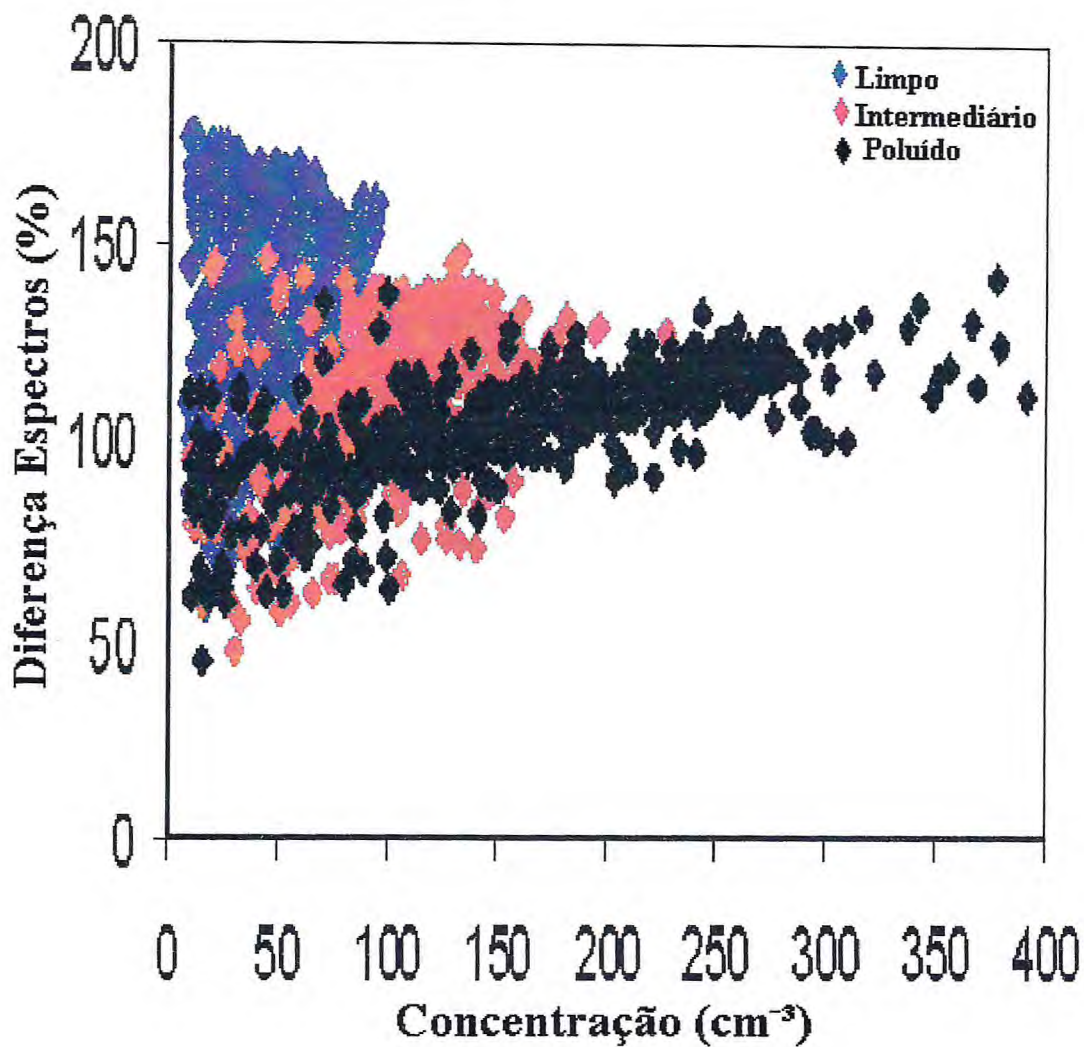


Figura 6 - Porcentagem da menor diferença entre o espectro de gotas medido e o espectro da função distribuição gama em função da concentração de gotas, regime limpo (azul), intermediário (vermelho), poluído (preto).

Verificaram-se nos três regimes que não existe uma relação clara em relação ao erro percentual entre o espectro medido e o calculado pela função gama no que concerne a concentração de gotas. Os erros percentuais são altos, mesmo para uma melhor escolha do parâmetro de forma, e podem chegar a quase 200%.

3.5.4 Porcentagem de Variação do Diâmetro Efetivo Medido pela Função Distribuição Gama e Diâmetro Efetivo Observado

As propriedades ópticas de nuvens homogêneas são expressas como função de duas variáveis microfísicas: o conteúdo de água líquida e o raio efetivo da gota. Para que se calcule a transferência radiativa através da nuvem, é necessário, portanto assumir a distribuição espacial destes parâmetros. O raio efetivo e o conteúdo de água líquida são dados pelas equações III.2 e III.3 respectivamente.

$$r_e = \frac{\int r^3 n(r) dr}{\int r^2 n(r) dr} \quad (\text{III.4})$$

$$LWC = 1 \times 10^6 \frac{\int_3^4 \pi \rho_w r^3 N_i dr}{\int_3^4 \pi r^3 dr} \quad (\text{III.5})$$

Medidas microfísicas em Stratocumulus têm revelado uma significativa variabilidade de LWC (Conteúdo de água de Nuvem) e raio efetivo na horizontal bem como na vertical (Singlo et al., 1982; Nicholls, 1984; ex. Stephens e Platt, 1987; ex. Martin et al., 1994).

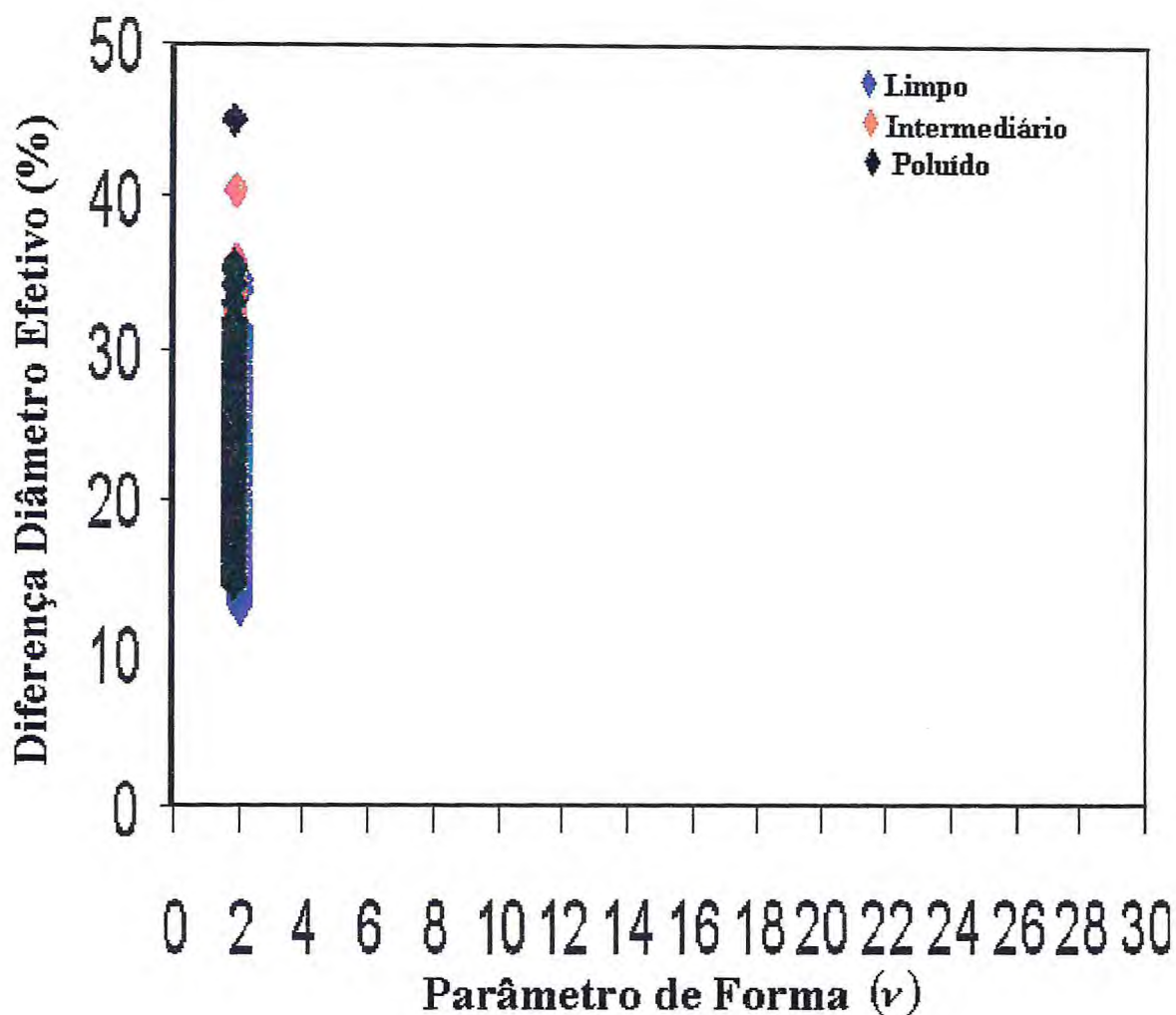


Figura 7 - Porcentagem da menor diferença entre o diâmetro efetivo medido e o diâmetro efetivo calculado a partir da função distribuição gama em função do parâmetro de forma, regime limpo (azul), intermediário (vermelho), poluído (preto).

Na Figura 7, para os três regimes de concentrações de gotas o parâmetro de forma que melhor representa o diâmetro efetivo calculado pela função gama é o 2 em 100% dos casos, com diferenças em relação ao espectro medido que podem chegar a 50%.

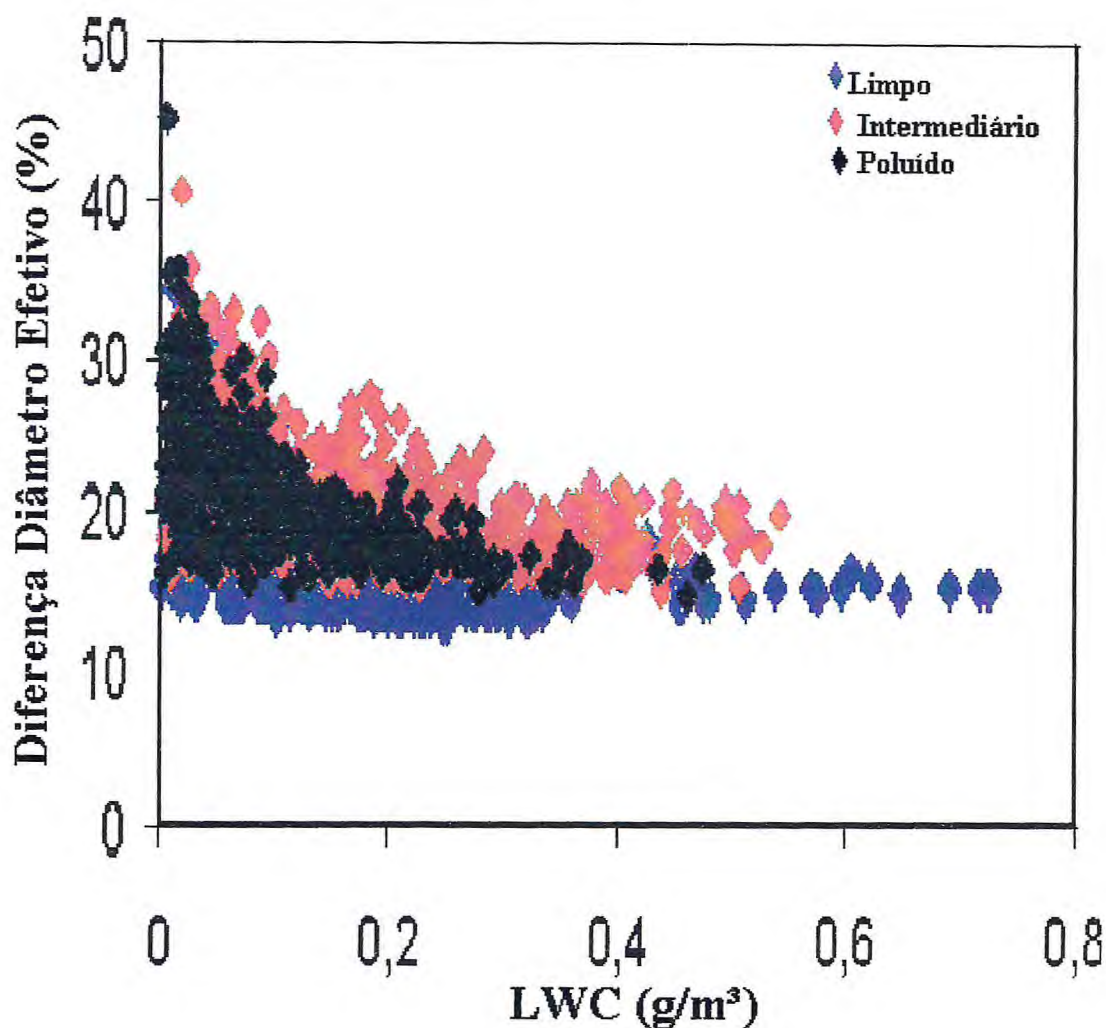


Figura 8 - Porcentagem da menor diferença entre o diâmetro efetivo medido e o diâmetro efetivo calculado a partir da função distribuição gama em função da quantidade de água líquida, regime limpo (azul), intermediário (vermelho), poluído (preto).

Percebe-se que para concentrações maiores em cada um dos casos mostrados na Figura 7 que a diferença percentual em relação ao diâmetro efetivo medido diminui com o aumento da quantidade de água de nuvem. Como nuvens stratocumulus não são nuvens que tem como principal característica à precipitação, essa característica fica mais evidente no gráfico acima, com o aumento da concentração de gotas diminui-se a quantidade de água líquida devido à evaporação das gotas pequenas.

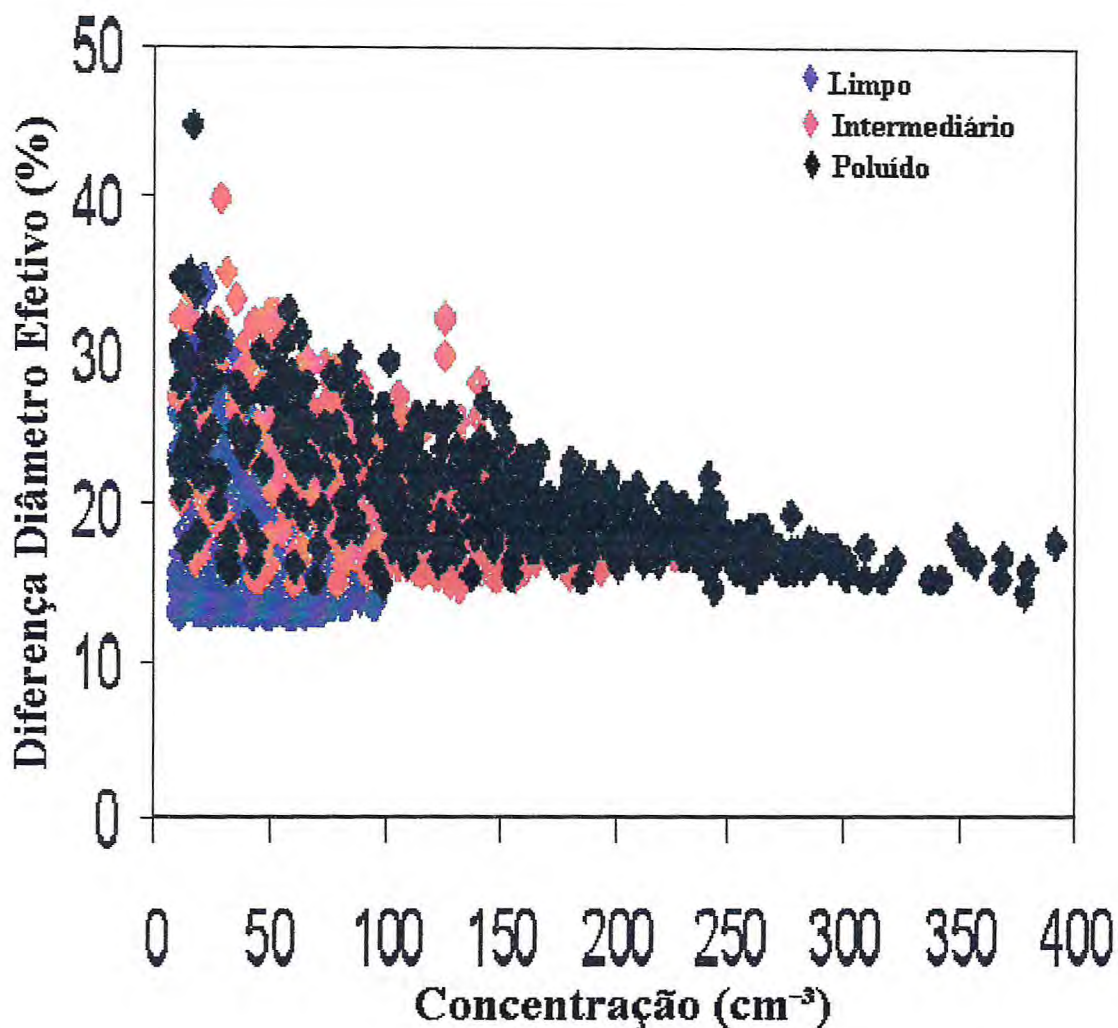


Figura 9 - Porcentagem da menor diferença entre o diâmetro efetivo medido e o diâmetro efetivo calculado a partir da função distribuição gama em função da concentração, regime limpo (azul), intermediário (vermelho), poluído (preto).

Percebe-se que para concentrações maiores em cada um dos casos mostrados na figura 9 que a diferença percentual em relação ao diâmetro efetivo medido diminui com o aumento da concentração. Para uma mesma concentração de gotas dependendo do regime observado nota-se uma variação no erro percentual, conclui-se, portanto, que o tipo de aerossol que forma a gotícula de nuvem influencia nas propriedades radiativas da mesma.

3.6 Conclusões

Os parâmetros de forma da função distribuição gama variaram de 2 a 30 e foram comparados com o espectro medido.

Existem parâmetros de forma que mais se aproximam do espectro medido, como observado nas figuras 2, 3 e 4 . Para um regime limpo, isto é, com pouca concentração de gotas, foram analisadas 178 diferentes concentrações de gotas variando de 10 a 100 gotas/cm³. O parâmetro de forma que melhor representou o espectro medido, isto é, o que apresentou menor diferença entre as distribuições foi $\nu = 2$ em 74,8% dos vãos observados. Foram analisados 381 diferentes concentrações de gotas consideradas ser de um regime intermediário, isto é, com concentrações de gotas entre 10 e 250 gotas/cm³ e o parâmetro de forma que mais se aproximou do espectro medido foi o 2 em 64,9% . Para um regime considerado poluído, com muitas gotas devido a grande quantidade de núcleos de condensação de nuvens, foram analisados 350 diferentes concentrações, com concentrações de gotas entre 10 e 400 gotas/cm³ e o parâmetro de forma que mais se aproximava do espectro medido foi $\nu = 2$ em 82,2%.

Mesmo sabendo que existem parâmetros de forma utilizados pela função gama que melhor representam os espectros de distribuição de gotas observados, as diferenças percentuais são altas indo de 40% e chegando até quase 200%, dependendo do caso observado. Essas conclusões podem ser vistas na figura 4.

O mesmo acontece em relação ao diâmetro efetivo tão importante para o cálculo da radiação absorvida e refletida pelas gotas nos modelos atmosféricos. Discrepâncias significativas foram observadas entre o diâmetro efetivo observado e diâmetro efetivo

calculado pela função gama, com diferenças que podendo chegar a 50% dependendo do caso observado, escolhendo-se entre 2 e 30 o melhor parâmetro de forma. Essas conclusões podem ser vistas nas figuras 7,8 e 9.

Percebe-se também que para uma mesma concentração de gotas o erro percentual difere dependendo do caso observado, confirmando mais uma vez a teoria de que a natureza dos núcleos de condensação de nuvem influencia nas propriedades ópticas das nuvens. Este resultado pode ser visto na figura 9.

Outro resultado importante é a confirmação mais uma vez de que nuvem stratocumulus apresenta uma taxa de evaporação maior do que a de precipitação. Este resultado pode ser visto nas figuras 5 e 8 em que quantidade de água líquida diminui com o aumento da concentração.

Verificou-se que o parâmetro de forma que apresenta um diâmetro médio mais próximo do diâmetro médio do espectro observado é o 30.

Verificou-se que o diâmetro efetivo calculado pela função gama varia com a concentração de gotas, este resultado pode ser visto na figura 9. Verificou-se também que a função gama representa melhor o diâmetro efetivo que a distribuição de tamanhos de gotas.

Capítulo IV

Simulação dos Casos Observados Durante Experimento ACE2 com o Modelo de Coluna

4.1 Introdução

Neste capítulo avaliamos a habilidade do modelo descrito em detalhes no Capítulo II em representar as observações de diferentes casos do experimento ACE2. Sendo assim, cinco casos observados são simulados tendo condições iniciais próximas àquelas observadas durante os diferentes dias do ACE2. Uma descrição detalhada de cada uma dessas situações pode ser encontrada em Almeida (2001) e Almeida et al. (2005).

Serão analisados os perfis iniciais de razão de mistura de vapor, temperatura potencial e componentes do vento (zonal e meridional). Temperatura potencial é a temperatura que uma parcela teria se fosse expandida ou comprimida adiabaticamente de seu estado real de pressão e temperatura para uma pressão padrão (1000 mb). Outras variáveis utilizadas serão conteúdo de água de nuvem, variância da velocidade vertical e fluxo de flutuação. Desacoplamento é usado aqui, como um local de redução dos fluxos turbulentos. Durante este fenômeno, uma zona de muito baixa energia cinética turbulenta (TKE) é estabelecida entre a camada de nuvens e a camada da superfície, conduzindo a um perfil diferente de desenvolvimento da taxa de dissipação de TKE.

Para a realização destas simulações utilizou-se alta resolução tanto espacial quanto temporal. Desta forma o passo de tempo foi fixado em 10 segundos para todas as rotinas numéricas (microfísica, radiação, turbulência, etc) enquanto a malha vertical teve um espaçamento fixo de 20 metros. O horário de início de todas as simulações é de aproximadamente 10 horas local. De forma que se avalia o perfil médio a partir das 11 horas, horário em que geralmente os vôos começavam.

4.2 Condições iniciais de 26 de junho de 1997 (Vôo 21)

No primeiro experimento a ser simulado, de 26 de junho de 1997, a atmosfera apresentou uma pressão no nível do mar de 1017,2 hPa. A altura média do topo da camada limite, onde se dá a inversão brusca de temperatura potencial, é de aproximadamente 1500 m, com uma variação conforme a posição e o horário. O modelo representa um ponto médio fixado na latitude de $29,5^{\circ}$ N e longitude de $-16,54^{\circ}$ L. A temperatura da superfície do mar foi fixada em 295,94 K, enquanto a concentração de gotas de nuvem foi fixada em 55 cm^{-3} e o tamanho médio das gotas de chuva em $35 \mu\text{m}$ e, com uma divergência de grande escala em $3,5 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$.

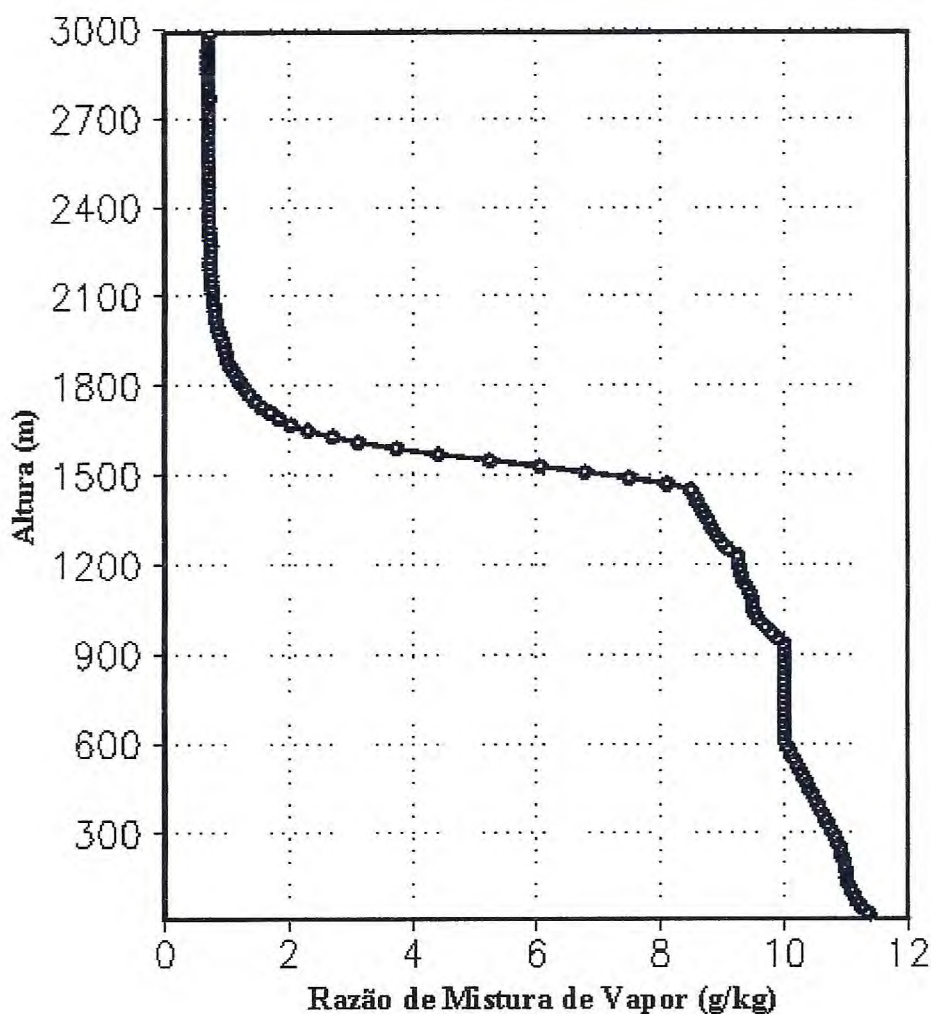


Figura 10 – Perfil Inicial da Razão de Mistura de Vapor para o vôo 21.

A figura 10 mostra que a razão de mistura de vapor é de aproximadamente 11g/kg próximo à superfície e diminui lentamente até cerca de 600 m onde apresenta o valor de 10 g/kg. Esse valor permanece praticamente constante até cerca de 950 metros, entre 950m e 1500m (topo da camada limite) a variação é pequena, atingindo o valor de cerca de 8,5 g/kg.. Acima daí o valor decresce rapidamente devido ao ar seco que desce pela subsidência.

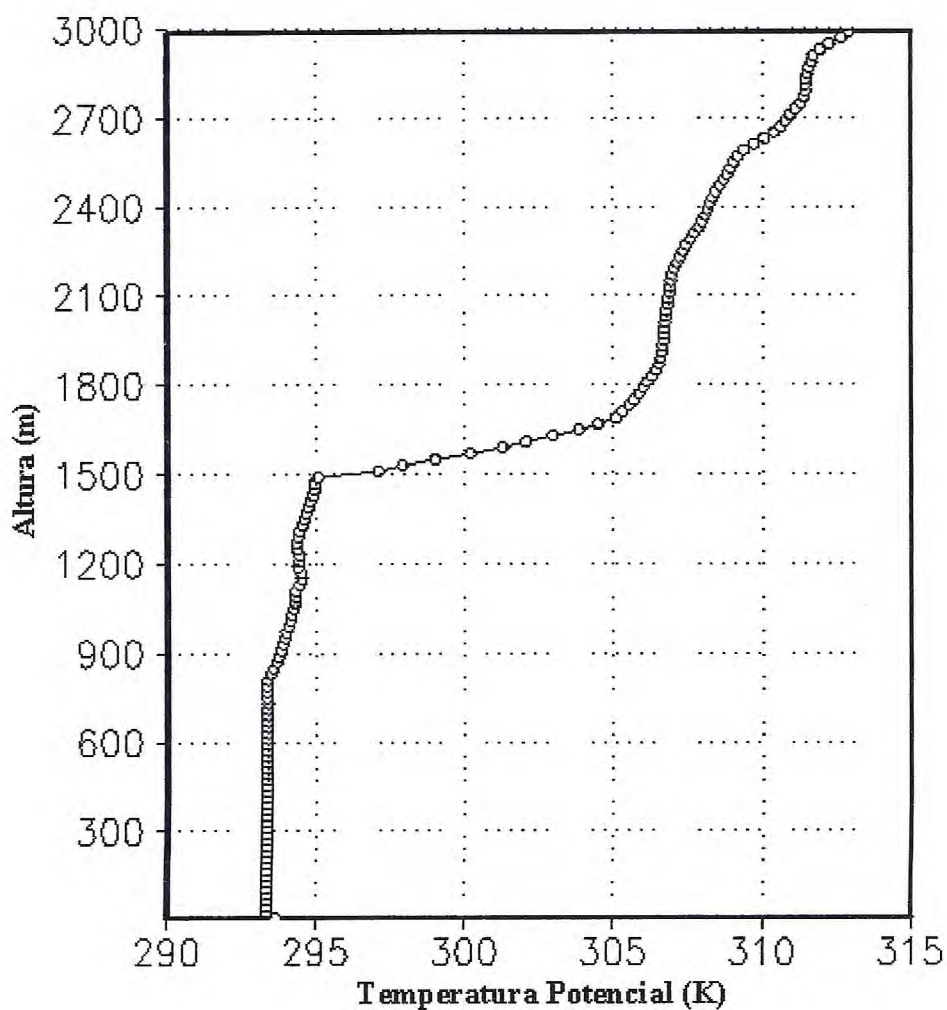


Figura 11 - Perfil Inicial da Temperatura Potencial para o voo 21.

A figura 11 mostra que o perfil inicial da temperatura potencial é de 293 K próximo à superfície. A temperatura potencial se mantém constante até uma altura de 800 m, depois aumenta lentamente até uma altura de 1500 m. Em 1500 m, topo da camada limite, a temperatura potencial é de 295 K. Depois de 1500 m a temperatura potencial aumenta bruscamente caracterizando uma forte inversão térmica.

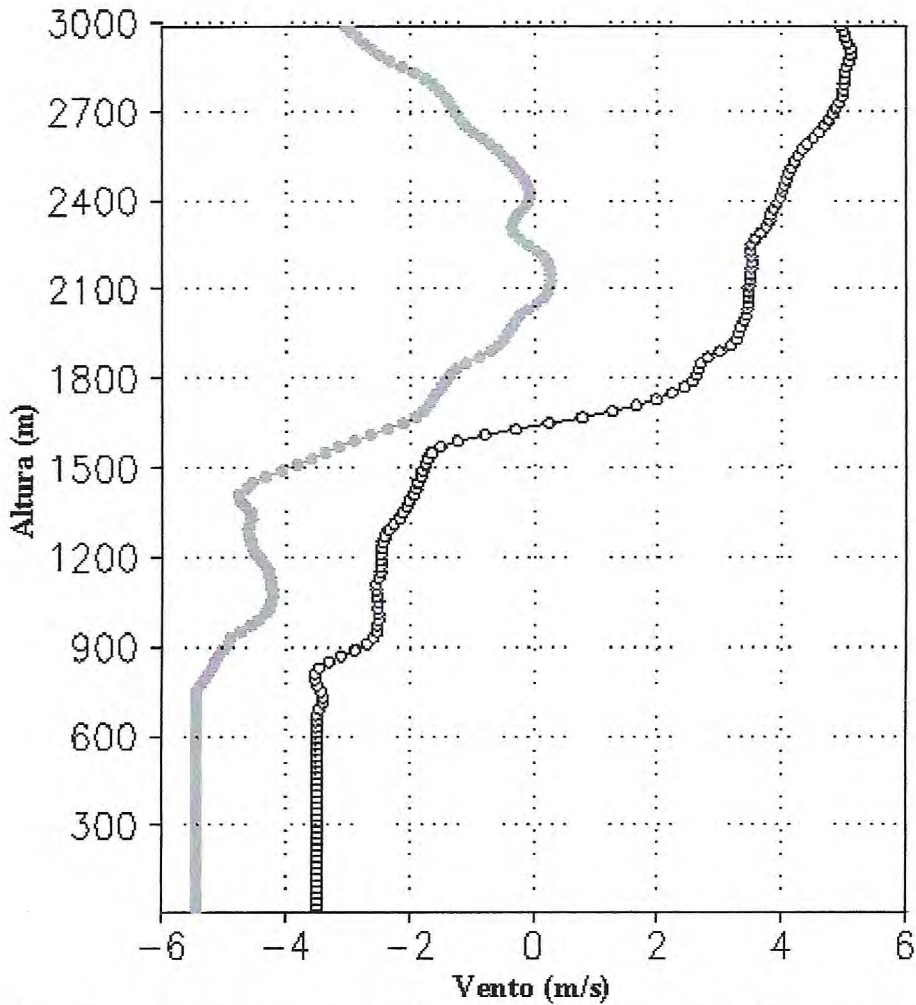


Figura 12 - Perfil inicial do Vento para o vôo 21. Bola aberta (zonal), bola fechada (meridional).

A figura mostra o perfil inicial do vento zonal e o meridional. Próximo à superfície o valor do vento zonal é de $-3,5\text{m/s}$ (sentido do vento é para esquerda) e o meridional de $-5,4\text{ m/s}$ da superfície até uma altura de 750m . Acima desta altura o valor do vento aumenta em ambos os casos, apresentando valores de cerca de $-4,0$ e $-2,0\text{ m/s}$, respectivamente, no topo da camada limite.

4.3 Condições Iniciais de 8 de julho de 1997 (Vôo 28)

Na simulação do vôo realizado no dia 8 de julho de 1997, com latitude representativa do ponto médio de 33,7° N e longitude 17,1° O, temos uma situação que difere um pouco do vôo 21 (26/06/1997). A pressão ao nível do mar era mais alta (1021,3 hPa). A altura da camada limite não ultrapassava 980 metros. A temperatura da superfície do mar foi fixada em 294,5 K. Neste dia houve a presença de uma grande quantidade de aerossóis de poluição e a concentração média de gotículas de nuvem dentro dos stratocumulus era de 196/cm³, enquanto o raio médio das gotículas de chuva foi fixado em 35 μm e a divergência de larga escala foi fixada em $6,0 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$.

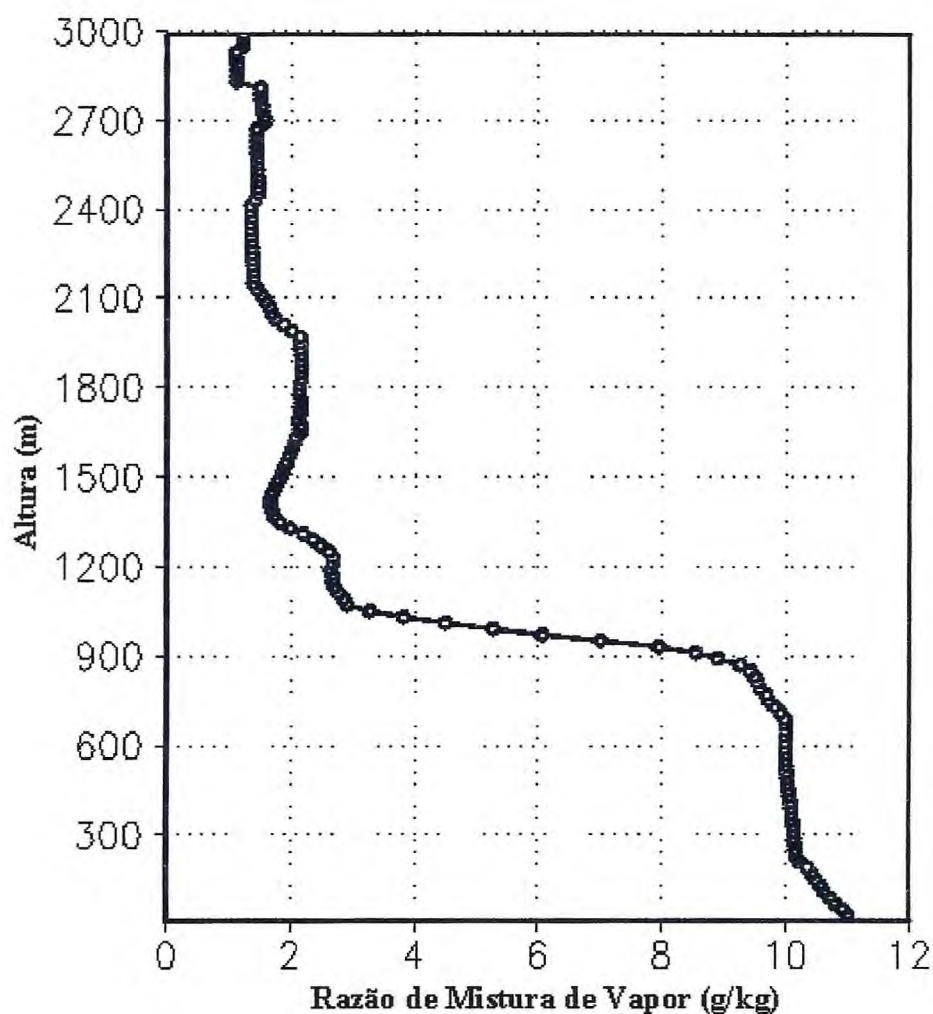


Figura - 13 Perfil Inicial da Razão de mistura de Vapor para o vôo 28.

A Figura 13 mostra a razão de mistura de vapor é de aproximadamente 11g/kg próximo á superfície e se mantém constante em cerca de 10 g/kg em quase toda a camada limite. Em 1000 m, a razão de mistura de vapor já é de aproximadamente 2,5 g/kg.

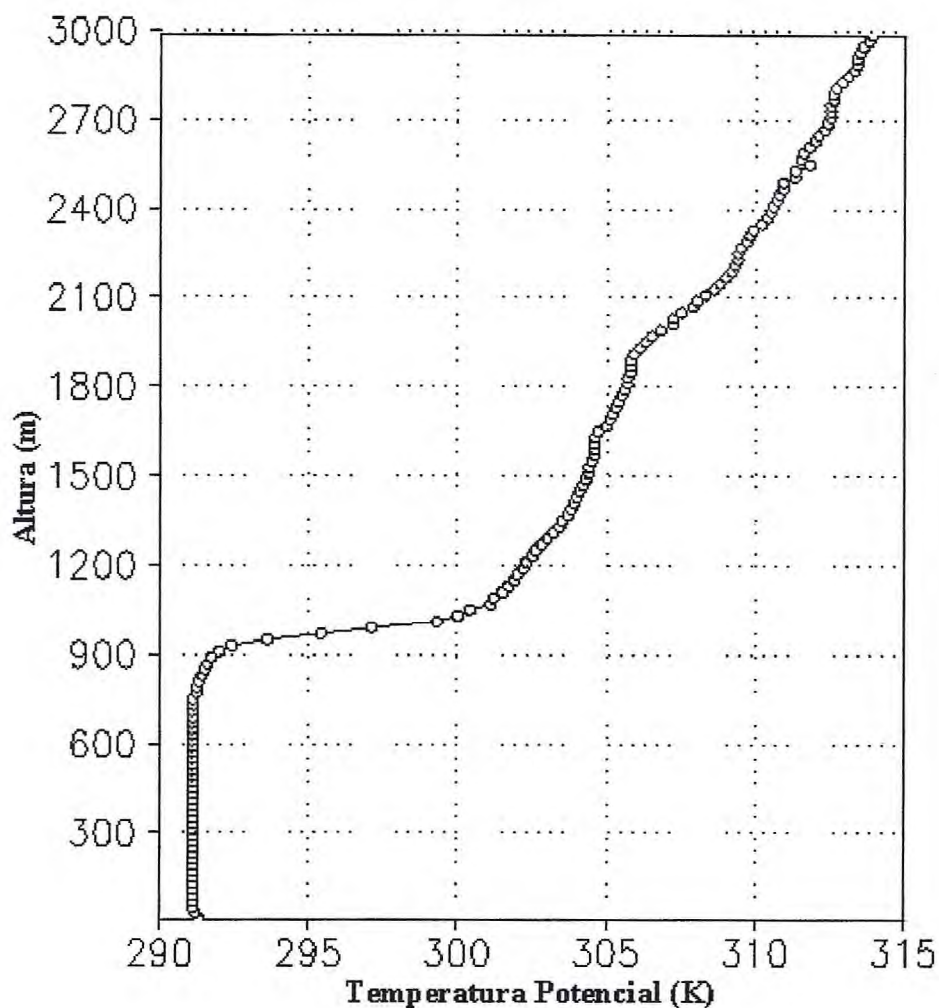


Figura 14 - Perfil Inicial da Temperatura Potencial para voo 28.

A Figura 14 mostra que o perfil inicial da temperatura potencial é de 292 K próximo à superfície e esse valor se mantém constante até uma altura de 800 m, depois aumenta lentamente até uma altura de 980 m. Em 980 m, topo da camada limite, a temperatura potencial é de 292,5 K. Depois de 980 m a temperatura potencial aumenta bruscamente devido a forte inversão térmica.

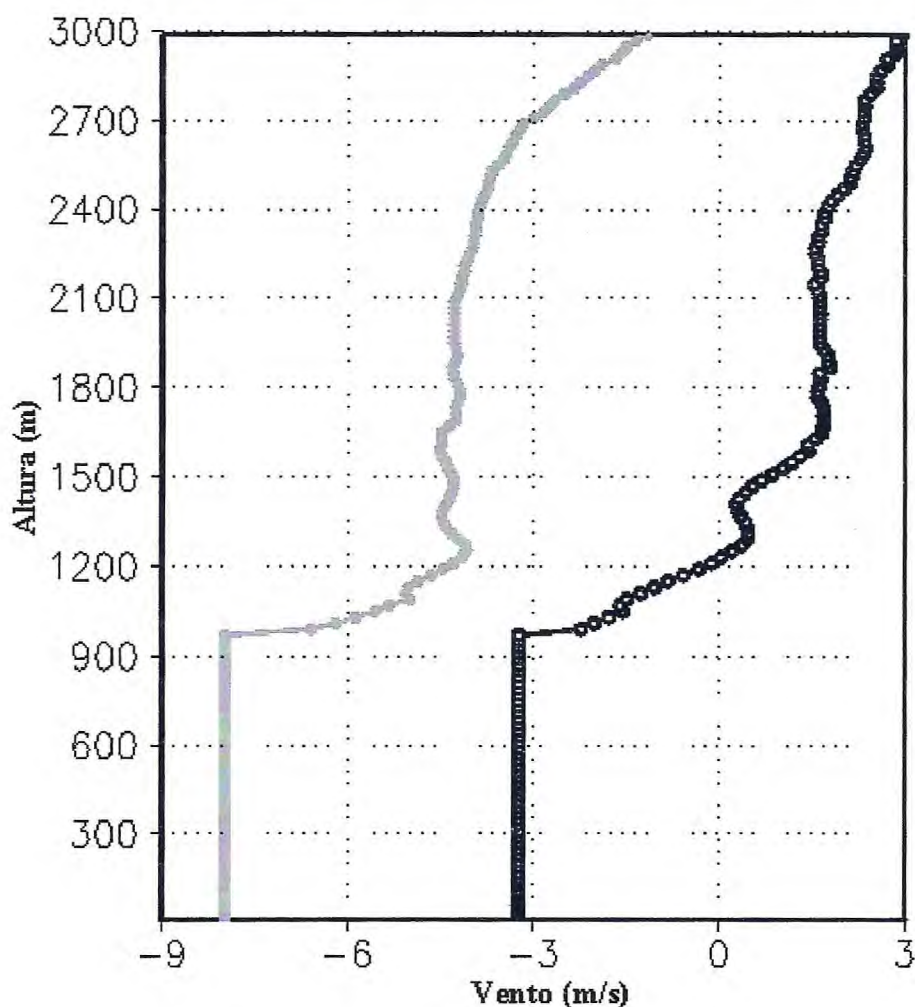


Figura 15 - Perfil inicial do Vento para o vôo 28. Bola aberta (zonal), bola fechada (meridional).

A Figura 15 mostra o perfil inicial do vento zonal e meridional, o zonal era de 3,2 m/s e o meridional de -8,0 m/s da superfície até uma altura de 950m. Acima dessa altura ambos tendem a aumentar.

4.4 Condições Iniciais de 9 de julho de 1997 (Vôo 30)

Para o vôo 30, que foi realizado no dia 9 de julho de 1997, representando uma latitude $29,25^{\circ}$ N e longitude $17,0^{\circ}$ O , tem-se uma pressão de 1020,8 hPa ao nível do mar. A altura da camada limite era de aproximadamente 970 metros. A temperatura da superfície do mar era de 295,94 K. Este dia é o que apresenta maior quantidade de aerossóis de poluição e a concentração média de gotículas de nuvens formada dentro dos stratocumulus foram de $244/\text{cm}^3$. O raio das gotículas de chuva foi fixado em $35 \mu\text{m}$ e a divergência de larga escala em $4,5 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$.

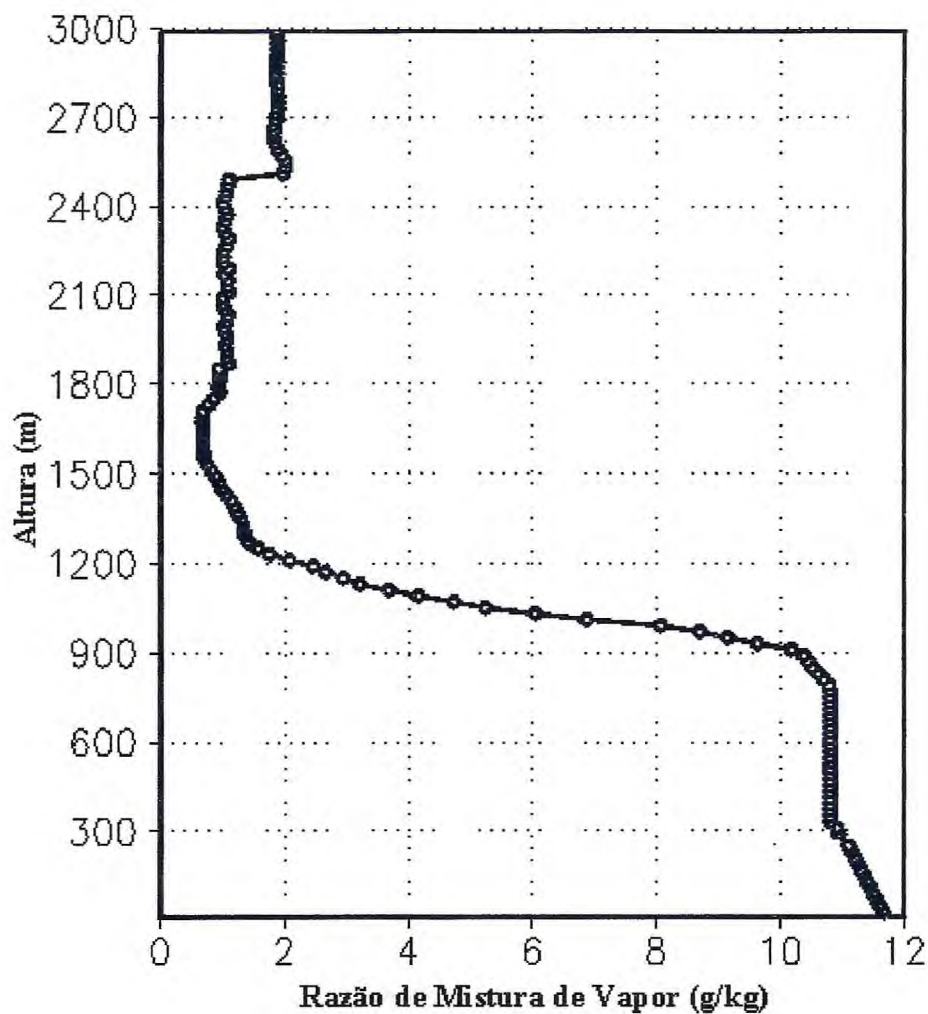


Figura 16 - Perfil Inicial da Razão de mistura de Vapor para o vôo 30.

A Figura 16 mostra a razão de mistura é de aproximadamente 12g/kg próximo à superfície e se mantém constante em cerca de 11 g/kg em quase toda a camada. No topo da camada limite, 970m, a razão de mistura de vapor é de aproximadamente 8g/kg.

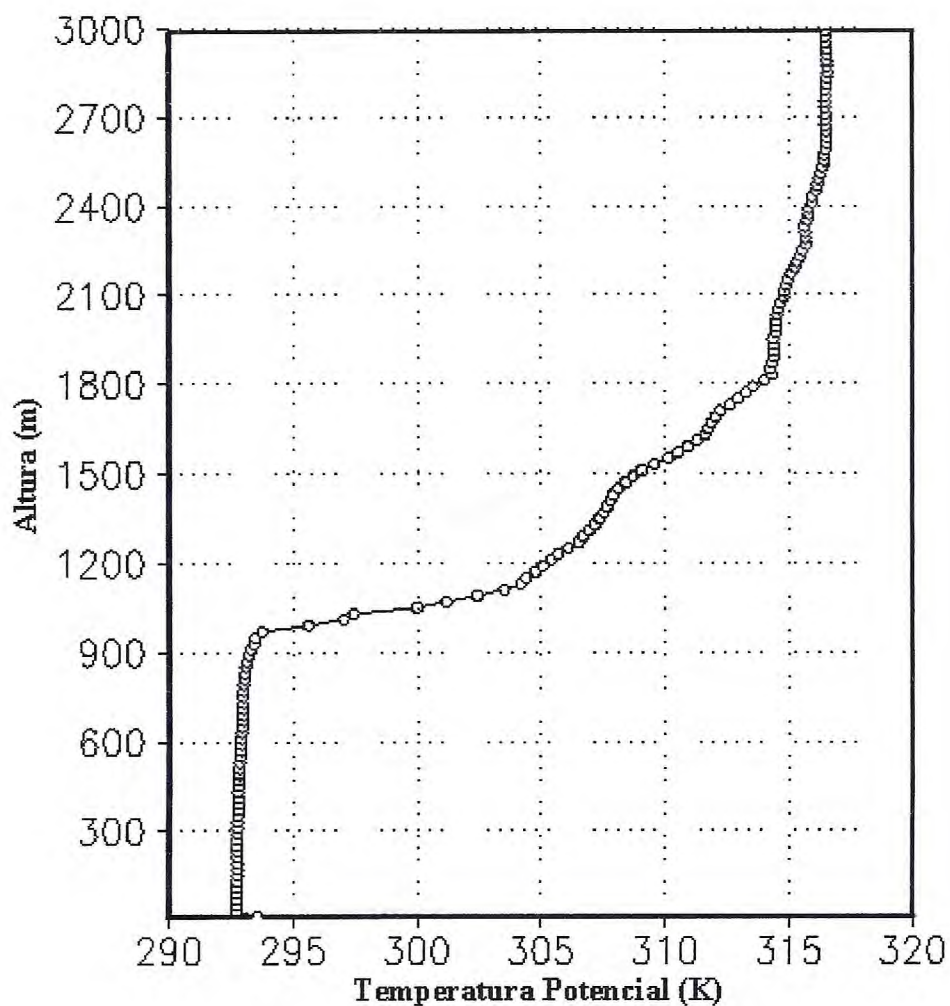


Figura 17 - Perfil Inicial da Temperatura Potencial para o voo 30.

A Figura 17 mostra que o perfil inicial da temperatura potencial é de 292,5 K próximo à superfície. A temperatura potencial se mantém aproximadamente constante até uma altura de 800m, depois aumenta lentamente. Em 970 m, topo da camada limite, a temperatura potencial é de 294 K. Acima de 980 m a temperatura potencial aumenta bruscamente.

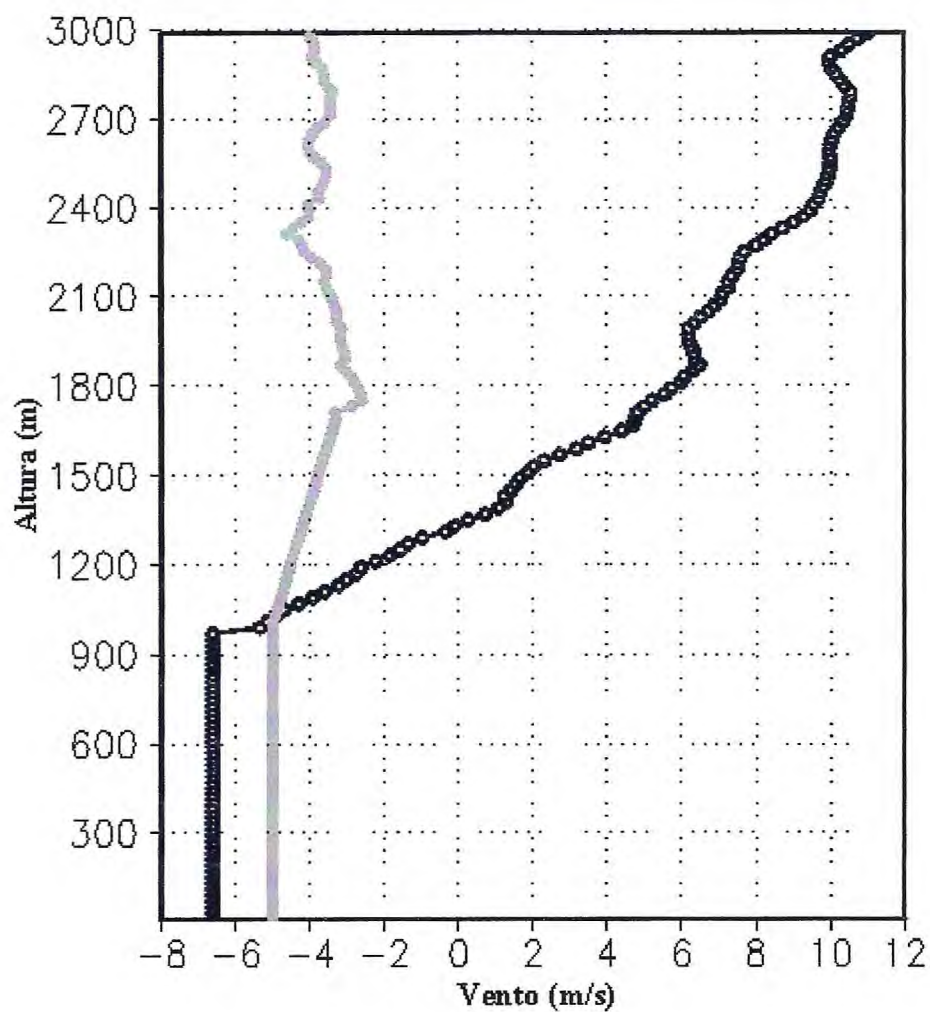


Figura 18 - Perfil Inicial do Vento. Bola aberta (zonal), bola fechada (meridional).

A figura mostra o perfil inicial do vento zonal e meridional, o zonal era de 6,6 m/s e o meridional de -5,0m/s da superfície até uma altura de 950m.

4.5 Condições Iniciais de 17 de julho de 1997 (Vôo 33)

Para o vôo 33, com ponto central representando a latitude de $29,25^{\circ}$ N e a longitude de $17,0^{\circ}$ O, realizado no dia 17 de julho de 1997, tem-se uma pressão na superfície do mar de aproximadamente 1018,6 hPa. A altura média da camada limite é de 1250 m. A temperatura da superfície do mar foi fixada em 295,94 K. As características da camada limite durante este dia não são muito homogêneas e há grandes diferenças entre os dois lados do quadrado do vôo em que foram realizados os ziguezagues; as sondagens verticais mais profundas foram realizadas em um dos lados do quadrado onde se encontram alguns cúmulus. A concentração média de gotículas de nuvem apresentava alguma influência de poluição e era de $110/\text{cm}^3$. O raio das gotas de chuva foi fixado em $35 \mu\text{m}$, com uma divergência de larga escala de $4,5 \times 10^{-6} \text{ s}^{-2}$. O horário do início do vôo foi às 11 horas.

A razão de mistura de vapor d'água inicial apresenta valores relativamente elevados como 13g/kg (Figura 19) e diminui lentamente dentro da camada limite de modo que na altura de 1200 m o valor é ainda de cerca de 11 g/kg. Acima dessa altura, entretanto, a razão de mistura diminui rapidamente.

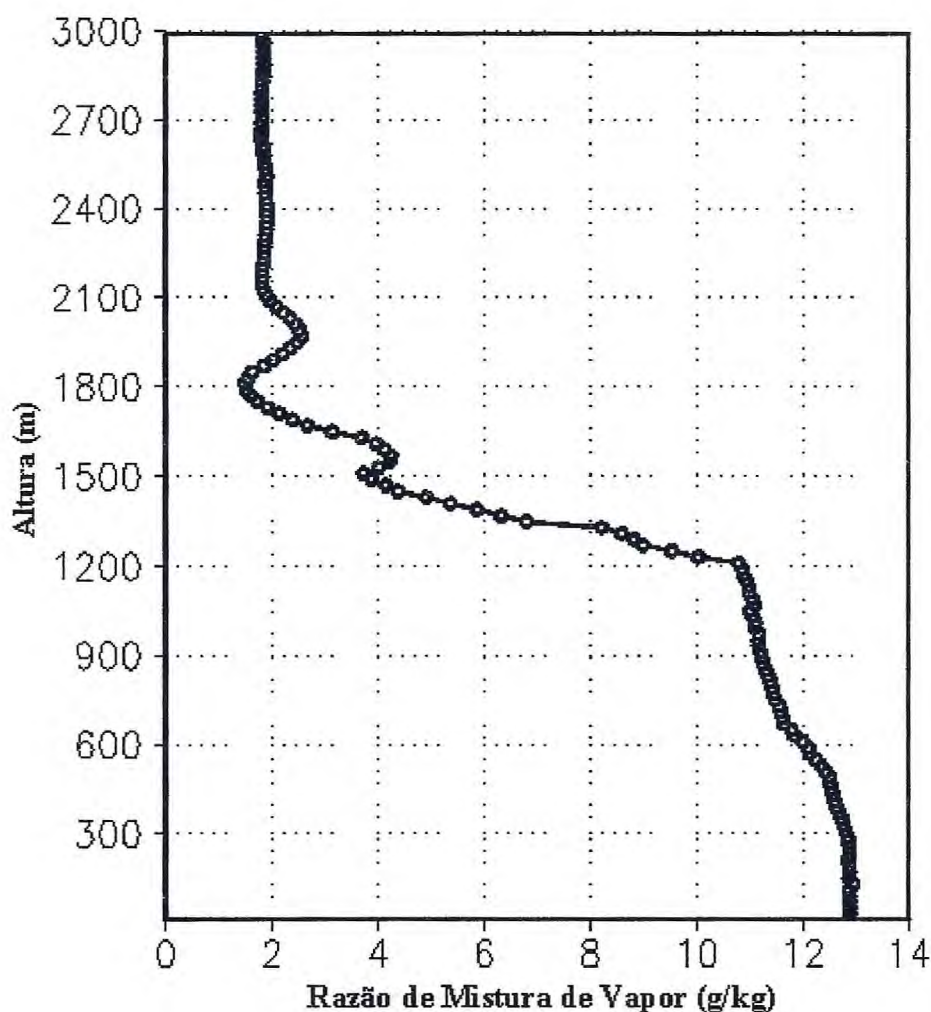


Figura 19 - Perfil Inicial da Razão de Mistura de Vapor para o vôo 33.

A temperatura potencial inicial nos níveis mais baixos da camada limite apresenta valores de aproximadamente 294 K (Figura 20). Pouco acima de 300 m, no entanto, ela começa a aumentar, de modo que pouco abaixo de 1200 metros os valores observados já são de cerca de 297 K. Acima de 1200 metros se situa uma forte inversão térmica.

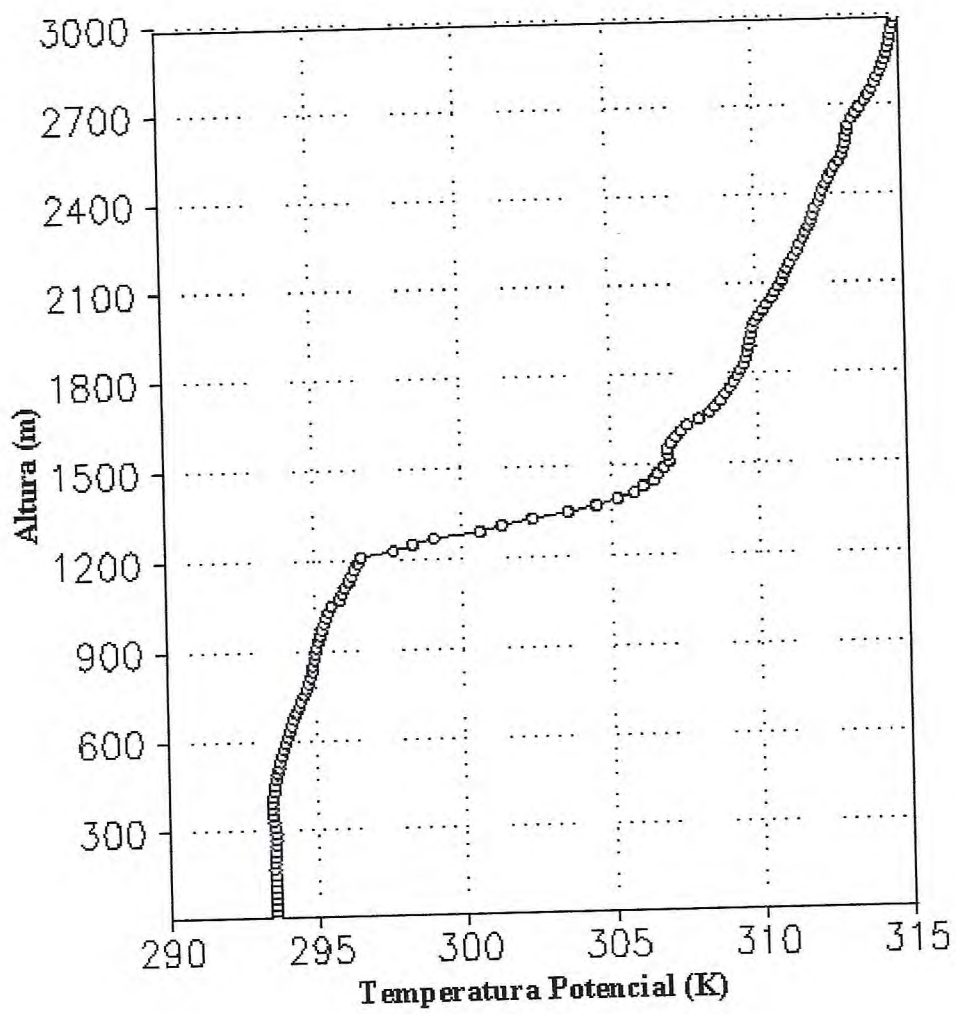


Figura 20 -Perfil Inicial da Temperatura Potencial para o voo 33.

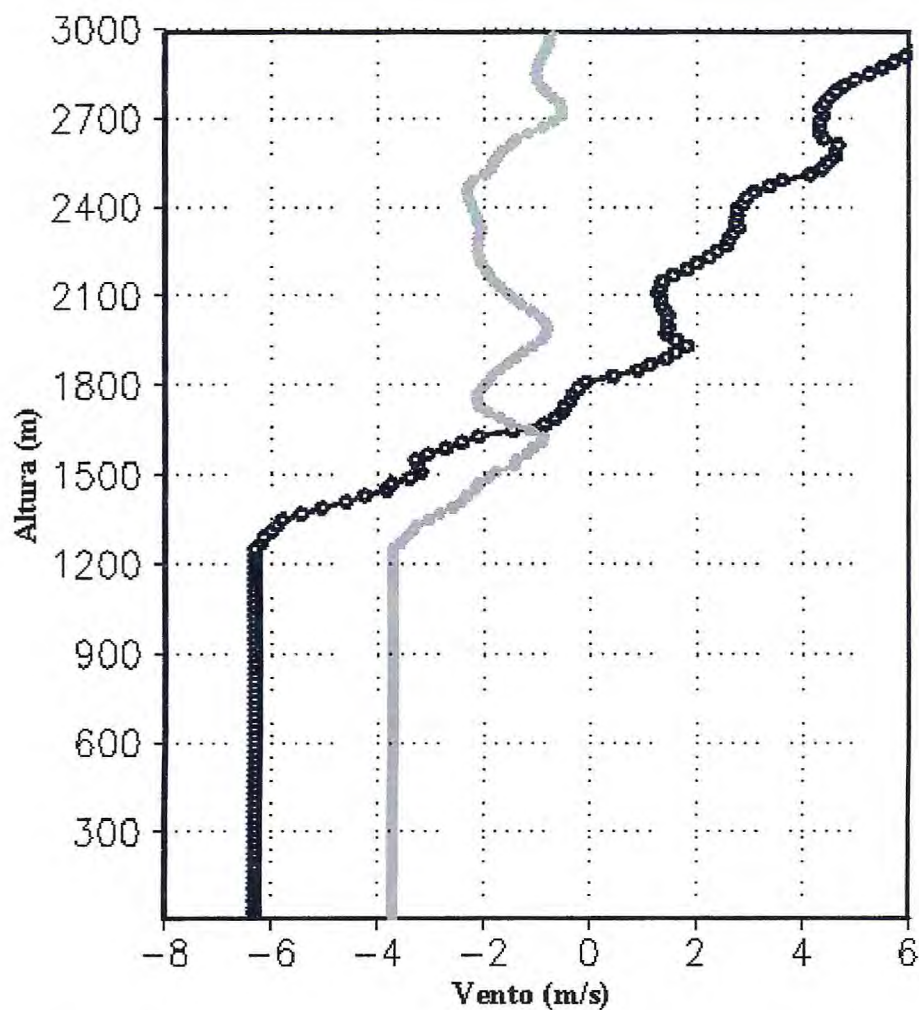


Figura 21 - Perfil Inicial do Vento para o voo 33. Bola aberta (zonal), bola fechada (meridional).

A Figura 21 mostra o perfil inicial do vento zonal e meridional, onde o zonal era de $-6,3$ m/s e o meridional de $-3,7$ m/s da superfície até uma altura de 1200m. Depois varia ao longo da camada conforme a Figura.

4.6 Condições Iniciais de 19 de julho de 1997 (Vôo 35)

Para o vôo 35, com ponto central representando a latitude de 29,25 N e 17,0 O, realizado no dia 19 de julho de 1997, tem-se uma pressão na superfície do mar de aproximadamente 1018,9 hPa. A altura média da camada limite é de 1200 m. A temperatura da superfície do mar era de 295,94 K. As observações desse dia encontraram um perfil desacoplado entre a superfície e a camada de nuvens. Pequenos valores de turbulência eram encontrados entre 500 m e 800 m. A base das nuvens stratocumulus era relativamente alta, variando de 900 m a 1050 m. O topo da nuvem estava localizado em aproximadamente 1200m de altura. A concentração média de gotículas de nuvem apresentava influência de poluição e foi fixada em 128/cm³ nas simulações. O raio das gotas de chuva foi fixado em 35 μm , e a divergência de larga escala em $4,5 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$. O horário do início do vôo foi às 8:30 horas local.

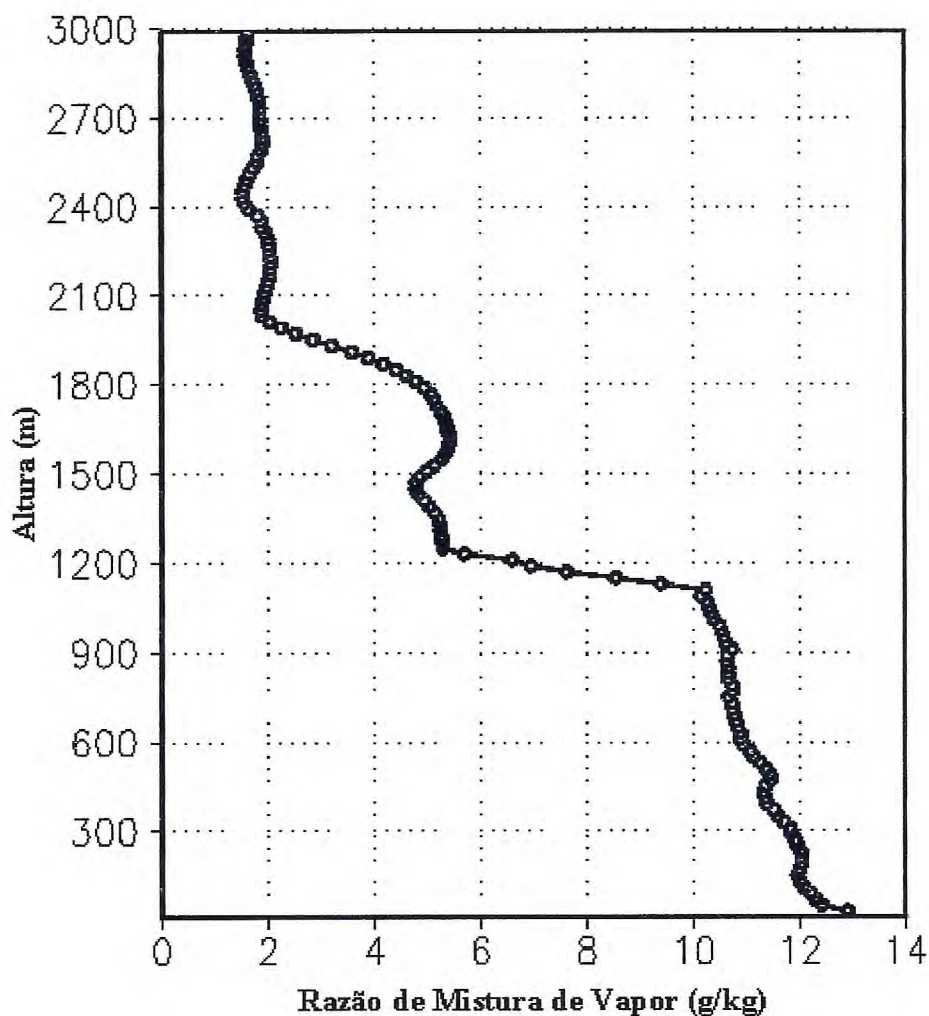


Figura 22 - Perfil Inicial da Razão de Mistura de Vapor para o vôo 35.

A Figura 22 mostra que a razão de mistura de vapor é de aproximadamente 13g/kg próximo à superfície e começa a diminuir lentamente. Até cerca de 1100 m, a razão de mistura permanece maior do que 10 g/kg. No topo da camada limite, 1200 m, a razão de mistura é de 6g/kg.

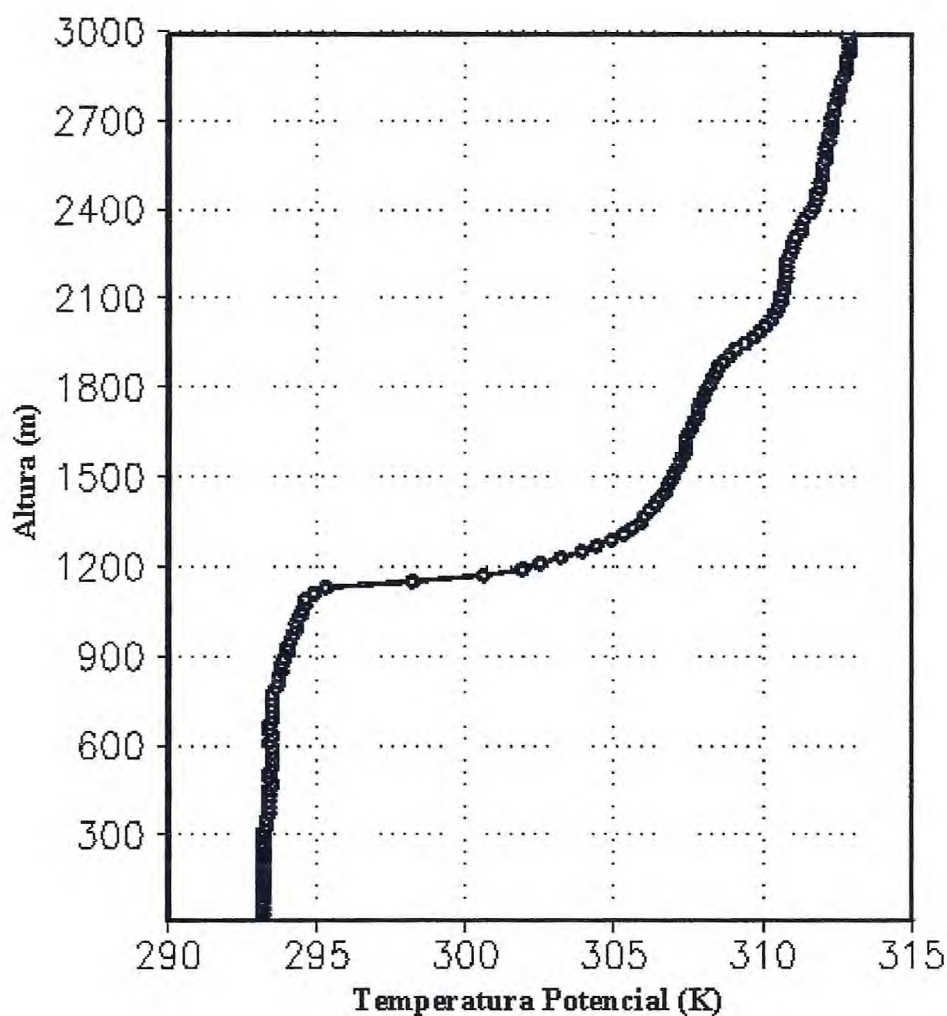


Figura 23 - Perfil Inicial da Temperatura Potencial para o voo 35.

A Figura 23 mostra que o perfil inicial da temperatura potencial é de 293 K próximo à superfície. A temperatura potencial mantém-se quase constante até uma altura de 900 m, depois aumenta lentamente até uma altura de 1150 m. Em 1150 m, próximo ao topo da camada limite, a temperatura potencial é de 295 K. Depois de 1150 m a temperatura potencial aumenta bruscamente devido à inversão térmica.

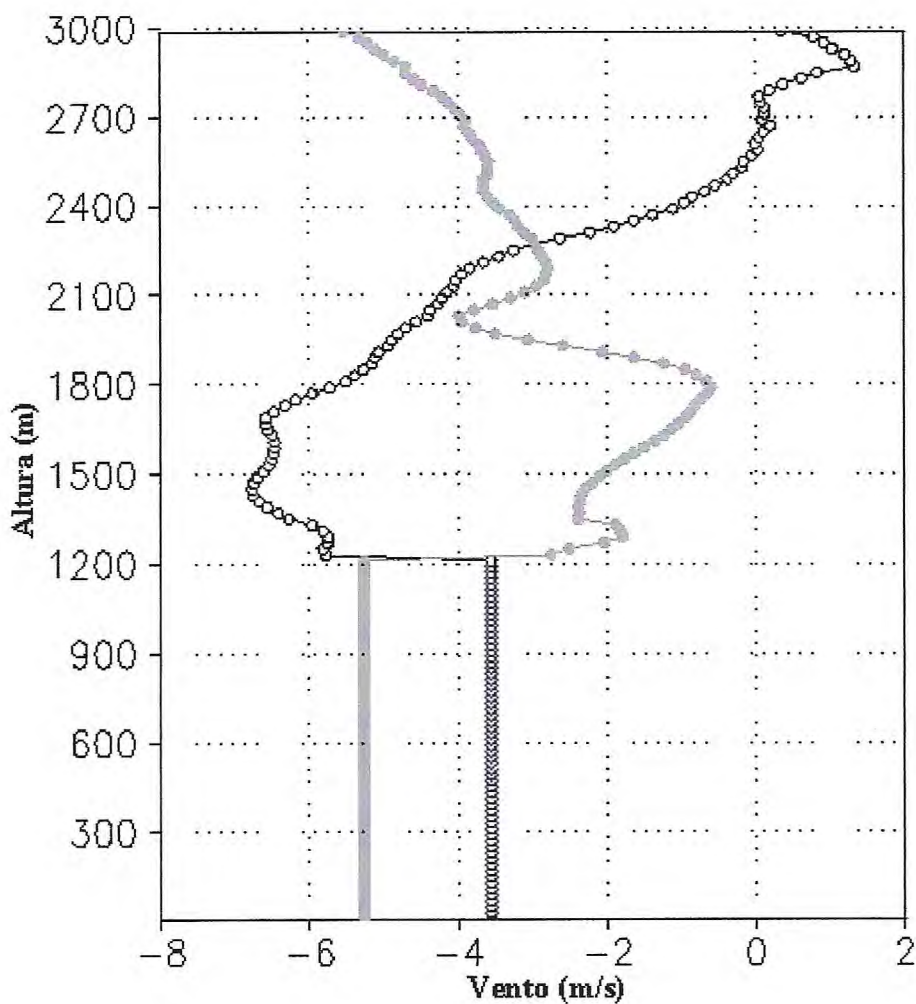


Figura 24 -.Perfil Inicial do Vento para o vôo 35. Bola aberta (zonal), bola fechada (meridional).

A Figura 24 mostra o perfil inicial do vento zonal e meridional, onde o zonal era de 3,6 m/s e o meridional de $-5,3$ m/s da superfície até uma altura de 1200 m. Depois varia conforme a Figura.

4.7 Conteúdo de água de Nuvem durante o ACE 2

As Figuras da quantidade de água de nuvem têm o mesmo comportamento para todos os vôos analisados. Começa a aumentar na base da nuvem devido à condensação atinge um máximo e volta ao diminuir próximo ao topo devido à evaporação de gotículas.

A Figura 25 mostra a quantidade de água líquida para a simulação do dia 26 de junho de 1997. Devido à pequena concentração de gotas e uma alta taxa de autoconversão computada pela microfísica, a simulação da quantidade de água de nuvem raramente excede $0,10 \text{ g/m}^3$ com precipitação desenvolvida intermitentemente. Durante a simulação cumulus são formadas abaixo da camada de stratocumulus, com suas bases em aproximadamente 1000 m. Logo acima de 1200 m formam-se nuvens stratocumulus. A quantidade de água de nuvem atinge valores máximos em 1500 m que variam entre $0,08 \text{ g/m}^3$ e $0,1 \text{ g/m}^3$. A Figura 26, simulação para 8 de julho de 1997, mostra os valores de média do conteúdo de água de nuvem revelando valores entre $0,07 \text{ g/m}^3$ e $0,1 \text{ g/m}^3$ em uma altura de aproximadamente 980 m. A Figura 27, simulação para 9 de julho de 1997, mostra a quantidade de água líquida. A simulação da quantidade de água de nuvem não excede $0,1 \text{ g/m}^3$ e não se observa a formação de nuvens cumulus abaixo da camada de stratocumulus. A base dos stratocumulus está em cerca de 850m sendo que a máxima quantidade de água de nuvem está em cerca de 970 m. A Figura 28, simulação para o dia 17 de julho de 1997, mostra a quantidade de água líquida para o dia 17 de julho de 1997, na qual se observa uma quantidade de água de nuvem de quase $0,27 \text{ g/m}^3$ com formação de precipitação. Durante a simulação percebe-se a formação de cumulus, abaixo da camada de stratocumulus, com suas bases em aproximadamente 600 m. As nuvens stratocumulus são formadas a partir de 1000 m e a

quantidade de água de nuvem é máxima em aproximadamente 1200 m, alcançando entre $0,24 \text{ g/m}^3$ e $0,28 \text{ g/m}^3$. A Figura 29, simulação para o dia 19 de julho de 1997, mostra a quantidade de água líquida para o dia 19 de julho de 1997. A simulação da quantidade de água de nuvem excede $0,20 \text{ g/m}^3$ com formação de precipitação. Durante a simulação alguns cumulus são formadas abaixo da camada de stratocumulus, com suas bases em aproximadamente 750 m. A base de nuvens stratocumulus está em 1000 m e o topo em 1200 m. Em 1150 m a quantidade de água de nuvem atinge um valor máximo entre $0,17 \text{ g/m}^3$ e $0,29 \text{ g/m}^3$, depois volta a diminuir.

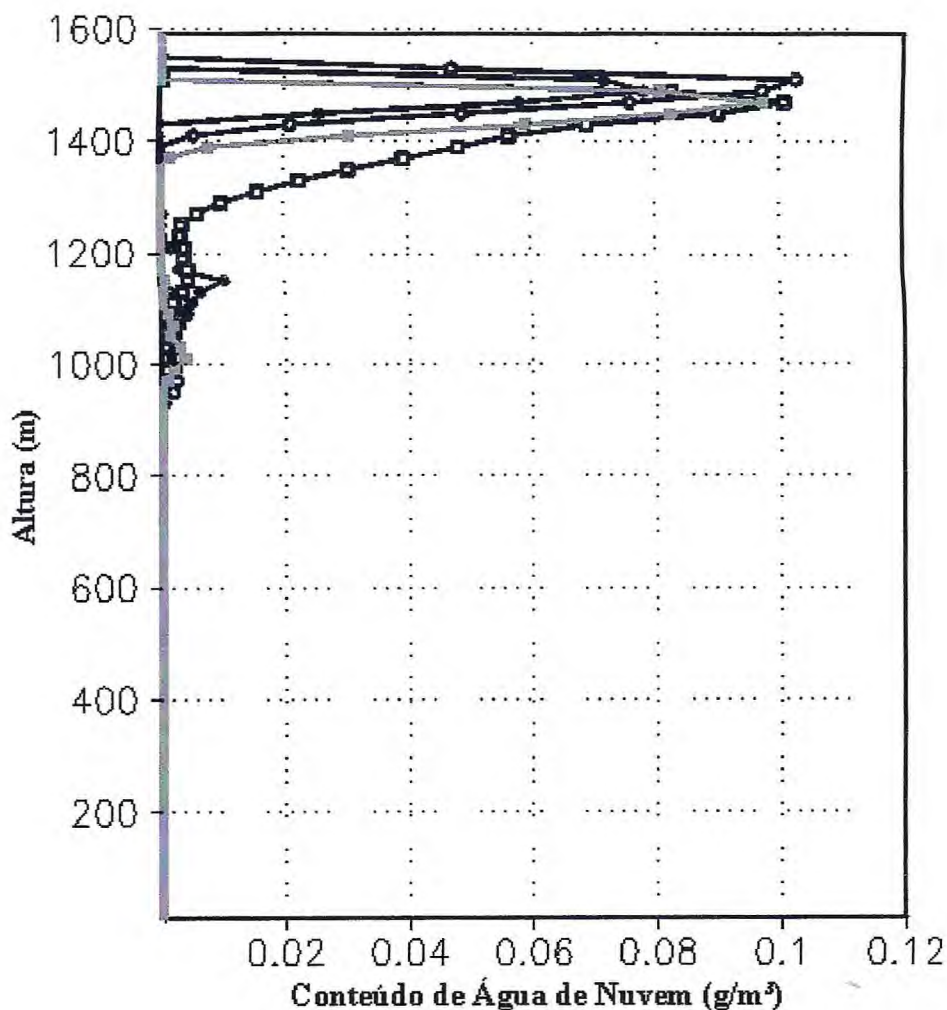


Figura 25 – Média Horária do Conteúdo de água de Nuvem para o vôo 21. Bola aberta (2ª hora), Bola Fechada (3ª hora), Quadrado aberto (4ª hora), Quadrado fechado (5ª hora).

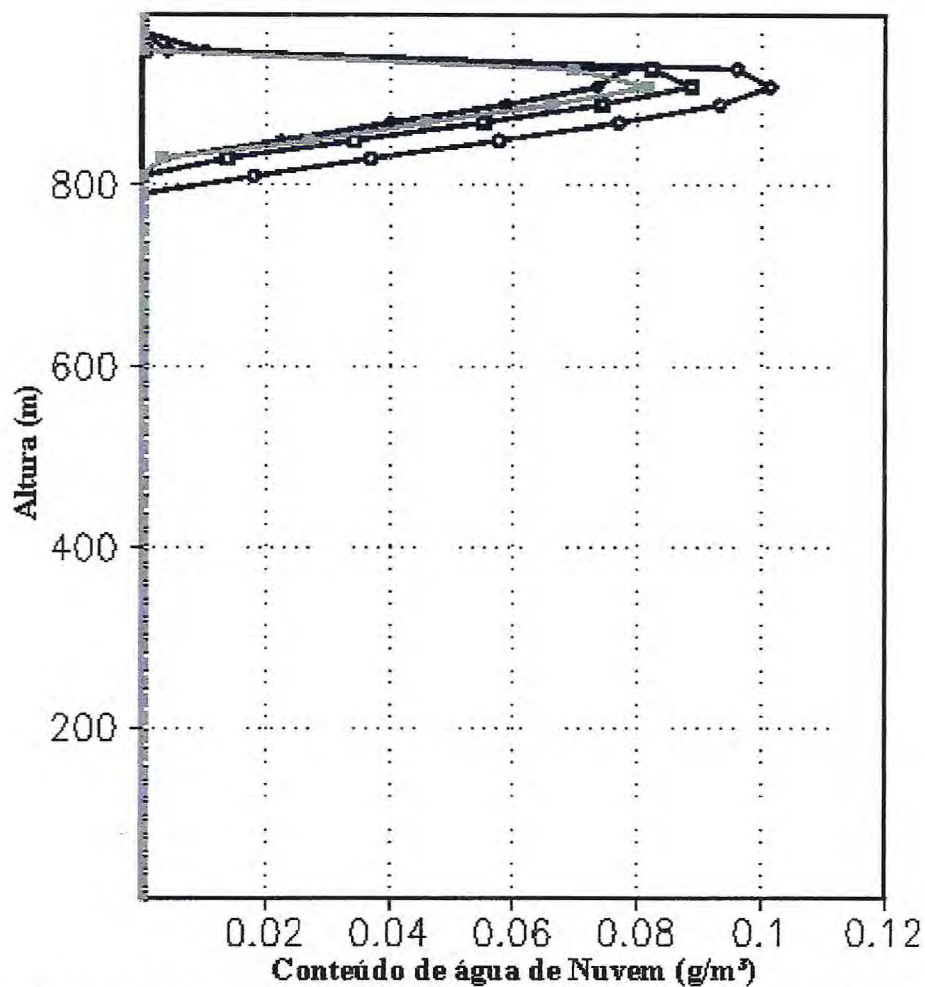


Figura 26 - Média Horária do Conteúdo de água de Nuvem para o vôo 28. Bola aberta (2ª hora), Bola Fechado (3ª hora), Quadrado aberto (4ª hora), Quadrado fechado (5ª hora).

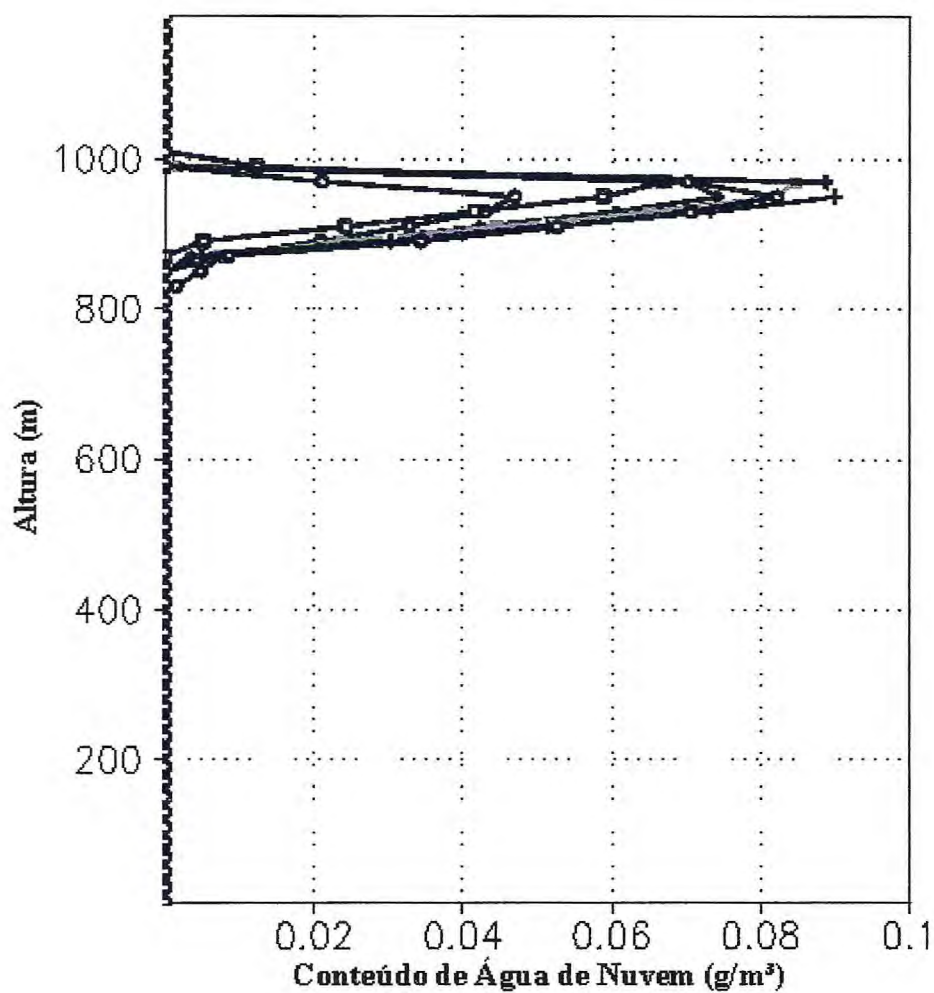


Figura 27 – Média Horária do Conteúdo de água de Nuvem para o vôo 30. Bola aberta (2ª hora), Bola Fechado (3ª hora), Quadrado aberto (4ª hora), Quadrado fechado (5ª hora). Bola Cinza (6ª hora).

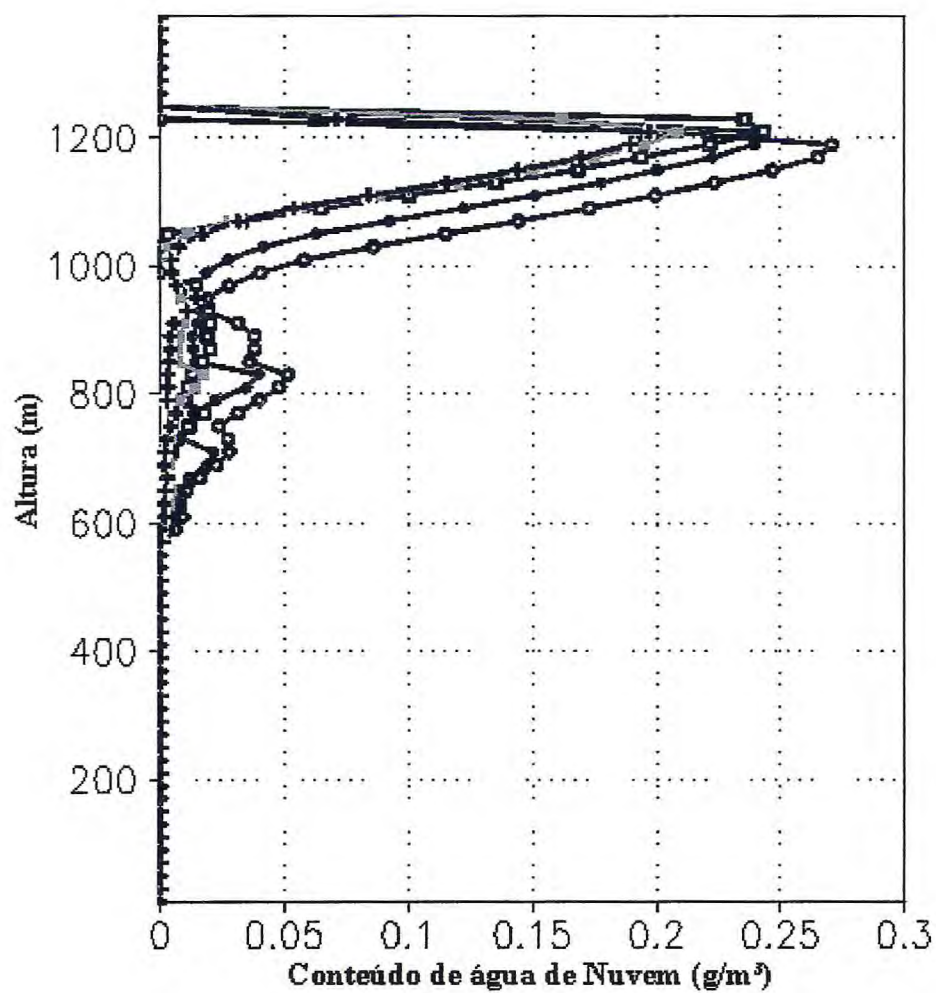


Figura 28 - Média Horária do Conteúdo de Água de Nuvem para o vôo 33. Bola aberta (2ª hora), Bola Fechado (3ª hora), Quadrado aberto (4ª hora), Quadrado fechado (5ª hora). Bola cinza (6ª hora).

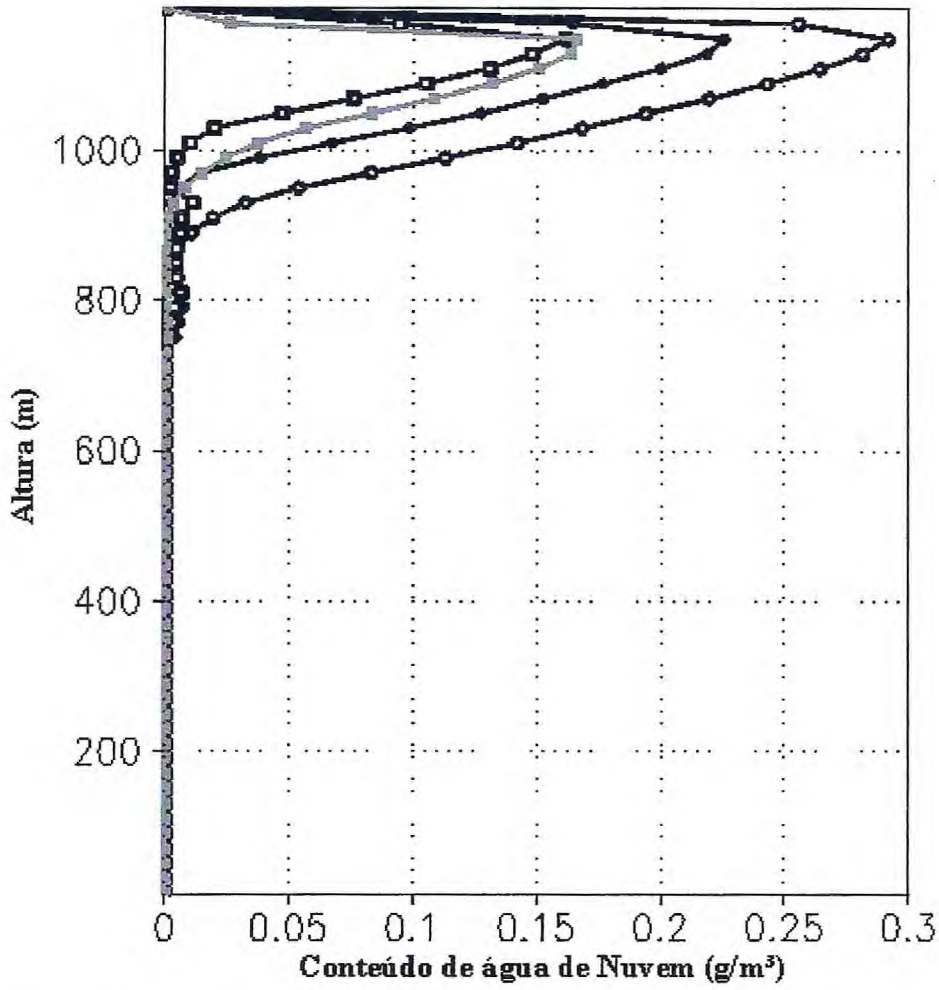


Figura 29 - Média Horária do Conteúdo de Água de Nuvem para o vôo 35. Bola aberta (2ª hora), Bola Fechado (3ª hora), Quadrado aberto (4ª hora), Quadrado fechado (5ª hora).

4.8. Fluxo de Flutuação durante o ACE 2

A figuras abaixo mostram o fluxo de flutuação para os vôos 21, 28, 30, 33 e 35. O comportamento do fluxo de flutuação é praticamente o mesmo em todos os casos observados, diminuindo linearmente com a altura na base da nuvem dá um salto abruptamente para valores positivos devido à condensação. O fluxo de flutuação diminui próximo ao topo da nuvem devido ao resfriamento evaporativo.

Próximo à superfície o fluxo de flutuação apresenta um valor em torno de 0,015 K.m/ s para o vôo 21, apresenta um valor maior do que 0,025K.m/s para o vôo 28, apresenta um valor entre 0,015K.m/s e 0,025K.m/s para o vôo 30, apresenta um valor entre 0,005 Km/s e 0,015K.m/s para o vôo 33, apresenta um valor entre 0,015 K.m/s e 0,018K.m/s e apresenta um valor próximo ao observado em 75 m para o vôo 35. Em 200 m, o valor simulado é de aproximadamente 0,01 K.m/s, o que concorda com as observações para o vôo 21, varia entre 0.01 K.m/s e 0.018 K.m/s para o vôo 28, valor modelado varia entre 0,01 K.m/s e 0,018 K.m/s para o vôo 30. O fluxo de flutuação em 600 m é nulo e se torna negativo até a base da nuvem, o que concorda com os valores observados para o vôo 21, de 500 m até a base da nuvem o fluxo de flutuação se torna negativo, o que concorda com as observações para o vôo 28, em cerca de 500 m os valores de fluxo de flutuação se tornam negativos, acompanhando bem os valores observados para o vôo 30, em cerca de 350 m o fluxo de flutuação torna-se negativo, o que concorda com as observações para o vôo 33 e até a base da nuvem os valores continuam diminuindo, de 450 m até a base da nuvem o fluxo de flutuação se torna negativo, o que concorda com as observações para o vôo 35.

Na base da nuvem, em 1200m para o vôo 21, o fluxo de flutuação dá um salto abruptamente para valores positivos, devido à condensação, com valores mais altos

dentro da nuvem, variando entre 0,01K.m/s e 0,02K.m/s em 1400 m, na base da nuvem, 800 m para o vôo 28, o fluxo de flutuação dá um salto abruptamente para valores positivos, devido à condensação, com valores mais altos na nuvem. Na base da nuvem, em cerca de 850 m para o vôo 30, o fluxo de flutuação dá um salto abruptamente para valores positivos, com valores mais altos na nuvem, atingindo um segundo máximo em 900 m, com valores entre 0,02K.m/s e 0,028K.m/s. Para o vôo 33 entre 600 m e 1000 m o fluxo de flutuação sofre variações e oscila entre valores positivos e negativos devido à evaporação e condensação. Na base dos stratocumulus, em cerca de 1000 m, o fluxo de flutuação passa rapidamente para positivo, com valores mais altos na nuvem, atingindo um máximo com valores entre 0,013 K.m/s e 0,015 K.m/s em 1100 m. Para o vôo 35 de 700 m até 900 m nuvens cumulus são formadas e o fluxo de flutuação sofre variações devidas a processos como condensação e evaporação. Logo acima, 900 m, nuvens stratocumulus são formadas, o fluxo de flutuação aumenta rapidamente para valores positivos. Há valores altos de fluxo de flutuação dentro da nuvem, e a concordância com as observações é muito boa.

Devido ao entranhamento de ar quente e seco, o fluxo de flutuação volta a diminuir próximo ao topo da nuvem em todos os casos observados.

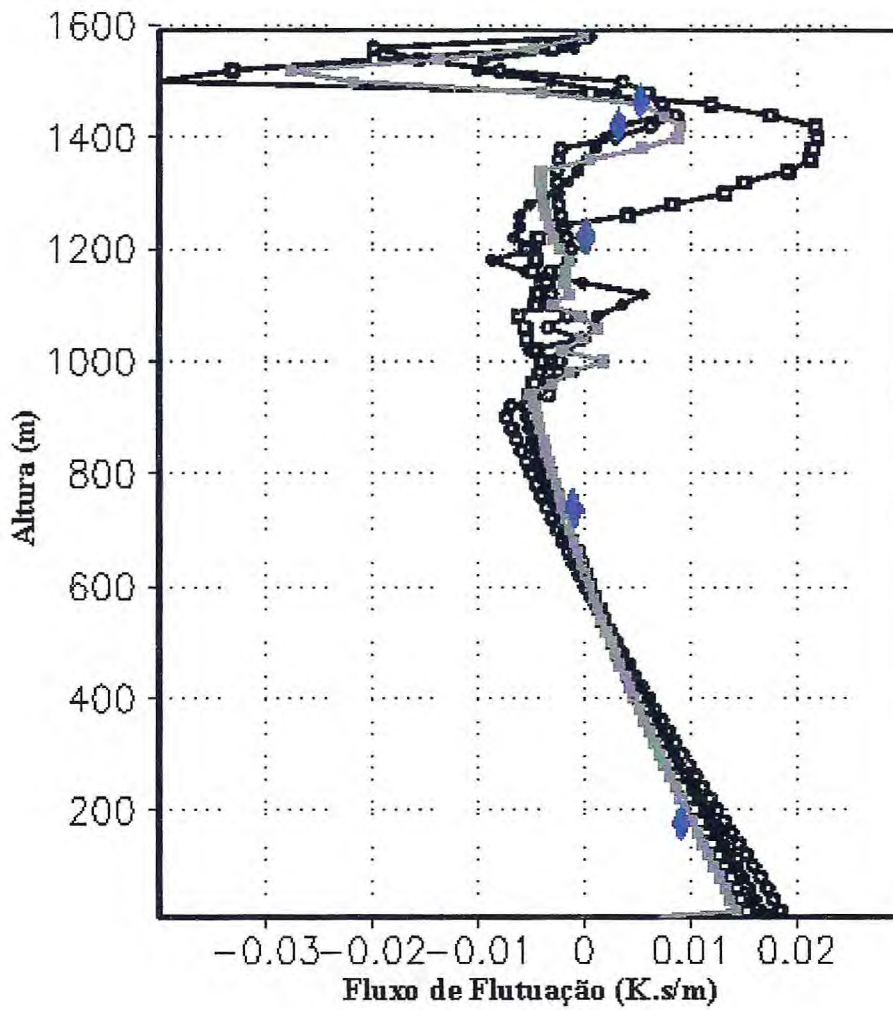


Figura 30 - Média horária do Fluxo de Flutuação para o vôo 21. Os pontos azuis são os dados observados pelo avião. Bola aberta (2^o hora), Bola Fechada (3^o hora), Quadrado aberto (4^o hora), Quadrado fechado (5^o hora).

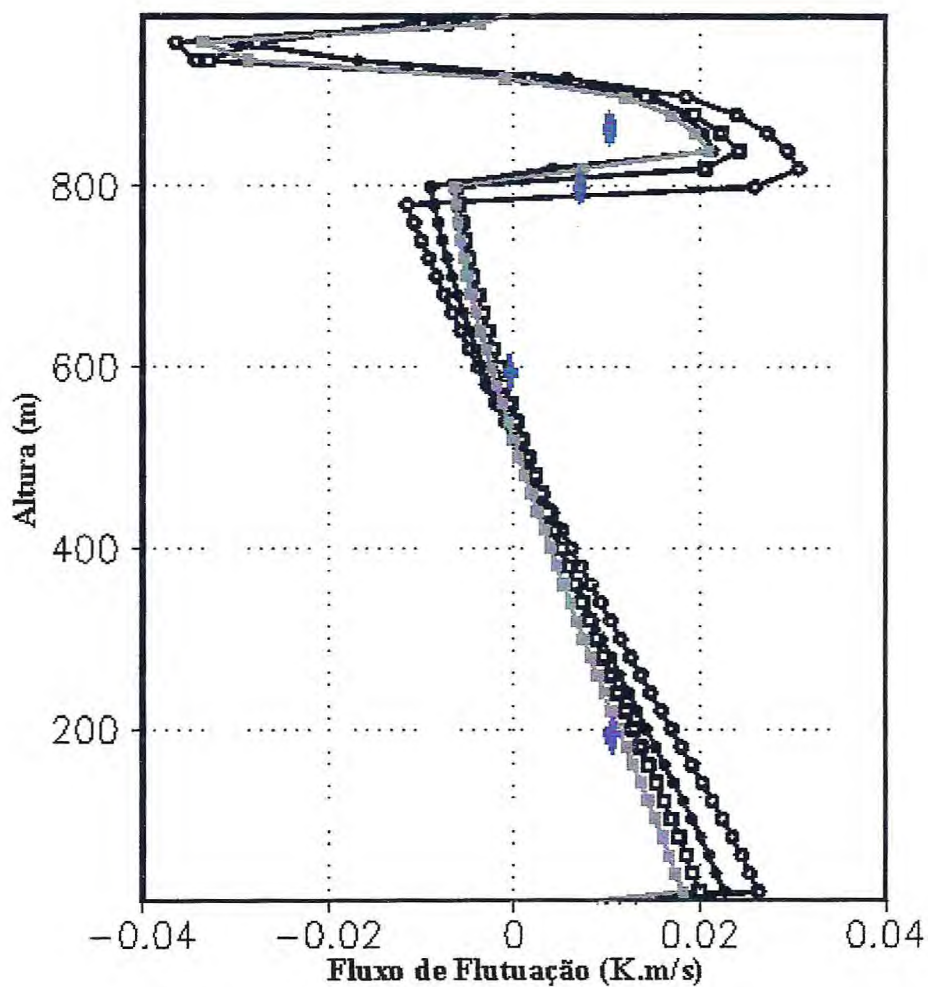


Figura 31 - Média horária do Fluxo de Flutuação para o vôo 28. Os pontos azuis são os dados observados pelo avião. Bola aberta (2ª hora), Bola Fechado (3ª hora), Quadrado aberto (4ª hora), Quadrado fechado (5ª hora).

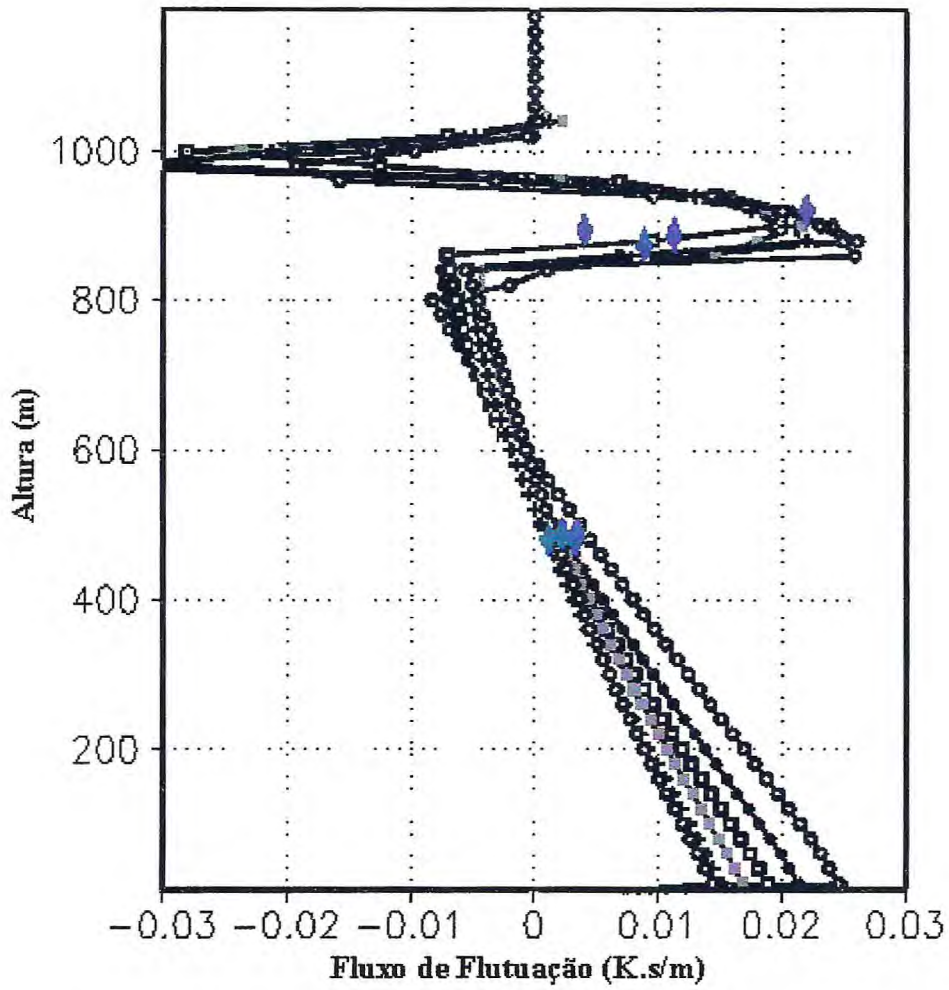


Figura 32 - Média horária do Fluxo de Flutuação para o vôo 30. Os pontos azuis são os dados observados pelo avião. Bola aberta (2º hora), Bola Fechado (3º hora), Quadrado aberto (4º hora), Quadrado fechado (5º hora), Bola cinza (6º hora).

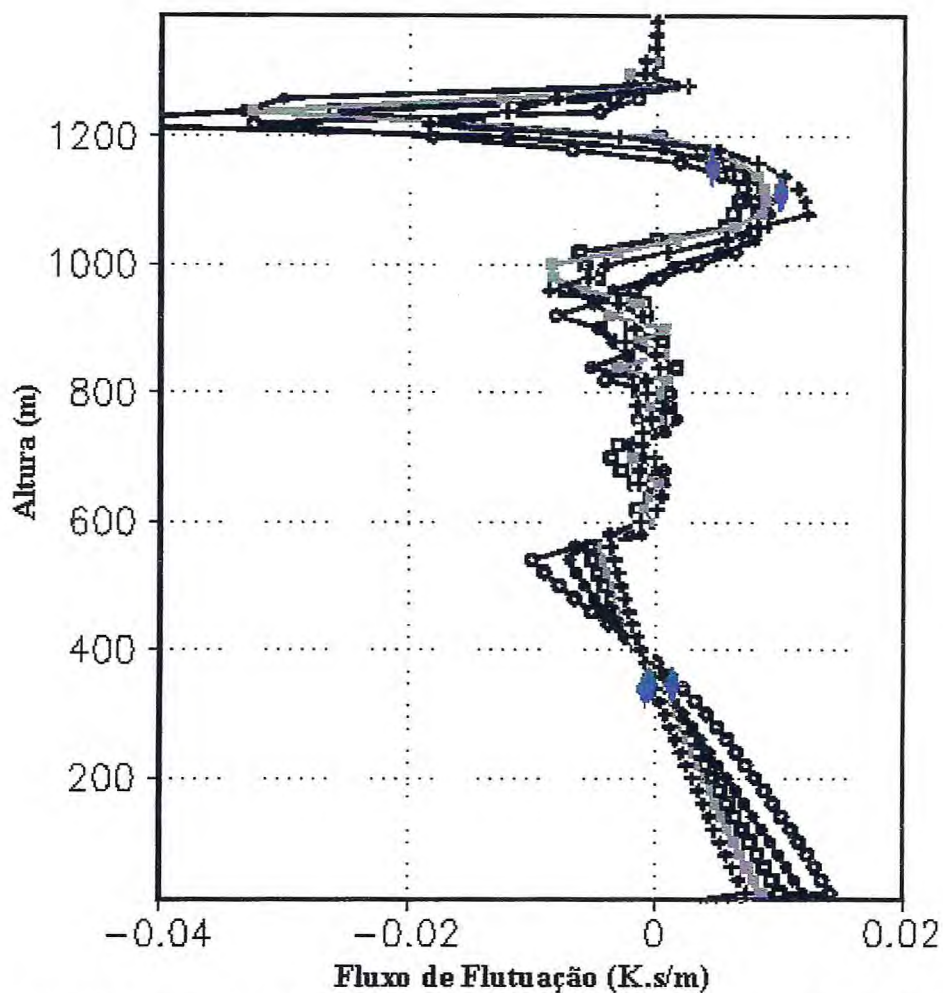


Figura 33 - Média horária do Fluxo de Flutuação para o vôo 33. Os pontos azuis são os dados observados pelo avião. Bola aberta (2º hora), Bola Fechado (3º hora), Quadrado aberto (4º hora), Quadrado fechado (5º hora). Bola Cinza (6º hora).

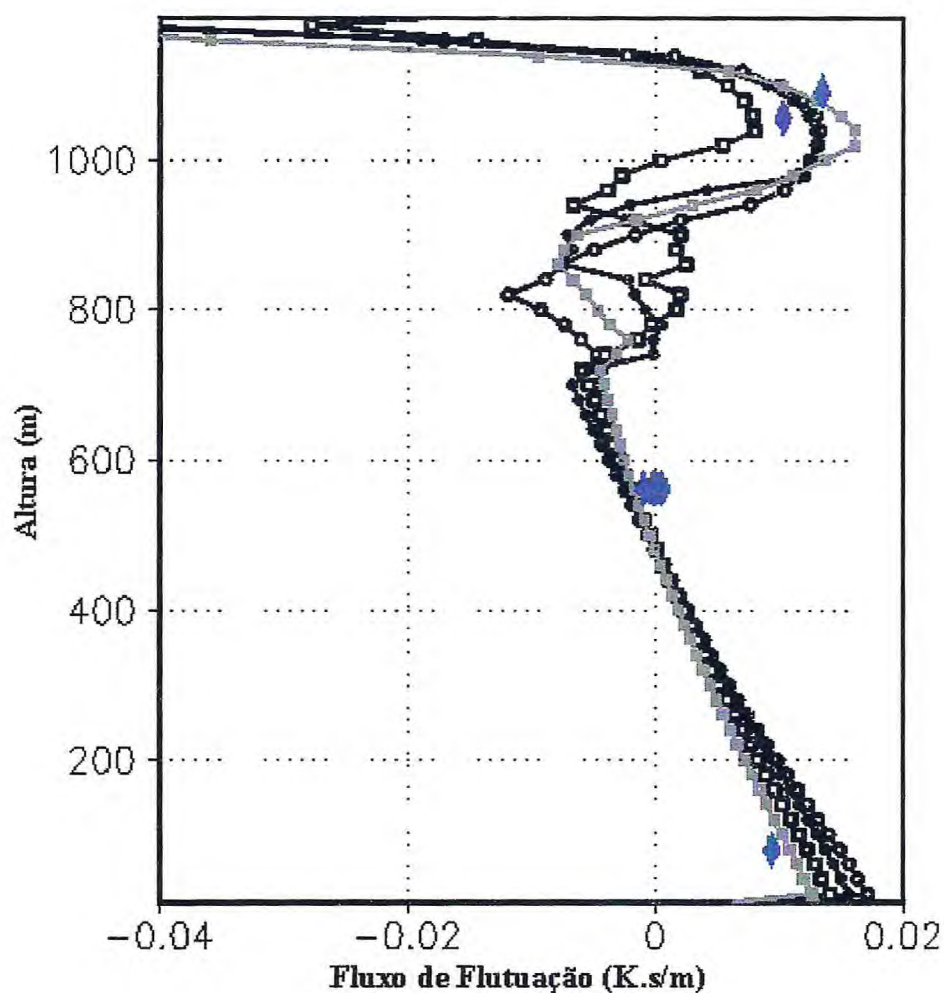


Figura 34 - Média Horária do Fluxo de Flutuação para o vôo 35. Os pontos azuis e vermelhos são os dados observados por avião (filtrados e brutos). Bola aberta (2º hora), Bola Fechado (3º hora), Quadrado aberto (4º hora), Quadrado fechado (5º hora).

4.9 Variância da Velocidade Vertical durante o ACE 2

O comportamento da variância da velocidade vertical é praticamente o mesmo em todos os casos observados. A variância da velocidade vertical aumenta com a altura na camada próxima à superfície atinge um máximo e então diminui até a base da nuvem onde calor latente é liberado o que faz com que a variância da velocidade vertical atinja um segundo máximo próximo ao topo da nuvem, depois volta a diminuir devido ao resfriamento evaporativo.

A variância da velocidade vertical, simulação do dia 26 de junho de 1997, aumenta com a altura na camada próxima da superfície (Figura 35), excedendo $0,20 \text{ m}^2/\text{s}^2$ em 170m, comparando bem com os valores observados de $0,17 \text{ m}^2/\text{s}^2$, continua a aumentar até cerca de 300m, atingindo um máximo de $0,24 \text{ m}^2/\text{s}^2$, na Figura 36, simulação para 8 de julho de 1997, a variância da velocidade vertical tem um máximo (entre $0,27 \text{ m}^2/\text{s}^2$ e $0,35 \text{ m}^2/\text{s}^2$) 220 m acima da superfície, a Figura 37 mostra a variância da velocidade vertical, simulação para 9 de julho de 1997, tem um máximo em 200 m com valores entre $0,22 \text{ m}^2/\text{s}^2$ e $0,35 \text{ m}^2/\text{s}^2$, a Figura 38 mostra a variância da velocidade vertical, simulação para o dia 17 de julho de 1997, tem um máximo entre $0,1 \text{ m}^2/\text{s}^2$ e $0,18 \text{ m}^2/\text{s}^2$ em 180 m acima da superfície, a Figura 39 mostra a variância da velocidade vertical, simulação para o dia 19 de julho de 1997, tem um máximo em 200 m acima da superfície (entre $0,16 \text{ m}^2/\text{s}^2$ e $0,2 \text{ m}^2/\text{s}^2$).

A variância da velocidade vertical tende a diminuir alcançando $0,1 \text{ m}^2/\text{s}^2$ na altura de 680m para o vôo 21, próximo dos valores observados. Continua a diminuir para valores muito pequeno, até 960m. Tais valores pequenos são devidos ao resfriamento evaporativo de gotículas na subcamada, o que promove estabilização. Devido a este fato, o transporte turbulento não é muito efetivo naquela altura, e a

acumulação de matéria vapor leva a formação de nuvens cumulus. Os elementos de cumulus eventualmente ascendem dentro de camadas de stratocumulus, conectando a camada de mistura abaixo. A partir de 1000 m, a variância da velocidade vertical volta a aumentar, devido à liberação de calor latente pela condensação, atingindo um novo máximo em 1400 m com valores entre $0,05 \text{ (m/s)}^2$ e $0,17 \text{ (m/s)}^2$. Para o vôo 28 diminui com a altura até 720 m. Acima desse nível, a variância aumenta novamente, alcançando um segundo máximo perto do topo, 900 m, com valores entre $0,12 \text{ m}^2/\text{s}^2$ e $0,22 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Para o vôo 30 diminui com a altura até cerca de 720 m. Acima desse nível, a variância aumenta novamente, alcançando um segundo máximo perto do topo da nuvem, 900m, entre $0,1 \text{ m}^2/\text{s}^2$ e $0,15 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Para o vôo 33 diminui com a altura até cerca de 550 m, onde permanece com valores próximos a zero até cerca de 900 m. Acima desse nível, a variância aumenta novamente, alcançando um segundo máximo em torno de 1100 m, entre $0,06 \text{ m}^2/\text{s}^2$ e $0,09 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Para o vôo 35 diminui com a altura até 750 m, chegando quase a zero entre 750m e 900m, onde se observa a formação de nuvens cumulus. Acima desse nível, a variância aumenta novamente, devido à liberação de calor latente pela condensação, alcançando um segundo máximo perto do topo, com valores entre $0,07 \text{ m}^2/\text{s}^2$ e $0,17 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Depois do segundo máximo a variância da velocidade vertical diminui para valores pequenos próximo ao topo da nuvem.

Os casos estudados mostraram estar de acordo com as observações

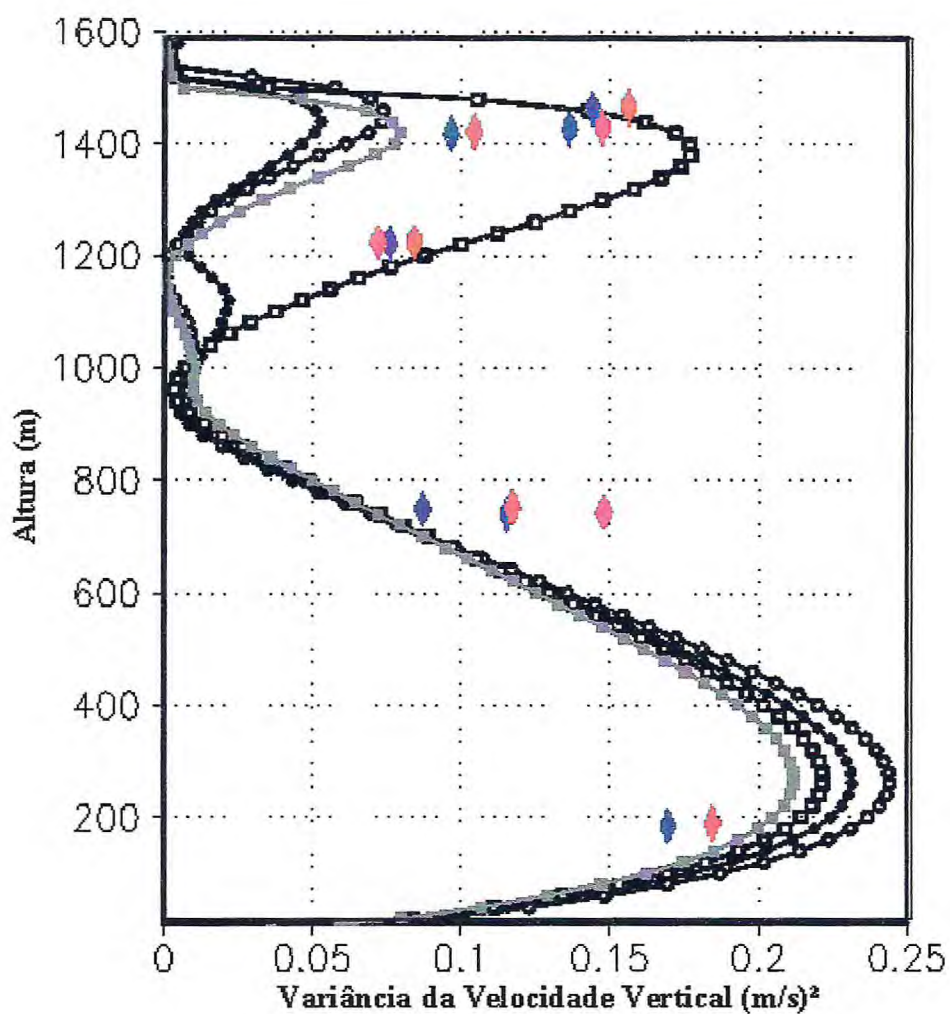


Figura 35 - Média horária da Variância da Velocidade Vertical para o vôo 21. Os pontos azuis e vermelhos são dados observados pelo avião (dados filtrados e brutos). Bola aberta (2º hora), Bola Fechado (3º hora), Quadrado aberto (4º hora), Quadrado fechado (5º hora).

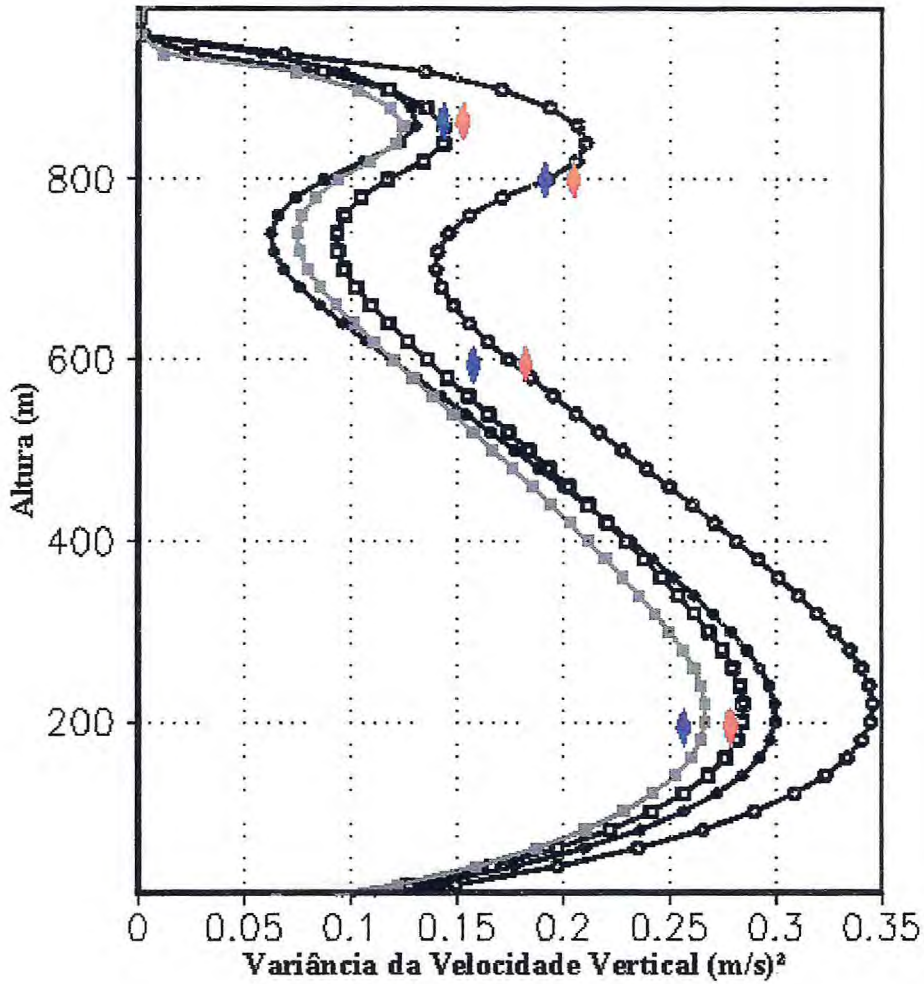


Figura 36 Média horária da Variância da Velocidade Vertical para o vôo 28. Os pontos azuis e vermelhos são os dados observados por avião (filtrados e brutos). Bola aberta (2º hora), Bola Fechada (3º hora), Quadrado aberto (4º hora), Quadrado fechado (5º hora).

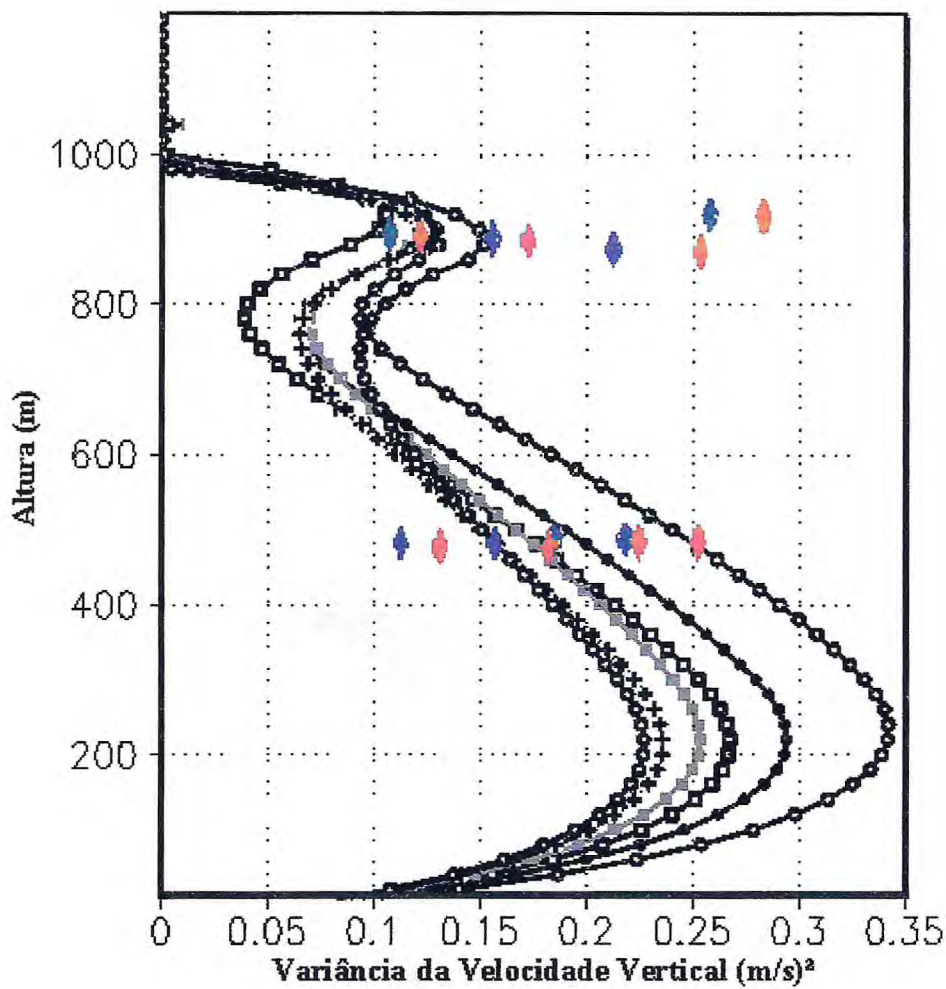


Figura 37 - Média horária da Variância da Velocidade Vertical para o voo 30. Os pontos azuis e vermelhos são os dados observados por avião (filtrados e brutos). Bola aberta (2º hora), Bola Fechado (3º hora), Quadrado aberto (4º hora), Quadrado fechado (5º hora). Bola Cinza (6º hora).

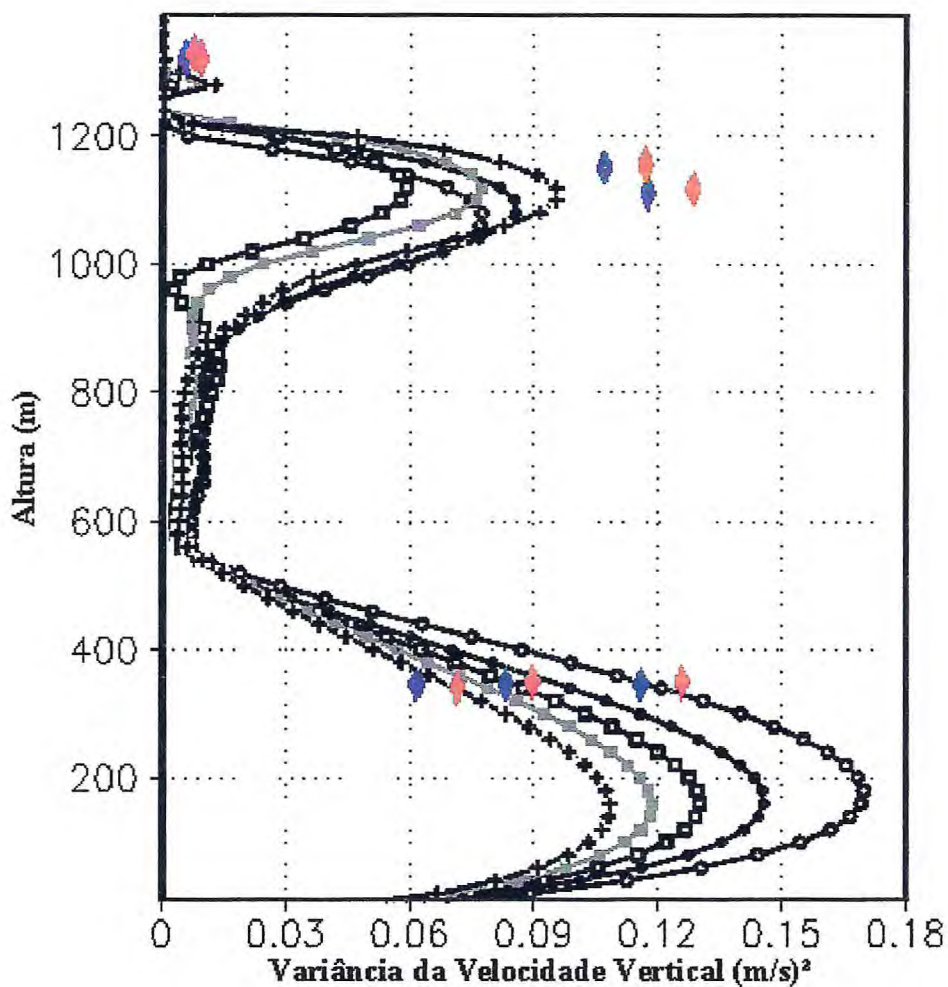


Figura 38 - Média horária da Variância da Velocidade Vertical para o vôo 33. Os pontos azuis e vermelhos são os dados observados por avião (filtrados e brutos). Bola aberta (2º hora), Bola Fechada (3º hora), Quadrado aberto (4º hora), Quadrado fechado (5º hora), Bola cinza (6º hora).

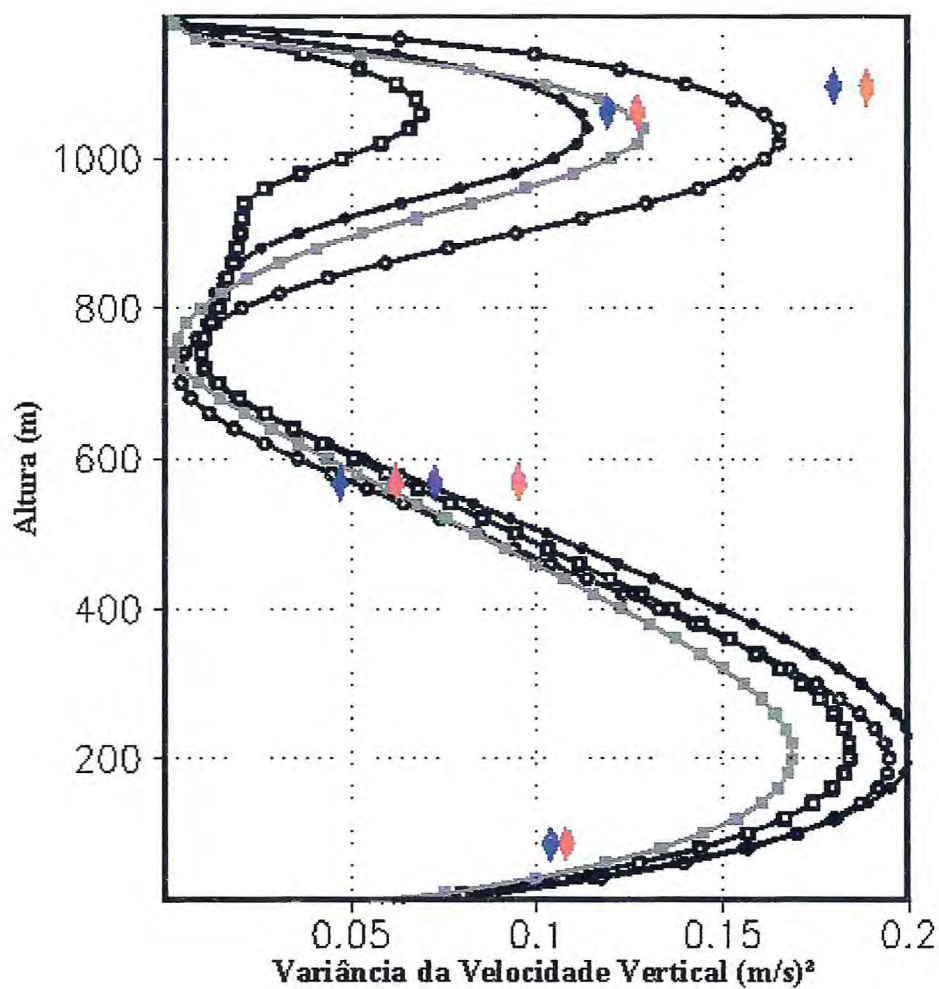


Figura 39 - Média Horária da Variância da Velocidade Vertical para o vôo 35. Os pontos azuis e vermelhos são os dados observados por avião (filtrados e brutos). Bola aberta (2º hora), Bola Fechado (3º hora), Quadrado aberto (4º hora), Quadrado fechado (5º hora).

Capítulo V

Interação entre Microfísica e a Estrutura Turbulenta da Camada Limite

5.1 Introdução

Neste capítulo são mostrados os resultados de simulações em que são impostas variações na microfísica dos casos observados durante o ACE 2 e simulados no capítulo anterior. A partir dos dados microfísicos observados durante o ACE 2, fez-se uma variação na concentração de gotículas, ora com uma concentração igual à média observada, ora com o dobro da concentração média observada e com a metade da concentração média observada. Além disso, avaliou-se o que acontece quando se mantêm a concentração das gotas de nuvem e altera-se o raio médio das gotas de chuva.

O objetivo deste capítulo é verificar a influência da microfísica na estrutura turbulenta da camada limite e formação de nuvens stratocumulus. Todos os gráficos a seguir mostram médias calculadas durante as três horas de simulação, após a primeira hora de simulação, nos casos descritos abaixo.

5.2 Resultados do Modelo de Coluna para o ACE 2, quantidade de água de nuvem, com concentrações de gotas de nuvem igual a média observada, com a metade da concentração média observada, com o dobro da concentração média observada e raio médio das gotas de chuva fixo em 70 μm .

As Figuras da quantidade de água de nuvem têm o mesmo comportamento para todos os vãos analisados. Começa a aumentar na base da nuvem devido à condensação atinge um máximo e volta a diminuir próximo ao topo devido à evaporação de gotículas.

Percebe-se que nas simulações em que se formaram nuvens cumulus, essas nuvens cumulus é que passam a alimentar a camada de stratocumulus devido à pequena

variância da velocidade vertical logo abaixo. Então diferentes concentrações de gotas conduziram a diferentes quantidades de chuvisco na base de nuvens stratocumulus. Nos casos em que não ocorreu precipitação para variações da concentração de gotas de nuvem não ocorreu variação muito perceptível para diferentes concentrações de gotas de nuvem. Quando ocorre a formação de nuvens cumulus na base de nuvens stratocumulus, percebe-se que para uma concentração menor de gotas de nuvem forma-se mais nuvens cumulus e conseqüentemente nuvens stratocumulus. O contrário ocorre com uma concentração de maior de gotas de nuvem forma-se menos nuvens cumulus e conseqüentemente menos nuvens stratocumulus. Percebe-se que para uma concentração de gotas maior, menor é a quantidade de água líquida nos stratocumulus.

A Figura 40 mostra a quantidade de água líquida para o dia 26 de junho de 1997, devido à pequena concentração de gotas e uma alta taxa de autoconversão computada pela microfísica, a simulação da quantidade de água de nuvem raramente excede $0,1 \text{ g/m}^3$ com precipitação desenvolvida intermitentemente. Durante a simulação cumulus são formadas abaixo da camada de stratocumulus, com suas bases em aproximadamente 950 m. Verifica-se uma diferença entre os três tipos de simulação, que está associada à formação de nuvens cumulus abaixo da camada de Stratocumulus.

Nuvens stratocumulus, Figura 40, são formadas a partir de 1300 m, a quantidade de água líquida atinge um máximo em 1500 m com valores entre $0,065 \text{ g/m}^3$ e $0,12 \text{ g/m}^3$, na Figura 41 são formadas a partir de uma altura de 800 m. O conteúdo de água de nuvem exibiu um pico de aproximadamente $0,084 \text{ g/m}^3$ em uma altura de aproximadamente 900 m. A Figura 42 mostra a média horária do conteúdo de água de nuvem, em que se vê valores próximos a $0,08 \text{ g/m}^3$ em aproximadamente 970m enquanto a base das nuvens está localizada em 800m. A Figura 43 mostra a quantidade de água líquida, a simulação da quantidade de água de nuvem não excede $0,24 \text{ g/m}^3$ com

desenvolvimento de precipitação e formação de nuvens cumulus logo abaixo da camada de stratocumulus. As nuvens cumulus, se estendem de 550 m até quase 1000 m e a partir daí forma-se nuvens stratocumulus. A Figura 44 mostra a média do conteúdo de água de nuvem, que exibiu um pico de $0,17\text{g/m}^3$ em aproximadamente 1070 m, para uma concentração de $64/\text{cm}^3$, de $0,19\text{g/m}^3$ em 1100 m para $128/\text{cm}^3$ e $0,16\text{g/m}^3$ em aproximadamente 1150 m para uma concentração de $256/\text{cm}^3$. Percebe-se uma pequena formação de nuvens cumulus logo abaixo da camada de nuvens no caso de 256g/m^3 .

No topo da camada limite o conteúdo de água de nuvem diminui devido à evaporação de gotas pelo entranhamento de ar quente pelo topo.

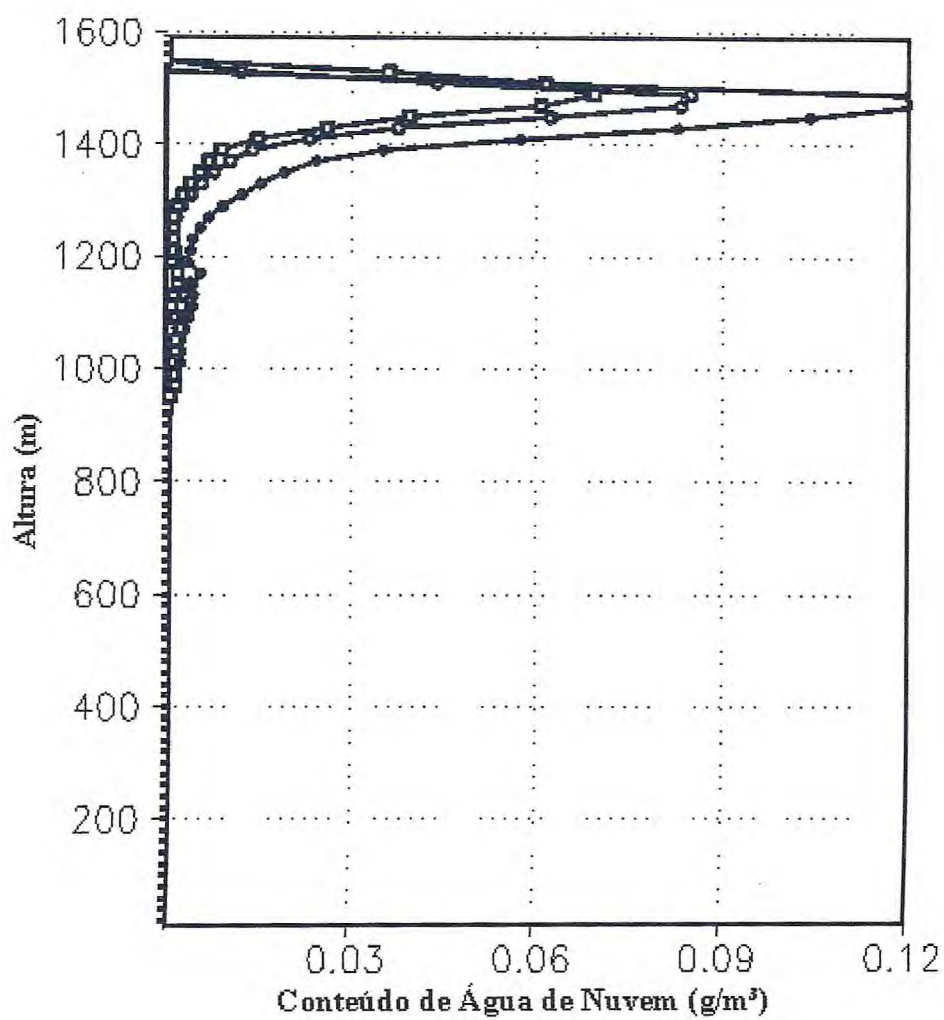


Figura 40 - Comparação do Conteúdo de Água de Nuvem para o voo 21. Bola aberta (55/cm³), Bola fechado (30/cm³), Quadrado aberto (110/cm³).

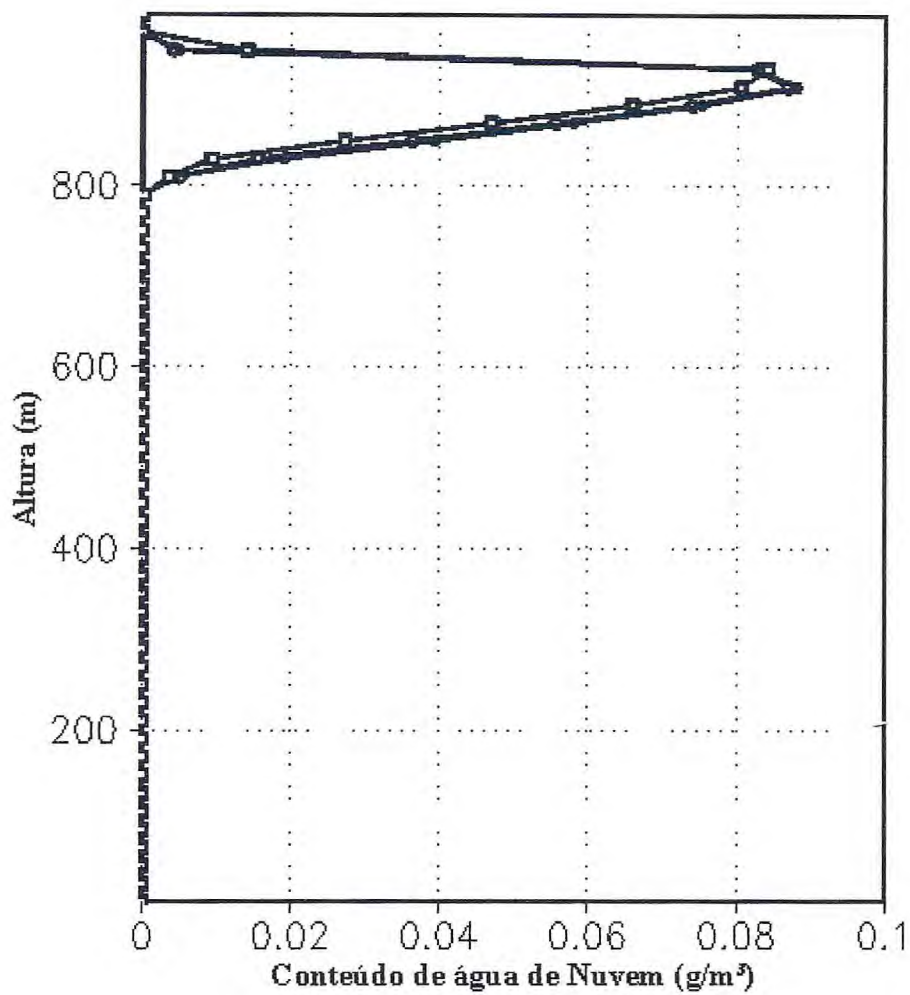


Figura 41 – Comparação do Conteúdo de Água Nuvem para o vôo 28. Bola aberta (196/cm³), Bola fechado (98/cm³), Quadrado fechado (392/cm³).

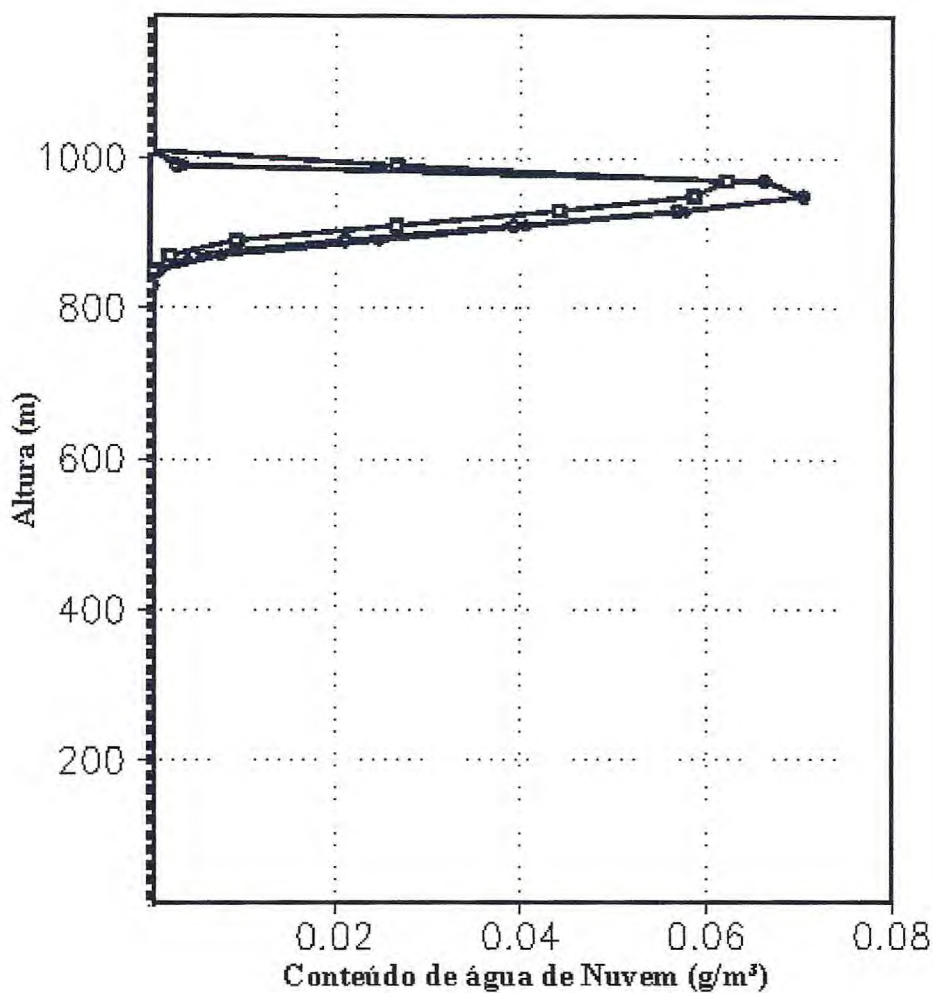


Figura 42 - Comparação do Conteúdo de água de Nuvem para o vôo 30. Bola aberta (244/cm³), Bola fechada (122/cm³), Quadrado fechado (488/cm³).

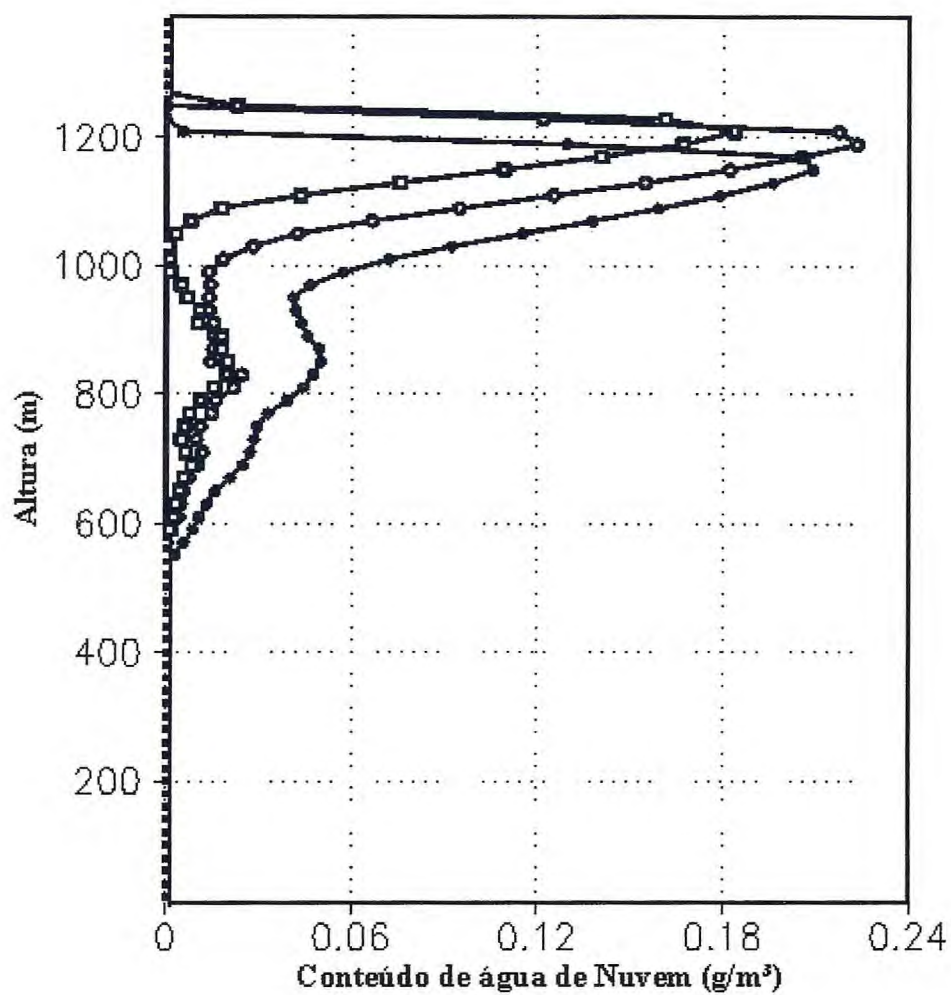


Figura 43 – Comparação do Conteúdo de água de Nuvem para o vôo 33. Bola aberta (110/cm³), Bola fechada (55/cm³), Quadrado fechado (220/cm³).

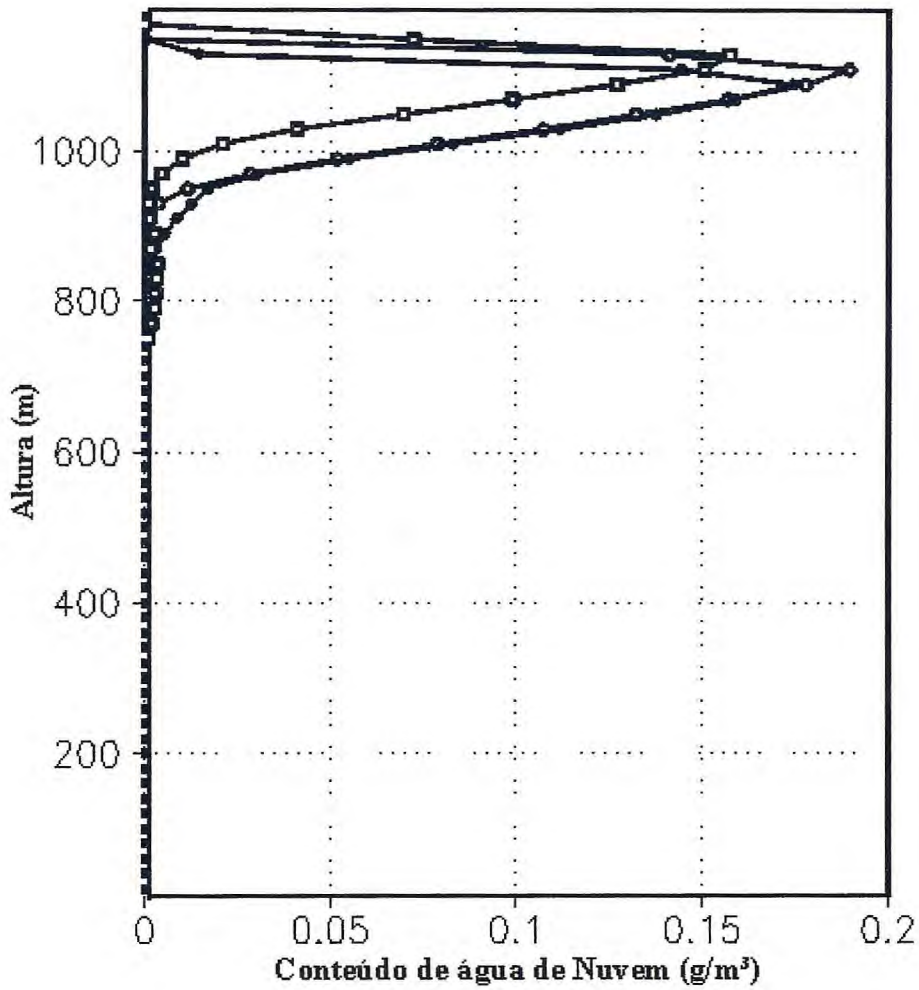


Figura 44 – Comparação do Conteúdo de Água de Nuvem para o voo 35. Bola aberta (128/cm³), Bola fechado (64/cm³), Quadrado aberto (256/cm³).

5.3 Resultados do Modelo de Coluna para o ACE 2, fluxo de flutuação, com uma concentrações de gotas de nuvem igual a média observada, com a metade da concentração média observada, com o dobro da concentração média observada e com raio médio das gotas de chuva fixo em 70 μm .

O comportamento do fluxo de flutuação é praticamente o mesmo em todos os casos observados, diminuindo linearmente com a altura. Na base da nuvem dá um salto abruptamente para valores positivos devido à condensação. Para todos os casos observados o fluxo de flutuação começa a diminuir próximo ao topo da nuvem devido ao entranhamento. Devido à condensação, os valores de fluxo de flutuação apresentam-se altos na camada de stratocumulus, sendo que o fluxo de flutuação diminui para valores negativos no topo da nuvem. Quando se forma nuvens cumulus abaixo da camada de stratocumulus o fluxo de flutuação sofre variações devido a processos tais como condensação e evaporação. Para concentrações de gotas de nuvens maiores o fluxo de flutuação dá um salto maior devido a uma quantidade maior de gotas sendo formadas, liberando, portanto mais calor latente. Percebe-se que a variação na flutuação para diferentes concentrações é quase imperceptível para os casos em que há formação de nuvens cumulus.

Próximo à superfície, Figura 45, o fluxo de flutuação apresenta um valor de aproximadamente 0,015 K.m/s, apresenta um valor em torno de 0,021K.m/s para Figura 46, apresenta um valor em torno de 0,02K.m/s próximo à superfície para Figura 47, apresenta um valor em torno de 0,01K.m/s para Figura 48, apresenta um valor em torno de 0,013K.m/s para Figura 49.

O fluxo de Flutuação diminui linearmente com a altura e em 200 m, o valor modulado é de aproximadamente 0,01 K.m/s para Figura 45, em 200 m, o valor

modelado é de aproximadamente 0,012 K.m/s para a Figura 47 e de 600 m até a base da nuvem o fluxo de flutuação é negativo, se anula um pouco abaixo de 400 m para Figura 48 e até a base da nuvem o fluxo de flutuação é negativo, para Figura 49 o fluxo de flutuação se tornar negativo em cerca de 500 m e permanece negativo até a base da nuvem.

Na base da nuvem stratocumulus, 1200m, o fluxo de flutuação muda para um valor positivo, devido à condensação, indo para valores maiores na nuvem e, em aproximadamente, 1450 m atinge um novo máximo com valores de 0,01K.m/s e 0,011K.m/s para Figura 45, na base das nuvens, em 780 m para Figura 46 alcança um segundo máximo em 820m de 0,028K.m/s, na base da nuvem, aproximadamente 800m para a Figura 47, o atingindo um novo máximo em 900m de cerca de 0,02 K.m/s, para a Figura 48 variações do fluxo de flutuação são observadas na camada de cumulus de 600 m a 1000 m devido aos processos de condensação e evaporação de gotículas de chuva. Na base da nuvem, que varia para os três casos observados, o fluxo de flutuação aumenta. Para Figura 49 na altura de 760 m, há a base de nuvens cumulus. Diferentes concentrações de gotas de nuvem conduziram a diferentes taxas de autoconversão e conseqüentemente diferentes precipitações na base das nuvens stratocumulus. Entre 760 m e 850 m o fluxo de flutuação sofre alterações devido à evaporação das gotas de chuva e posterior condensação de gotículas de nuvem. Para concentrações de gotas de 128/cm³ vê-se um pico de 0,014K.m/s em 1000 m, para concentrações de gotas de nuvem de 64/cm³ vê-se um segundo máximo em 970 m de 0,011K.m/s, e para uma concentração de gotas de nuvens de 256/cm³, 0,011K.m/s em 1050 m.

O fluxo de flutuação volta próximo ao topo da camada limite devido ao entranhamento.

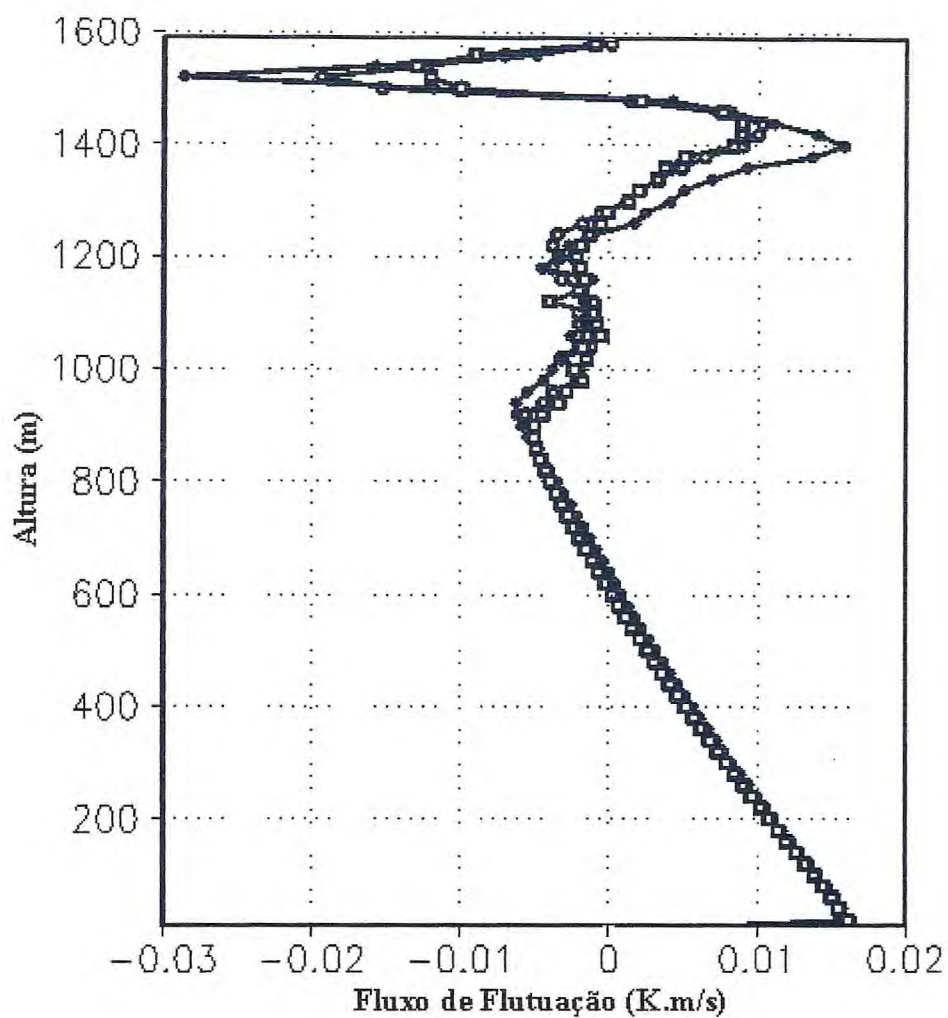


Figura 45 – Comparação do Fluxo de Flutuação para o vôo 21. Bola aberta (55/cm³), Bola fechada (30/cm³), Quadrado aberto (110/cm³).

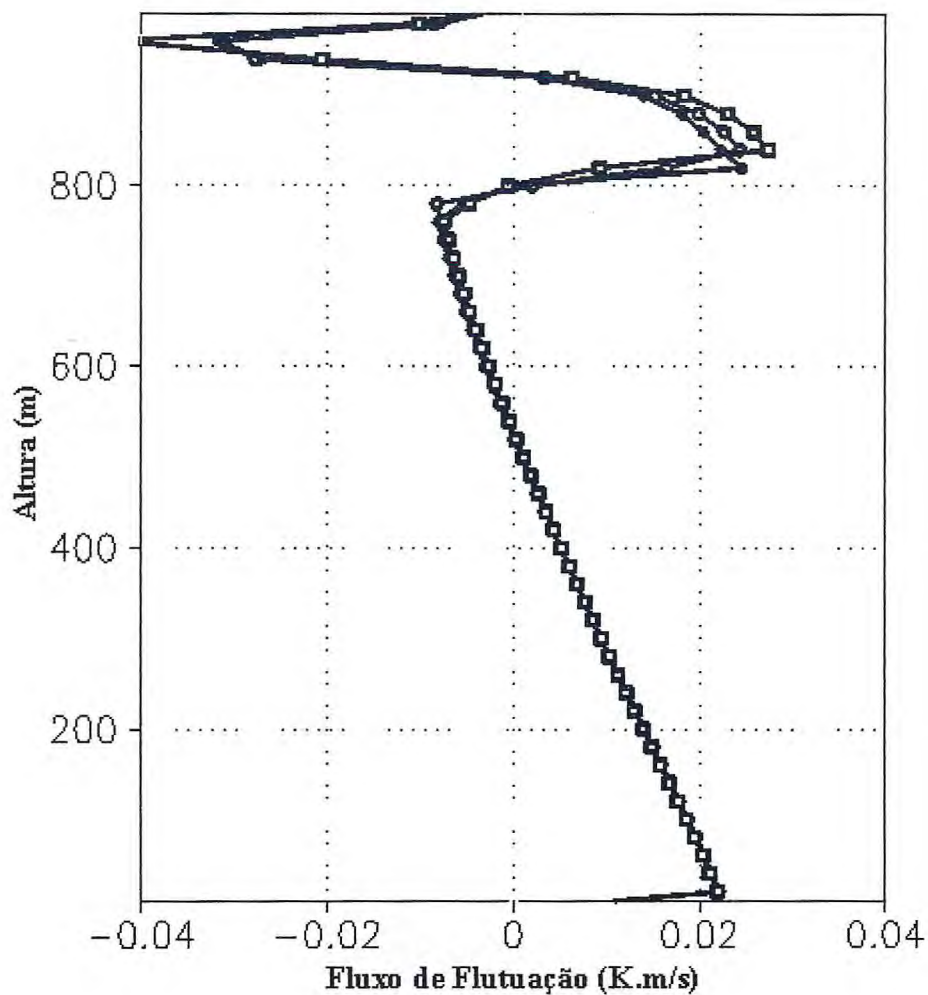


Figura 46 – Comparação do Fluxo de Flutuação para o vôo 28. Bola aberta ($196/\text{cm}^3$), Bola fechada ($98/\text{cm}^3$), Quadrado aberto ($392/\text{cm}^3$).

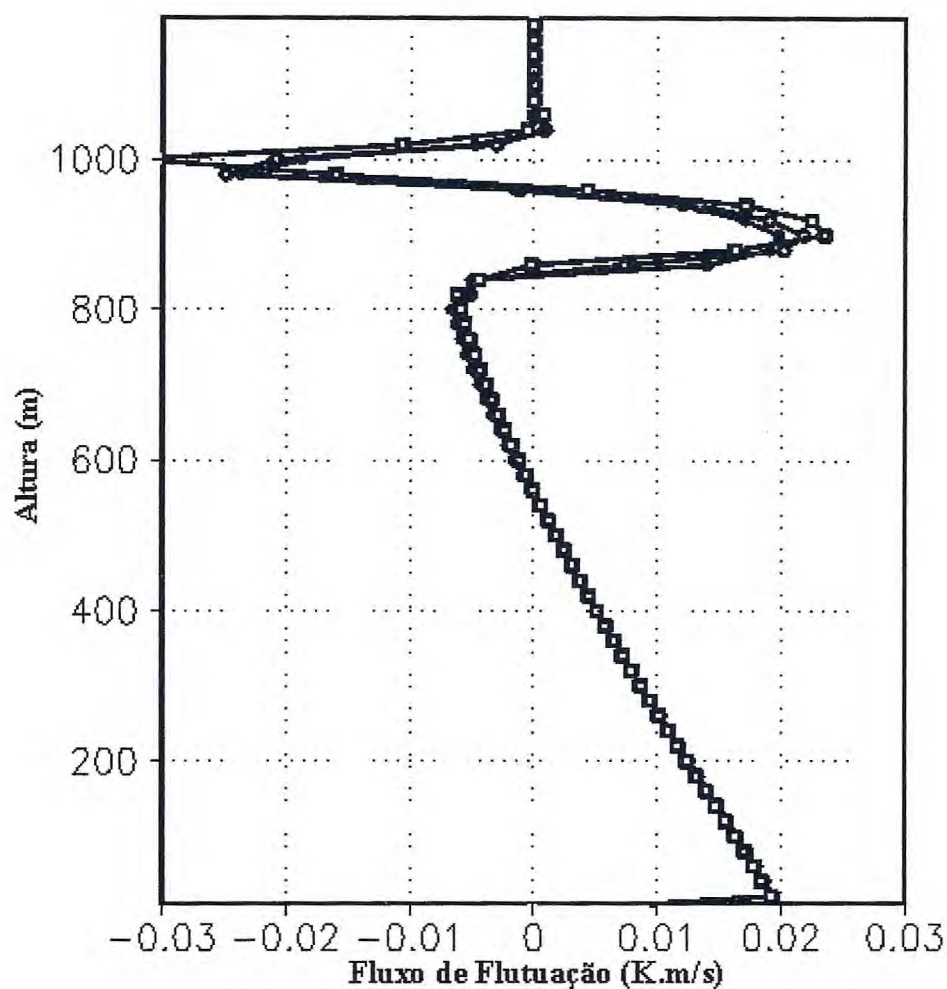


Figura 47 - Comparação do Fluxo de Flutuação para o voo 30. Bola aberta (244/cm³), Bola fechada (122/cm³), Quadrado aberto (488/cm³).

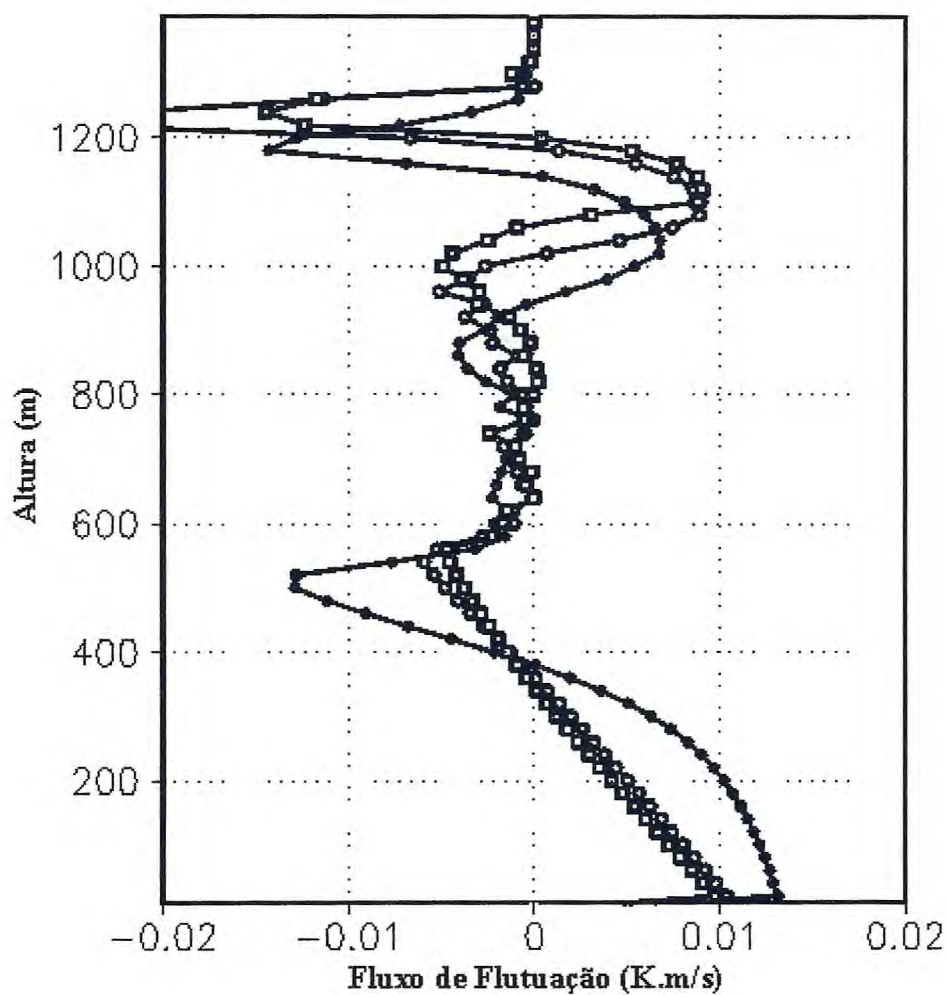


Figura 48 - Comparação do Fluxo de Flutuação para o vôo 33. Bola aberta (110/cm³), Bola fechada (55/cm³), Quadrado fechado (220/cm³).

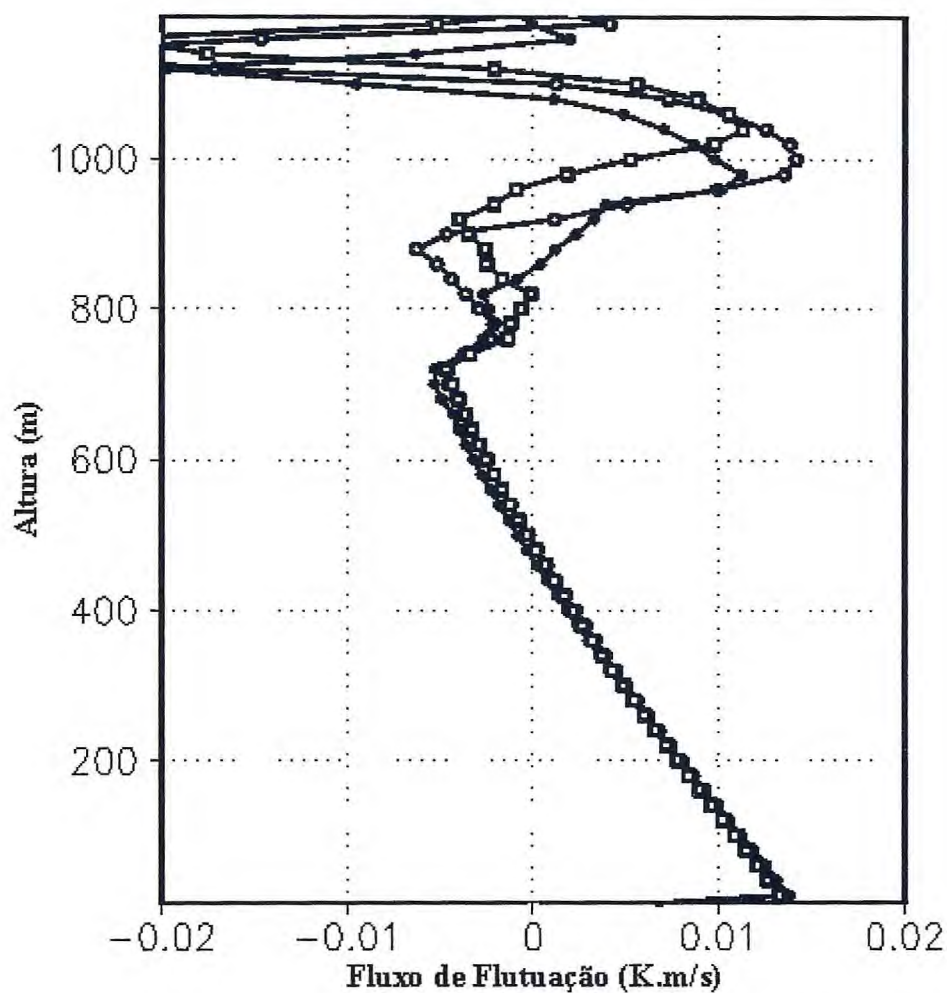


Figura 49 – Comparação do Fluxo de Flutuação para o vôo 35. Bola aberta (128/cm³), Bola fechado (64/cm³), Quadrado aberto (256/cm³).

5.4 Resultados do Modelo de Coluna para o ACE 2, variância da velocidade vertical, com concentrações de gotas de nuvem igual a média observada, com a metade da concentração média observada, com o dobro da concentração média observada e com raio médio das gotas de chuva fixo em 70 μm .

O comportamento da variância da velocidade vertical é praticamente o mesmo em todos os casos observados. A variância da velocidade vertical aumenta com a altura na camada próxima à superfície atinge um máximo e então diminui até a base da nuvem onde calor latente é liberado o que faz com que a variância da velocidade vertical atinja um segundo máximo próximo ao topo da nuvem, depois volta a diminuir devido ao resfriamento evaporativo. Para concentrações de gotas de nuvem maiores percebe-se que a variância da velocidade vertical dá um salto maior na base de nuvens stratocumulus devido a maior quantidade de gotas de nuvens sendo formadas o que libera mais calor latente. Próximo ao topo da nuvem a variância da velocidade vertical diminui devido ao resfriamento evaporativo causado pelo entranhamento de ar quente e seco.

A Figura 50 mostra a variância da velocidade vertical aumenta com a altura na camada próxima da superfície, excedendo $0,20 \text{ m}^2/\text{s}^2$ em 200 m. Ela continua a aumentar até 300 m, atingindo um máximo de $0,24 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Para Figura 51 a variância da velocidade vertical tem um máximo em 200 m acima da superfície (aproximadamente $0,3 \text{ m}^2/\text{s}^2$), a Figura 52 mostra a variância da velocidade vertical tem um máximo em 200 m acima da superfície (aproximadamente $0,28 \text{ m}^2/\text{s}^2$), a Figura 53 mostra a variância da velocidade vertical tem um máximo em 200 m acima da superfície que

varia entre $0,12\text{m}^2/\text{s}^2$ e $0,18\text{ m}^2/\text{s}^2$, a Figura 54 mostra a variância da velocidade vertical, excedendo $0,18\text{ m}^2/\text{s}^2$ em 200 m.

Depois a variância da velocidade vertical tende a diminuir alcançando $0,05\text{ m}^2/\text{s}^2$ na altura de 800m para a Figura 50. Continua a diminuir até 960 m. Tal efeito é principalmente devido ao resfriamento evaporativo de gotículas na subcamada, o que promove estabilização. Devido a esse fato, o transporte turbulento não é muito efetivo naquela altura, e a acumulação de matéria condensada forma nuvens cumulus. Os cumulus eventualmente ascendem dentro de camadas de stratocumulus, conectando a camada de mistura abaixo. Para a Figura 51 diminui com a altura até 780 m onde atinge um mínimo de $0,01\text{m}^2/\text{s}^2$, na Figura 52 diminui com a altura até 800 m onde a variância da velocidade vertical é de $0,07\text{ m}^2/\text{s}^2$. Depois a variância aumenta novamente, alcançando um segundo máximo perto do topo (900 m) de aproximadamente $0,13\text{m}^2/\text{s}^2$. Na Figura 53 diminui com a altura até 600 m. Nuvens cumulus são formadas em 600 m, e devido a uma maior autoconversão de água de nuvem em água de chuva para concentrações de $55/\text{cm}^3$ (bola fechada), tem-se maior evaporação abaixo dos stratocumulus e, portanto, mais nuvens cumulus sendo formadas. Isso libera mais calor latente e faz com que a variância da velocidade vertical tenha um valor de $0,02\text{m}^2/\text{s}^2$ em 800 m. Para a Figura 54 a variância tende a diminuir, alcançando $0,015\text{m}^2/\text{s}^2$ em 700 m, onde se forma, nuvens cumulus. Tal efeito é devido ao resfriamento evaporativo de gotículas na subcamada, o que promove estabilização. Devido a esse fato, o transporte turbulento não é muito efetivo naquela altura, e a acumulação de matéria condensada forma nuvens cumulus. Os elementos de cumulus eventualmente ascendem dentro de camadas de stratocumulus, conectando a camada de mistura abaixo. A variância volta a aumentar acima de 800 m. Em 1000 m atinge um segundo máximo de $0,08\text{m}^2/\text{s}^2$ para concentrações de gotas de nuvem de $128/\text{cm}^3$ e $64/\text{cm}^3$ e de $0,12\text{ m}^2/\text{s}^2$ para uma

concentração de gotas de nuvens de $256/\text{cm}^3$. Para uma concentração de $256/\text{cm}^3$ percebe-se um aumento maior da variância devido a menor quantidade de chuvisco na base das nuvens stratocumulus o que possibilita maiores trocas com a camada limite.

Próximo ao topo da camada limite a variância da velocidade volta a diminuir.

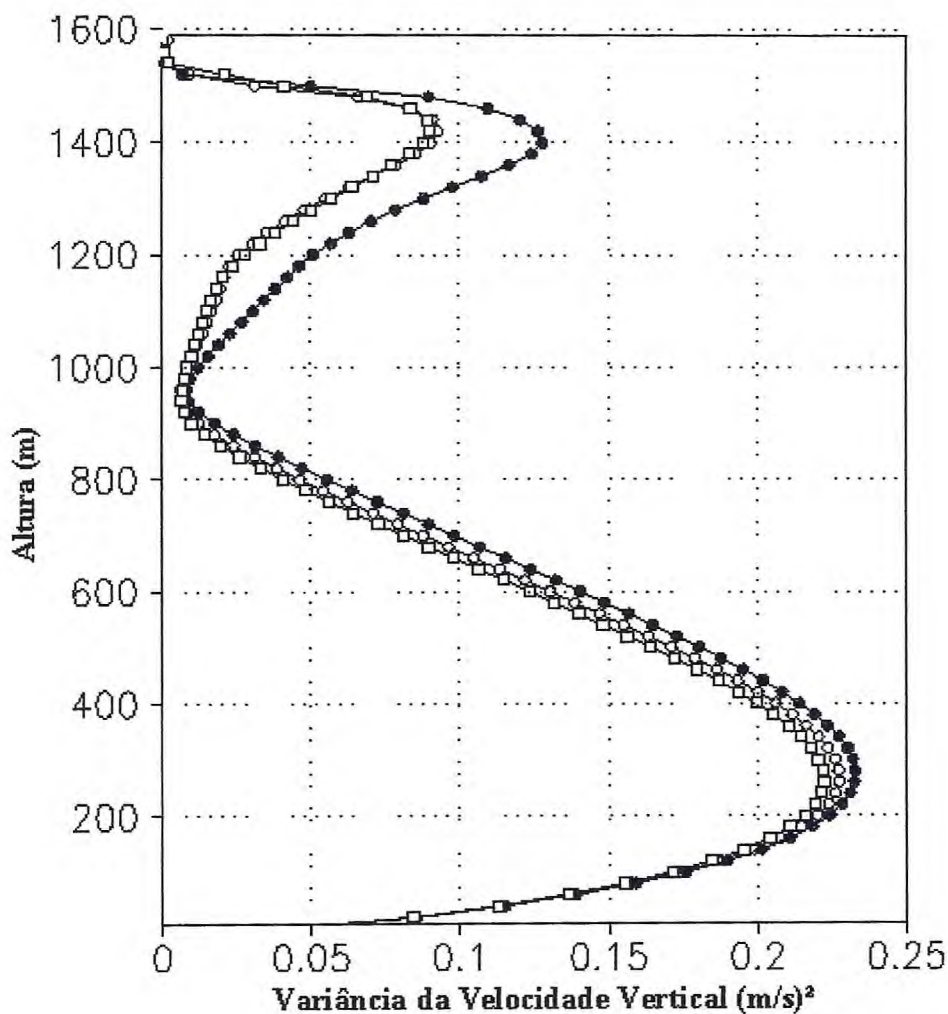


Figura 50 – Comparação da Variância da Velocidade Vertical para o vôo 21. Bola aberta ($55/\text{cm}^3$), Bola fechada ($30/\text{cm}^3$), Quadrado aberto ($110/\text{cm}^3$).

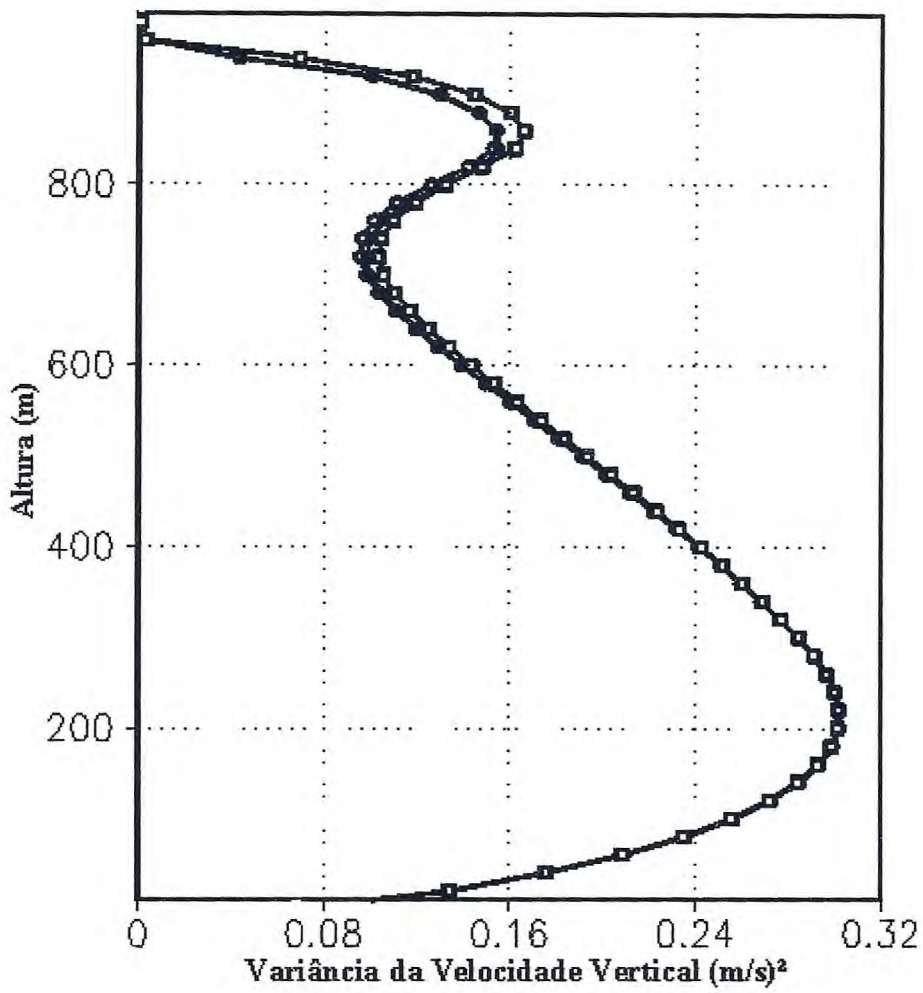


Figura 51 - Comparação da Variância da Velocidade Vertical para o vôo 28. Bola aberta (196/cm³), Bola fechada (98/cm³), Quadrado aberto (392/cm³).

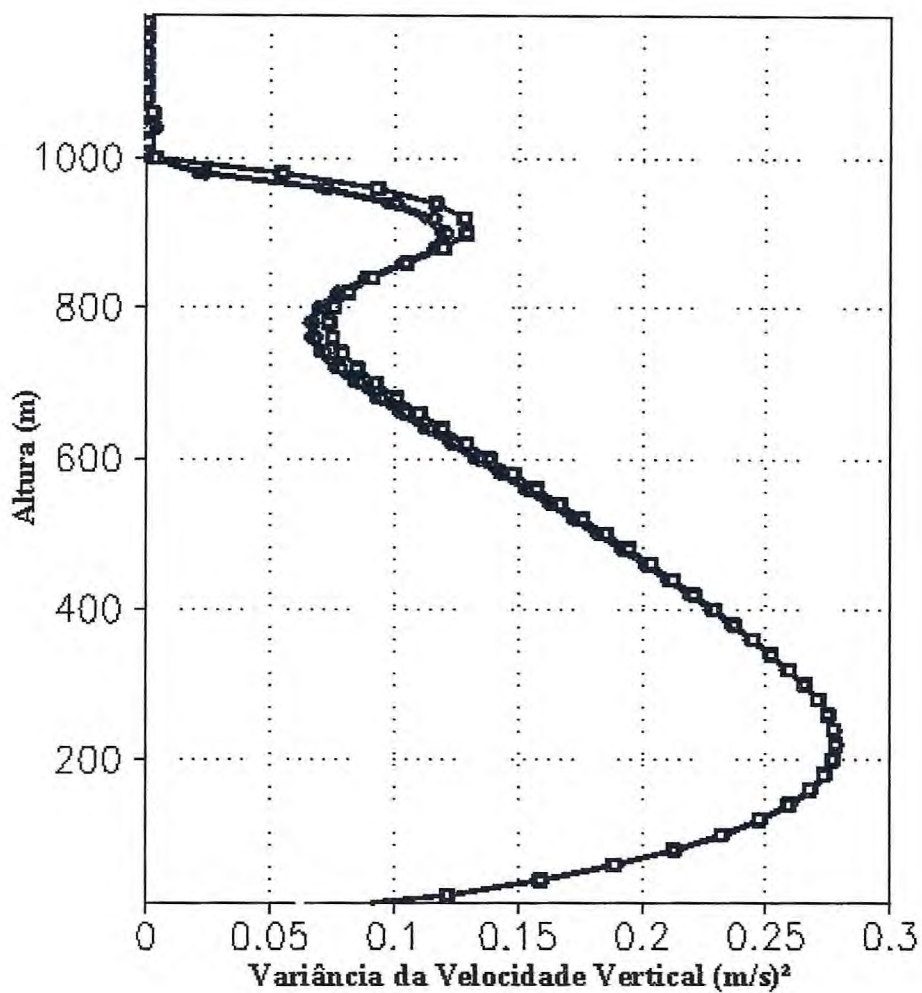


Figura 52 - Comparação da Variância da Velocidade Vertical para o vôo 30. Bola aberta (244/cm³), Bola fechado (122/cm³), Quadrado fechado (488/cm³).

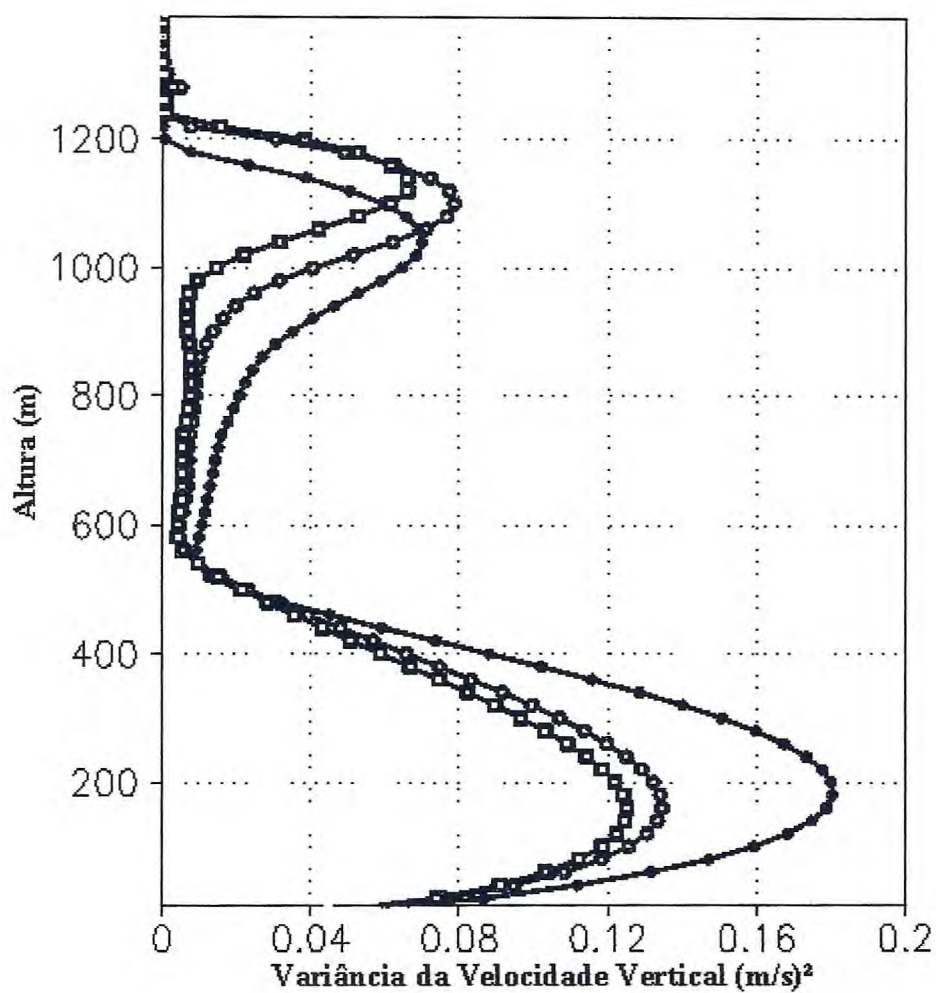


Figura 53 – Comparação da Variância da Velocidade Vertical para o vôo 33. Bola aberta (110/cm³), Bola fechada (55/cm³), Quadrado aberto (220/cm³).

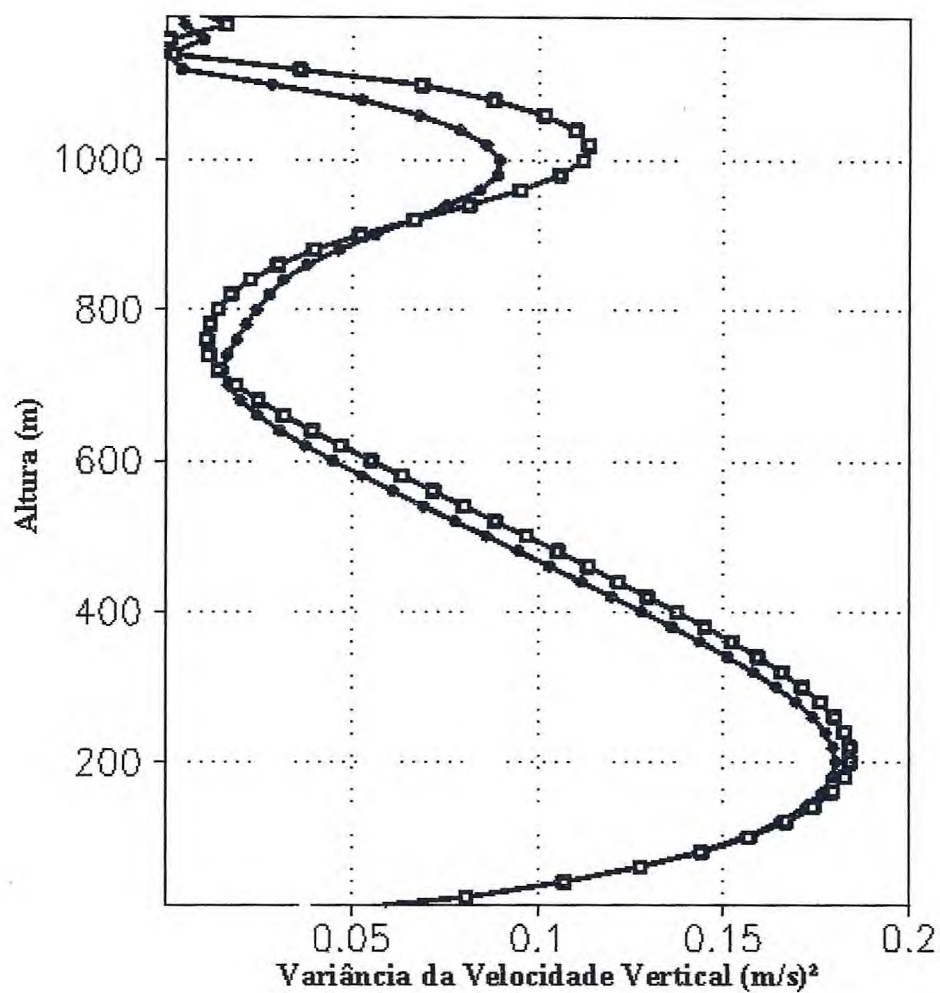


Figura 54 – Comparação da Variância da Velocidade Vertical para o vôo 35. Bola aberta (128/cm³), Bola fechado (64/cm³), Quadrado aberto (256/cm³).

5.5 Resultados do Modelo de Coluna para o ACE 2, conteúdo de água de nuvem, com concentrações de gotas de nuvem de $128/\text{cm}^3$, com o diâmetro médio das gotas de chuvas de $80\ \mu\text{m}$ e $250\ \mu\text{m}$.

As Figuras abaixo mostram variações no diâmetro de gotas de chuva para os vãos 30 e 35, quando as condições de grande escala não forem propícias para formação de nuvens cumulus logo abaixo da camada de stratocumulus variações no diâmetro de gotas de chuva não influenciaram no comportamento da camada limite. Quando existem nuvens cumulus logo abaixo da camada de stratocumulus, a quantidade de nuvens cumulus é maior para diâmetros de gotas de chuva menor devido a uma maior evaporação dessas gotículas na base de nuvens stratocumulus.

As Figuras da quantidade de água de nuvem têm o mesmo comportamento para todos os vãos analisados. Começa a aumentar na base da nuvem devido à condensação atinge um máximo e volta a diminuir próximo ao topo devido à evaporação de gotículas.

A Figura 55 mostra a quantidade de água de nuvem, para o dia 19 de julho de 1997, com valores próximos a $0,22\ \text{g}/\text{m}^3$ para gotas de chuva de $250\ \mu\text{m}$ de diâmetro em 1100 m, e $0,2\ \text{g}/\text{m}^3$ em 1170 m para gotas de chuva de $80\ \mu\text{m}$ de diâmetro. A altura da base das nuvens também varia para os dois casos observados. Com diâmetro menor das gotas de chuva ($80\ \mu\text{m}$) a base das nuvens stratocumulus é em 900 m e para gotas de chuva maiores ($250\ \mu\text{m}$) a base das nuvens stratocumulus é em 850 m. Os dois casos apresentam nuvens cumulus em quantidades diferentes o que modifica tanto a base das nuvens stratocumulus quanto seu topo. Para diâmetros de gotas de chuva menores $80\ \mu\text{m}$ forma-se mais nuvens cumulus, o que faz com que nuvens stratocumulus tenham

um topo mais elevado que no outro caso analisado. Para diâmetros de gotas de chuva de $80 \mu\text{m}$ o topo das nuvens stratocumulus é em 1200 m e para diâmetros de $250 \mu\text{m}$ o topo das nuvens stratocumulus é em aproximadamente 1180 m. Quando se diminui o tamanho das gotas de chuva, percebe-se maior formação de nuvens cumulus abaixo da camada de stratocumulus, devido a uma maior taxa de resfriamento evaporativo, deixando uma grande massa de vapor água restrita a essa região. As gotículas nas nuvens cumulus eventualmente ascendem e formam nuvens stratocumulus. A Figura 56 mostra a média do conteúdo de água de nuvem, em que se vê valores próximos a $0,07 \text{ g/m}^3$ em 950 m. A base das nuvens é situada em 850 m em ambos os casos. Apesar de uma grande variação do raio das gotas de chuva para esse caso, as condições de grande escala não forneceram condições de formação de precipitação na base de stratocumulus. Assim, as simulações não apresentaram diferenças, tendo em vista mesma concentração de gotas de nuvem.

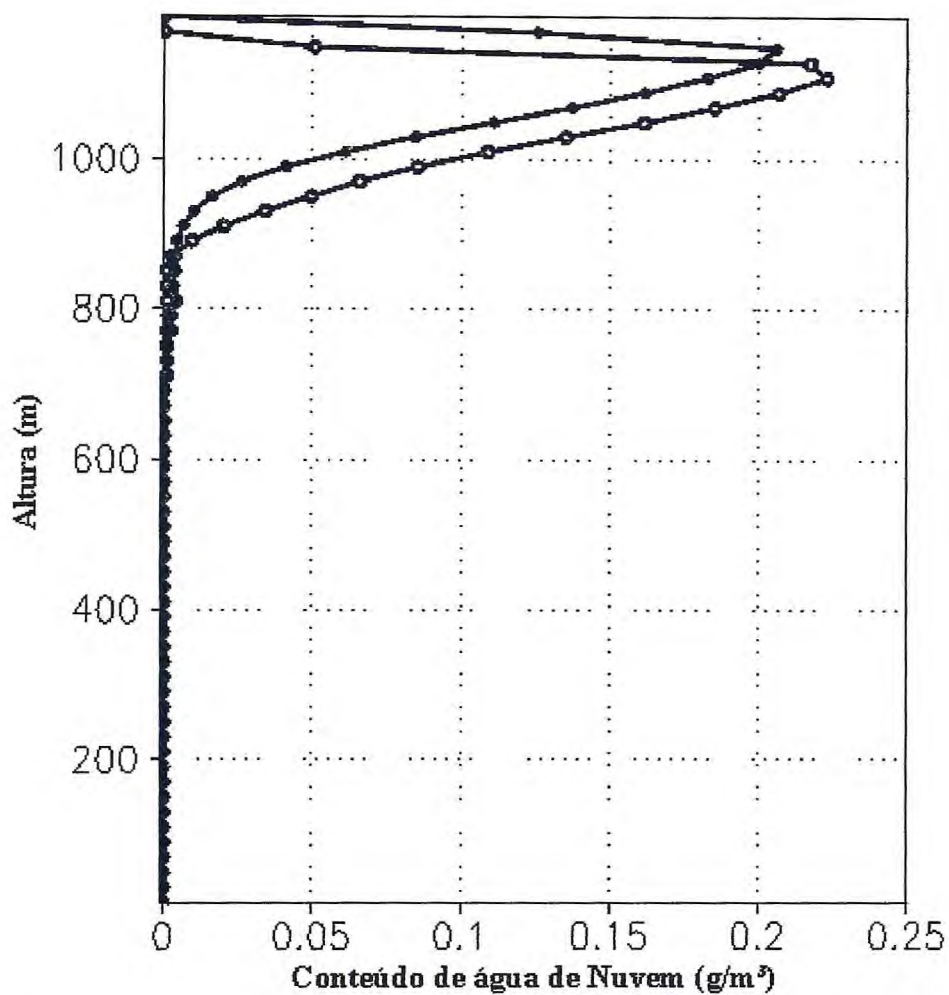


Figura 55 - Comparação do Conteúdo Água de Nuvem para o vôo 35. Bola aberta (250 μm), bola fechada (80 μm)

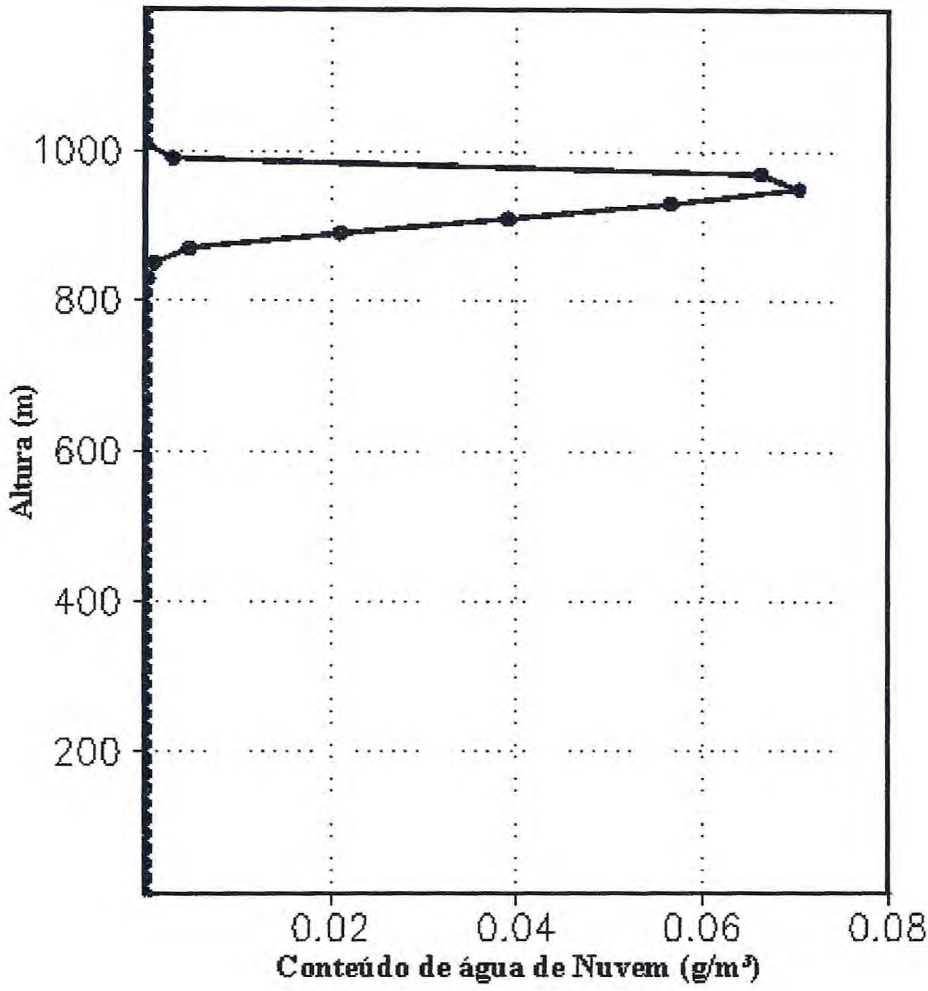


Figura 56 - Comparação do Conteúdo Água de Nuvem para o vôo 30. Bola aberta ($250 \mu m$), bola fechada ($80 \mu m$)

5.6 Resultados do Modelo de Coluna para os vãos 30 e 35, fluxo de flutuação, com concentrações de gotas de nuvem de $128/\text{cm}^3$, com o diâmetro médio das gotas de chuvas de $80\ \mu\text{m}$ e $250\ \mu\text{m}$.

O comportamento do fluxo de flutuação é praticamente o mesmo em todos os casos observados, diminuindo linearmente com a altura. Na base da nuvem dá um salto abruptamente para valores positivos devido à condensação. Para os casos observados o fluxo de flutuação começa a diminuir próximo ao topo da nuvem devido ao entranhamento. Devido à condensação, os valores de fluxo de flutuação apresentam-se altos na camada de stratocumulus, sendo que o fluxo de flutuação diminui para valores negativos no topo da nuvem. Quando se forma nuvens cumulus abaixo da camada de stratocumulus o fluxo de flutuação sofre variações devido a processos tais como condensação e evaporação.

Próximo à superfície o fluxo de flutuação, Figura 57, apresenta um valor próximo a $0,015\text{K.m/s}$, apresenta um valor em torno de $0,02\text{K.m/s}$ para a Figura 58.

Na Figura 57 uma pequena quantidade de nuvens cumulus é formada em 700 m o que faz com que o fluxo de flutuação sofra variações. Em 850 m o fluxo de flutuação cresce rapidamente para valores positivos devido à formação de nuvens stratocumulus. para a simulação em que o diâmetro das gotículas é de $250\ \mu\text{m}$. No caso em que o diâmetro médio é de $80\ \mu\text{m}$ isso ocorre em 900 m. Para Figura 58 diminui linearmente e de 580 m até a base da nuvem o fluxo de flutuação é negativo.

Para Figura 77 o fluxo de flutuação atinge um segundo máximo em 1000m de $0,015\text{K.m/s}$ para diâmetros de gotas de chuva de $250\ \mu\text{m}$. O fluxo de flutuação atinge um segundo máximo em 1000 m de $0,015\text{K.m/s}$ para diâmetros de gotas de chuva de $250\ \mu\text{m}$ enquanto no caso em que o diâmetro é de $80\ \mu\text{m}$ o fluxo de flutuação atinge um

segundo máximo em 1030 m de 0,0125K.m/s. Na base da nuvem, em 800 m para Figura 58, o fluxo de flutuação dá um salto abruptamente para valores positivos, devido à condensação, com valores mais altos na nuvem, alcançando um segundo máximo em 900 m de 0,02 K.m/s.

O fluxo de flutuação diminui nos dois casos próximos ao topo da nuvem devido ao entranhamento.

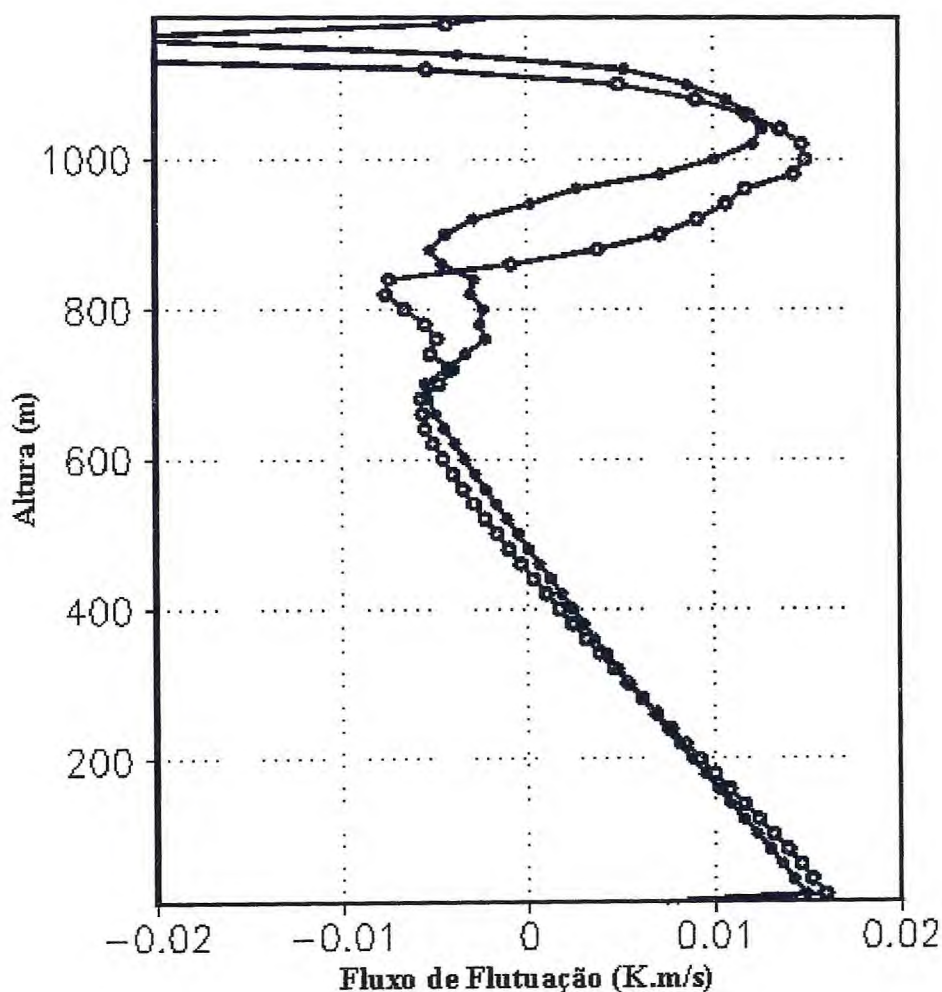


Figura 57 – Comparação do Fluxo de Flutuação para o vôo 35. Bola aberta ($250 \mu m$), bola fechada ($80 \mu m$)

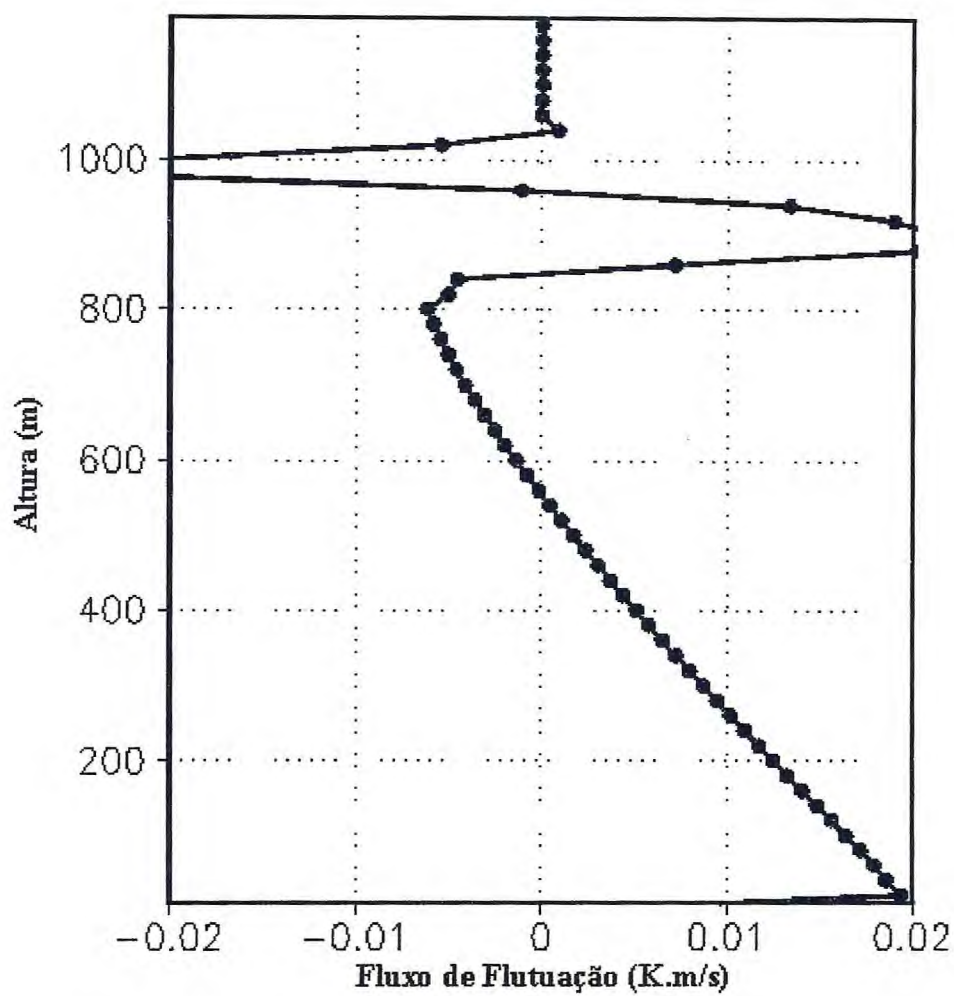


Figura 58 – Comparação do Fluxo de Flutuação para o vôo 30. Bola aberta (250 μm), bola fechada (80 μm)

5.7 Resultados do Modelo de Coluna para os vãos 30 e 35, variância da velocidade vertical, com concentrações de gotas de nuvem de $128/\text{cm}^3$, com o diâmetro médio das gotas de chuvas de $80\ \mu\text{m}$ e $250\ \mu\text{m}$.

O comportamento da variância da velocidade vertical é praticamente o mesmo em todos os casos observados. A variância da velocidade vertical aumenta com a altura na camada próxima à superfície atinge um máximo e então diminui até a base da nuvem onde calor latente é liberado o que faz com que a variância da velocidade vertical atinja um segundo máximo próximo ao topo da nuvem, depois volta a diminuir devido ao resfriamento evaporativo. Próximo ao topo da nuvem a variância da velocidade vertical diminui devido ao resfriamento evaporativo causado pelo entranhamento de ar quente e seco.

Na Figura 59 é mostrada a variância da velocidade vertical. A variância da velocidade vertical atinge um máximo em 200 m de aproximadamente $0,19\text{m}^2/\text{s}^2$. A variância da velocidade vertical, Figura 60, tem um máximo em (aproximadamente $0,28\text{m}^2/\text{s}^2$) 200 m acima da superfície.

Diminuindo com a altura, em 700 m, base de nuvens cumulus, a variância da velocidade vertical é de $0,01\text{m}^2/\text{s}^2$ para a simulação com diâmetros de gotas de chuva de $250\ \mu\text{m}$, enquanto um valor parecido ocorre em 750 m para simulação com diâmetros de gotas de chuva de $80\ \mu\text{m}$. Para Figura 60 diminui com a altura até 800 m onde seu valor é de $0,075\text{m}^2/\text{s}^2$.

Acima dessas alturas, a variância volta a aumentar alcançando um segundo máximo de aproximadamente $0,15\text{m}^2/\text{s}^2$ em 1000 m para Figura 59, com diâmetro de

gotas de chuva de $250 \mu m$, enquanto que isso ocorre com $0,11 m^2/s^2$ em 1050 m para o diâmetros de gotas de chuva de $80 \mu m$. Devido à precipitação dos stratocumulus a variância da velocidade vertical quase se anula, desacoplando, portanto, a camada de stratocumulus e levando a formação de cumulus. Na Figura 60 a variância da velocidade vertical alcança um segundo máximo perto do topo, de $0,125 m^2/s^2$ em 900 m.

Depois a variância da velocidade vertical diminui até anular-se.

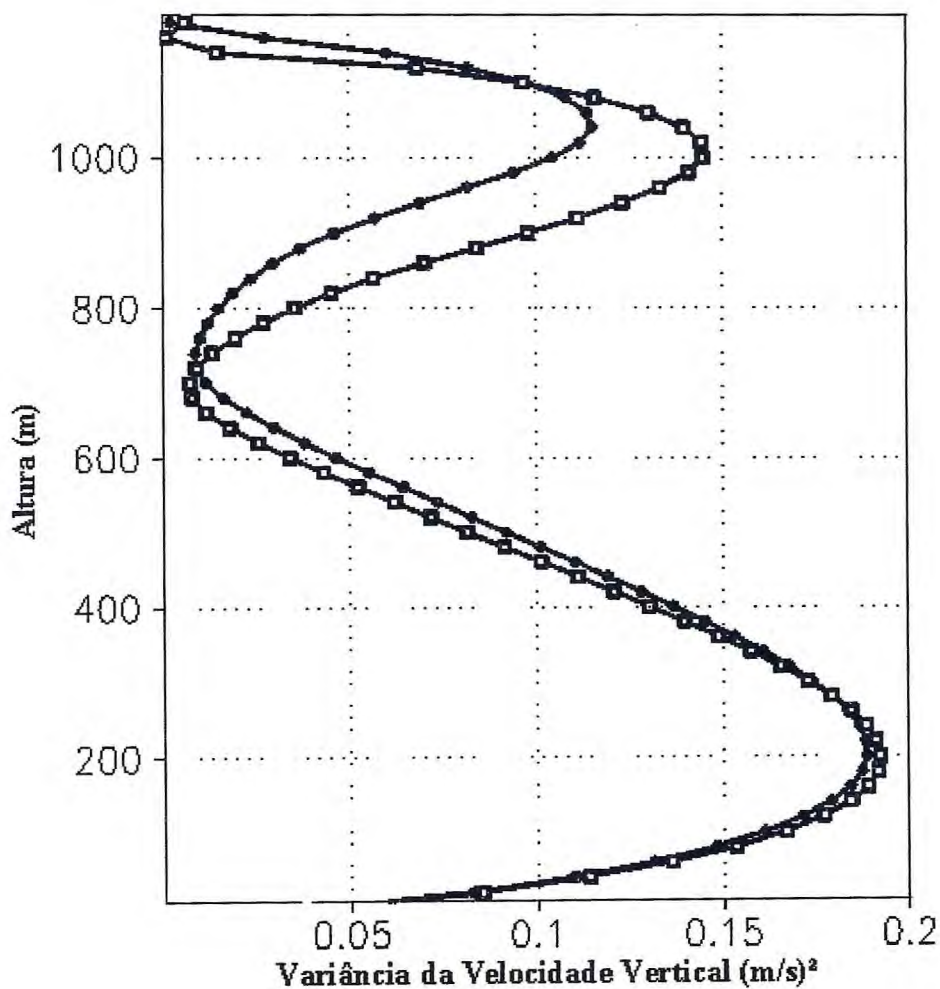


Figura 59 – Comparação da Variância da Velocidade Vertical para o vôo 35. Bola aberta ($250 \mu m$), Bola fechada ($80 \mu m$)

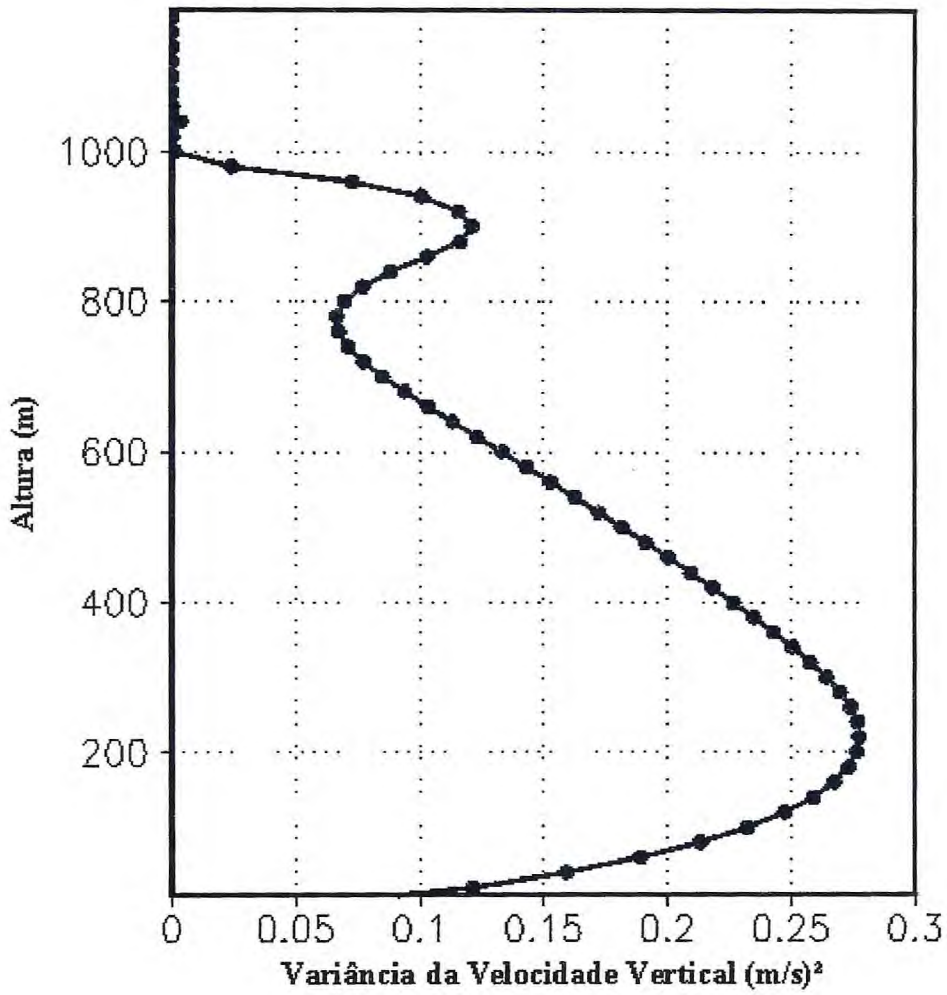


Figura 60 – Comparação da Variância Velocidade Vertical para o vôo 30. Bola aberta (250 μm), bola fechada (80 μm)

Capítulo VI

Conclusões

Neste trabalho foi apresentado um estudo sobre a estrutura turbulenta da camada limite com stratocumulus. O trabalho foi dividido em duas partes principais. A primeira consistiu num estudo de dados experimentais obtidos do ACE2 (Second Aerosol Characterization Experiment), no qual se estudou qual o melhor parâmetro de forma da distribuição gama na representação de parâmetros microfísicos observados durante um experimento diurno de stratocumulus. Os resultados foram apresentados no capítulo III. A segunda parte deste estudo foi realizada através de um modelo numérico unidimensional descrito no capítulo II. As simulações e comparações com os dados reais escolhidos foram mostradas nos capítulos IV. No capítulo V fez-se uma avaliação que influencia a variação da microfísica tinha em relação à estrutura da camada limite com stratocumulus.

No capítulo III, fez-se uma investigação dos erros inerentes à representação de microfísica através de parametrizações da distribuição de hidrometeoros com função gama. Através do procedimento adotado, demonstrou-se que a função distribuição gama não apresenta uma boa representatividade para os espectros observados e que o parâmetro de forma que melhor representa os espectros observados é aquele em que $\nu=2$.

Dentro desta investigação, verificou-se que a representação do diâmetro efetivo com funções gama é dependente da concentração de gotas sendo que quanto maior a concentração de gotas menor o erro percentual.

No capítulo IV demonstrou-se que o modelo de coluna foi capaz de simular os campos turbulentos da camada limite com stratocumulus em diferentes regimes, provando ser uma ferramenta válida para investigar a importância de diferentes processos físicos na evolução da camada limite de stratocumulus.

Simulações mostraram que a estrutura turbulenta da camada limite marinha com stratocumulus pode ser significativamente modificada por uma mudança na microfísica dessas nuvens e que o chuvisco pode ter uma forte influência no desacoplamento desta camada de nuvens.

Os resultados do modelo reforçaram a noção de que a microfísica de stratocumulus tem uma forte influência no transporte turbulento, e que a evaporação de gotículas conduz a uma significativa inibição da atividade turbulenta abaixo da base da nuvem. O resfriamento evaporativo na base da nuvem depende da concentração de gotas prescrita e do diâmetro médio das gotas de chuva.

A altura das nuvens também é influenciada pela microfísica bem como a quantidade de água líquida, o que está relacionado com o transporte turbulento na camada limite atmosférica. Os valores do fluxo de flutuação são máximos na camada de nuvens e na superfície do oceano. Entranhamento leva potencialmente ao aquecimento do ar dentro da nuvem, isto conduz a um mínimo no fluxo de flutuação no topo da nuvem. Entranhamento é potencialmente um mecanismo que aquece e seca, e pode conduzir a uma diminuição da espessura da camada de nuvem. O fluxo de flutuação diminui da superfície para valores muito pequenos ou negativo até a base da nuvem. O fluxo de flutuação na superfície e o fluxo de flutuação na nuvem são ambos igualmente importantes para dirigir a turbulência.

Verificou-se que o chuvisco, que leva a uma formação de nuvens cumulus abaixo dos stratocumulus, é uma forma de inibir as trocas com a camada limite e que as nuvens cúmulus formadas são as que passam a alimentar as nuvens stratocumulus. Mostrou-se que a estrutura vertical da camada limite é influenciada pela variabilidade microfísica, e sugeriu-se que existe uma conexão entre formação de gotas de chuva e desacoplamento entre a camada e a camada de nuvens existente.

Percebeu-se também que o aumento na quantidade de água de nuvem com a altura está mais relacionado com o aumento do raio das gotículas do que com o aumento da concentração. Para concentrações maiores percebe-se uma menor quantidade de água de nuvem, o que evidencia, portanto o entranhamento de ar quente evaporando gotas menores.

Mostrou-se também que a taxa de chuva aumenta para gotas maiores, isto é, quando diminuí-se a concentração de gotas de nuvem.

Quando o chuvisco formado na base de stratocumulus não é suficiente para formar nuvens cumulus, verifica-se, no capítulo IV, que a variação na microfísica pouco influenciará na estrutura da camada limite.

Como todos os dados analisados durante o ACE 2 foram obtidos durante o dia a idéia de que o acoplamento e desacoplamento da camada limite resulta exclusivamente do ciclo diurno, resultado da absorção do comprimento de onda curto e contrariando o resfriamento o resfriamento radioativo do comprimento de onda longo. A diminuição do fluxo de flutuação no topo da nuvem, favoreceria o desacoplamento e dissipação da cobertura de nuvens. Percebe-se que esse mecanismo de desacoplamento também é influenciado pela formação de nuvens cumulus.

No capítulo V foi feita uma variação na concentração de gotas de chuva e verificou-se que quando essa variação era suficiente para formar nuvens cumulus percebia-se uma variação na estrutura da camada limite. Para gotas de chuva maiores verifica-se um menor resfriamento evaporativo na base da nuvem o que permitia que a camada de stratocumulus continuasse conectada à camada limite. Para gotas de chuva menores a variância da velocidade vertical era maior devido a um maior resfriamento evaporativo na base das nuvens o que levava a formação de nuvens cumulus. Mais uma

vez foi reforçada a idéia de que o chuvisco pode levar ao desacoplamento da camada limite, resultado da diminuição do fluxo de flutuação.

O modelo de coluna mostrou ser uma boa ferramenta para simulação de nuvens stratocumulus e na descrição do comportamento da camada limite marinho.

REFERÊNCIAS

ALBRECHT, B. A., RANDALL, D. A., AND NICHOLLS, S. (1988). Observations of marine stratocumulus clouds during FIRE, *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 69:618-626.

ALMEIDA, G. P., 2001, Parametrização do Coeficiente de Transporte Turbulento e Estudo da Influência da Precipitação sobre a Camada Limite Convectiva com Stratocumulus, tese de Doutorado da Universidade Federal do Ceará, Biblioteca da Física, T530.

ALMEIDA, G. P., COSTA, A. A., VELHO, H. F. C., OLIVEIRA, J. C. P, 2005. Modeling the Stratocumulus – Topped Boundary – Layer Turbulence Structure with Statistical Theory. Submetido a Revista Brasileira de Meteorologia.

ANDRÉ, J.C., 1988: Evaporation over land surface: first results from HAPEX-MOBILHY special observing period. *Annales Geophysicae*, 6, 477-492. *Atmos. Sci.*, 47: 2871-2880.

BAUMGARDNER, D. KOROLEV, A., 1997. Airspeed corrections for optical array probe sample volumes. *J. Atmos. Oceanic Technol.* 14, 1224-1229.

BAUMGARDNER, D., SPOWART, M., 1990. Evaluation of the forward scattering spectrometer probe: Part III. Time response and laser inhomogeneity limitations. *J. Atmos. Oceanic Technol.* 7, 666-672.

BECHTOLD, P., FRAVALO, C. AND PINTY, J.P., 1992: A model of marine boundary-layer cloudiness for mesoscale applications. *J. Atmos. Sci.*, 49, 1723-1744.

BECHTOLD, P., KRUEGER, S. K., LEWELLEN, W. S., VAN MEIJGAARD, E., MOENG, C. H., RANDALL, D.A., VAN ULDEN, A., WANG, S.: 1996, Modeling a Stratocumulus-Topped PBL: Intercomparisons Among Different 1 D Codes and with LES, *Bull. Americ. Meteorol. Soc.* 77, 2033-2042.

BEST, A.C., 1951. Dropsize distribution in cloud and fog. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 77: 418-426.

BOUGEALT, P. AND LACARÈRE, 1989: Parametrization of orographically induced turbulence in a mesobeta-scale model. *Monthly Weather Review*, 117, 1872-1890.

BOUGEAULT, P., 1981b: Modelling the trade wind cumulus boundary layer, Pt. 2, High-order one-dimensional model. *J. Atmos. Sci.*, 38, 2429-2439.

BRENGUIER, J. L., RODI, A.R., GORDON, G. WECHSLER, P., 1998. Improvements of droplet size measurements with the fast-FSSP (Forward Scattering Spectrometer Probe). *J. Atmos. Oceanic Technol.* 15, 1077-1090.

BRENGUIER, J.L., BAUMGARDNER, D., BAKER, B., 1994. A review and discussion of processing algorithms for FSSP concentration measurements. *J. Atmos. Oceanic Technol.* 11, 1409-1414.

BROST, R. A., LENSCHOW, D.H., AND WYNGAARD, J. C.: 1982a, Marine Stratocumulus Layer. Part I: Mean Conditions, *J. Atmos. Sci.* 39, 800-817. *aic aerosols. Science*, 255, 423-430.

COSTA, A. A., OLIVEIRA, C. J., OLIVEIRA, J. C. P., SAMPAIO, A. J. C., 2000, Microphysical observations of warm cumulus clouds in Ceará, Brazil, *Atmos. Res.*, 54, 167-199.

CURIÉ, M., JANE, D., VUCKOVIĆ, V.: 1998, On the sensitivity of cloud microphysics under influence of cloud size distribution, *Atmos. Res.* 47-48, 1-14.

DEGRAZIA, G.A. E O.L.L MORAES, 1992: A model for eddy diffusivity in a stable boundary layer, *Boundary Layer Meteorol.* 58, 205-214.

DEGRAZIA, G. AND ANFOSSI, D., 1997: Estimation of the Kolmogorov constant C_0 from Classical Statistical Diffusion Theory.

DEIRMENDJIAN, D., 1969. *Electromagnetic scattering on spherical polydispersions.* Elsevier, New York, pp. 75-119.

DEIRMENDJIAN, D., 1964. Scattering and polarization properties of water clouds and hazes in the visible and infrared. *Appl. Opt.*, 3: 187-196.

DUYNKERKE, P.G. AND DRIEDONKS, A.G.M., 1987: A model for the turbulence structure of the stratocumulus-topped atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 44, 44-62.

DUYNKERKE, P. G., JONKER, P. J., CHLOND, A., VANZANTEN, M. C., CUXART, J., CLARK, P., SANCHEZ, E., MARTIN, G., LENDERINK, G. AND TEIXEIRA, J., 1999: Intercomparison of Three And One Dimensional Model Simulations and Aircraft Observations of Stratocumulus, *Boundary Layer Meteorology* 92: 453-487.

DRUILHET, A., AND P. DURAND, 1997: Experimental investigation of atmospheric boundary layer turbulence, *Atmos. Res.*, 43, 345-388.

DURAND, P. AND T. BOURCY, 2001: Observations of the Turbulence Structure within two Stratocumulus-Topped, Marine Boundary Layers, *Boundary Layer Meteorol.*, 99, 105-125.

EK, M. AND L. MAHRT, 1991: A formulation for boundary-layer cloud cover. *Annales Geophysicae*, 9, 716-724.

FEINGOLD, G., W. R. COTTON, S.M. KREIDENWEIS, AND J. T. DAVIS, 1999: The impact of giant cloud condensation nuclei on drizzle formation in Stratocumulus: Implications for Cloud Radiative Properties. *J. Atmos. Sci.*, 56, 4100-4117.

FLATAU, P.J., G.J. TRIPOLI, J. VERLINDE, AND W.R. COTTON, 1989: The CSU-RAMS Cloud microphysical module: general theory and code documentation. *Atmospheric Science*, Fort Collins, CO 80523, 270pp.

FLATAU, P.J. TRIPOLI, G.J., VERLINDE, J. AND COTTON, W.R.. 1989. The Formation, Optical Properties, and Effects. *Academic Press*, pp. 93-186.

FRIEDRICH, K., MÖLDERS, N., 2000. On the influence of surface heterogeneity on latent heat fluxes and stratus properties. *Atmos. Res.*, 54, 59-85.

GOLAZ, J.-C., 1997: Development of a single-column model for simulating precipitating stratocumulus clouds. Colorado State University, paper n°638.

HANNA, S. R., 1968: A method of estimating vertical eddy transport in the planetary boundary layer using characteristics of the vertical velocity spectrum. *J. Atmos. Sci.*, 25, 1026 – 1033.

HARRINGTON, J. Y., 1997: The effects of radiative and microphysical processes on simulated warm and transition-season Arctic-stratus. Ph.D. dissertation. *Atmospheric Science Paper N° 637*, Colorado State University, Department of Atmospheric Science, Fort Collins, CO 80523, 270pp.

HARSHVARDHAN AND WEINMAN, J. A. (1982), Infrared radiative transfer in clouds. *Tr. TsAo* 7.

JONAS, P. R. AND MASON, B. J. 1982: Entrainment and the droplet spectrum in cumulus clouds. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 108, 857-869.

KAIMAL, J.C., J.C. WYNGAARD, Y. YZUMY, AND O.R. COTÉ, 1972: Spectral characteristics of surface layer turbulence. *Quart. J.R. Meteorol. Soc.*, 98, 563-589.

KOROLEV, A.V., KUZNETSOV, S.V., MAKAROV, YU E., NONIKOV, V. S., 1991. Evaluation of measurements of particle size and sample area from optical array probes. *J. Atmos. Oceanic Techn.* 8, 514-522.

KOROLEV, A.V., STRAPP, J.W., ISAAC, G.A., 1998. Evaluation of the accuracy of PMS optical array probes. *J. Atmos. Oceanic Techn.* 15, 708-720.

PRUPPACHER, H.R., KLETT, J.D., 1997: *Microphysics of Clouds and Precipitation*, 2nd ed. Kluwer Academic Publishers, The Netherlands, 914 pp.

LANGLAND, R. H. AND C. S. LIOU, 1996: Implementation of a E-a parameterization of vertical subgrid-scale mixing in a regional model. *Monthly Weather Review*, 124, 905-918.

LENDERINK, G., AND A. A. M. HOLTSLAG, 1999: Evaluation of the kinetic energy approach for modeling turbulent fluxes in stratocumulus. *Monthly Weather Review*, 128, 244 – 258.

MARTIN, G.M., JOHNSON, D.W., SPICE, A., 1994: The measurement and parameterization of effective radius of droplets in warm stratocumulus clouds. *J. Atmos. Sci.* 51, 1823-1842.

MASON, B.J. AND CHIEN, C.W., 1962. Cloud- droplet growth by condensation in cumulus. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 88: 136-142.

MITCHELL, D.L., 2000: parameterization of the Mie extinction and absorption coefficients for water clouds. *J. Atmos. Sci.*, 57, 1311-1326.

LAMBERT, D. AND P. DURAND, 1999: The Marine Atmospheric Boundary Layer during SEMAPHORE, I: Mean vertical structure and non-axisymmetry of Turbulence. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, 125, 495-512.

LENSCHOW, D.H., J.C. WYNGAARD, AND W. T. PENNELL, 1980: Mean-Field and second-moment budgets, in a baroclinic convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.* 37, 1313 – 1326.

LIOU, K.N., 1992: *Radiation and cloud processes in the atmosphere*. Oxford University Press, New York, 487 pp.

LOUIS, J. F., 1979: Parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere. *Boundary-layer meteorology*, 17, 187-202.

MCKEE, T. R., AND COX, S. K. (1974). Scattering of visible radiation by *Meteorol. Soc.*, 77: 4 18-426.

MITCHELL, D.L., 2000: parameterization of the Mie extinction and absorption coefficients for water clouds. *J. Atmos. Sci.*, 57, 1311-1326.

NICHOLLS, S.: 1984, The Dynamics of Stratocumulus: Aircraft Observation and Comparisons with a Mixed-layer Model, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 110, 783-820.

PAWLOWSKA, H., BRENGUIER, J. L., 2000: Microphysical Properties of Stratocumulus Clouds during ACE -2. *Tellus*, 52B, 862-887.

PRUPPACHER, H.R., 1981. The microstructure of atmospheric clouds and precipitation. In: P.V. Hobbs and A. Deepak (Editors), *Clouds: Their Formation, Optical Properties, and Effects*. Academic Press, pp. 93-186.

RANDALL, D. A.: 1984b, Stratocumulus Cloud Deepening through Entrainment, *Tellus* 36A, 446-457.

RITTER, B. AND J-F. GELEYN, 1992: a comprehensive radiation scheme for numerical weather prediction models with potential applications in climate simulations. *Monthly Weather Review*, 120, 303-325.

SCHUMANN, 1940. Theoretical aspects of the size distribution of fog particles. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, 66: 195-207.

SLINGO, A., SCHRECKER, H. M., 1982: On the shortwave radiative properties of stratiform water clouds. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 108, 407-426.

SMAGORINSKY, J., 1963: General circulation experiments with the primitive equations. Part I: The basic experiment. *Mon. Wea. Rev.*, 91, 99-164.

SNIDER, J. R. AND J. L. BRENGUIER, 2000: Cloud Condensation Nuclei and Droplet Measurements during ACE2. *Tellus*, 52B, 828-842.

STEVENS, B., COTTON, W. R., FEINGOLD, G., 1998: A Critique of One and Two dimensional Models of Boundary Layer Clouds with a Binned Representation of Drop Microphysics. *Atmos. Res.* 47-48, 529-553.

STEPHENS, G.L., PLATT, C.M.R., 1987: Aircraft observations of the radiative and microphysical properties of stratocumulus and cumulus cloud fields. *J. Clim. Appl. Meteorol.* 26, 1243-1269.

STEPHENS, G.L. (1976): The transfer of radiation through vertically non uniform stratocumulus clouds, *Cont. Phys. Atmos.* 49:237-253.

STULL, R. B., 1988: An introduction to boundary layer meteorology. Kluwer Academic Publisher, Dordrecht, 666 pp.

TAYLOR, G. I., 1921: Diffusion by Continuous Movements, *Proc. London Math. Soc.*, 20, 196-211.

TWOMEY, S., 1977: The influence of pollution on the short-wave albedo of clouds. *J. Atmos.*, 34, 1149-1152.

VERLINDE, J., J.P.FLATAU, AND W.R.COTTON, 1990: Analytical solution to the collection growth equation: comparison with approximate methods and application to cloud microphysics parameterization schemes. *J. Atmos. Sci.*, 7, 2871-2880.

WANG, S. P., AND Q. WANG, 1994: Roles of Drizzle in a one-dimensional 3rd-order Turbulence Closure-Model of the Nocturnal Stratus-Topped Marine Boundary-Layer. *J. Atmos. Sci.*, 51, 1559-1576.

WENDISCH, M., KEIL, A.V., 1996. FSSP characterization with monodispersed water droplets. *J. Atmos. Oceanic Technol.* 13, 1152-1165.

WALKO, R.L., COTTON, W.R., MEYERS, M.P., HARRINGTON, L. Y., 1995, New RAMS cloud microphysical parametrization: Part I. The single-moment scheme. *Atmos. Res.* 38, 29-62.

WARNER, J. 1969. The microstructure of cumulus cloud. Part I. General features of droplet spectrum. *J. Atmos. Sci.* 26, 1049-1059.

Welch, R. M., AND WIELICKI, B. A. 1985: A radiative parameterization of stratocumulus cloud fields, *J. Atmos. Sci.* 42:2888-2897.