

**MICROFÍSICA EXPLÍCITA PARA UM MODELO DE NUVEM QUENTE
CONVECTIVA**

por

GÉRSON PAIVA ALMEIDA

**Dr. ANTÔNIO JOSÉ DA COSTA SAMPAIO
(ORIENTADOR)**

**DISSERTAÇÃO SUBMETIDA À COORDENAÇÃO DO CURSO DE PÓS-
GRADUAÇÃO EM FÍSICA, COMO REQUISITO PARA OBTENÇÃO DO GRAU
DE MESTRE EM FÍSICA**

UNIVERSIDADE FEDERAL DO CEARÁ

FORTALEZA - CE, FEVEREIRO DE 1997

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação
Universidade Federal do Ceará
Biblioteca Universitária
Gerada automaticamente pelo módulo Catalog, mediante os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

A447m Almeida, Gérson Paiva.

Microfísica explícita para um modelo de nuvem quente convectiva / Gérson Paiva Almeida. – 1997.
107 f. : il.

Dissertação (mestrado) – Universidade Federal do Ceará, Centro de Ciências, Programa de Pós-Graduação em Física, Fortaleza, 1997.

Orientação: Prof. Dr. Antonio José da Costa Sampaio.

1. Evaporação (Meteorologia) . 2. Dinâmica. I. Título.

CDD 530

**MICROFÍSICA EXPLÍCITA PARA UM MODELO DE NUVEM QUENTE
CONVECTIVA**

GERSON PAIVA ALMEIDA

Dissertação apresentada no Curso de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal do Ceará, como parte dos requisitos para obtenção do grau de mestre.

Comissão Julgadora:

Dr. Antônio José da Costa Sampaio (UFC)
(Orientador)

Dr. José Carlos Parente de Oliveira (UFC)

Dr. José Ricardo de Almeida França (UFRJ)

Dedico aos meus pais

Agradecimentos

Ao Prof. Dr. Antônio José da Costa Sampaio pela valiosa orientação e pela amizade demonstrada durante todo o trabalho.

À Coordenação do Curso de Pós-Graduação em Física, na pessoa do Prof. Josué Mendes Filho, pelas condições oferecidas para a realização deste trabalho.

Aos colegas de curso: Adriano Sousa, Alexandre Magno, João Milton, Emerson, Marcelo, Márcio Gomes, Sales, Júlio César, Deusdedit, Welington, Humberto e Pimentel pela convivência durante a pós-graduação.

Aos amigos do LFNM: professores Afrânio, Murilo e Parente e colegas Alexandre Costa, Alexandre Pinheiro, Bosco, Charles, Glenn, Ivoneide, Jacinto, Kleiton, Manoel e Sidou pela amizade e discussões que tanto ajudaram o desenvolvimento do trabalho.

Aos amigos, professores e funcionários do Departamento de Física da UFC.

À **CAPES**, em especial, pelo auxílios financeiros concedidos.

Resumo

Um modelo numérico anelástico dimensão uma e meia de nuvem convectiva quente com microfísica explícita foi desenvolvido a partir do trabalho de Lobato (1994). O modelo é baseado no trabalho de Asai and Kasahara (1967). Duas funções distribuição são consideradas no modelo - uma para os núcleos de condensação (19 categorias de 0,0076 a 7,6 micra) e outra para gotas de nuvem e de chuva (50 categorias em escala logarítmica de 1 a 5000 micra). As equações cinéticas prognósticas para essas duas funções distribuição permitem o cálculo do espectro de gotas começando na ativação e terminando na formação de chuva. Todos os processo microfísicos importantes na formação de uma nuvem quente estão incluídos neste estudo: nucleação, condensação / evaporação, colisão, coalescência, quebra de gotas e precipitação. Dois métodos são utilizados para o cálculo da razão de saturação. Um deles utiliza a equação de cálculo da razão de saturação. O outro não usa nenhuma equação. Ambos proporcionam bons valores de razão de saturação (valores de supersaturação abaixo de 5%). Simulações baseadas em condições ambientes de nuvens locais indicam que há grandes similaridades entre as nuvens naturais e as simuladas.

Abstract

A one and a half dimensional anelastic numerical model of a warm convective cloud with explicit microphysical processes has been developed from Lobato (1994). The model is based on the idea of Asai and Kasahara (1967). Two distribution functions are considered in the model - one for cloud condensation nuclei (19 categories from 0.0076 to 7.6 micra) and another for cloud droplets and raindrops (50 categories on a logarithmic scale from 1 to 5000 micra). The prognostic kinetic equations for these distribution functions enable the calculation of drop spectra starting from activation and culminating on rain formation. All the important microphysical processes of warm rain are included in this study: nucleation, condensation / evaporation, colision, coalescence, breakup and sedimentation. Two methods are used to calculate the saturation ratio in the clouds simulated. One of them solve the saturation development equation, the other method doesn't use any equation. Both of them provide accurate predictions for the saturation ratio (values of supersaturation under 5%). We used two simulations based on local cloud conditions to show that there are close similarities between the natural and simulated clouds.

Índice

Capítulo I	
Introdução.....	1
Capítulo II	
O modelo dimensão 1 ½ de Lobato (1994)	10
Capítulo III	
Descrição do modelo	20
Dinâmica	20
Microfísica	23
Nucleação	25
Condensação e evaporação	30
Coalescência de gotas	35
Quebra de gotas	39
Capítulo IV	
Modelo de nuvem com microfísica explícita.....	43
Dinâmica	44
Microfísica	48
O modelo I	52
O modelo II	54
Colisão e coalescência	56
Capítulo V	
Condições iniciais usadas para as diferentes versões do modelo	60
Condição I	60
Condição II	65
Os núcleos de condensação	68
Capítulo VI	
Resultados gerados com o método I	70
Simulação I	70
Simulação II	80
Capítulo VII	
Resultados gerados com o método II	86

Simulação I	86
Simulação II	94
Capítulo VIII	
Conclusões	100
Referências	104

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

Neste trabalho, estuda-se os fenômenos microfísicos. Tenta-se simular e compreender os processos relacionados à produção de precipitação através da congregação de todos os elementos necessários para um amplo entendimento dos fenômenos que participam do ciclo de vida de uma nuvem quente.

Entende-se por uma nuvem quente nuvens cujo topo não atingem temperaturas muito abaixo de 0°C e onde a fase de gelo não está consideravelmente presente.

O interesse do homem em relação às nuvens remonta à antigüidade. Já na antiga Babilônia eram feitas observações e generalizações, como transparece num antigo provérbio inscrito em placa de barro, datada de 4000 a.C. e sob a guarda do Museu de Londres, onde se lê: "Quando um anel circunda o Sol, chuva cairá".

Da antigüidade até o Século XVI, eram atribuídas causas sobrenaturais aos fenômenos atmosféricos. Porém, com a invenção do termômetro e do anemômetro de Galileu em 1590 e do barômetro de Torricelli em 1644, as observações passaram a ter um caráter mais quantitativo e regular. A partir de então, passou-se a explicar os fenômenos observados, anteriormente tidos como de origem sobrenatural, embasando-se nos trabalhos científicos de Boyle em 1659), sobre a relação entre volume e a pressão do ar; Hadley em 1735, considerando a influencia da rotação da Terra sobre os ventos alísios; Franklin em 1752, sobre eletricidade atmosférica; e Lavoisier em 1783, sobre a composição do ar.

Entretanto, devido a inexistência de equipamentos que possibilitassem a investigação "in loco" dos fenômenos atmosféricos ligados a formação das nuvens, os primeiros experimentos foram realizados com uso de balões. Charles o utilizou pela primeira vez em 1783. Mas foi somente a partir de 1930 que alguns experimentos puderam ser realizados dentro das nuvens. Desde então a física de Nuvens teve grande desenvolvimento.

Uma nuvem constitui-se de um conjunto visível de hidrometeoros (gotículas de água e cristais de gelo) e, segundo Agee (1982), pelo menos três condições são necessárias para a sua formação: uma distribuição conveniente de núcleos higroscópicos, uma quantidade suficiente de vapor d'água e uma dinâmica apropriada, ou seja, um movimento convectivo que desloque parcelas ou camadas de ar úmido até o nível de condensação.

As gotas que se formam em uma nuvem têm origem em pequenas partículas suspensas na atmosfera, chamadas de núcleos de condensação de nuvem, e que têm uma grande afinidade por água. As gotas crescem por difusão de vapor sobre os núcleos até atingirem tamanhos a partir dos quais crescem pelo processo de colisão e coalescência. Foi com o objetivo de simular estes processos que vários modelos numéricos foram desenvolvidos.

Num modelo, o fluido atmosférico é descrito por um conjunto de equações dinâmicas e termodinâmicas, que, segundo Bjerknes em 1904, ao serem resolvidas para dadas condições iniciais, permitem obter um estado altamente provável num instante futuro.

O efeito da distribuição dos núcleos de condensação de nuvem, ou espectro dos núcleos de nuvem, e da velocidade de ascensão sobre o conjunto de gotículas presentes na nuvem foi considerado primeiramente em detalhes por Howell (1949), que integrou numericamente as equações de crescimento por condensação para derivar o espectro de

gotas como uma função do tempo. Uma década mais tarde, Mordy (1959) produziu integrações numéricas similares, usando um modelo de nuvem e que, com alguns refinamentos nas equações de crescimento e nos processos computacionais, o resultados que diferiram em detalhes, mas não em características gerais dos resultados de Howell. Neiburger and Chien (1960) e Árnason et al (1969) realizaram simulações semelhantes. Todos estes experimentos consideravam uma parcela de ar úmido, isolada, contendo uma população de núcleos de condensação de nuvem, ascendendo com velocidade constante.

Kessler (1967) propôs uma parametrização para os processos microfísicos envolvidos na formação da precipitação que permite um acompanhamento da evolução dos hidrometeoros com o tempo. Kessler (1967, 1969) encontrou equações simples que representavam os processos pelos quais as gotículas presentes nas nuvens se transformavam em água precipitável

Do ponto de vista do estudo da dinâmica de nuvens, um marco fundamental foi o trabalho de Ogura and Philips (1962), que iniciou a simulação numérica dos processos convectivos. O conjunto aproximado de equações, apresentado por eles como solução, eliminava as ondas de som (aproximação anelástica), e que se constituía em uma fonte de erros na integração que produzia divergência rápida.

Ogura (1963) foi um dos pioneiros na tentativa de simular a convecção úmida em modelos de simetria axial. Asai and Kasahara (1967) propuseram um modelo dimensão $1 \frac{1}{2}$ capaz de mostrar a importância do movimento compensatório descendente que acompanha as nuvens convectivas.

Árnason e Greenfield (1971) realizaram experimentos numéricos em convecção úmida conduzida por meio de modelos dinâmicos bidimensionais sem a inclusão de coalescência. Incluíram, entretanto, a coalescência num modelo de parcela, demonstrando uma boa produção de precipitação em algumas simulações. Clark (1973) formulou dois modelos de nuvem cúmulos, um que incluía processos microfísicos tais como nucleação, crescimento difusional das gotas de nuvem, coalescência estocástica e quebra de gotas; o outro era um modelo físico de bolha. Os dois foram comparados para o caso em que não ocorria precipitação. A conclusão foi de que a inclusão da microfísica não provocava grandes mudanças na dinâmica da nuvem, resultado que diferia d'aqueles obtidos por Árnason e Greenfield (1971). Os modelos de Soong (1974) e Takahashi (1975) contabilizaram os efeitos da coalescência e quebra de gotas. O modelo bidimensional anelástico de Hall (1980) incorporou tratamentos explícitos de nuvem quente e microfísica de gelo. Os processos da fase líquida considerados incluíram a condensação, coalescência, quebra de gotas e sedimentação, enquanto que a fase de gelo incluiu o crescimento difusional e agregacional de partículas de gelo.

Em muitos dos estudos, foram feitos esforços para comparar as predições dos modelos com as observações. Uma razoável concordância foi obtida na termodinâmica total da nuvem e seu ambiente e na simulação de diferenças no ciclo de vida e nos processos de formação de precipitação entre nuvens marítimas e continentais. É notável que estas diferenças, as quais resultam em forte chuva e um ciclo curto de vida no caso de chuvas marítimas e uma pequena quantidade de chuva e um ciclo de vida muito mais longo no caso de uma nuvem continental, foram produzidas apenas pela diferenças no espectro de CCN (Cloud Condensation Nuclei)

Em outro caso, como foi mostrado por Clark (1973) e mais tarde pelo modelo tridimensional de Kogan (1979), para o caso de nuvens não precipitantes rasas, a microfísica tem poucos efeitos no conjunto da dinâmica da nuvem.

Ao longo dos anos oitenta, a capacidade de processamento dos computadores cresceu grandemente, o que motivou o desenvolvimento de modelos de nuvens com microfísica explícita em três dimensões (Kogan 1978 e Takahashi 1981).

Um aspecto muito difícil dos modelos é a descrição adequada da supersaturação, em particular, e dos processos de condensação/evaporação em geral. A razão de saturação nas nuvens reflete não só os detalhes do desenvolvimento dos processos microfísicos mas também governa a nucleação e o subsequente crescimento das gotículas de nuvens e por último determina a formação da precipitação (Chien and Lamb 1992b). Já que o valor da supersaturação é muito sensível a pequenas variações nos campos microfísicos e termodinâmicos, são necessários cuidados especiais aos processos de condensação e evaporação. Como é afirmado em Clark (1973) , Soong (1974) e Hall (1980) a supersaturação máxima nesses modelos aumenta para 5% e mesmo 10%, uma vez que a precipitação é iniciada e acontece a coleta de pequenas gotas através da nuvem. Levando-se em conta o grande número de núcleos de Aitken que podem ser ativados sob estes valores de supersaturações (5% a 10%), o problema é mais provavelmente causado pelas suposições feitas no tratamento dos processos de nucleação.

Os modelos de nuvens que consideram processos microfísicos detalhados, necessitam que a razão de saturação seja determinada de uma maneira correta e eficiente. Uma dificuldade comumente encontrada na simulação dos processos de condensação e evaporação usando um modelo com distribuição de gotas por classes de tamanho (algumas

vezes chamados de modelos de categorias ou “bin model”) é que um grande número de equações devem ser simultaneamente resolvidas. Para qualquer processo particular de crescimento, um conjunto de equações é necessário para cada categoria de gota. Esse conjunto de equações usualmente não pode ser resolvido independentemente devido a sua dependência comum da fase gasosa (temperatura, razão de saturação). O número total de equações para um sistema de referências que trata o tamanho de gotículas pode ser muito grande quando se utiliza de métodos de resolução de equações por matrizes. É então necessário desenvolver métodos numéricos especiais para o problema da condensação / evaporação.

As soluções das equações que governam o crescimento das gotículas de nuvem por condensação normalmente requerem passos de tempos numéricos muito pequenos (Árnason e Brown 1971; Fitzgerald 1974; Robinson 1984). Clark (1973) usou o método analítico que foi derivado por Squires (1952) para calcular uma média temporal da razão de saturação S durante um passo de tempo. A equação de crescimento para cada categoria de gota pode então ser calculada independentemente usando esta razão de saturação média. Este método evita o problema da instabilidade numérica associada com a escala de tempo de S e fornece soluções razoavelmente exatas para S e para a concentração de gotas. A exatidão do método dependia da idade da população das gotas. Soong (1974), Hall (1980) e Bott et al. (1990) aplicaram métodos semi-implícitos que dão resultados similares. O método semianalítico de Clark (1973) foi freqüentemente usado em simulações numéricas de microfísicas de nuvens quentes (Ochs and Yao 1978, Paluch and Knight 1984; Politovich and Cooper 1988; Cooper 1989). Adicionalmente, o efeito do resfriamento radiativo foi incluído na solução analítica por Davies (1985) para a simulação de nevoeiro. A solução

semianalítica é inexata quando S é próxima da unidade. Entretanto, devido a certas simplificações feitas na solução original, erros significativos associados com essa solução analítica podem ocorrer em condições extremas. Por exemplo, a razão de saturação na nuvem pode crescer significativamente devido a coalescência de gotas (Ochs 1978; Chen and Lamb 1982b) ou por fortes velocidades verticais ascendentes ou descendentes. Gotículas precipitantes podem também cair abaixo da base da nuvem e experimentar razões de saturações muito baixas. Com o objetivo de evitar as interações das taxas de crescimento das gotículas, um método estatístico, de natureza não analítica, baseado na história dos dados passados foi introduzida para a previsão da razão de saturação por J.P. Chen (1993) e requer um grande conjunto de dados precedentes. Este método, que se utilizava do método de suavização exponencial quadrático de Brown (Brown 1963. pp. 140 - 144), mostrou-se computacionalmente mais eficiente do que os que utilizavam soluções analíticas porque não requeriam interações das taxas de crescimento das gotículas e é mais exato do que as soluções analíticas. Entretanto, o método não conseguiu fornecer baixos valores de supersaturações quando se inicia a precipitação.

Este trabalho descreve uma extensão do trabalho desenvolvido por Lobato (1994) introduzindo basicamente novos esquemas para tratar os processo de nucleação, condensação e evaporação e cálculo de supersaturação. É um esforço para se tentar compreender e simular os vários processos relacionados ao fenômeno da produção de precipitação e representação do ciclo de vida de uma nuvem. Os processo microfísicos de uma nuvem quente estudados neste trabalho incluem nucleação, condensação, evaporação, coalescência, quebra e ruptura de gotas e precipitação. Com o objetivo de prever a chuva e

o seu espectro de tamanho é mantido um alto nível de exatidão em todos os processos envolvidos na sua formação.

Um outro objetivo deste trabalho, é o de produzir um algoritmo de baixo custo computacional que forneça resultados condizentes com condições climáticas reais e que possa servir de apoio ao estudo do clima e tempo da nossa região.

Esta dissertação possui oito capítulos e se desenvolvem da seguinte forma: no Capítulo II apresenta-se um breve resumo sobre o primeiro trabalho de Lobato (1994) onde são apresentadas simulações com o objetivo de entender alguns aspectos da interação entre a dinâmica e a microfísica das nuvens quentes.

No capítulo III apresenta-se o modelo numérico a partir do qual foi desenvolvido este trabalho. Mostra-se todas as equações nas quais ele está baseado, tanto para a parte da dinâmica quanto para a parte da microfísica. Mostra-se também um breve resumo sobre a forma com que alguns aspectos microfísicos são tratados e qual a importância de cada um deles no desenvolvimento de uma nuvem quente convectiva.

No capítulo IV apresenta-se o esquema numérico pelo qual o sistema de equações do modelo é resolvido e quais as considerações que são feitas para a representação real de todos os processos físicos envolvidos. Neste ponto serão descritas com mais ênfase as novas suposições feitas no tratamento dos processos microfísicos.

No capítulo V apresenta-se as condições com que o modelo é inicializado. Estas condições são baseadas em condições climáticas reais obtidas com o avião laboratório ALPA da FUNCEME vôo - experimento realizado no dia 22 de junho de 1994 na região entre Fortaleza, no Ceará, e Mossoró, no Rio Grande do Norte.

No capítulo VI são mostrados os dados fornecidos pelo modelo quando é empregada a equação de desenvolvimento da razão de saturação proposta por Squires (1952) para a resolução das equações diferenciais relacionadas a microfísica. São avaliados vários aspectos da interação da microfísica com a dinâmica como também os valores fornecidos pela microfísica.

No capítulo VII é repetido o mesmo procedimento do capítulo V, mostrando-se agora os dados fornecidos pelo modelo utilizando-se um outro método para a resolução das equações diferenciais relacionadas a microfísica. Neste capítulo juntamente com a avaliação dos dados resultantes, analisa-se as diferenças entre as soluções fornecida pelos dois métodos de se resolver as equações em questão.

No capítulo VIII apresenta-se as conclusões do trabalho e também as várias sugestões de futuros trabalhos.

categorias distintas conforme a supersaturação crítica de ativação. A supersaturação crítica de ativação de cada categoria foi considerada como tendo uma dependência linear com o índice da categoria. A concentração inicial dos núcleos foi considerada como constante em todos os níveis de tal forma que $n(z,t)dr$ representasse o número de CCN por unidade de volume no ponto z . A segunda função, $f(z,r_m,t)$ representou a distribuição de tamanho de gotas e foi dividida em 50 categorias de raios variando logaritmicamente desde 1 microm até 5000 micra e de tal forma que $f(z,r_m,t)dr$ representasse o número de gotas por unidade de volume no ponto z com raio no intervalo entre r_m e $r_m + dr_m$.

De acordo com as suas importâncias foram considerados os fenômenos de nucleação, condensação / evaporação, coalescência e quebra de gotas. Como pôde ser observado, a presença de CCN é fundamental para o processo de inicialização da nuvem. A conexão entre o número de CCN ativados, N , e a supersaturação, s , foi feita de acordo com a fórmula empírica sugerida por Squires e Twomey (1960) segundo a qual

$$N = CS^k \quad \text{II.1}$$

onde a supersaturação é dada em % e C e K são dois parâmetros que podem ter valores diversos dependendo se estamos avaliando o ar de origem marítima ou ar de origem continental.

No esquema numérico da nucleação, todas as gotas foram ativadas na primeira categoria de raio de gota, e isso somente foi feito uma vez no início de cada passo. O processo de ativação dos CCN's foi parametrizado e tomado em acordo com Hall (1980). As novas gotas desta forma geradas só poderiam crescer por difusão a partir de um outro passo microfísico.

A condensação das gotas foi avaliada de acordo com a forma já amplamente conhecida da equação de difusão de vapor sobre as gotas

$$r_i \frac{dr_i}{dt} = \frac{1}{\rho_w} \frac{S-1}{[F_d + F_k]} \quad \text{II.2}$$

onde os termos de curvatura e de solução eram desprezados pela suposição de que as gotas, já tendo sido ativadas, não sofriam mais influências destes dois termos. O termo de correção cinética que apareceria somado a r (ou seja,

$$(r + a) \frac{dr}{dt} \quad \text{II.3}$$

e não ao invés de simplesmente

$$\left(r \frac{dr}{dt} \right) \quad \text{II.4}$$

não foi levado em conta para as gotas pequenas.

O processo de cálculo de supersaturação e seus efeitos sobre o crescimento das gotas seguiram os seguintes passos: com o valor da supersaturação calculado pelos processos advectivos acrescidos de outras contribuições dinâmicas pertinentes ao modelo, calculava-se a média de S' (advectada) com 1, isto é:

$$\bar{S} = \frac{S'+1}{2} \quad \text{II.5}$$

Com este valor avaliou-se o crescimento das gotas por condensação / evaporação e seus efeitos sobre a temperatura, razão de saturação e nova distribuição de gotas através de um processo de iteração para avaliar a supersaturação até que houvesse convergência. Ao obter-se a convergência, fazia-se o cálculo do valor da nova razão de saturação. Após este processo o espectro de gotas era avaliado pela coalescência e quebra de gotas

Os resultados obtidos foram comparados a outros modelos como os de Ogura e Takahashi (1973), Holton (1973), Hall (1980) e Takahashi (1975). A seguir serão mostrados alguns resultados do modelo.

Vamos iniciar comentando as condições iniciais utilizadas para rodar o modelo. Foram utilizados como condições iniciais valores de temperatura e razão de mistura. Estas são geradoras de uma situação preponderantemente favorável a formação de uma nuvem com material precipitável, mas com baixa profundidade de convecção (de 1300 a 1500 metros). Estas condições iniciais foram obtidas através de dados medidos num vôo experimental do avião laboratório da FUNCEME. Os gráficos das curvas suavizadas de razão de saturação e temperatura são “plotados” em função da altura para o vários níveis da grade utilizada e são mostrados nas figuras a seguir.

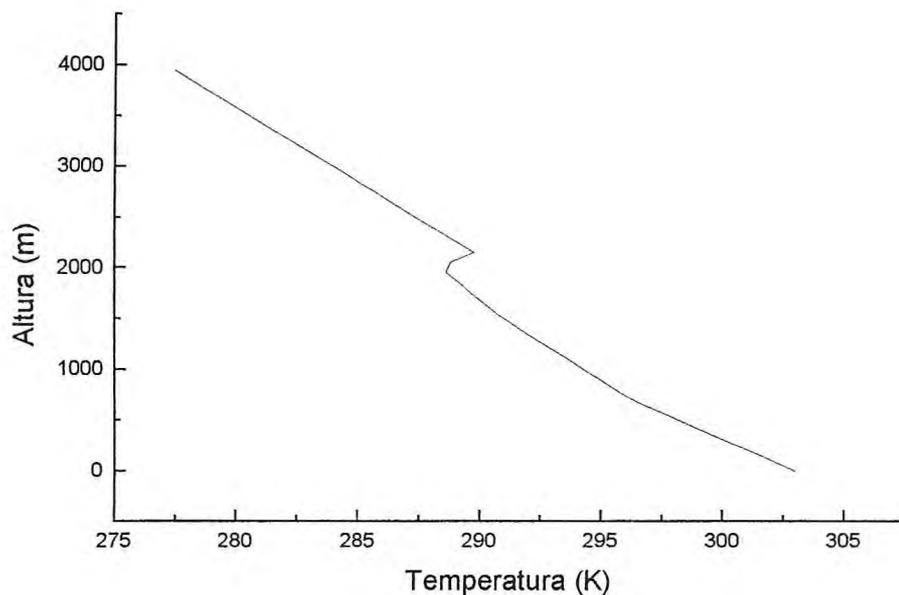


Figura II.1.1 Gráfico de Temperatura

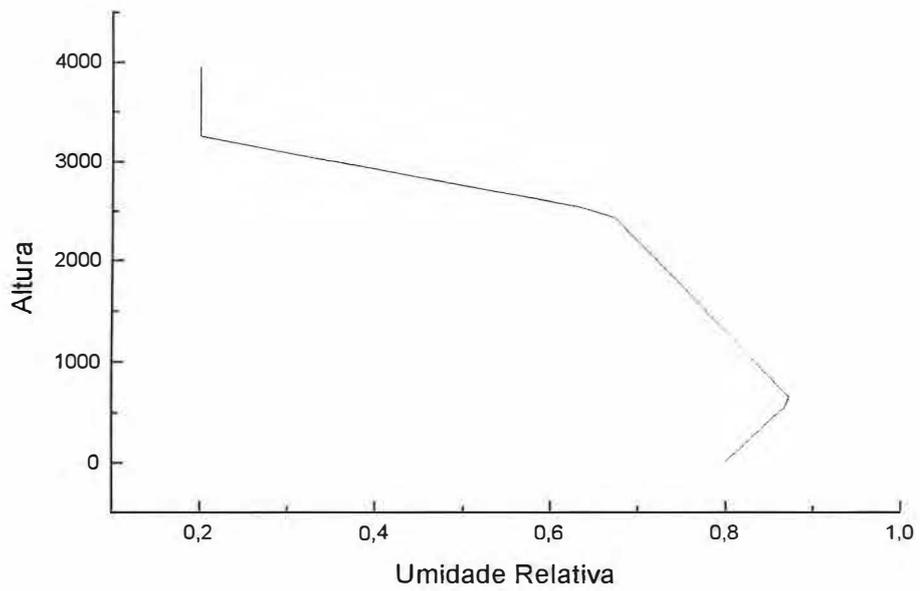


Figura II.1.2 Gráfico de umidade relativa do ambiente

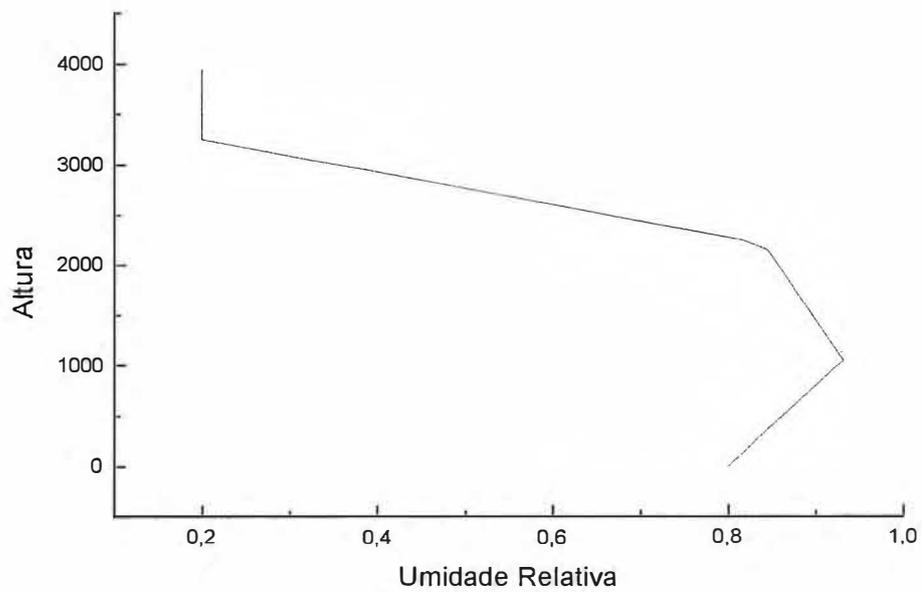


Figura II.1.3 Gráfico de umidade relativa para o local onde se formará a nuvem.

Como resultados do modelo são mostrados os mapas espaço temporal de velocidade vertical, conteúdo de água líquida, precipitação e razão de saturação. O eixo X representa os valores de tempo dados em minutos e o eixo Y ao valores de altura. Os valores mostrados no mapa são para o centro da nuvem.

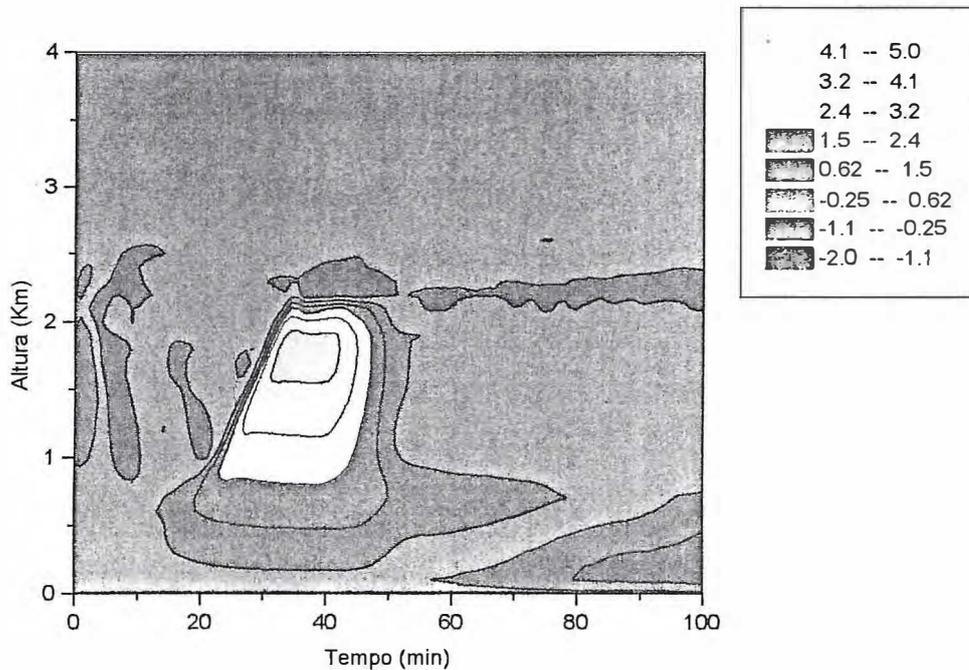


Figura II.1.4 mapa espaço temporal de velocidade vertical (m/s)

Como se observa na figura II.1.4 de velocidade vertical, tem-se uma situação transiente até os 10 minutos. A partir daí, vê-se que o campo de vento começa a evoluir ascendendo a umidade que vai originar a nuvem. Observa-se o aumento da velocidade vertical que atinge um máximo de 5,0 m/s em torno dos 40 minutos. Neste mesmo intervalo, na altura de 2200 metros observa-se velocidades negativas, indicativo de evaporação. Após os 50 minutos a velocidade vertical diminui indicando o fim do ciclo de vida da nuvem. O conteúdo de água líquida não

ultrapassou os $2,2 \text{ g/m}^3$ e a precipitação teve um máximo de 6,7 a 9,0 mm/hora. Iniciou-se aproximadamente no tempo de 45 minutos e terminou aos 63 minutos.

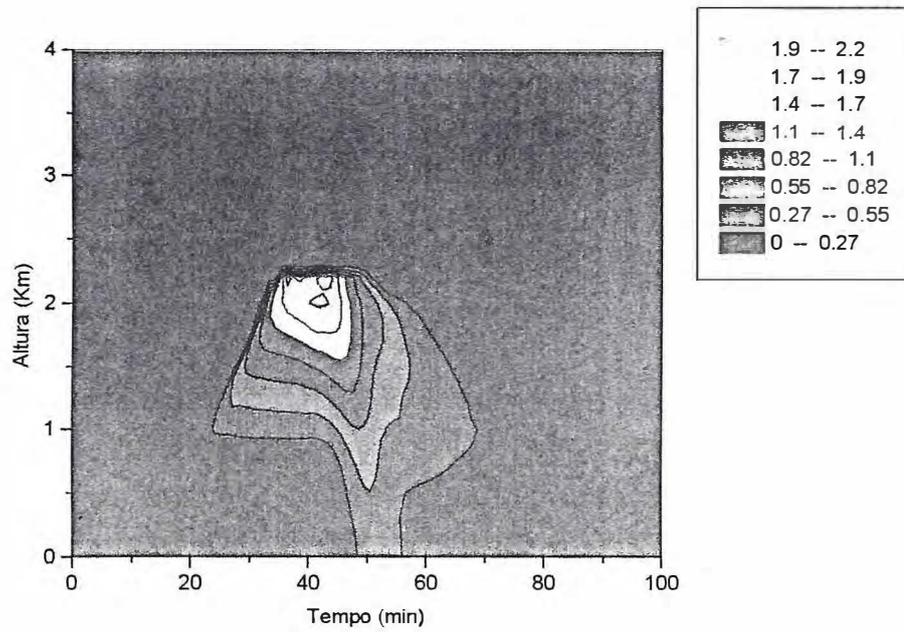


Figura II.1.5 mapa espaço temporal de conteúdo de água líquida (g/m^3)

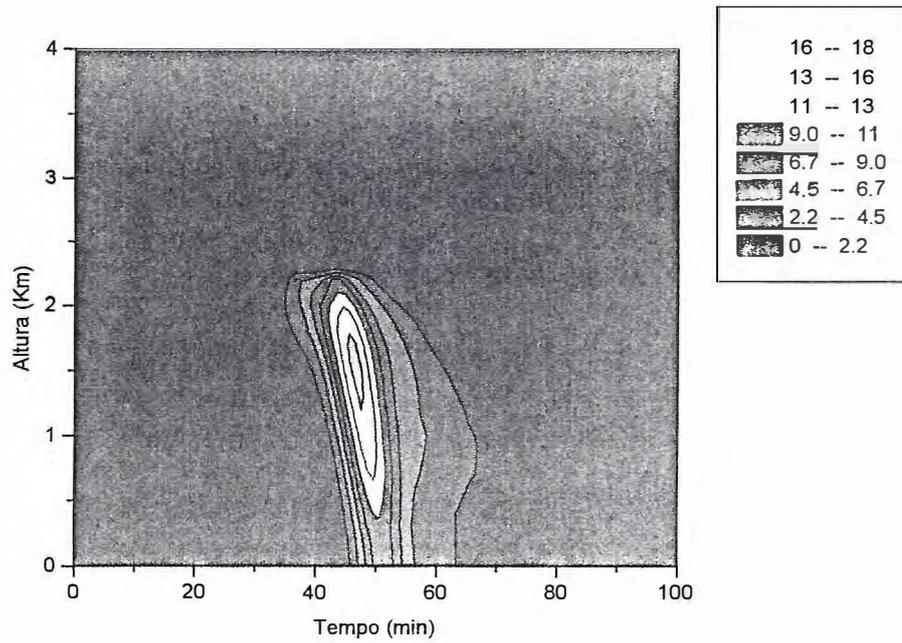


Figura II.1.6 mapa espaço temporal de precipitação (mm/h)

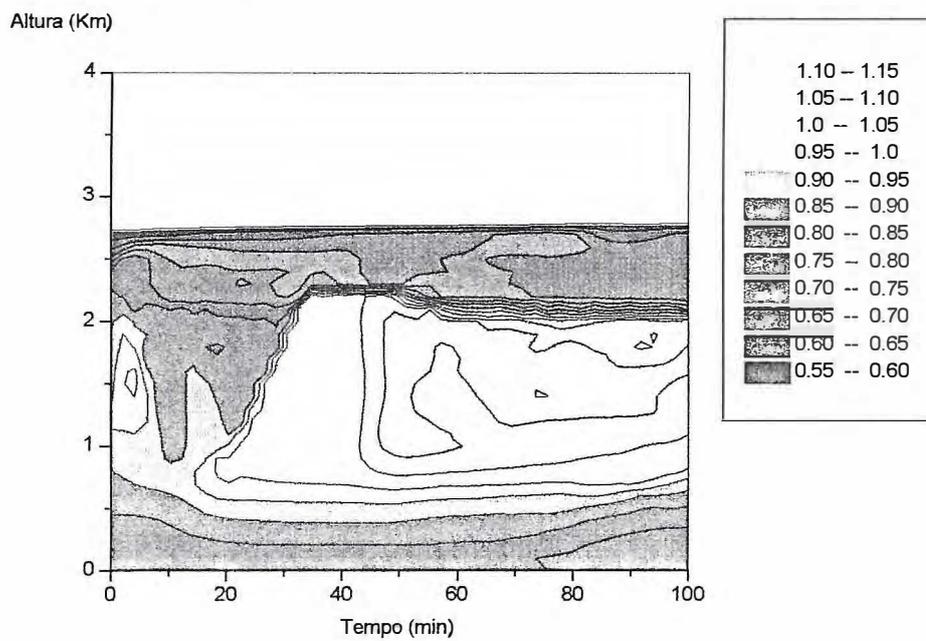


Figura II.1.7 mapa espaço temporal de razão de saturação.

Além destes dados é possível se obter vários outros que demonstram a capacidade do modelo de fazer uma avaliação completa da evolução das variáveis dinâmicas e microfísica, como de suas possíveis relações de interferência. Os resultados fornecidos foram muito bons quando comparados a outros modelos (Ogura e Takahashi, 1973; Holton, 1973) e também em vista de uma primeira tentativa de simulação do ciclo completo de vida de uma nuvem quente. Entretanto, vê-se a necessidade de se aperfeiçoar o modelo, o qual utiliza métodos que precisam ser trabalhados. Um deles é o caso do cálculo da supersaturação, que na versão dada, um pouco diferente do método utilizado por Hall (1980), produz grandes supersaturações quando se inicia a precipitação (valores acima de 10%). Conforme Kogan (1991), levando-se em conta o grande número de núcleos de Aitken que podem ser ativados sob estas condições de supersaturações, deve haver algum problema no tratamento do processo de nucleação. Como a função distribuição de núcleos é bem representada no modelo, sofrendo os processos de advecção, mistura turbulenta e outros, deve-se supor que haja problema não só no processo de nucleação, mas também no tratamento da condensação, principalmente nos valores utilizados para o cálculo da razão de saturação com que é tratado o crescimento e decrescimento das gotas. Uma vez que o valor da supersaturação é muito sensível a pequenas mudanças tanto na termodinâmica quanto na microfísica, cuidados especiais são necessários a representação numérica dos processos de condensação e evaporação. Faz-se, então, necessário melhorar as simulações de evolução de uma nuvem pelo modelo, necessitando uma descrição mais detalhada dos vários aspectos da interação entre a dinâmica e a microfísica. Outra questão que merece melhor investigação é a representação do tempo de vida da nuvem.

CAPÍTULO III

DESCRIÇÃO DO MODELO

Neste capítulo é feita uma descrição deste trabalho. São mostradas as equações nas quais ele se baseia, tanto para a dinâmica quanto para a microfísica. Estas equações descrevem o fluido atmosférico como um meio contínuo, no qual as variáveis como pressão, temperatura, densidade, velocidade, etc, são definidas como funções contínuas do espaço e do tempo.

III.1 DINÂMICA

A parte dinâmica do modelo é baseada na equação da continuidade, de forma que as ondas acústicas sejam filtradas das equações ao se considerar a derivada temporal local da densidade do ar igual a zero. Utiliza-se uma simetria cilíndrica de acordo com Asai and Kasahara (1967). O modelo consiste de duas colunas de ar concêntricas, a coluna interna, de raio a , correspondendo a região da nuvem com velocidade ascendente e a coluna anular concêntrica de fora, com raio b , correspondendo ao ambiente como uma região de movimento descendente conforme é mostrado na figura III.1.1.

As interações entre as colunas internas e externas são consideradas através da força de flutuação que depende das diferenças de temperatura entre o ar da coluna interna e o ar da coluna externa. Considera-se também o entranhamento e a mistura turbulenta entre as colunas. Assume-se que os raios a , da coluna interna, e b , da coluna externa, são independentes da altura. Estas suposições levam a uma grande simplificação nos tratamentos matemáticos. A dinâmica, portanto, é tratada de forma relativamente

simples: o vento radial e azimutal são tratados de forma simplificada, o vento radial respondendo através do campo de vento vertical e a ligação entre o ambiente da nuvem e o ambiente exterior se passa na fronteira fixa de raio a . A equação da continuidade na forma anelástica tem a forma

$$\frac{2u_c}{a} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w) = 0 \quad \text{III.1.1}$$

conforme Ogura and Phillips (1962). Na equação anterior u_c e w são, respectivamente, a velocidade radial medida apenas no contorno da nuvem e w a velocidade vertical medida no ambiente interno da nuvem

Representação de uma nuvem em modelo 1 ½ dimensional

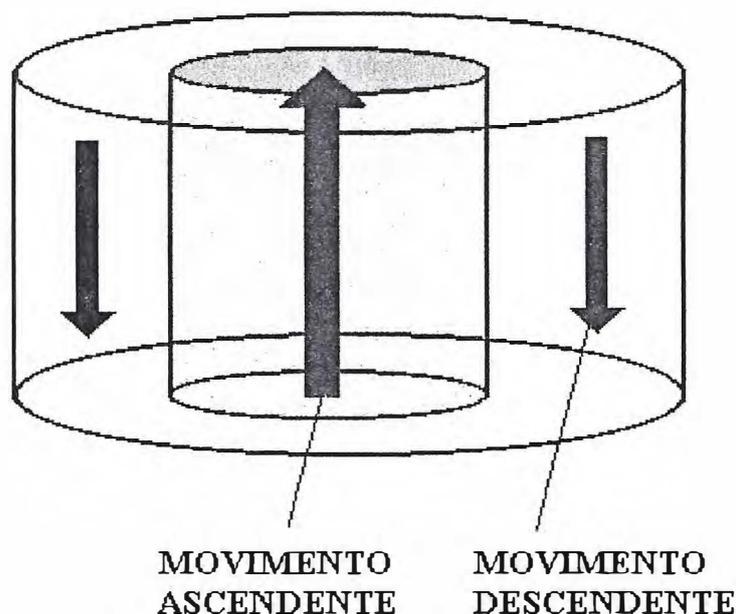


Figura III.1.1 representação de um modelo dimensão 1 ½

O modelo tem como base as equações de conservação da massa, da energia, do momento e de hidrometeoros. A dedução destas equações é feita em Lobato (1994), e podem ser escritas como:

1. Equação para a velocidade vertical (w)

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -w \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{2\alpha^2 w}{a} |w| + \frac{2}{a} u_c (w - w_c) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} + g \left(\frac{T_v - T_{ve}}{T_{ve}} \right) - g q_l \quad \text{III.1.2}$$

onde $q_l = \frac{1}{\rho_a} \int_0^\infty x f(x) dx$ é a razão de mistura de água líquida em (g/kg), x é a massa da gota e a $f(x)$ a função distribuição de tamanho das gotas. O primeiro termo da equação do lado direito representa a convecção, o segundo e o terceiro representam a mistura turbulenta e a penetração, o quarto representa o termo de perturbação de pressão e o quinto representa o fator de flutuação imposto pela diferença de temperatura entre a nuvem e o seu ambiente. α^2 é o coeficiente de mistura turbulenta no perímetro da nuvem, u_c é a velocidade radial, g é a aceleração da gravidade, T_v é a temperatura virtual dada por

$$T_v = T(1 + 0,608q_v) \quad \text{III.1.3}$$

e T_{ve} é a temperatura virtual do ambiente.

2. Equação para a Temperatura

$$\frac{\partial T'}{\partial t} = -w \frac{\partial T'}{\partial z} + \frac{2\alpha^2}{a} |w| (T_e - T) + \frac{2}{a} u_c (T - T_c) - \Gamma_a \omega + \frac{L}{c_p} \frac{\partial M}{\partial t} \quad \text{III.1.4}$$

onde $\frac{\partial M}{\partial t}$ representa a taxa de água condensada ou evaporada, os três primeiros termos são similares aos três primeiros da equação anterior e o quarto termo está relacionado com o decaimento adiabático da temperatura a medida que a parcela ascende. L é o calor latente de condensação/evaporação, c_p o calor específico do ar, T_e é a temperatura do ambiente e T_c a temperatura interna do cilindro que representa a nuvem.

3. Equação para a razão de mistura do vapor d'água

$$\frac{\partial q_v}{\partial t} = -w \frac{\partial q}{\partial z} + \frac{2\alpha^2}{a} |w| (q_{ve} - q_v) + \frac{2}{a} u_c (q_v - q_{vc}) + \frac{\delta M}{\delta t} \quad \text{III.1.5}$$

Onde os três primeiros termos do lado direito da igualdade são similares aos já apresentados e o último é a massa condensada ou evaporada. O termo q_{ve} representa a razão de mistura do ambiente e q_{vc} a razão de mistura dentro do cilindro que representa a nuvem

III.2 - MICROFÍSICA

A descrição dos processo microfísicos no nosso modelo é baseada em duas funções de distribuição. A primeira especifica a distribuição de tamanhos dos núcleos de condensação de nuvens $n(z, r_n, t)$ e é definida de tal forma que $n(z, r_n, t) dr_n$ é o número de CCN por unidade de volume na altura z com raio variando no intervalo entre r_n e $r_n + dr_n$. A segunda função, $f(z, r_m, t)$ representa a distribuição de gotas tal que $f(z, r_m, t) dr_m$ é o número de gotas por unidade de volume na altura z com raio variando no intervalo entre r_m e $r_m + dr_m$. As equações que mostram a evolução temporal destas duas funções de distribuição são as seguintes

4. Equação para a distribuição de núcleos de condensação de nuvens

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta_i}{\partial t} = -w \frac{\partial \eta_i}{\partial z} + \frac{2\alpha^2}{a} |w| (\eta_{ia} - \eta_i) + \frac{2}{a} u_c (\eta_i - \eta_{ic}) + \frac{\eta_i w}{\rho_a} \frac{d\rho_a}{dz} \\ - \frac{\partial \eta_i}{\partial t} \Big|_{mic} + \frac{\partial \eta_i}{\partial t} \Big|_E \quad i = 1, 2, \dots, M \end{aligned} \quad \text{III.2.1}$$

Esta é a equação que trata da concentração dos núcleos de condensação de nuvens. Os quatro primeiros termos são similares aos já apresentados e os dois últimos representam a variação temporal da concentração de núcleos de condensação de nuvens devido a nucleação e a evaporação. O termo n_{ia} é o valor da concentração dos núcleos de condensação de nuvens de uma categoria i no ambiente e n_{ic} o valor de concentração dos núcleos de condensação de nuvens da categoria dentro do cilindro representando a nuvem.

5. Equação para a água líquida através da distribuição de gotas $f(r)$, onde $f(r)$ representa o número de gotas por m^3

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_i}{\partial t} = & -(w - V_r) \frac{\partial f_i}{\partial z} + \frac{2\alpha^2}{a} |w| (f_{ia} - f_i) + \frac{2}{a} u_c (f_i - f_{ic}) + \frac{f_i w}{\rho_a} \frac{d\rho_a}{dz} \\ & + \left. \frac{\partial f_i}{\partial t} \right|_{nuc} + \left. \frac{\partial f_i}{\partial t} \right|_{CE} + \left. \frac{\partial f_i}{\partial t} \right|_{coa} + \left. \frac{\partial f_i}{\partial t} \right|_Q \quad i = 1, 2, \dots, N \end{aligned} \quad \text{III.2.2}$$

Nesta equação há uma diferença em relação ao primeiro termo do lado direito das equações já apresentadas: considera-se que a velocidade vertical responsável pela advecção das gotas é diminuída pela velocidade terminal de queda de uma gota que pertença a uma determinada categoria i . O quinto termo representa a taxa de crescimento da distribuição $f(r)$ devido o processo de nucleação. O sexto, representa a mudança na distribuição devido aos processos de condensação e evaporação das gotas. O sétimo, representa a mudança em $f(r)$ advinda do crescimento das gotas devido aos processo de colisão e coalescência. O último, é o termo referente a quebra de gotas. O termo f_{ia} é o valor da concentração de uma categoria i no ambiente e f_{ic} o valor de concentração da categoria dentro do cilindro representando a nuvem

Vê-se, portanto, que a microfísica de nuvem quente estudada inclui nucleação, condensação /evaporação, coalescência e quebra de gotas. É dada grande importância a

todos os processos microfísicos com o objetivo de prever os espectros de chuva e de gotas envolvidos na formação da chuva. Isso é especialmente importante com respeito à nucleação e condensação que determinam a fonte de gotas de nuvem e, eventualmente, a existência, duração e intensidade da chuva.

Esses processos serão discutidos resumidamente a seguir.

III.3 - NUCLEAÇÃO

O estudo sobre mudanças de fase da água são básicos para microfísica de nuvem. A formação de uma gota de água ocorre quando moléculas de água em forma de vapor mudam de fase para a água líquida sobre um núcleo (processo chamado de nucleação). Esta mudança não ocorre no equilíbrio termodinâmico. Ela só acontece se a pressão de vapor na vizinhança do núcleo de condensação de nuvem for maior do que a pressão de vapor sobre este núcleo, de forma a permitir que a barreira de energia livre, devido à tensão superficial na superfície da gota, seja vencida.

Existem muitas diferenças entre o equilíbrio das fases líquidas e vapor quando se considera uma superfície plana d'água e uma gota em contato com o vapor. A pressão de vapor de saturação para uma superfície plana é menor do que para uma gota. A saturação sendo definida como a situação de equilíbrio em que as taxas de evaporação e condensação são iguais.

A pressão de vapor d'água para uma superfície plana, descrita pela equação de Clausius - Clapeyron, mostra apenas uma acentuada tendência com a temperatura.

A pressão de vapor de saturação sobre uma gota é dada pela equação de Kelvin

$$e_s = e_s(\infty) \exp\left(\frac{2\sigma}{rR_v\rho_L T}\right) = e_s(\infty) \exp\left(\frac{a}{r}\right) \quad \text{III.3.1}$$

onde $e_s(r)$ é a pressão de vapor de saturação sobre a superfície de uma gota esférica de raio r com tensão superficial σ e densidade ρ_L à temperatura T . R_v é a constante de gás para o vapor d'água e $e_s(\infty)$ é a pressão de vapor de saturação para uma superfície plana d'água.

Para a formação de gotas por condensação sobre água pura, chamada de nucleação homogênea, é necessário uma umidade relativa de várias centenas por cento. No entanto, gotas de chuva se formam mesmo quando o ar ascendente atinge a saturação. A explicação reside no fato de que a natureza possui significativa concentração de partículas microscópicas que tem uma afinidade por água e servem como centros de condensação, são os conhecidos CCN (Condensation Cloud Nuclei). Este processo é conhecido como nucleação heterogênea. A nucleação homogênea é, portanto, sem importância para o nosso estudo e a presença de CCN é quem desencadeia um processo de nucleação para condições de supersaturações relativamente baixas. Este processo está ligado ao fato de que um soluto, ao ser dissolvido num líquido, contribui para reduzir a quantidade de moléculas na superfície do mesmo, de modo a reduzir a sua pressão de vapor. A lei de Raoult estabelece que a pressão de vapor e' sobre uma solução é proporcional a fração molar do solvente, isto é

$$\frac{e'}{e_s(\infty)} = \frac{n_0}{n + n_0} \quad \text{III.3.2}$$

Onde e' é a pressão de equilíbrio de uma solução consistindo de n_0 moléculas de água e n moléculas de soluto. Para soluções diluídas

$$\frac{e'}{e_s(\infty)} = 1 - \frac{n}{n_0} \quad \text{III.3.3}$$

Para soluções nas quais as moléculas são dissociadas, n deve ser modificado por um fator i , o coeficiente de atividade iônica.

O número de íons efetivos em um soluto de massa M é dado por

$$n = iN_0 \frac{M}{m_s} \quad \text{III.3.4}$$

onde N_0 é o número de Avogadro e m_s a massa molecular do soluto. O número de moléculas de água numa massa m pode ser escrito como

$$n_0 = N_0 \frac{m}{m_s} . \quad \text{III.3.5}$$

Desde que m pode ser escrito como $m = 4\pi r^3 \rho_l$. Tem-se

$$\frac{e'}{e_s(\infty)} = 1 - \frac{b}{r^3} \quad \text{III.3.6}$$

onde $b = \frac{3im_v M}{4\pi\rho_l}$. Combinando a equação de Kelvin e o efeito da solução, a pressão de

vapor para uma gota solução é

$$\frac{e'}{e_s(\infty)} = \left(1 - \frac{b}{r^3}\right) e^{\frac{a}{r}} \quad \text{III.3.7}$$

Para valores de r não muito pequenos

$$\frac{e'}{e_s(\infty)} = 1 + \frac{a}{r} - \frac{b}{r^3} \quad \text{III.3.8}$$

O termo a/r pode ser pensado como o "termo de curvatura", enquanto b/r^3 pode ser chamado de "termo de solução".

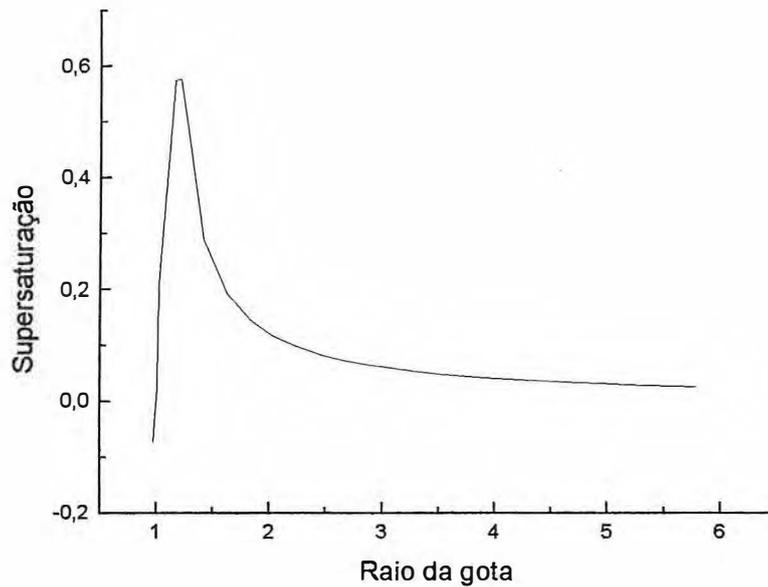


Figura III.3.1 Gráfico mostrando o comportamento geral da curva de Köhler (raio dado em micra)

A curva mostra que os efeitos de solução dominam enquanto r é pequeno, de forma que uma gota de solução fica em equilíbrio com o vapor a umidade relativa menor que 100%. Se a umidade relativa crescer o raio da gota crescerá até que seja atingido um novo equilíbrio. Este processo pode continuar até valores de umidade relativa acima de 100%. Finalmente a razão de saturação crítica é atingida, o que corresponde ao pico na curva de Köhler, cujos valores são r^* e S^* . Além deste ponto a umidade relativa tem que aumentar para que a gota cresça. Note-se que, se a umidade relativa apenas exceder S^* , permitindo à gota crescer além de r^* , sua razão de saturação S será menor que S^* . Consequentemente, o vapor se difundirá na gota e ela continuará a crescer sem a necessidade de crescimento adicional da razão de saturação.

Na verdade, os núcleos de condensação de nuvens higroscópicos começam a crescer muito antes de entrarem em uma nuvem, até mesmo em supersaturações menores do que as críticas. Este crescimento inicial do tamanho dos núcleos de condensação é

importante porque proporciona os valores iniciais de raio dos núcleos úmidos para condensação subsequente

Como foi indicado por Mordy (1959), somente os núcleos muito pequenos atingem o seu raio de equilíbrio em supersaturação igual a zero em tempo razoavelmente pequeno (segundos ou décimos de segundos) e, portanto, seus raios podem ser determinados por

$$S - \frac{a}{r} + \frac{b}{r^3} = 0 \quad \text{III.3.9}$$

Partículas grandes requerem dias para chegar ao seu raio de equilíbrio a 100% de umidade relativa por crescimento por difusão de vapor e não é claro qual é o tamanho delas ao chegarem na base de uma nuvem. Cálculos do processo de nucleação realizados por Ivanova et al. (1977) mostraram que no nível de supersaturação igual a zero as gotas de solução têm seus raio determinados pela relação

$$S - \frac{a}{r} + \frac{b}{r^3} = 0$$

se eles cresceram em núcleos com raio $r_n < r_n^*$, onde

$$r_n^* = 0,09w^{-0,16} \quad \text{III.3.10}$$

w é a velocidade vertical em ms^{-1} e r_n^* é dado em micron. Para núcleos $r_n > r_n^*$, o raio da gota solução no nível de supersaturação igual a zero excederá r_n por um fator k , onde

$$k = 5,8w^{-0,12} r_n^{-0,214} \quad \text{III.3.11}$$

As equações III.3.10 e III.3.11 podem ser aplicadas para cálculos exatos dos raios do núcleos de condensação úmidos na base de uma nuvem, o que, provavelmente, é mais importante em simulações de nevoeiro ou nuvens estratocúmulos com velocidades verticais pequenas. Em modelos numéricos de nuvem de convecção profunda com fortes

velocidades de ascensão e condensação difusional intensa uma parametrização com k constante pode ser usada.

III.4 - CONDENSAÇÃO E EVAPORAÇÃO

Nesta seção faremos uma breve revisão sobre o crescimento das gotas por condensação/ evaporação.

Imaginemos um campo de vapor onde moléculas de vapor d'água estão distribuídas no espaço. Seja $n(R)$ a função que representa a concentração de moléculas de vapor à distância R de um ponto. Neste ponto há uma gota d'água de raio r . A densidade do vapor a uma distância R qualquer é dada por

$$\rho_v(R) = nm_0 \quad \text{III.4.1}$$

onde m_0 é a massa molecular do vapor d'água.

Em qualquer ponto do campo de vapor considera-se que a concentração de moléculas satisfaça a equação da difusão

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D\nabla^2 n \quad \text{III.4.2}$$

onde D é o coeficiente de difusão molecular.

Para o estado estacionário

$$\frac{\partial n}{\partial t} = 0 \quad \text{III.4.3}$$

O que fornece

$$\nabla^2 n(R) = 0 \therefore \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial n}{\partial R} \right) = 0 \quad \text{III.4.4}$$

Resolvendo-se a equação diferencial acima, obtém-se:

$$n(R) = C_1 - \frac{C_2}{R} \quad \text{III.4.5}$$

Cujas condições de contorno são:

1. - quando $R \rightarrow \infty$, $n \rightarrow n_\infty$, que é a concentração de vapor do ambiente
2. - quando $R \rightarrow r$, $n \rightarrow n_r$, que é a concentração de vapor na superfície da gota.

A equação que descreve n em função de R toma a forma final de

$$n(R) = n_\infty - \frac{r}{R} (n_\infty - n_r). \quad \text{III.4.6}$$

A superfície de uma gota tem moléculas que podem se desprender e alcançar distâncias de onde não retornam mais à superfície. O fluxo de moléculas na superfície da gota é dado por

$$D \left(\frac{\partial n}{\partial R} \right)_{R=r} \quad \text{III.4.7}$$

Consequentemente, a taxa de variação da massa da gota é dada por

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi r^2 D \left(\frac{\partial n}{\partial R} \right)_{R=r} m_0 \quad \text{III.4.8}$$

calculando $\left(\frac{\partial n}{\partial R} \right)$ a partir da função n , tem-se

$$\left(\frac{\partial n}{\partial R} \right)_{R=r} = \frac{n_\infty - n_r}{r} \quad \text{III.4.9}$$

o que fornece

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi r D (\rho_\infty - \rho_{vs}) \quad \text{III.4.11}$$

que é a equação de crescimento difusional para uma gota isolada num campo de vapor.

Associado à condensação está a liberação de calor latente, que tende a aumentar a temperatura da gota acima da temperatura ambiente. A liberação de calor é dada por

$$\frac{dQ}{dt} = 4\pi r K (T_r - T) \quad \text{III.4.12}$$

onde T_r é a temperatura da superfície, T é a temperatura do ambiente e K é o coeficiente de condutividade térmica do ar.

Um balanço de energia para a gota d'água fornece

$$\frac{4}{3}\pi r^3 \rho_L c \frac{dT_r}{dt} = L \frac{dm}{dt} - \frac{dQ}{dt} \quad \text{III.4.13}$$

onde ρ_L e a densidade da água, c o calor específico, Q o calor adicionado. No processo estacionário

$$\frac{dT_r}{dt} = 0 \quad \text{III.4.14}$$

que é a condição que deve ser satisfeita pela temperatura e a densidade do campo de vapor. Desta forma, obtém-se, a partir da eq. III.4.13

$$\frac{\rho_v - \rho_{vr}}{T_r - T} = \frac{K}{LD} \quad \text{III.4.15}$$

Normalmente ρ_{vr} e T_r são desconhecidos o que impede a resolução da equação anterior.

A equação de estado do vapor d'água relaciona estas quantidades

$$\rho_{vr} = e^*(r) / R_v T_r = \left(1 + \frac{a}{r} - \frac{b}{r^3}\right) e_s(T_r) / R_v T_r \quad \text{III.4.16}$$

onde $e_s(T_r)$ é a pressão de vapor de equilíbrio sobre uma superfície plana d'água. Esta equação permite resolver numericamente para T_r e ρ_{vr} e permite a avaliação da taxa de crescimento de uma gota por condensação.

Outra aproximação para se resolver o problema é avaliar ρ_v

$$\rho_v = e_s / RT \quad \text{III.4.17}$$

$$d\rho_v = \frac{de_s}{RT} + \frac{e_s}{R} \left(-\frac{dT}{T^2}\right) \quad \text{III.4.18}$$

$$\frac{d\rho_v}{\rho_v} = \frac{de_s}{e_s} - \frac{dT}{T} = \frac{L}{R_v} \frac{dT}{T^2} - \frac{dT}{T} \quad \text{III.4.19}$$

integrando esta equação da temperatura T_r à temperatura T , tem-se

$$\ln \frac{\rho_{vs}}{\rho_{vrs}} = \frac{L}{R_v} \left(\frac{1}{T_r} - \frac{1}{T} \right) - \ln \frac{T}{T_r} \quad \text{III.4.20}$$

considerando que T/T_r é aproximadamente 1 e que TT_r é aproximadamente T^2 , obtém-se

$$\ln \frac{\rho_{vs}}{\rho_{vrs}} = \left(\frac{T - T_r}{T} \right) \left(\frac{L}{R_v T} - 1 \right). \quad \text{III.4.21}$$

Como ρ_{vs} / ρ_{vrs} é próximo a unidade

$$\ln \frac{\rho_{vs}}{\rho_{vrs}} = \frac{\rho_{vs}}{\rho_{vrs}} - 1 \quad \text{III.4.22}$$

Utilizando-se o valor de $T - T_r$

$$T - T_r = \frac{L}{4\pi r K} \frac{dm}{dt} \quad \text{III.4.23}$$

e

$$\frac{\rho_{vs} - \rho_{vrs}}{\rho_{vrs}} = \left(1 - \frac{L}{R_v T} \right) \left(\frac{L}{4\pi r K T} \right) \frac{dm}{dt}. \quad \text{III.4.24}$$

Sabendo-se que

$$\frac{\rho_v - \rho_{vr}}{\rho_{vr}} = \frac{1}{4\pi r D \rho_{vr}} \frac{dm}{dt} \quad \text{III.4.25}$$

e subtraindo esta última da relação anterior e considerando que $\rho_{vr} = \rho_{vrs}$ tem-se

$$\frac{\rho_v - \rho_{vs}}{\rho_{vrs}} = \left[\frac{1}{D \rho_{vrs}} - \frac{(L - R_v T)L}{R_v T} \right] \frac{1}{4\pi r} \frac{dm}{dt}. \quad \text{III.4.26}$$

Chamando

$$\frac{\rho_v}{\rho_{vrs}} - 1 = S - 1 \quad \text{III.4.27}$$

chega-se que

$$r \frac{dr}{dt} = \frac{S - 1}{\left[\left(\frac{L}{R_v} - 1 \right) \left(\frac{\rho_L L}{K T} \right) - \frac{R_v T \rho_L}{D e_s(T)} \right]} \quad \text{III.4.28}$$

R-604127

onde S é a chamada de razão de saturação do ambiente. Esta forma de aproximação negligencia os efeitos da solução e curvatura da gota na pressão de vapor. Quando estes efeitos são incluídos, a aproximação se torna

$$r \frac{dr}{dt} = \frac{S - 1 - \frac{a}{r} + \frac{b}{r^3}}{\left[\left(\frac{L}{R_v} - 1 \right) \left(\frac{\rho_L L}{KT} \right) - \frac{R_v T \rho_L}{De_s(T)} \right]} \quad \text{III.4.29}$$

que geralmente é escrito como

$$r \frac{dr}{dt} = \frac{1}{\rho_w} \frac{S - 1 - \frac{a}{r} + \frac{b}{r^3}}{[F_d + F_k]} \quad \text{III.4.30}$$

onde F_k é o termo termodinâmico associado a condução de calor e F_d é termo associado a difusão de calor .

O calor latente L e a pressão de vapor de equilíbrio e_s dependem da temperatura. Em boa aproximação, K é proporcional a viscosidade do ar μ , e D pode ser estimado (Hall and Pruppacher (1976)) para temperaturas entre -40 e 40°C pela relação

$$D_v = 0,21 \times 10^{-4} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1,94} \left(\frac{p_0}{p} \right) \text{m}^2 \text{s}^{-1} \quad \text{III.4.31}$$

A equação para a variação temporal de r não pode ser resolvida analiticamente. Dados a temperatura, a pressão, a razão de saturação, a massa e o peso molecular do núcleo de condensação, a equação pode ser resolvida somente numérica ou graficamente. Uma gota que se forma inicialmente sobre um grande núcleo de condensação cresce inicialmente numa taxa maior que uma gota formada sobre um pequeno núcleo, mas, depois que um certo tamanho é atingido, a taxa de crescimento se torna praticamente a mesma. Quando a gota se torna suficientemente grande os termos a/r e b/r^3 se tornam desprezíveis em comparação a $(S-1)$ e a utilização de

$$\frac{(S-1)}{\rho_w(F_k + F_d)} \quad \text{III.4.32}$$

é uma boa aproximação. Observa-se que esta expressão pode ser usada também para o decréscimo das gotas por evaporação, basta que a razão de saturação S seja menor que a unidade. Neste caso dr/dt é menor que zero, o que caracteriza um decrescimento do raio da gota. O efeito deste processo sobre a função distribuição de gotas vem dado pelo termo $\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)_{CE}$, o qual pode ser reescrito como

$$\frac{\partial f_i(r)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial r} \left(f(r) \frac{\partial r}{\partial t} \right) \quad \text{III.4.33}$$

Vê-se que

$$\frac{dr}{dt} \propto \frac{1}{r} \quad \text{III.4.34}$$

Ou seja, quanto maior for o raio da gota, menor será a taxa com que ela cresce. O que se sabe da natureza, entretanto, é que a precipitação ocorre logo após o início da nuvem. Logo, o crescimento difusional de vapor não é o único responsável pela formação das gotas no tamanho suficiente para haver a precipitação. A partir de certo tamanho de raio, o processo de coalescência passa a ser imprescindível para a formação completa do ciclo de vida de uma nuvem quente.

III.5 - COALESCÊNCIA DE GOTAS

A maior parte da precipitação que chega ao solo no mundo vem em forma de chuva, grande parte da qual é produzida por nuvens nas quais o topo não atinge temperaturas menores que 0° C. O mecanismo responsável pela precipitação nestas nuvens quentes é a coalescência entre as gotas de nuvens. Os processos de coalescência são responsáveis pela aceleração do crescimento das mesmas. O crescimento difusional

predomina enquanto o raio da gota é pequeno e por si só não explica como, num tempo tão pequeno, quanto 20 minutos, que é o tempo geralmente aceito como o intervalo observado entre o desenvolvimento inicial de uma nuvem cúmulo e o surgimento de chuva, uma população inicial da ordem de 100 cm^{-3} de gotas de nuvem, com raio médio de 5 micra, evolua para uma população da ordem de 1000 m^{-3} , com raio médio de 1mm.

Enquanto o crescimento difusional predominar, as gotas numa nuvem são arrastadas para o alto pelo campo de vento, fazendo com que elas cresçam e atinjam um tamanho crítico em níveis mais altos. De lá elas precipitam sobre o campo das gotículas menores e iniciam o processo de coagulação para crescer e se tornarem gotas de chuva. O raio crítico difusional é estimado em laboratório como sendo em torno de 25 micra. As gotas com tamanho em torno deste valor de raio continuam a crescer por coalescência para o tamanho de gotas propensas a precipitação, Hocking (1959) e Mason (1969, 1971), sendo este um dos problemas centrais a serem explicados pela microfísica de nuvens quentes, Hudson and Rogers (1986).

No processo de queda as gotas atingem velocidades terminais que dependem do tamanho. As gotas maiores atingem velocidades maiores e isto faz com que na queda elas ultrapassem as menores, ocorrendo a coalescência. Se uma gota maior tem raio r_j e uma gota menor tem raio r_i , a gota menor pode ser varrida para o lado pelo fluxo de queda da maior se tiver inércia igual a zero. A colisão realmente dependerá da importância relativa das forças inerciais e aerodinâmicas e a separação entre o centro das gotas, chamado de parâmetro de impacto, x . Para dados valores de r_i e r_j há um valor crítico x_0 de parâmetro de impacto dentro do qual uma colisão é certa de ocorrer e fora da qual a gota menor será defletida para fora do caminho de queda da gota maior. Os resultados são apresentados em forma de coeficiente de colisão, definidos por

$$E(r_i, r_j) = \frac{x_0^2}{(r_i + r_j)^2} \quad \text{III.5.1}$$

A eficiência da colisão é igual a fração de gotas menores r_i no caminho de varredura de tamanho r_j que realmente colidem com esta. Alternativamente, E pode ser interpretado como a probabilidade de que ocorrerá uma colisão com uma gota de raio r_i localizada aleatoriamente no caminho de varredura da gota maior.

Supondo que uma gota de raio r_j esteja caindo com uma velocidade terminal através de uma população de gotas menores; uma unidade de tempo produz um volume de varredura gotas de raio r_i dentro de um volume dado por

$$\pi(r_i + r_j)^2 (u(r_j) - u(r_i)) \quad \text{III.5.2}$$

onde u representa a velocidade de queda terminal. Assim o número médio de gotas com raio entre r_i e $r_i + dr_i$ coletadas em uma unidade de tempo é dada por

$$\pi(r_i + r_j)^2 (u(r_j) - u(r_i)) f(r) E(r_j, r_i) dr \quad \text{III.5.3}$$

onde $E(r_j, r_i)$ representa a eficiência da coleção, que é igual ao produto da eficiência da colisão pela eficiência da coalescência e $u(r)$ é dado por

$$u(r) = 9,58 \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{r}{0,885} \right)^{1,147} \right] \right\}, \quad \text{III.5.4}$$

Best (1950). Em termos da eficiência de colisão é costume se referir a uma quantidade chamada eficiência da colisão linear, definida por

$$y_c = \frac{x_0}{r_j} \quad \text{III.5.5}$$

De modo que se escreve

$$E(r_i, r_j) = \frac{y_c^2}{\left(1 + \frac{r_i}{r_j}\right)^2} \quad \text{III.5.6}$$

que é o coeficiente de colisão entre as gotas. De acordo com Berry (1967)

$$y_c(i, j) = A + B \frac{r_i}{r_j} + \frac{D}{\left(\frac{r_i}{r_j}\right)^F} + \frac{E}{\left(1 - \frac{r_i}{r_j}\right)^G} \quad \text{III.5.7}$$

onde A,B,C,D,F e G são funções do raio da gota.

Se $f(r)$ for a distribuição anteriormente descrita, o número total de coalescências por unidade de tempo experimentadas pelas gotas com raio no intervalo entre r e $r + dr$ é dado por

$$f(r)dr \int_0^{\infty} K(r_j, r_i) f(r_i) P_{CC} dR \quad \text{III.5.8}$$

onde P_{CC} é a probabilidade de haver coalescência dada por Brazier -Smith et al. (1973) e

$$k(r_j, r_i) = \pi(r_i + r_j)^2 \left(u(r_j) - u(r_i) \right) E(r_j, r_i) \quad \text{III.5.9}$$

é o coeficiente de coagulação. Esta integral leva em conta todas as possíveis capturas pelas gotas maiores ($r < R < \infty$) como também todas as capturas pelas gotas menores ($0 < r < R$). Estes eventos de coalescência reduzem o número de gotas no intervalo maior. Mas o número de gotas neste intervalo aumenta devido a coalescência entre todos os pares de gotas menores cujos volumes somados dêem o raio r . Esta taxa de crescimento é dada por

$$\frac{1}{2} dr \int_0^r K(\delta, u) f(\delta) f(u) P_{CC} du \quad \text{III.5.10}$$

onde $\delta = u - u^*$. O valor 1/2 é necessário para prevenir que qualquer captura particular seja tratada duas vezes. Levando em conta os dois efeitos, temos a taxa de mudança de concentração de gotas devido a coalescência dada por

$$\frac{1}{2} dr \int_0^r K(\delta, u) f(\delta) f(u) P_{CC} du + f(r) dr \int_0^\infty K(r_j, r_i) f(r_i) P_{CC} dR \quad \text{III.5.11}$$

III.6.- QUEBRA DE GOTAS

A despeito de como a chuva é iniciada a sua medida mais comum é a taxa de precipitação na superfície, que é uma das maneiras de se avaliar a quantia de água que chega ao solo. Uma descrição mais completa da chuva é dada pela função distribuição de tamanho das gotas, que expressa o número de gotas por unidade de tamanho por unidade de volume do espaço.

As medidas têm indicado que as distribuições de tamanho seguem aproximadamente uma forma exponencial negativa. Uma explicação desta tendência é dada, pelo menos em parte, pelo fenômeno de quebra. O tamanho das gotas de chuva é limitado, pois a chance de ruptura de uma gota cresce quando o seu tamanho aumenta. Uma causa da quebra é a circulação aerodinâmica induzida na água da gota.

Outra causa de quebra de gota é a colisão entre as gotas. Em estudos de laboratório, com gotas d'água de diâmetro de 0,3 a 1,5 mm colidindo em um dado ângulo com velocidades relativas entre elas de 0,0 a 3 m/s, Brazier -Smith et al.(1973) encontraram que coalescência permanente se torna menos provável com aumento de tamanho de gota, velocidade relativa, e parâmetro de impacto. Colisões com incidência lateral produzem gotas alongadas que podem se partir rapidamente resultando na formação de gotas satélites. A ruptura ocorre quando a energia cinética rotacional das

gotas juntas excede a energia superficial requerida para produzir as gotas separadas. De uma comparação destas energias, Brazier-Smith et al. (1973) obtiveram a seguinte expressão para a eficiência da colisão:

$$\varepsilon = \frac{12\sigma f\left(\frac{r_j}{r_i}\right)}{5r\rho U^2} \quad \text{III.6.1}$$

onde σ é a tensão superficial da gota, U a velocidade relativa e $f\left(\frac{r_j}{r_i}\right)$ é um fator adimensional dado por

$$f\left(\frac{r_i}{r_j}\right) = f(\gamma) = \frac{(1 + \gamma^3)^{\frac{11}{3}} \left[1 + \gamma^2 - (1 - \gamma^3)^{\frac{2}{3}} \right]}{\gamma^6 (1 + \gamma^2)}. \quad \text{III.6.2}$$

Para o intervalo de tamanho de gotas ε foi testado encontrando-se boa concordância entre as predições teóricas e as observações de laboratório. Deve-se notar que ε definido na equação III.6.1 pode ter valores maiores que a unidade para certas combinações de r_i , r_j e U . Evidentemente ε pode ser interpretado como a eficiência da coalescência somente para valores menores ou iguais a unidade. Em boa aproximação, o coeficiente de coleção é igual à eficiência da colisão ou à eficiência da coalescência, ou seja, o menor dos dois valores.

Brazier - Smith et al. (1973) observaram que a maioria das colisões que não leva à coalescência permanente resultava na produção de pequenas gotas satélites, em número variando de 1 a 10 e com tamanhos de 20 a 220 microns. Num estudo teórico de interações de gotas de chuva e taxas de precipitação dentro de nuvens, os mesmos autores (Brazier - Smith et al, 1973) explicaram que quebra pode ser aproximada razoavelmente bem considerando que cada ruptura induzida por colisão produz três gotas satélites de igual tamanho, cada uma com

volume dado por $0,04 V_1 V_2 / (V_1 + V_2)$ onde V_1 e V_2 representam o volume de cada uma das gotas antes do choque.

Para o caso de ruptura espontânea, Komabayasi (1964) sugeriu que a probabilidade de uma gota se partir é dada por

$$P_j = 2,9410^{-4} \exp(34r_j) \quad \text{III.6.3}$$

Srivastava (1971), considerando a conservação da água líquida no processo de ruptura espontânea, sugeriu uma probabilidade para o pedaço partido ter raio r_i , isto é,

$$Q(i,j) = \frac{436,1}{r_i} \exp\left(-\frac{7r_j}{r_i}\right) \quad \text{III.6.4}$$

Então a mudança do espectro de gotas devido a coalescência e a quebra de gotas fica dada pela seguinte expressão:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_{cc} + \left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_{\varrho} &= \frac{1}{2} \int_0^r K(r-r',r) f(r-r') f(r') P_{cc}(r,r-r') dr' \\ &+ f(r) \int_0^{\infty} K(r,r') f(r') P_{cc}(r,r') dr' + \\ &+ \frac{1}{2} \int_0^r \int_0^r K(r',r'') f(r') f(r'') C(r,r',r'') x [1 - P_{cc}(r',r'')] dr' dr'' \\ &- f(r) \int_0^{\infty} K(r',r'') f(r') [1 - P_{cc}(r',r'')] dr' + \int_0^{\infty} Q(r,r') P(r') f(r') dr' - P(r) f(r) \end{aligned} \quad \text{III.6.5}$$

nesta equação o primeiro termo do lado direito representa a razão de crescimento na concentração para categoria de raio r pelo processo de coalescência com outras gotas com raio menor que r . O segundo termo mostra uma diminuição de $f(r)$ devido a coalescência de gotas de raio r com gotas de raio maior que r . O terceiro e o quarto termos são responsáveis pelos processos induzidos por colisão e posterior quebra da gota. O quinto e o sexto termos representam o processo de desintegração espontânea. Esta é uma equação integro-diferencial não linear, sem solução analítica para “kérneis” complexos. Entretanto, existem algumas

tentativas de soluções numéricas que se justificam razoáveis por comprovarem os casos analíticos. Destacam-se os métodos de Berry Reinhardt (1974a), Bleck (1970), Tzivion(1987) e Kovetz and Olund (1969). Os métodos de Berry et al (1974a), Erukashivile (1964) e os métodos dos momentos são bons, porém, consomem muito tempo de computação, o que os torna pouco competitivos. O método de Kovetz and Olund (1969) com um precisão um pouco menor que os anteriores, com perda máxima de 6% para a água líquida, após 20 minutos de integração, se apresenta como uma excelente opção para este tipo de trabalho. O método de Kovetz and Olund também conhecido como modelo KO, na realidade não é estritamente igual ao modelo SCE (Stochastic Colection Equation), porque a redistribuição das novas gotas entre vizinhas próximas, na grade de discretização pode provocar um crescimento espúrio na distribuição. Scott and Levin (1975a) contudo, mostraram que o método KO é um bom método para ser usado em modelos com microfísica completa com boas chances de dar excelentes resultados.

CAPÍTULO IV

MODELO DE NUVEM COM MICROFÍSICA EXPLÍCITA

Este capítulo será dedicado a apresentação do resultado mais relevante deste trabalho, que são as novas suposições feitas no tratamento da microfísica, principalmente no que concerne ao tratamento dos processos de nucleação, condensação, evaporação e, numa forma bem detalhada, o cálculo da supersaturação. Sabe-se que o tratamento da supersaturação em modelos de nuvens é uma questão bastante complexa e dificulta o trabalho de modelagem. Na maioria dos casos a supersaturação calculada nos modelos alcança valores acima de 10%, Clark (1973), Holton (1980). Estes valores são extremamente elevados, desde que, se espera que a supersaturação no interior das nuvens naturais não ultrapassem valores de 1%. Dessa forma, este capítulo é dedicado ao tratamento dos processos que são fundamentais para que a supersaturação gerada pelo modelo não alcance valores tão elevados quanto aqueles obtidos por Clark (1973), Holton (1980) e outros. Adicionalmente, é mostrado que este tratamento se acomoda com perfeita harmonia ao processo de interação entre a dinâmica e a microfísica do modelo. Sabe-se que um dos fatores mais difíceis de abordar neste tipo de trabalho é a questão das escalas, uma vez que, enquanto na dinâmica estamos trabalhando com escalas espaciais da ordem de 100 metros e escalas temporais da ordem de 10 segundos, na microfísica trabalha-se com escalas espaciais da ordem do micron e escalas temporais menores do o segundo. Este é, portanto, o problema mais complicado, e o que merece maior cuidado para evitar a

introdução de instabilidades de difíceis soluções. Tratar a supersaturação com a geração de valores da ordem do que se espera para o interior de uma nuvem natural (1%), é um problema bastante difícil. A utilização de uma microfísica explícita gera dificuldades enormes quanto a questão da nucleação, pois, como se sabe, quando se tem núcleos e gotas dentro de uma nuvem, tanto os núcleos quanto as gotas estão sujeitos aos mesmos valores de supersaturação, e não se pode tratar o crescimento de núcleos diferentemente daqueles de gotas. Isto significa dizer que estas duas distribuições de hidrometeoros estão competindo a todo instante pelo mesmo campo de vapor, e todos submetidos aos mesmos valores de supersaturação para prover seus crescimentos. Neste caso o tratamento da nucleação deve ser muito bem definido para que a geração da distribuição inicial de gotas não venha consumir todo o vapor presente na região da nuvem produzindo valores ora positivo, ora negativo, que se sabe irá provocar as principais causas de instabilidades observadas neste trabalho. O processo de nucleação deve ocorrer de forma moderada para que tenhamos uma distribuição de núcleos úmidos condizente com a distribuição de gotículas encontrada em nuvens naturais. A seguir é apresentado de forma resumida como a dinâmica do modelo funciona.

IV.1 - DINÂMICA DO MODELO

As equações da dinâmica de nuvens, já descritas anteriormente, formam um sistema de equações não linear, acoplado, que é resolvido por meio de métodos de diferenças finitas. Descrita por meio dessas equações, a nuvem se reduz a um problema de valor inicial com as condições de contorno requeridas. Ao integrar numericamente esse sistema de equações, obtém-se uma aproximação para o estado futuro da nuvem.

Esses métodos têm como base a discretização do espaço e do tempo. As variáveis de campo deixam de ser funções contínuas e passam a ser definidas apenas para pontos do espaço e instantes de tempo discretos. Estes pontos do espaço formam um conjunto usualmente denominado malha ou grade, enquanto a discretização temporal recebe a denominação de passo de tempo.

Uma nuvem convectiva se forma numa escala espacial de baixa ordem, concentrada em poucos quilômetros. Desta forma, se quisermos acompanhar a evolução das nuvens cúmulos, que reconhecidamente desempenham importante papel na dinâmica dos trópicos, será necessário usar malhas da ordem de 100 metros ou menos, como foi feito, por exemplo, por Lilly (1962), Ogura (1963) e Asai and Kasahara (1967).

A análise numérica levou à formulação de várias classes de métodos que são avaliados segundo critérios de consistência ou compatibilidade com o problema físico real. Baseando-se nesses critérios, foi adotado, na resolução do termo advectivo do modelo, o método de interpolação cubic-spline modificado para tornar-se positivo definido. Para tanto foi introduzido um sistema de filtros conservativos.

O esquema de solução numérica usado para a dinâmica segue a seguinte seqüência:

1. A parcela de ar úmido juntamente com a água são advectados;
2. A perturbação da pressão é calculada;
3. Os termos de difusão turbulenta e mistura são considerados. Para o cálculo dos processos de mistura turbulenta e entranhamento considera-se que, caso a velocidade radial seja negativa, o fluxo de material ocorre de fora para dentro da coluna onde se simula a nuvem, neste caso, a mistura do ar que entrou com o ar interno contribui para a mudar as

variáveis internas com um termo proporcionalmente a $\frac{2}{\alpha}V_a$, onde V_a é a velocidade radial medida no contorno externo da nuvem. Isso implica que se uma grandeza A_1 é transportada para dentro do cilindro onde há um valor A_2 , haverá uma contribuição para mudança temporal local por uma quantidade $\frac{2}{\alpha}V_a(A_1 - A_2)$. Semelhantemente se o fluxo de material for para fora da nuvem, a velocidade radial é tomada como a medida no contorno interno do cilindro da nuvem. Logo, se a grandeza interna A_2 é transportada para a área externa da nuvem a mistura do ar expelido pela nuvem com o ar externo contribuirá para a variação temporal local de A_1 por uma quantidade proporcional a $\frac{2\alpha^2}{\alpha}(A_2 - A_1)V_c$. Este tipo de entranhamento é chamado de entranhamento dinâmico, Houghton and Cramer (1951), e é necessário para satisfazer a condição de continuidade entre as células internas e externas;

4. Como o esquema numérico advectivo utilizado apresenta uma pequena perda de valores por difusão numérica, então é acrescentado ao esquema um termo difusional fraco com a função de repor a perda.

Todas as equações que descrevem a dinâmica do modelo de fluido atmosférico contêm um termo de derivada local, termos de advecção e um termo fonte. Estas equações têm a forma geral apresentada abaixo:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \varphi = S_{\varphi} \quad \text{IV.1.1}$$

φ é uma função escalar (componentes da velocidade, temperatura, umidade e outros), v é o vetor velocidade e S_φ representa o termo fonte. O esquema de solução numérico para a equação dada é escrita a seguir.

$$\varphi(r, t + \Delta t) = \varphi^*(r, t + \Delta t) + S_\varphi \Delta t. \quad \text{IV.1.2}$$

Onde $\varphi^*(r, t + \Delta t)$ representa a solução da equação de advecção correspondente.

A equação de advecção é uma equação diferencial parcial, da classe das equações hiperbólicas, cuja forma vetorial é dada a seguir

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \varphi = 0. \quad \text{IV.1.3}$$

Seguindo, portanto, os requerimentos de tamanho da grade, utilizou-se um espaçamento de grade, Δz , igual a 100 metros e um intervalo de tempo de discretização temporal, Δt , igual a 4 segundos, isto faz com que o “Courant” seja bem pequeno garantindo uma estabilidade para o esquema usado.

A advecção de todas as variáveis, exceto a velocidade, é feita sobre uma grade intermediária àquela da velocidade. A velocidade é, portanto, tratada na grade $zw(i) = (i - 1)\Delta z$, com i variando de 1 até 41. As outras variáveis ficam definidas na grade de $z(1)=0$, $z(2)=50$ e $z(i) = (i - 1)\Delta z - \frac{\Delta z}{2}$, i variando agora de 3 até 41. Este tratamento diferenciado da grade de velocidade vertical está relacionado aos cálculos numéricos. Ele permite a diminuição de instabilidades numéricas e também produz valores mais representativos dos termos médios relacionados às interpolações feitas no modelo.

Todos os outros termos diferenciais, exceto aqueles ligados a equação da advecção, são calculados através da técnica de diferenças finitas centradas. Após fazer a interpolação

de v , tanto na grade onde ela é definida, como também na grade das outras variáveis, calcula-se a velocidade radial de acordo com a equação da continuidade em ambas as grades. Ainda avaliando a parte dinâmica é calculado o termo ligado a perturbação da pressão e sua contribuição. A seguir é feito a advecção da temperatura e umidade relativa, como também para as funções distribuição para o ambiente e para a nuvem. Feito isto, checa-se a interface nuvem / ambiente e a seguir calcula-se os termos de mistura e difusão turbulenta. Com os valores obtidos avalia-se a razão de mistura para T^* comparando-a com a pressão de vapor de saturação dada através de uma expressão proposta por Prupacher and Klett (1978). A seguir, os valores das variáveis como temperatura, razão de mistura, função distribuição de núcleos de condensação de nuvens e função distribuição de gotas de nuvem e de chuva são avaliadas pela microfísica.

IV.2 - MICROFÍSICA

Nesta parte do trabalho é apresentado o algoritmo utilizado para a microfísica do modelo. As equações acopladas e dependentes resolvidas nesta parte do trabalho são fundamentais dentro do processo de solução dos processos microfísicos. São equações ligadas aos processos microfísicos responsáveis pela formação da precipitação.

Para a representação numérica dos processos relacionados à microfísica são consideradas partes das equações para temperatura, vapor d'água e para as funções distribuição de núcleos de condensação de nuvens e de gota. Estas equações tratam apenas da contribuição dos processos de nucleação, condensação e evaporação de gotas e todas as suas contribuições para a formação de água na nuvem, como uma primeira parte e como uma segunda parte, os processos relacionados ao crescimento rápido das gotas, como

colisão e coalescência e ruptura de gotas. A primeira fase envolve o seguinte conjunto de equações:

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dt} &= \frac{L}{c_p} \frac{\delta M}{\delta t} \\ \frac{dq_v}{dt} &= -\frac{\delta M}{\delta t} \\ \frac{dn}{dt} &= -\left[\frac{\partial n}{\partial \alpha} \right]_{NUC} \\ \frac{df}{dt} &= \left[\frac{\partial f}{\partial \alpha} \right]_{CE} \end{aligned} \quad \text{IV.2.1}$$

Nas equações para temperatura e razão de mistura o termo do lado direito representa o acréscimo ou decréscimo de água durante os processos de nucleação, condensação e evaporação. Na equação para a distribuição de núcleos o termo do lado direito representa a perda de núcleos por nucleação. Este mesmo fator ocorre com a equação para as gotas.

A solução deste conjunto de equações, é feito utilizando dois algoritmos diferentes, porém, como será mostrado, conseguem gerar resultados próximos, demonstrando que o trabalho está no caminho correto para a simplificação do complicado problema da interação dinâmica/microfísica.

De uma forma geral, o aparecimento de uma distribuição de gotículas passa pelo processo de ativação dos núcleos de condensação, isto é, em cada ponto do espaço, núcleos são ativados conforme a supersaturação exceda o valor crítico determinado pela curva de Köhler. Dessa forma a ativação dos núcleos serve para diminuir sua concentração em um termo dado por $\left(\frac{\partial n_i}{\partial \alpha} \right) \Big|_{nuc}$ conforme aparece na equação III.2.1. Por outro lado nesse

instante é produzido uma concentração inicial de gotas caracterizada pelo termo $\left(\frac{\partial f}{\partial \alpha} \right) \Big|_{NUC}$,

conforme aparece na equação III.2.2. A quantidade de núcleos ativados segue a fórmula empírica $\eta = Cs^k$ (Squires e Twomey, 1960), onde C e k são parâmetros empíricos.

Na ativação dos núcleos, entretanto, como foi indicado por Mordy (1959), somente os menores atingem o seu raio de equilíbrio em tempo razoavelmente pequeno. Como cálculos corretos do tamanho com que uma gotícula chega à base da nuvem talvez só seja mais importante na simulação de nevoeiro ou de nuvens estratocúmulos, o raio com que a gotícula chega a base da nuvem é parametrizado por um valor k que relaciona o raio da gotícula e o raio do núcleo seco. O valor de k utilizado é o mesmo utilizado por Kogan (1991). Como o raio de ativação das cinco primeiras categorias de núcleos é menor do que o menor valor de raio de gota considerada no modelo, escolheu-se nucleá-las na primeira categoria de gotas conforme seja atingida a supersaturação crítica. As outras gotículas, ou seja, as categorias de índices 6 a 19 crescem pela equação de difusão com a consideração de todos os termos (termos de curvatura e de solução) até o final do passo microfísico, quando, então, a água que elas retém são transferidas para o espectro de gotas, observando se a gota cresceu ou decresceu e mantendo-se a conservação da massa, pelo método de Kovetz and Olund (1969).

A função distribuição dos núcleos de condensação de nuvens foi tomada de Warner (1969) e Kogan (1991). Os núcleos considerados são de NaCl. A concentração total de núcleos para níveis inferiores a 500 metros é de 324 cm^{-3} . Para alturas mais elevadas a concentração total cai com $\exp[-(z - 500) / H]$, com $H=1400 \text{ m}$ e z a altura.

O passo seguinte é avaliar o crescimento ou decréscimo das gotas por condensação ou evaporação, ou seja, a difusão de vapor sobre as gotas. A variação temporal do raio de uma gota por difusão de vapor é dado por Mordy (1959)

$$\frac{dr_i}{dt} = \frac{D_v e_s F_v}{\rho_w R_v T (r_i + r^*)} \frac{\left(s - \frac{2\sigma}{\rho_w R_v T r_i} + \frac{2\rho_n M_w r_n^3}{\rho_w M_n r_i^3} \right)}{\left(1 - \frac{D_v L^2 e_s}{KR_v^2 T^3} \right)} \quad \text{IV.2.2}$$

$$r^* = D_v / \alpha \sqrt{2\pi / R_v T} \frac{1}{\left(1 + \frac{D_v L^2 e_s}{KR_v^2 T^3} \right)} \quad \text{IV.2.3}$$

onde D , e , R são a difusividade, pressão de saturação e a constante de gás específica do vapor d'água, K é a condutividade térmica do ar. O fator r^* é devido aos efeitos cinéticos no coeficiente de difusão para gotas pequenas. O coeficiente de condensação α , que aparece em r^* , foi especificado como 0,036 (Mordy 1959) e está em bom acordo com os valores mais recentes dados por Chodes et al (1974). F_v não foi avaliado, e o seu valor foi escrito como sendo 1,0. O termo de sal só é contabilizado para os núcleos apenas em um subpasso dinâmico ao ser atingida supersaturação igual a zero e o termo de curvatura se torna desprezível para gotas de chuva ($r \geq 50$ micra). Com o cálculo de $\frac{dr_i}{dt}$ podemos avaliar o produto da condensação/evaporação, isto é,

$$\frac{\delta M}{\delta t} = - \frac{\rho_w}{\rho_{ar}} \sum_{i=1}^m 4\pi r_i^2 f(r_i) \left(\frac{dr_i}{dt} \right)_{CE} \quad \text{IV.2.4}$$

onde ρ_w e ρ_{ar} são as densidades da água e do ar, respectivamente.

Ocorrendo o processo de condensação/evaporação há liberação de calor latente que modifica a temperatura de tal forma que

$$\left(\frac{dT}{dt} \right)_{CE} = \frac{L}{c_p} \frac{\delta M}{\delta t} \quad \text{IV.2.5}$$

onde c_p é o calor específico do ar a pressão constante.

Portanto, para o cálculo de todas as grandezas microfísicas mencionadas até agora, é necessário a determinação exata do valor da supersaturação.

Como não é considerada mistura turbulenta neste subpasso, temos um processo adiabático úmido numa parcela de ar se movendo com uma velocidade constante durante o passo de tempo Δt . Pode-se calcular o crescimento condensacional das gotas usando-se aproximação Lagrangeana e levando-se em conta os efeitos combinados de supersaturação dos processos dinâmicos e microfísicos. Para fazer isso, o passo de tempo dinâmico Δt é dividido em subpassos de tempo microfísicos $\Delta \tau$ pequenos o suficiente para promover exatidão e estabilidade (Kogan, 1991).

O cálculo dos valores da supersaturação é feito de dois métodos diferentes e são apresentados a seguir

IV.2 - O MÉTODO I

O primeiro dos dois métodos utilizados para calcular a razão de saturação foi baseado na equação de desenvolvimento da razão de saturação (Squires 1952, Pruppacher and Klett 1978, p. 422)

$$\frac{dS}{dt} = A_1 W - A_2 \frac{dy_L}{dt}. \quad \text{IV.2.1}$$

Aqui W é a velocidade de ascensão, y_L é a razão de mistura molar da água líquida no ar,

$$A_1 = S \left(\frac{L_v}{c_p T} - 1 \right) \frac{M_a g}{RT}, \quad A_2 = S \frac{L_v^2}{c_p T^2 R} + \frac{P_{air}}{e_s}, \quad \text{IV.2.2}$$

L_v é o calor latente de vaporização, c_p é o calor específico do ar a pressão constante, g a aceleração da gravidade, R a constante universal dos gases, P_{ar} a pressão do ar e e_s a pressão

de vapor de saturação sobre a água líquida a temperatura T . O primeiro termo do lado direito da equação IV.2.1 representa um termo de origem dinâmica enquanto o segundo representa um termo de origem microfísica. A taxa de mudança de y_L é a soma das taxas de crescimento das gotas em cada categoria i :

$$\frac{dy_L}{dt} = \sum_i \frac{dm_i}{dt} n_i = \sum_i C r_i (S - S_i) n_i . \quad \text{IV.2.3}$$

Onde m_i e n_i são a massa e a concentração das gotas, respectivamente, C é um parâmetro ambiental (, Pruppacher and Klett 1978, p. 420; Chen, 1992, p. 161), r_i é o raio da gota, S é o valor da razão de saturação determinada pela equação IV.2 A.1 e S_i é a razão de saturação sobre a gota.

As condições iniciais utilizada para a resolução do conjunto de equações IV.2.1 neste algoritmo são as condições advindas da dinâmica, ou seja:

$$\begin{aligned} T_0 &= T^t \\ q_0 &= q^t \\ n_0 &= n^t \\ f_0 &= f^t \end{aligned} \quad \text{IV.2.4}$$

O total de núcleos ativados depende da razão de saturação inicial e é definido pela fórmula empírica sugerido por Squires e Twomey (1960) segundo a qual

$$N = CS^k . \quad \text{IV.2.5}$$

onde N representa o total de núcleos por cm^3 , distribuídos por todas as categorias de tamanho disponíveis para ativação na supersaturação definida por S . Como o número total é referente a todas as categorias de núcleos, o valor de N , assim obtido, define uma percentagem em cada categoria de núcleo que pode crescer por condensação. A utilização da fórmula de Squires e Twomey, além de manter o número de núcleos ativados em pequena

quantidade, elimina o problema de instabilidade numérica associada com a idade da população das gotas na resolução da equação analítica para a razão de saturação, Clark (1973). Este problema de instabilidade numérica também aparece quando se considera o segundo algoritmo, similar àquele proposto por Kogan (1991), e que será tratado a seguir.

IV.3. O MÉTODO II

O outro algoritmo utilizado para a resolução das equações IV.2.1 foi baseado no esquema proposto por Kogan (1991). A idéia é tentar representar o que acontece com uma parcela de ar real que ascende com uma velocidade qualquer. Enquanto a parcela ascende, sofre expansão e se resfria. Este resfriamento produz a elevação da razão de mistura da parcela que, a partir de qualquer momento, pode produzir a ativação dos núcleos de condensação que se encontram dentro dela. Com a discretização temporal que é feita para a representação numérica dos processos microfísicos supõe-se ser razoável considerar uma dependência temporal linear das tendências dinâmicas e obter os incrementos nas variáveis termodinâmicas como uma função do tempo microfísico $\Delta\tau$ e, desta forma, poder escrever :

$$\begin{aligned}\Delta T_{DIN}(\Delta\tau) &= \Delta T_{DIN}(\Delta t) \frac{\Delta\tau}{\Delta t} \\ \Delta q_{DIN}(\Delta\tau) &= \Delta q_{DIN}(\Delta t) \frac{\Delta\tau}{\Delta t}.\end{aligned}\tag{IV.3.1}$$

Como resultado a supersaturação pode ser determinada usando-se as tendências dinâmicas $\Delta T_{DIN}(\Delta\tau), \Delta q_{DIN}(\Delta\tau)$ acrescidas das tendências microfísicas $\Delta T_{C/E}(\Delta\tau), \Delta q_{C/E}(\Delta\tau)$ e, portanto, não sendo necessário a utilização de nenhuma equação física para a estimativa do valor da razão de saturação, uma vez que este tratamento casa perfeitamente as tendências dinâmicas e microfísicas.

Diferentemente do método anterior, as condições iniciais utilizadas são as definidas a seguir :

$$\begin{aligned} T_0 &= T^{t-1} \\ q_0 &= q^{t-1} \\ n_0 &= n^t \\ f_0 &= f^t \end{aligned} \quad \text{IV.3.2}$$

onde se vê que se considera os valores de temperatura e razão de mistura do passo de tempo anterior.

O número de núcleos ativados segue o mesmo esquema do método anterior

Devido o processo de condensação/evaporação as gotas variam de raio e, conseqüentemente, de categoria, o que deve ser avaliado sobre a função distribuição de gotas. Depois do processo de crescimento, os raios serão diferentes daqueles definidos pela grade utilizada. Como o espectro é discreto, fazemos uma interpolação segundo Kovezt and Olund,(1969) para a redistribuição da água das novas gotas pelas categorias de raios adjacentes, o que significa avaliar o termo $\left(\frac{\partial f}{\partial a}\right)_{CE}$.

Desta forma a nova concentração para a categoria de raio r_i é calculada como a seguir

$$f^{t+\Delta t}(r_j) = \sum_{j=1}^m G_{CE}(r_i, r_j) f^*(r_j) \quad \text{IV.3.3}$$

onde $f^*(r_j)$ é a distribuição já advectada e G_{CE} é a função que assegura que a soma anterior se extenda somente sobre aqueles pares de raios adjacentes de forma a preservar a massa da gota. É bom lembrar que este esquema conserva a massa e que o defeito intrínseco no

esquema de Kovetz e Olund, que gera um crescimento anômalo da distribuição para raios maiores de gotas, é solucionado. A função G_{CE} é definida como:

$$G_{CE}(r_i, r_j) = \left. \begin{array}{l} \frac{r_j'^3 - r_{i-1}^3}{r_i^3 - r_{i-1}^3} \text{ se } r_{i-1} < r_j' \leq r_i \\ \frac{r_{i+1}^3 - r_j'^3}{r_{i+1}^3 - r_i^3} \text{ se } r_i \leq r_j' < r_{i+1} \\ 0, \text{ qualquer outra condição} \end{array} \right\} \quad \text{IV.3.4}$$

Após este último passo, tem-se o termo que dá a contribuição do peso da água condensada sobre o campo de vento. Esta contribuição é dada por

$$Q_w = \frac{\rho_w}{\rho_{ar}} \sum_i \frac{4}{3} \pi r_i^3 f_i^{t+\Delta t}(r_i) . \quad \text{IV.3.5}$$

Os valores de T , q e da função distribuição $n(r)$, obtidos neste estágio, são finais para o passo de tempo Δt , uma vez que os processos de colisão, coalescência e quebra de gotas, ainda não contabilizados, não exercem influência sobre eles.

IV.3 - COALISÃO E COALESCÊNCIA

Quando o processo de crescimento por condensação gerar gotas com tamanho suficiente que permite sua queda sobre o campo de vento, a função distribuição $f(r)$ se modificará devido ao crescimento das gotas pelos processos de colisão, coalescência e quebra de gotas. O crescimento do raio de uma gota pelos processo de colisão e coalescência é dado pela expressão

$$\frac{dr_i}{dt} = \frac{1}{4\pi r_i^2 \rho_w} \sum_{j=1}^i m_j K(i,j) f(r_j) \quad \text{IV.4.1}$$

onde $K(i,j)$ é o coeficiente de coleção, m_j é a massa da gota e $f(r)$ a distribuição de densidade de gota.

Ao cair sobre o campo de vento, uma gota maior com velocidade terminal maior colide com outras gotas menores, gerando múltiplas colisões e, obviamente, múltiplos processos de coalescência e quebra de gotas.

Considerando que o número de gotas menores, com raio r_j , que participam de colisões com uma gota maior de raio r_i , por unidade de tempo é dada por

$$N_c = K(i,j) f(r_j). \quad \text{IV.4.2}$$

e, considerando que $P_{cc}(i,j)$ é a probabilidade que durante uma colisão entre duas gotas ocorra uma coalescência, então $[1 - P_{cc}(i,j)]$ define a probabilidade de que nesta colisão haja uma quebra de gota. Brazier Smith et al. (1972) sugeriu que esta probabilidade é dada pela seguinte expressão

$$P_{cc}(i,j) = \frac{2,4\sigma(1+\gamma^3)^{\frac{11}{3}} \left[1 + \gamma^2 - (1-\gamma^3)^{\frac{2}{3}} \right]}{\rho_w r^3 (v_i - v_j)^2 \gamma^6 (1+\gamma^2)} \quad \text{IV.4.3}$$

onde $\gamma = \frac{r_i}{r_j}$, σ é a tensão superficial da água e ρ_w e a densidade da água. Se consideramos

múltiplas colisões, então a probabilidade de múltiplas quebras de gota é dada por

$$P_N = P_{cc}(i,j)^{nc(i,j)}. \quad \text{IV.4.4}$$

Brazier Smith et al. (1972) sugere que num processo de colisão com ruptura entre duas gotas, 3 gotas satélites são geradas com mesmo raios e dado por :

$$r_{ijs}^l = \left(\frac{0,04r_i^3 r_j^3}{r_i^3 + r_j^3} \right) \quad \text{IV.4.5}$$

Ele também sugere que as duas gotas modificaram seus raios para

$$r_i^l = \left(r_i^3 - 1,5r_{ijs}^3 \right)^{\frac{1}{3}} \quad \text{IV.4.6}$$

e

$$r_j^l = \left(r_j^3 - 1,5r_{ijs}^3 \right)^{\frac{1}{3}}. \quad \text{IV.4.7}$$

Além destes processos deve-se considerar que as gotas, principalmente as grandes, ao caírem, sofrem pressões hidrodinâmicas e podem se quebrar espontaneamente. Komabayasi (1964) e Srivastava (1971) sugeriram que o processo de quebra espontânea para ser definido necessita do uso de duas probabilidades. A primeira probabilidade garante a quebra enquanto que a segunda garante a conservação da água. Dessa forma todos estes processos podem ser reescritos para uso numérico dentro do esquema de Kovetz - Olund (1969). A nova distribuição de densidade, levando-se em consideração os processos de colisão/coalescência, colisão/quebra fica dado por,

$$\begin{aligned} f^{t+\Delta t}(r_i) = & \sum_{j=1}^i G_{CC}(i,j) f^*(r_j) \sum_{n=1}^j P_{CC}(i,j) \Delta t + \\ & \sum_{j=1}^N \sum_{N=1}^j G_{CE}(i,j,n) f^*(r_j) (1 - P_{CC}(i,j)) \Delta t + \\ & 3 \sum_{j=1}^N \sum_{N=1}^j G_S(i,j,n) f^*(r_j) (1 - P_{CC}(i,j)) \Delta t - \sum_{j=1}^N N_C(i,j) \Delta t \end{aligned} \quad \text{IV.4.8}$$

Além destas contribuições deve-se também acrescentar a contribuição devido a quebra espontânea de gotas. Esta contribuição, de acordo com Srivastava (1971), é dada por

$$f^{t+\Delta t}(r_i) = \alpha_{ij} \sum_{j=1}^N f^*(j) Q(i, j) \Delta r_i \Delta r - f^*(r_i) P(i) \Delta t. \quad \text{IV.4.9}$$

CAPÍTULO V

CONDIÇÕES INICIAIS UTILIZADAS

Neste capítulo serão apresentadas as condições iniciais utilizadas na inicialização numérica do modelo. Serão apresentadas duas condições iniciais que inicializarão os dois métodos utilizados para resolver as equações da microfísica do modelo.

V.1 - CONDIÇÃO I

A primeira das condições iniciais utilizadas é montada a partir de dados reais obtidos com o Avião Laboratório da FUNCEME (Fundação Cearense de Meteorologia e Recursos Hídricos) em voo experimental realizado no dia 22 de junho de 1994, na região entre Fortaleza, no Ceará, e Mossoró no Rio Grande do Norte. Durante o experimento foi realizada uma sondagem com o objetivo de se obter as condições do ambiente onde as nuvens se formaram. Como os dados obtidos na sondagem apresentavam muito ruído, uma filtragem foi feita eliminando-os a fim de possibilitar a sua implementação como condição para iniciar o modelo. A descrição das condições do ambiente é iniciada com a temperatura. A temperatura do solo era de $29,8^{\circ}\text{C}$ e decrescia quase adiabaticamente até a altura de 750m onde tinha valor de $22,8^{\circ}\text{C}$. A partir daí, decrescia a razão de $6,1^{\circ}\text{C km}^{-1}$ até a altura de 1950m. Neste ponto sofria uma pequena inversão térmica e crescia até o valor de $16,6^{\circ}\text{C}$ na altura de 2150m. Esta pequena inversão térmica, como será visto posteriormente, define a altura do topo da nuvem. A partir deste ponto de inversão, a temperatura decrescia

aproximadamente a razão de $6,8^{\circ}\text{C km}^{-1}$. Como não se dispõe de dados para temperatura em pontos mais elevados, utiliza-se esta mesma razão de decréscimo até o final da grade utilizada no modelo que foi definida até a altura de 4,0 quilômetros.

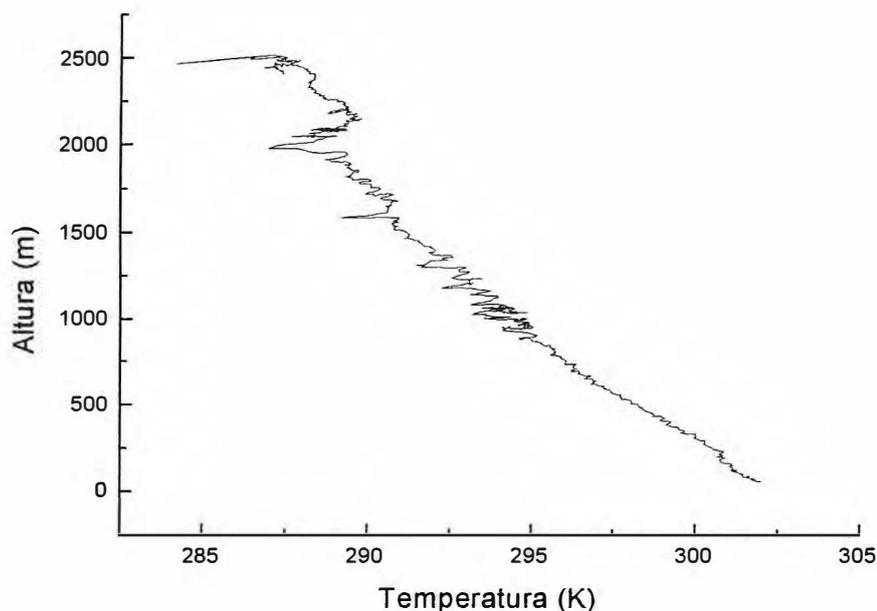


Figura V.I.1 Dados de temperatura obtidos com a sondagem realizada pelo avião laboratório da Funceme. Dados de 22/06/94, Fortaleza-CE

Estes mesmos valores de temperatura serão utilizados para o ambiente da nuvem, ou seja, nenhuma perturbação de temperatura foi usada.

A outra informação relevante para iniciar o modelo é a razão de mistura de vapor, que, de acordo com os dados medidos com o avião da FUNCEME, apresenta dois valores: um para o ambiente exterior a nuvem e outro para o ambiente da nuvem. O valor do ambiente sinótico é obtido a partir dos valores mais baixos na curva experimental e a perturbação que gerou a nuvem é obtida através dos valores mais altos.

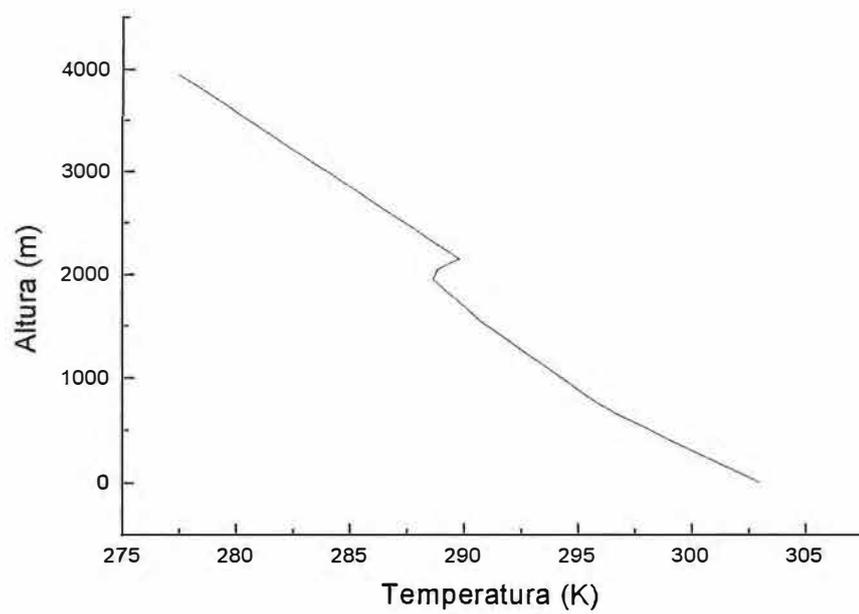


Figura V.I.2 Condições iniciais de temperatura com suavização da curva e eliminação dos ruídos

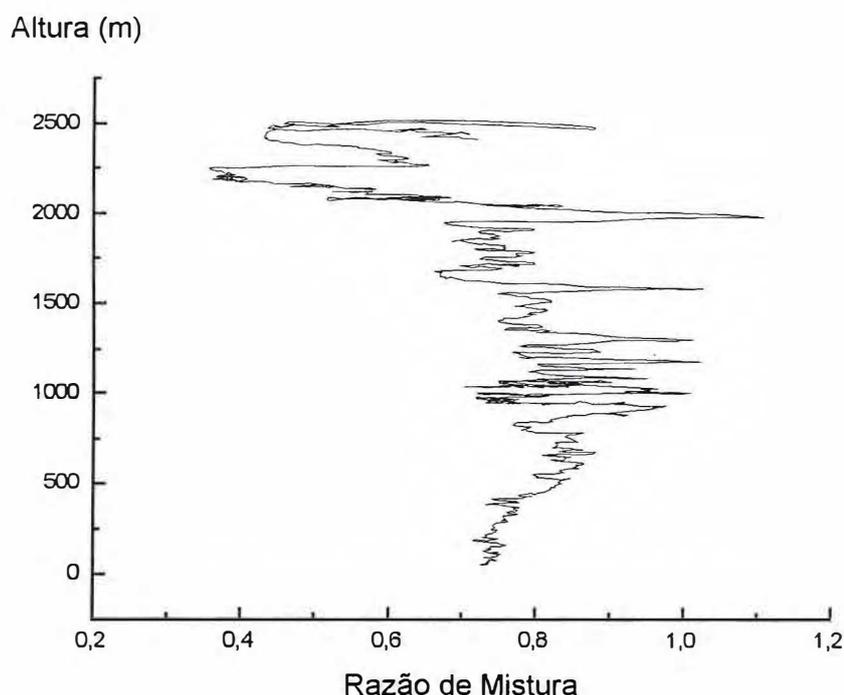


Figura V.1.3 Gráfico dos dados de sondagem do voo-experimento
Valores de umidade relativa

Devido ao fato de que as condições iniciais utilizadas nessa simulação apresentavam valor de umidade relativa muito baixo nos níveis mais próximos ao solo, representando condições totalmente desfavoráveis à formação de conteúdo de água líquida com condições de fornecer o aparecimento de precipitação, mudou-se um pouco os valores das condições iniciais no que se refere aos valores de umidade relativa tanto do cilindro representando o ambiente quanto o do cilindro representando a nuvem. Estas modificações de acréscimo se justificam por que os valores de umidade relativa abaixo de 700 metros, representavam a umidade para lugares próximos a Fortaleza, região onde o Avião Laboratório estava ascendendo e onde não havia nuvens. As Figuras a seguir mostram os valores assumidos. Inicialmente tanto a umidade relativa do ambiente quanto a umidade relativa do interior da

coluna que representa a nuvem tem valores de 0,80 no nível do solo e crescem linearmente a razão de aproximadamente 0,13/km. Na altura de 650 m, no entanto, a umidade relativa do ambiente começa a decrescer a uma taxa de $1,1\text{km}^{-1}$ até a altura de 2450m, onde passa a decrescer mais rapidamente ($0,62\text{ km}^{-1}$). A umidade relativa da coluna que representa a nuvem ao chegar na altura de 650 m continua a crescer na mesma taxa com que inicia e atinge o valor de 0,93 na altura de 1050 m, a partir daí sofre diminuição de $0,06\text{ km}^{-1}$ até uma altura de aproximadamente 2100 metros. A partir deste nível, decresce com uma taxa de $0,62\text{ Km}^{-1}$, seguindo o mesmo comportamento da razão de mistura do ambiente.

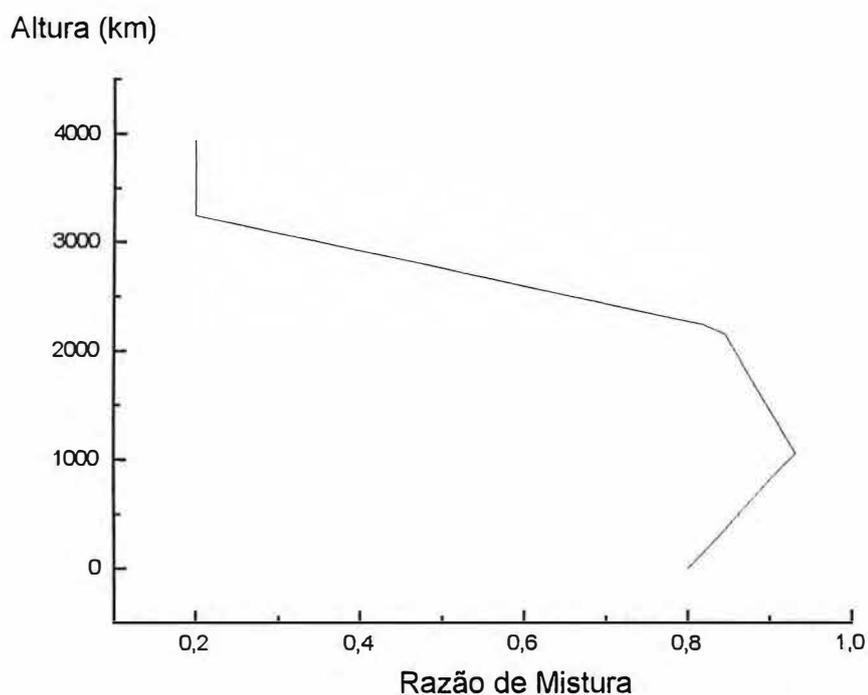


Figura V.I.4 Gráfico de razão de mistura para o cilindro representando a nuvem

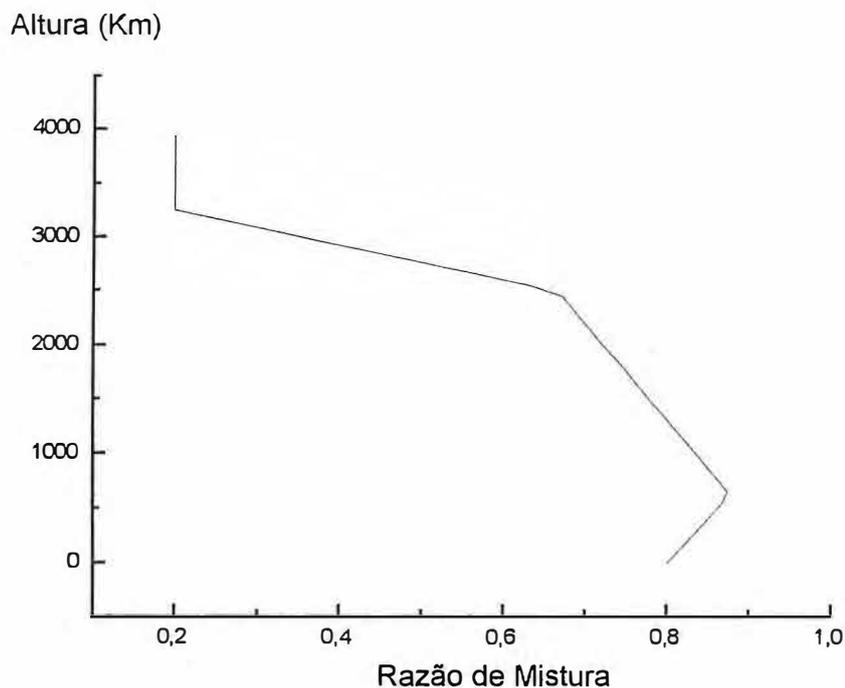


Figura V.I.5 Gráfico de razão de mistura para o cilindro representando o ambiente

V.2 - CONDIÇÃO II

Nesta seção é apresentado um novo conjunto de condições iniciais. A descrição deste novo conjunto é feita a seguir. A temperatura retrata as condições de uma região do Caribe, da mesma forma que aquela utilizada em Lobato (1994). O valor da temperatura no solo é de $25,5^{\circ}\text{C}$, o que corresponde mais ou menos a temperatura do final da madrugada em Fortaleza. A partir do solo, a temperatura decai com a altura de acordo com uma adiabática seca até a altura de 900 metros. A partir daí, decresce mais lentamente. Na altura de 1900 metros tem o valor de $11,5^{\circ}\text{C}$, enquanto que na altura de 2950 metros o valor da temperatura é de $2,9^{\circ}\text{C}$. A partir desta última a temperatura sofre uma inversão térmica até a altura de 3400 metros, onde a temperatura atinge um valor em torno de $4,2^{\circ}\text{C}$. A partir

dos 3400 metros a temperatura continua a decrescer atingindo o valor de -4.2°C em 4000 metros. O gráfico da temperatura em função da altura é mostrado na Figura V.I.6

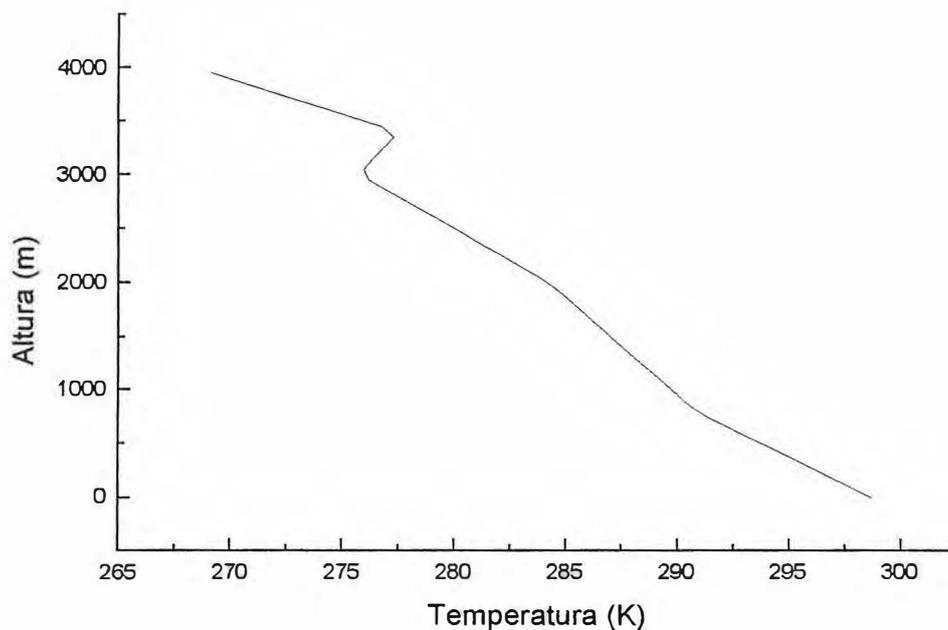


Figura V.I.6 Valores de temperatura

Os novos valores de razão de mistura para as condições iniciais se assemelham aos valores das condições anteriores e são mostradas nos dois gráficos a seguir. No solo, o valor da razão de mistura é de 0,80 tanto para o cilindro onde se formará a nuvem quanto para o cilindro externo que representa o ambiente. Para pontos mais elevados, acima de 3000 metros, o menor valor de razão de mistura foi considerado em torno de 0,40. O raio da nuvem nesta simulação foi mantido em 800 metros.

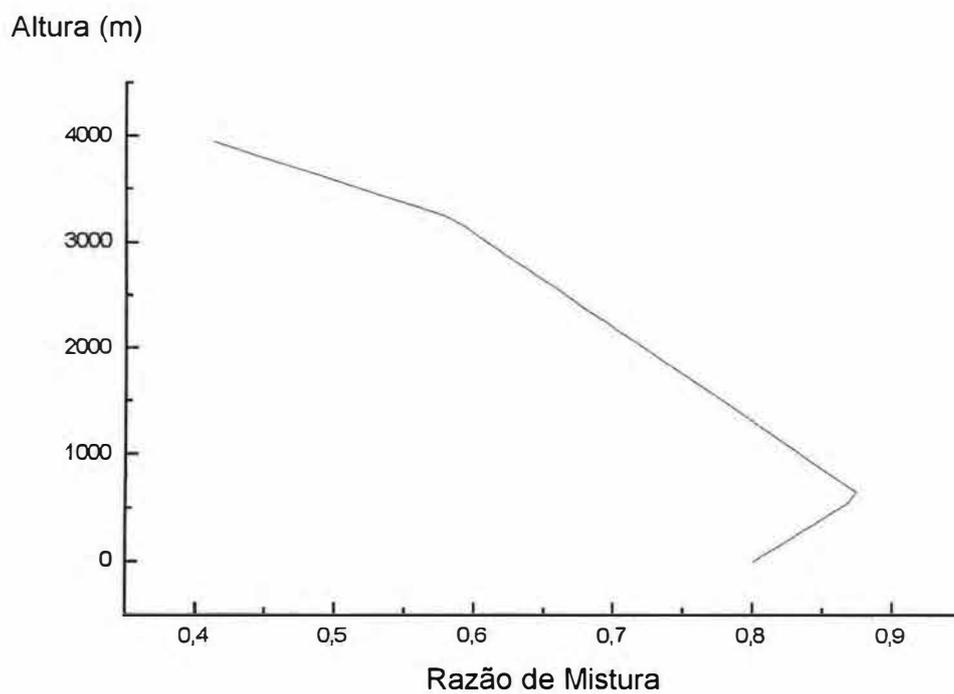


Figura V.I.7 Gráfico de razão de mistura para o cilindro representando o ambiente

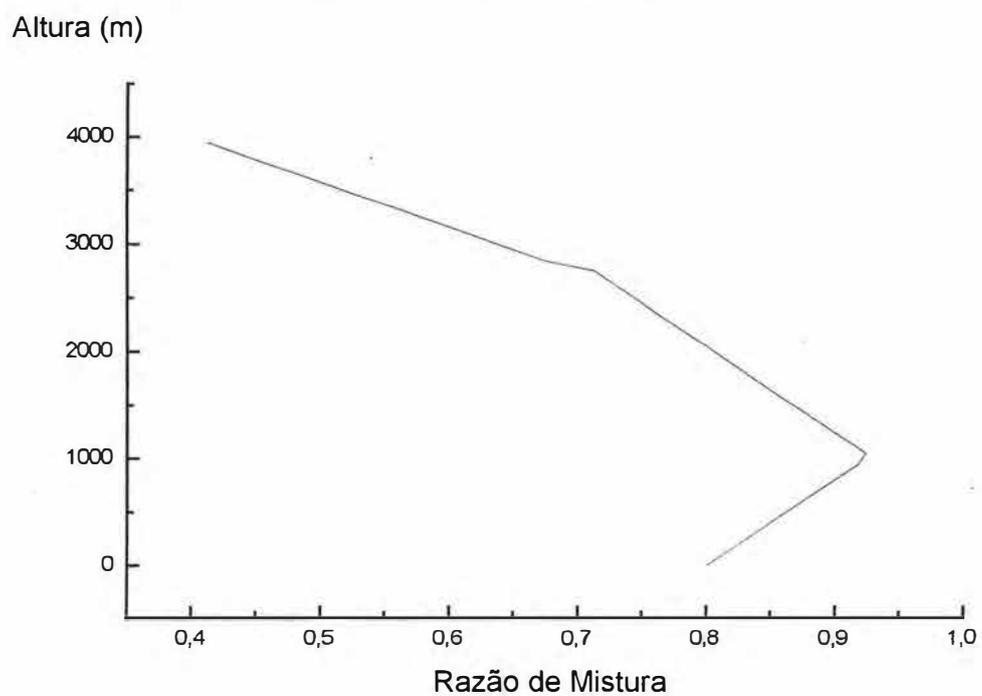


Figura V.I.8 Gráfico de razão de mistura para o cilindro representando a nuvem

V.3 - OS NÚCLEOS DE CONCENTRAÇÃO DE NUVENS

A distribuição inicial dos núcleos de condensação de nuvens foi tomada de Warner (1969) e de Kogan(1991) com concentração total de núcleos, $N_0 = 324 \text{ cm}^{-3}$, no primeiro meio quilômetro. Em pontos mais elevados a concentração diminui exponencialmente como

$$N = N_0 \exp[-(z - 0,5) / H], \quad \text{V.2.1}$$

com z dado em quilômetros e $H=1,4 \text{ km}$. A tabela abaixo mostra o conjunto de valores utilizados para os núcleos de condensação de nuvens.

TABELA I

R_n	k	R_{no}	S_{cr}	ΔN
.76e-8	-	.022e-6	2.081	.11e9
1.2e-8	-	.044e-6	1.042	.69e8
1.91e-8	-	.085e-6	.523	.49e8
2.9e-8	-	.18e-6	.262	.40e8
5.45e-8	-	.34e-6	.131	.37e8
1.3e-7	8.3	1.08e-6	.03	.10e8
.22e-6	8.2	1.8e-6	-	.25e7
.43e-6	7.0	3.0e-6	-	.40e6
.63e-6	6.3	4.0e-6	-	.4e5
.82e-6	6.1	5.0e-6	-	.35e5
1.03e-6	6.1	6.3e-6	-	.15e5
1.3e-6	6.1	8.0e-6	-	.60e4
1.66e-6	6.1	10.1e-6	-	.24e4
2.1e-6	6.0	12.7e-6	-	.70e3
2.75e-6	5.8	16.0e-6	-	.40e3
3.5e-6	5.8	20.2e-6	-	.26e3
4.4e-6	5.8	25.4e-6	-	.10e3
5.5e-6	5.8	32.0e-6	-	.90e2
7.6e-6	5.3	40.3e-6	-	.50e2

Na tabela acima, R_n , na primeira coluna, representa o raio do núcleo de sal seco em metros. Na segunda coluna, k , representa o fator pelo qual o raio inicial do núcleo úmido em

supersaturação igual a zero, R_{no} , excede R_n . Na quarta coluna, S_{cr} é a supersaturação crítica em porcentagem para cada categoria de núcleo. A última coluna inclui a concentração inicial de núcleos na superfície. ΔN representa o número de núcleos por metro cúbico para um intervalo Δr , onde Δr é a diferença de valor do raio de gotícula entre duas categorias consecutivas. Para as cinco primeiras categorias R_{no} é igual ao raio de equilíbrio em supersaturação igual a zero, enquanto que para as outras categorias o raio inicial é especificado como menor do que o raio de equilíbrio a supersaturação igual a zero com os valores de k decrescendo de 8,3 até 5,3 devido a menor taxa de crescimento relativa dos núcleos maiores. Os valores de supersaturação crítica para estas categorias são menores que 0,03% e não são mostrados na tabela.

A seguir serão apresentados os capítulos sobre as simulações numéricas dos dois modelos desenvolvidos.

CAPÍTULO VI

RESULTADOS GERADOS COM O MÉTODO I

Neste capítulo são mostrados os resultados das simulações numéricas feitas com o método I, o qual trata o cálculo da supersaturação através da equação diferencial, descrita dada equação IV.2.1, proposta por Squires (1952) e posteriormente simplificada por Clark (1973).

Para melhor visualização e demonstração dos valores obtidos são mostrados os gráficos dos valores de velocidade vertical, conteúdo de água líquida, precipitação e de razão de saturação considerando-se simulações numéricas com 100 minutos. O raio da nuvem foi considerado como sendo de 800 metros.

VI.1 - SIMULAÇÃO I

A seguir são apresentados uma série de gráficos representando os mapas espaço temporal das variáveis consideradas mais representativas da nuvem simulada.

Nesta simulação foram consideradas nuvens com características marítimas, uma vez que a sondagem geradora das condições iniciais foi realizada próximo à costa, entre Fortaleza, no Ceará, e Mossoró, no Rio Grande do Norte. Neste caso, os valores adotados para k e C , na equação $N=CS^k$, foram iguais a 1 e 180 cm^{-3} , respectivamente, valores estes, de acordo com Towmey (1959), são característicos de nuvens marítimas.

Nestes gráficos os dez primeiros minutos de simulação representam estados transientes e não devem ser considerados para efeito de análise. A figura VI.1.1 representa o

mapa da velocidade vertical. Pode ser observado nesta figura que em torno dos 10 minutos começa surgir uma região abaixo da base da nuvem simulada com valores da velocidade vertical positivos iniciando assim o processo de ascensão da umidade presente na região. Por volta dos 18 minutos inicia-se a formação de água de nuvem, como se vê na figura VI.1.2, e desenvolve-se a formação de água precipitável e produz precipitação no solo, com valores significativos, logo em torno dos 45 minutos da simulação, conforme a figura VI.1.3.

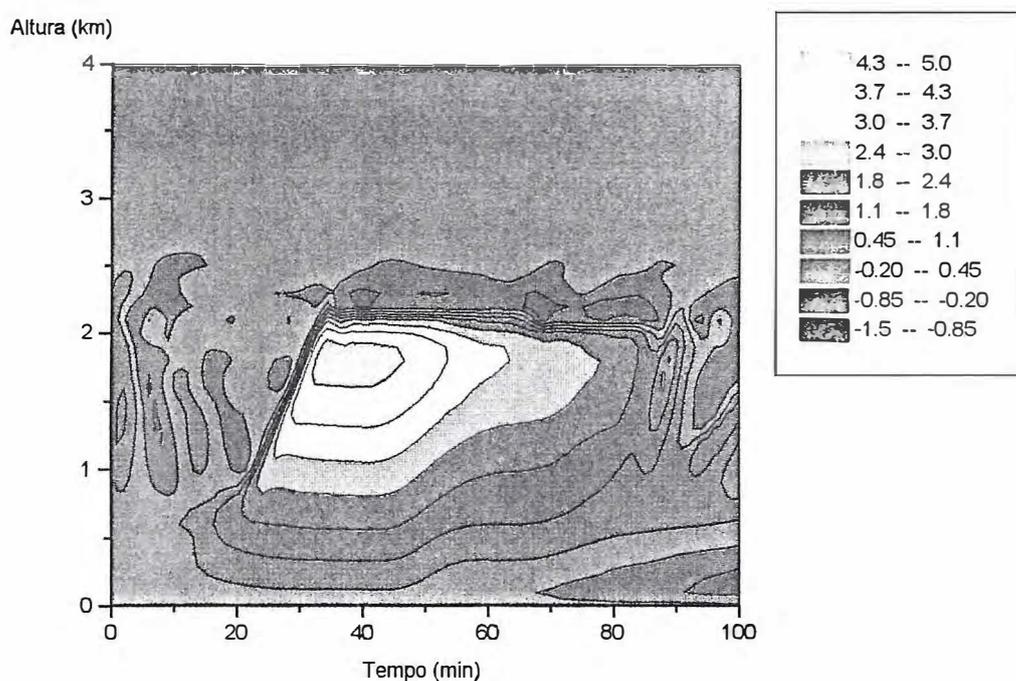


Figura VI.1.1 Mapa espaço-temporal da velocidade vertical (m/s)

Vê-se, neste caso que o valor máximo de velocidade vertical é da ordem de 5,0 m/s, coincidindo com o aparecimento da precipitação. A precipitação inicia-se ao solo com valores mais significativos por volta dos 46 minutos da simulação e alcança o valor máximo de precipitação entre os 52 e 56 minutos, com valores que estão entre 7,0 e 8,7 mm/h. Este padrão representa uma nuvem cúmulos convectiva quente, relativamente pequena com baixa

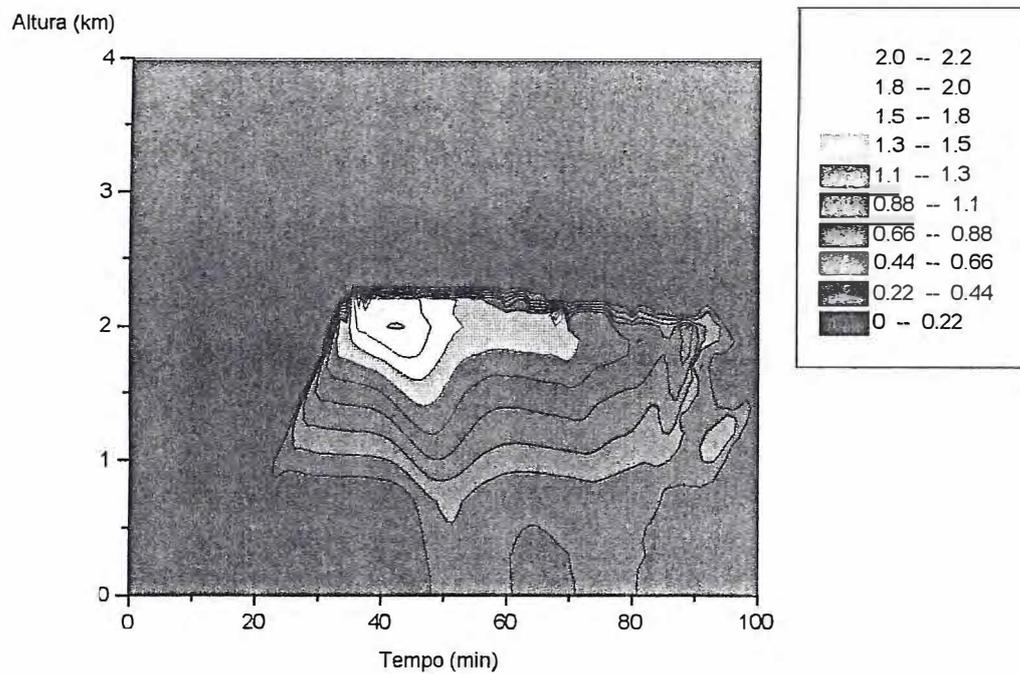


Figura VI.1.2 Mapa espaço-temporal do conteúdo de água líquida (g/m^3)

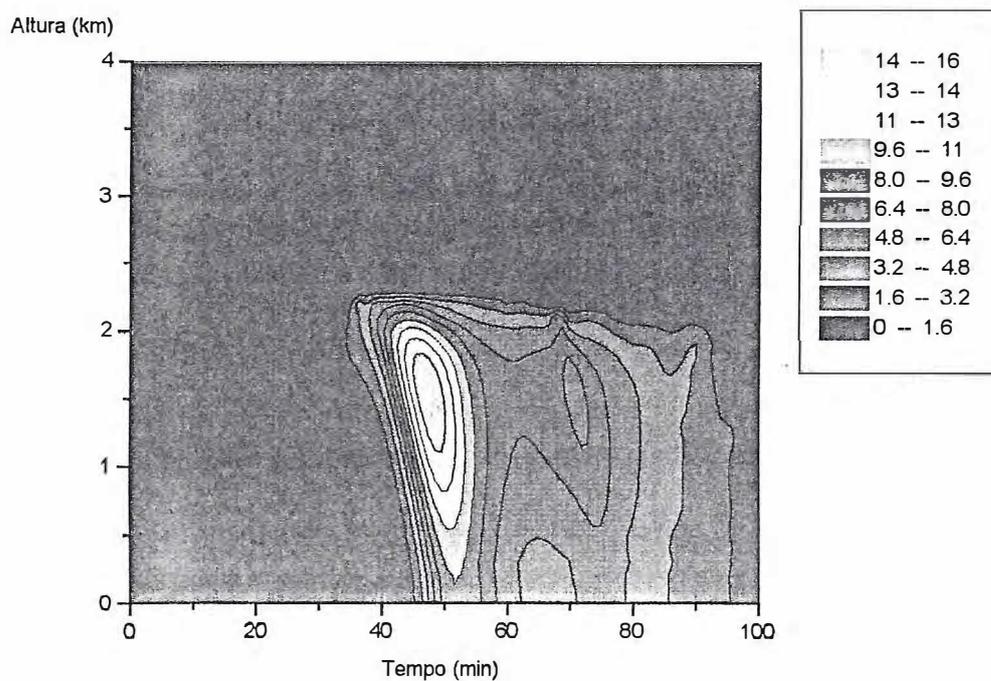


Figura VI.1.3 Mapa espaço-temporal da precipitação

produção de precipitação. Para pontos mais elevados, sobretudo dentro do ambiente da nuvem, a precipitação assume valores mais elevados, alcançando valores entre 11,0 e 12,0 mm/h. Vê-se ainda a formação de precipitação ao solo com a mesma intensidade da anterior em a um tempo posterior àquele de máximo valor.

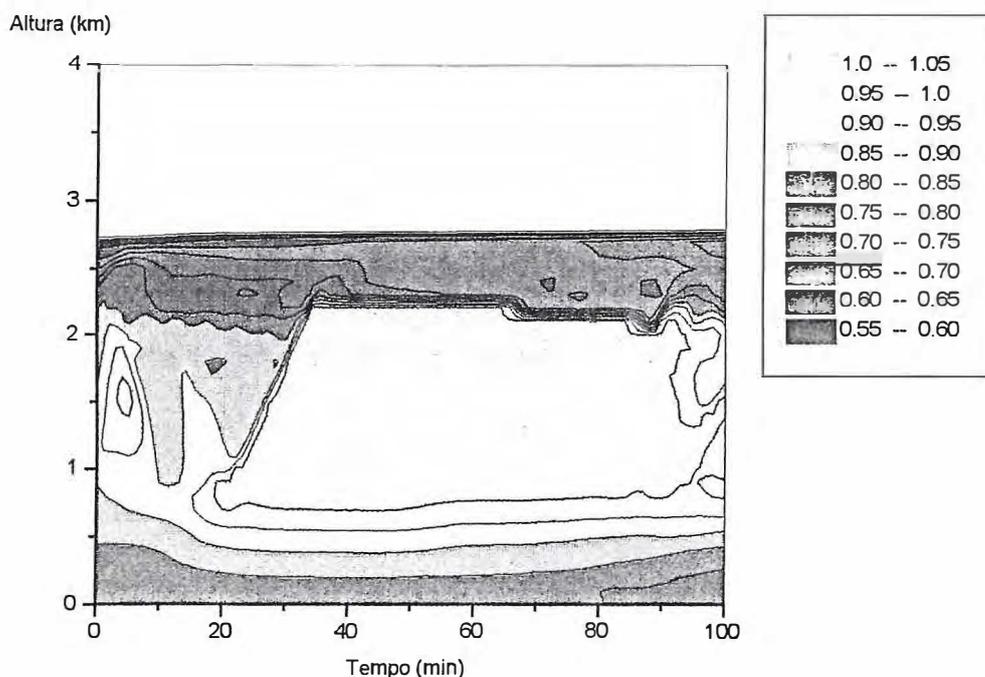


Figura VI.1.4 Mapa espaço-temporal da razão de saturação

Entretanto, entre os dois máximos, a precipitação não é interrompida, e tem-se continuamente uma precipitação que varia entre os valores de 3,5 a 5,2 mm/h. Observa-se que após o início da precipitação, o conteúdo de água líquida nos níveis próximos ao topo da nuvem diminui. Para esta simulação o topo da nuvem não ultrapassou a altura de 2,3 km, demonstrando o papel da inversão térmica, presente na condição inicial, que impede o desenvolvimento da nuvem para pontos superiores. Isto também é demonstrado pelo gráfico da velocidade vertical que apresenta valores negativos acima do topo da nuvem, Figura

VI.1.1, o que é também indicativo de evaporação para estes pontos. A base da nuvem se manteve em torno dos 800 m e o conteúdo de água líquida alcança um valor máximo em torno de $2,1 \text{ g/m}^3$, ocorrendo, principalmente, nos pontos mais elevados da nuvem durante o aparecimento da precipitação mais intensa. O gráfico de supersaturação mostra que os valores obtidos durante a simulação não são superiores a 2%, como mostrado na Figura VI.1.5.

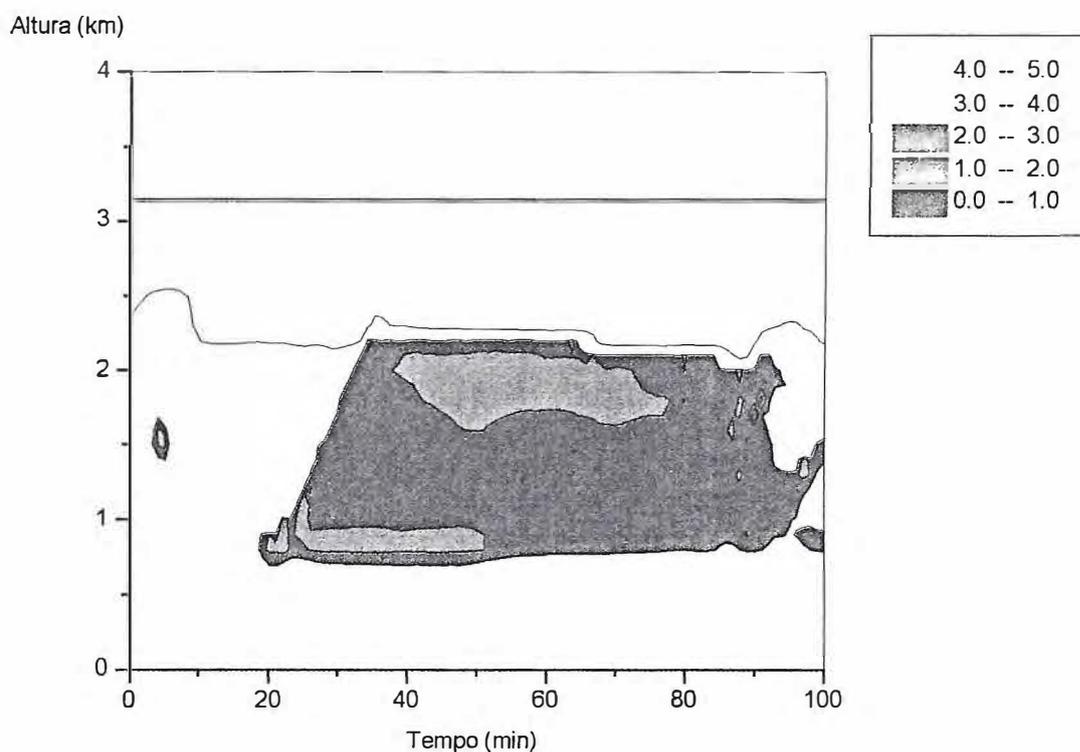


Figura VI.1.5 Mapa espaço-temporal de supersaturação (%)

Os resultados de razão de saturação obtidos são excelente em vista de simulações numéricas e do que é estimado encontrar dentro de uma nuvem natural (valores máximos de 2%) .

A Figura VI.1.6 mostra o mapa espaço-temporal dos valores de velocidade radial. Os valores de velocidade radial estão intimamente ligados à velocidade vertical pela equação da continuidade na forma anelástica. Nesta figura, pode-se observar uma divergência pelo topo da nuvem em formação, com uma convergência acontecendo por baixo da nuvem. Isto perdura até os 34 minutos quando a nuvem atinge a maturidade com o topo permanecendo em torno de 2300 metros. O fluxo para o interior da nuvem, que se caracteriza por velocidades radiais negativas, ocorre desde uma altura um pouco superior ao solo até pontos inferiores ao topo da nuvem e se inicia um pouco depois do início da parcela que deu origem a nuvem e é uma constante para quase todo o processo evolutivo da mesma.

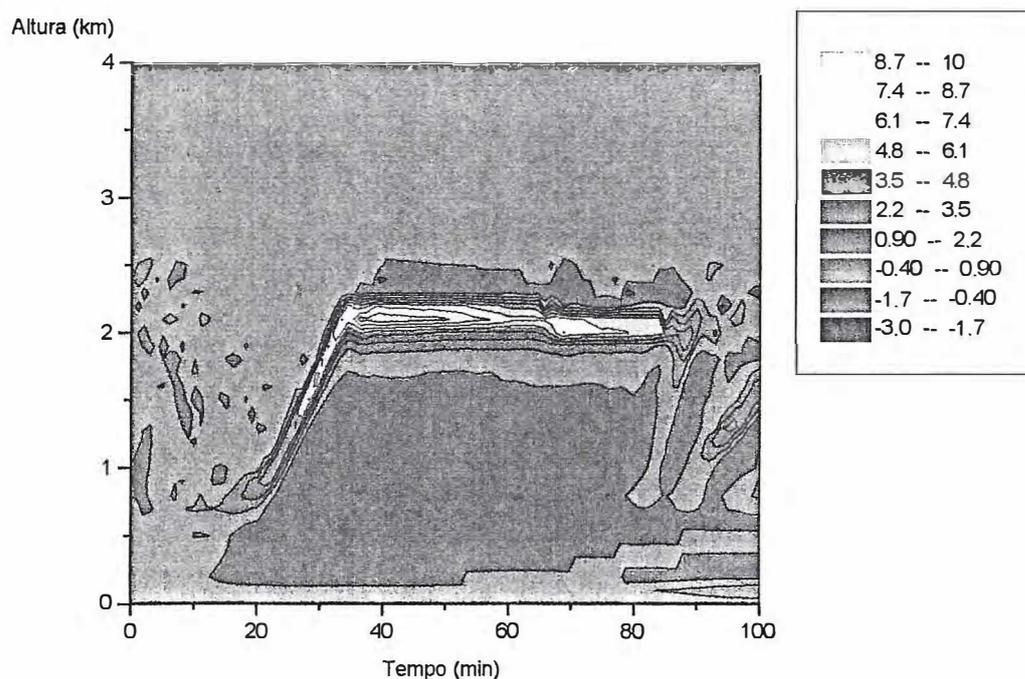


Figura VI.1.6 Mapa espaço-temporal de velocidade radial (m/s).

O máximo atingido pela velocidade radial foi de aproximadamente 10,0 m/s, ocorrendo no tempo de aproximadamente 35 minutos de simulação, coincidindo com o

máximo de velocidade vertical e também com o aparecimento do máximo de precipitação. Visto juntamente com o gráfico de velocidade vertical o gráfico de velocidade radial dá uma visualização completa da circulação que ocorre nas fronteiras da nuvem. O material que ascende dentro da nuvem e chega a seu topo sai pelas laterais, onde parte ascende novamente e parte descende penetrando dentro da nuvem. A parte que volta a penetrar na nuvem promove a mistura do ar seco externo com o ar úmido da nuvem sendo uma fonte de novos núcleos de condensação.

O gráfico de refletividade de radar, Figura VI.1.7, mostrado abaixo apresenta a quantidade de água líquida e a distribuição de gotas que é encontrada no centro da nuvem para os diversos níveis. Isto se deve ao fato de que a radiação refletida é dada pela quantidade de gotas que está presente em uma região e quanto maior for a gota, maior a quantidade de radiação refletida.

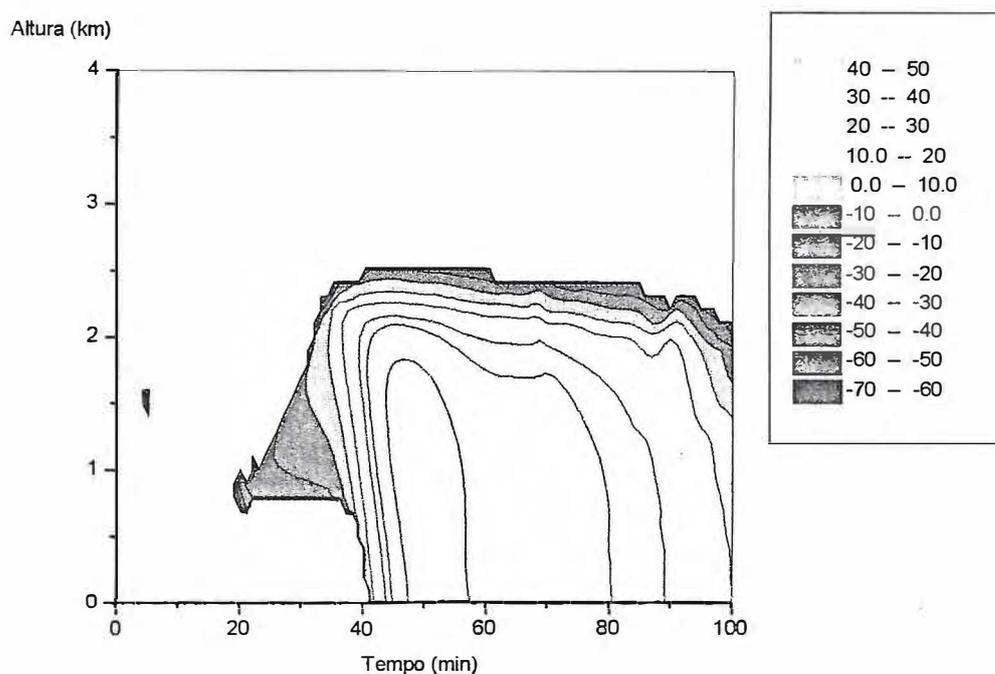


Figura VI.1.7 Mapa espaço-temporal de refletividade de radar (dB).

Na Figura VI.1.7 os valores entre -302 e -70 dB não são mostrados.

No início da formação da nuvem em aproximadamente 20 minutos e na altura de 800, metros o espectro tem características somente de água de nuvem e evolui com o passar do tempo e sob a influência dos processos microfísicos (condensação e coalescência) para água precipitável, que se estende por toda a nuvem e mesmo até o solo. Vê-se que o valor máximo da refletividade de radar chegou ao valor máximo de 50 decibéis.

Os gráficos mostrados nas figura a seguir mostram a evolução do espectro de gotas dentro da nuvem para alguns níveis selecionados. O nível de 600 metros e é mostrado a seguir:

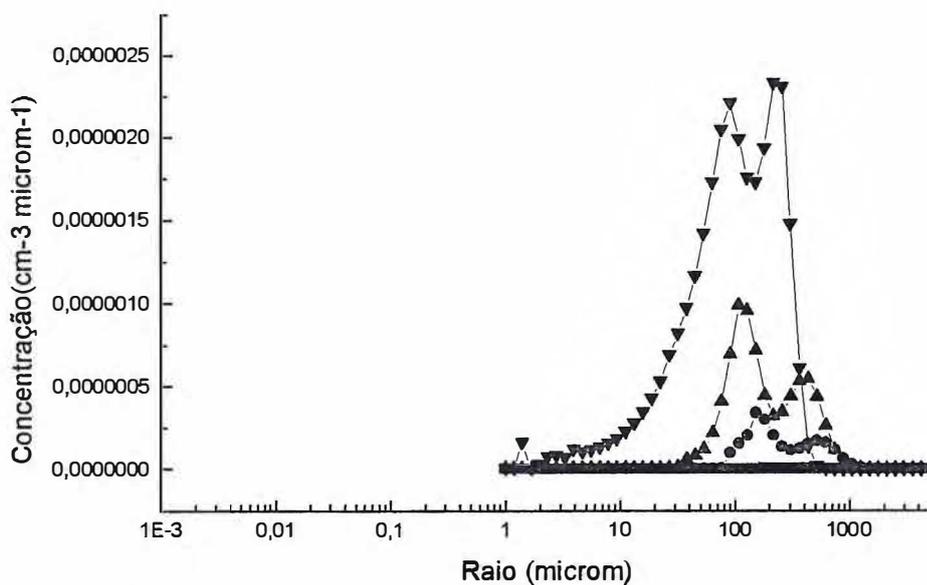


Figura VI.1.8 concentração para os tempos de 40, (quadrados), 60(bolas), 80(triângulo para cima) e 100 minutos (triângulo para baixo).

Pode-se observar no gráfico acima a presença de gotas de tamanhos médios, características de gotas de precipitação. E está explícito a existência da bimodalidade, ou seja, dois picos de concentração.

Concentração($\text{cm}^{-3}\mu\text{m}^{-1}$)

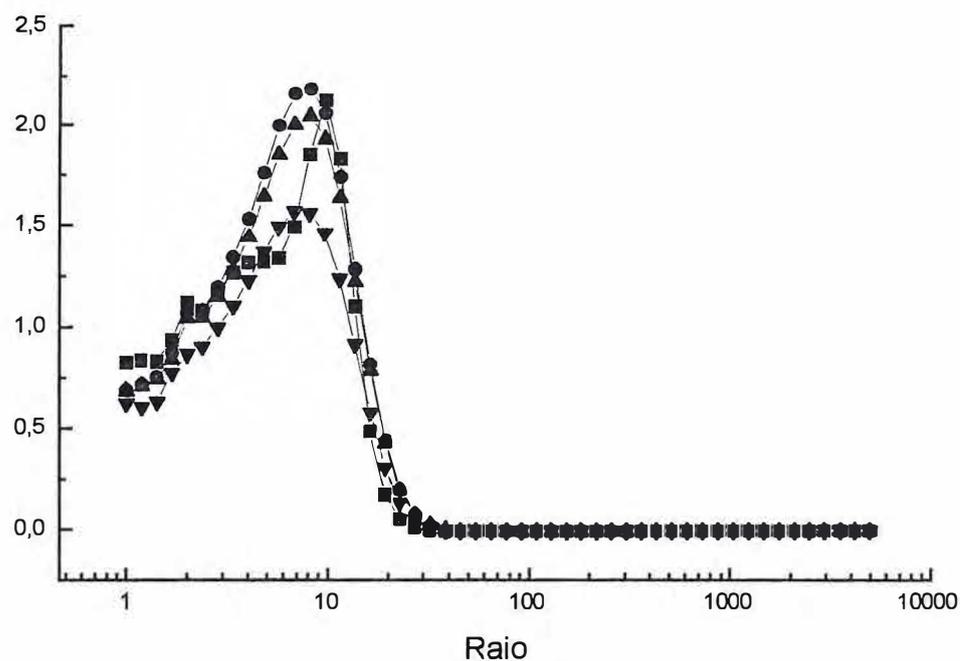


Figura VI.1.9 concentração para os tempos de 25, (quadrados), 35(bolas), 45(triângulo p'rá cima), 55 minutos (triângulo para baixo) .

A Figura VI.1.9 apresenta o espectro para o mesmo nível para os tempos de 25, 35, 45 e 55 minutos.

A Figura VI.1.10 apresenta a concentração de gotas para o nível de 1500 metros nos tempos de 35, 45 e 55 minutos. Vê-se que a concentração de gotas pequenas é grande, mostrando o número de gotas que estão sendo formadas a todo momento.

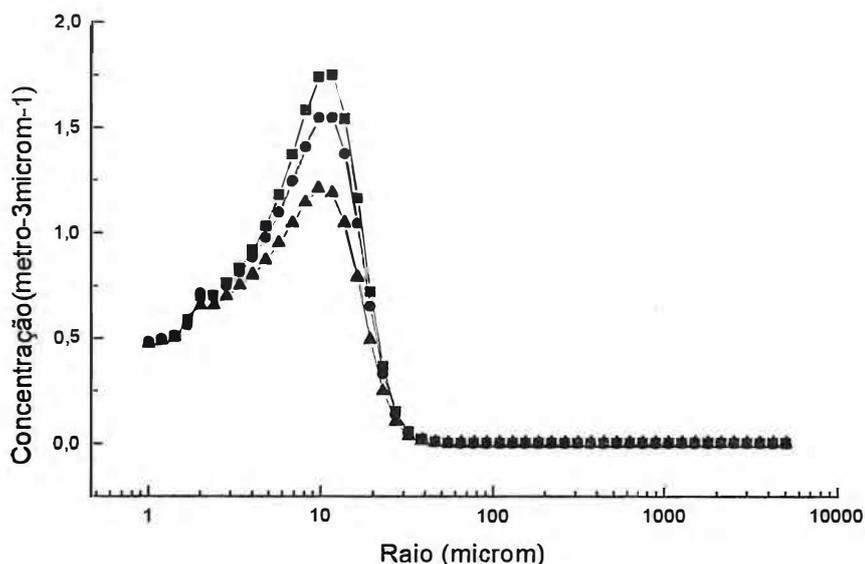


Figura VI.1.10 concentração para os tempos de 35, (quadrados), 45(bolas), 55(triângulo p'rá cima) minutos no nível de 1500 metros.

Na Figura VI.1.11 é apresentado um conjunto de dados que demonstram a evolução da função distribuição de gotas, devido tanto a microfísica quanto a dinâmica, no nível de 2000 metros para o intervalo de tempo entre 39 e 44 minutos. Vê-se no tempo de 39 minutos que a concentração de gotas pequenas é muito grande. No minuto seguinte, ou seja, aos 40 minutos, pode-se observar que o pico de concentração se desloca em direção às gotas maiores, ocorrendo o mesmo para o instante posterior, mas com menor intensidade, devido ao crescimento menos intenso das gotas maiores. Aos 42 minutos a tendência se repete mas reaparecem concentrações grandes das gotículas menores com o conseqüente aparecimento de bimodalidade. Aos 43 minutos, a concentração das gotículas menores aumenta tendo uma concentração maior ainda aos 44 minutos, o que indica o aparecimento de novas gotículas devido a nucleação.

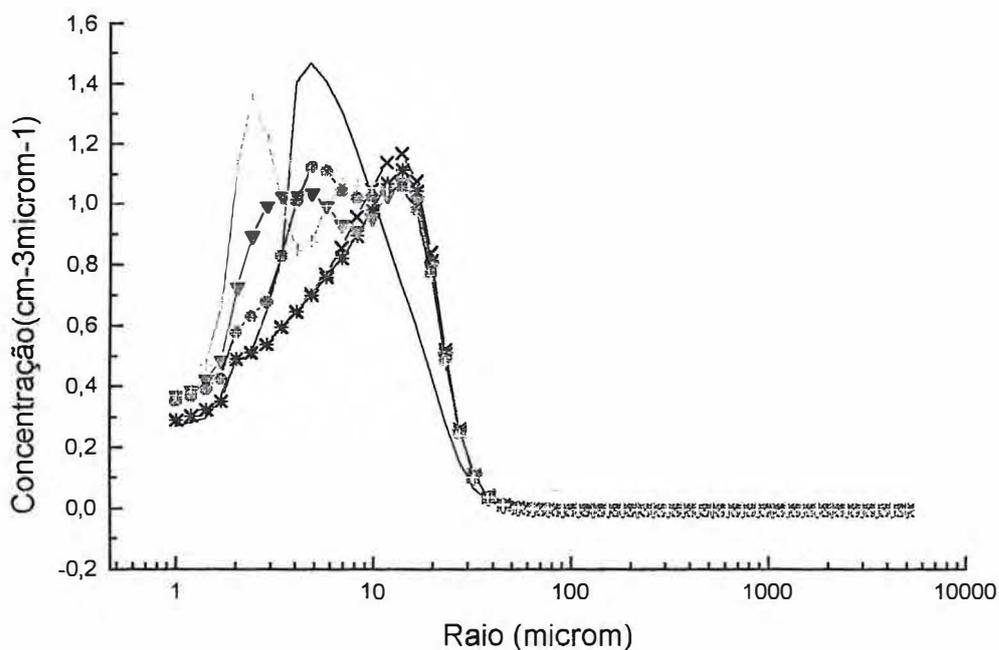


Figura VI.1.11 39 minutos(preto), 40 minutos x, 41 minutos *, 42 minutos (triângulos para baixo), 43 minutos (bola) , 44 minutos ++

VI.2 -SIMULAÇÃO II

Nesta seção será mostrado os resultados do método I quando o mesmo é inicializado com o segundo conjunto de condições iniciais, conforme dado no capítulo anterior. O valor adotado para C foi de $1,5e8 \text{ m}^{-3}$ e para k o valor de 1,0.

A Figura a VI.2.1 mostra os valores de velocidade vertical. Vê-se que inicialmente há uma pequena acomodação do ambiente interno da nuvem entre as alturas de 1000 e 3000 metros, mas logo em torno dos sete minutos de simulação inicia-se o movimento vertical que ascende a umidade que formará a nuvem.

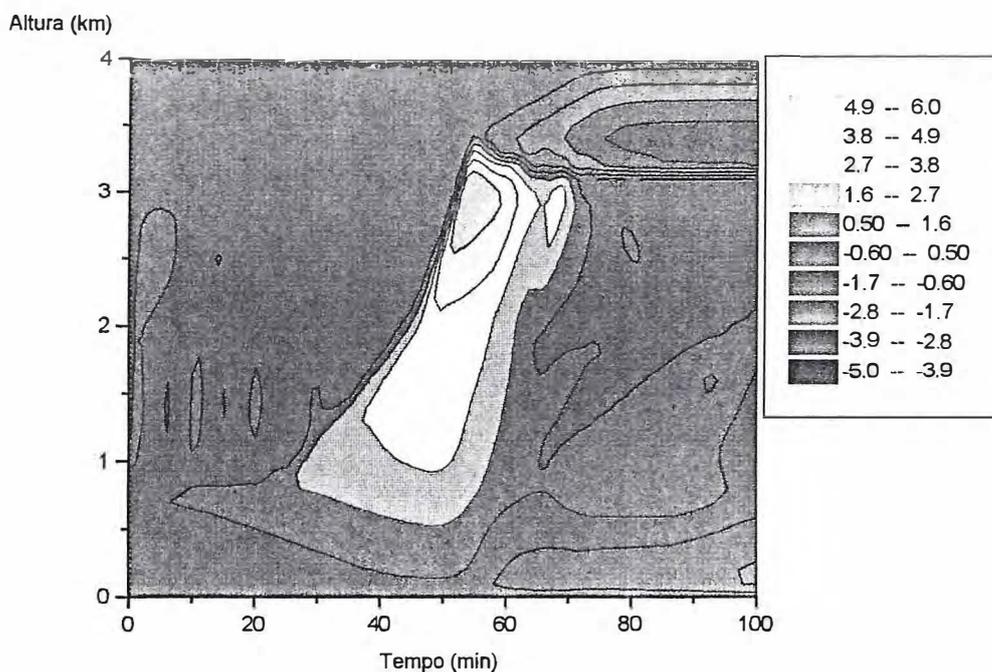


Figura VI.2.1 Mapa espaço-temporal de velocidade vertical (m/s)

Vê-se que mais ou menos aos 27 minutos há o aparecimento de água de nuvem que evolui para água precipitável em aproximadamente 25 minutos. O conteúdo de água líquida máximo foi da ordem de 2,2 gramas por metro cúbico e ocorreu em torno dos 50 minutos de simulação. A precipitação máxima no solo ocorreu aos 57 minutos da simulação. A precipitação ao solo teve duração de aproximadamente 20 minutos. O topo da nuvem foi de 3400 metros e a base se manteve em torno dos 900 metros.

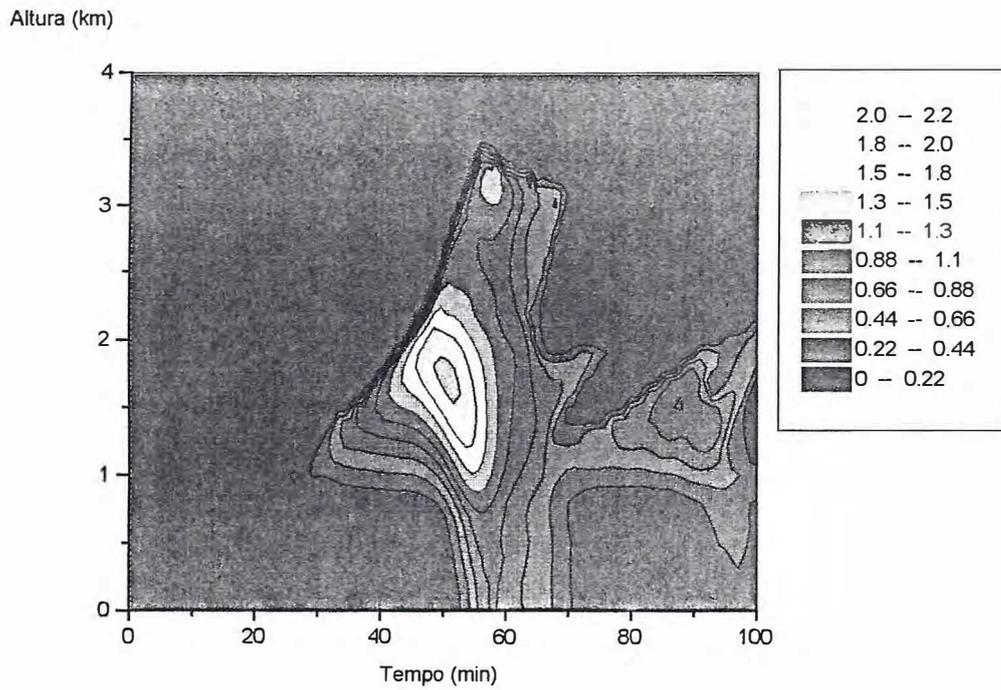


Figura VI.2.2 Mapa espaço-temporal de conteúdo de água líquida (g/m^3)

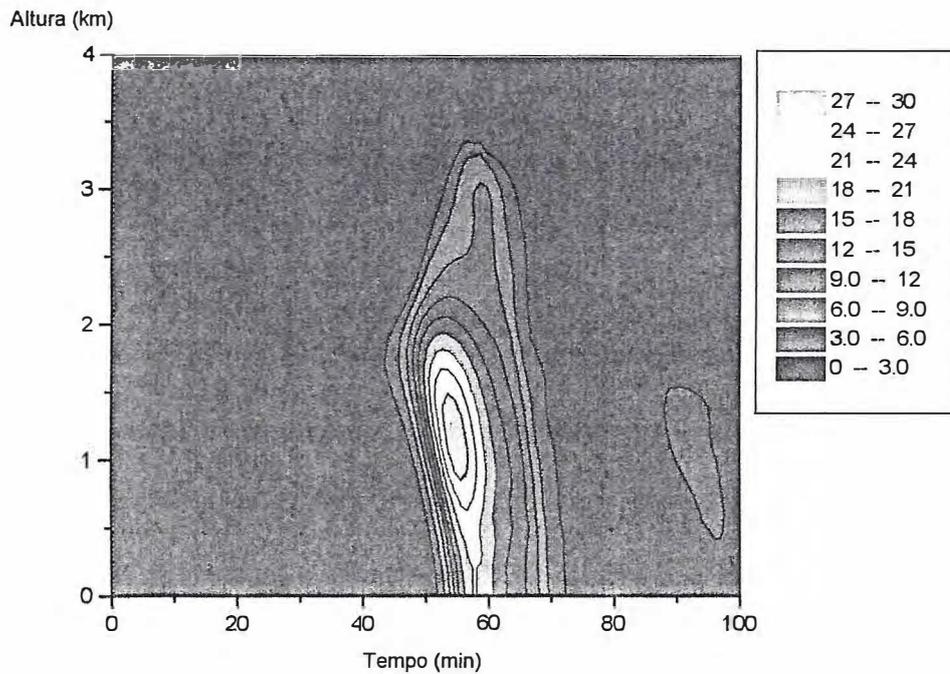


Figura VI.2.3 Mapa espaço-temporal da precipitação (mm/h)

A figura VI.2.4 dá os valores de razão de saturação para a simulação realizada

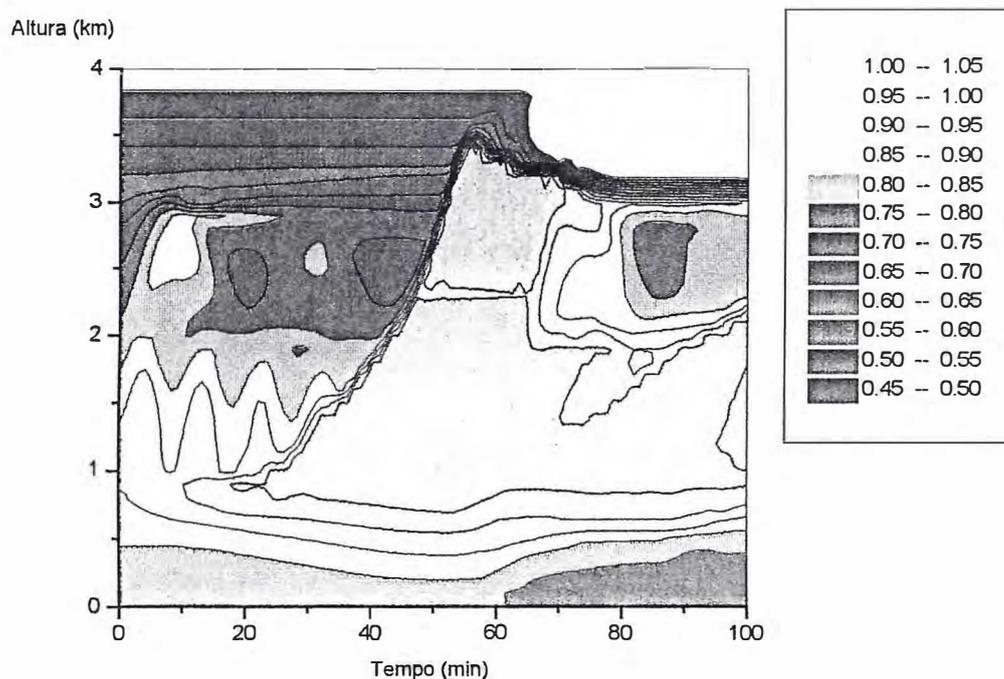


Figura VI.2.4 Mapa espaço-temporal de razão de saturação

Mais uma vez os valores de supersaturação não tendem a ultrapassar 2% uma vez que se inicia a precipitação e os valores são mostrados na figura VI.2.5 para os vários tempos de simulação. A velocidade radial assume o perfil mostrado na figura VI.2.6 e dá, juntamente com a velocidade vertical, toda a circulação que ocorre nos contornos da nuvem. O último gráfico deste capítulo, figura VI.2.7, mostra os valores de refletividade de radar para todos os tempos de simulação. Vê-se que a água precipitável se estende por quase toda a extensão da nuvem até o solo. Os valores de máxima refletividade se dão abaixo da altura de 1800 metros, determinando a posição do material precipitável.

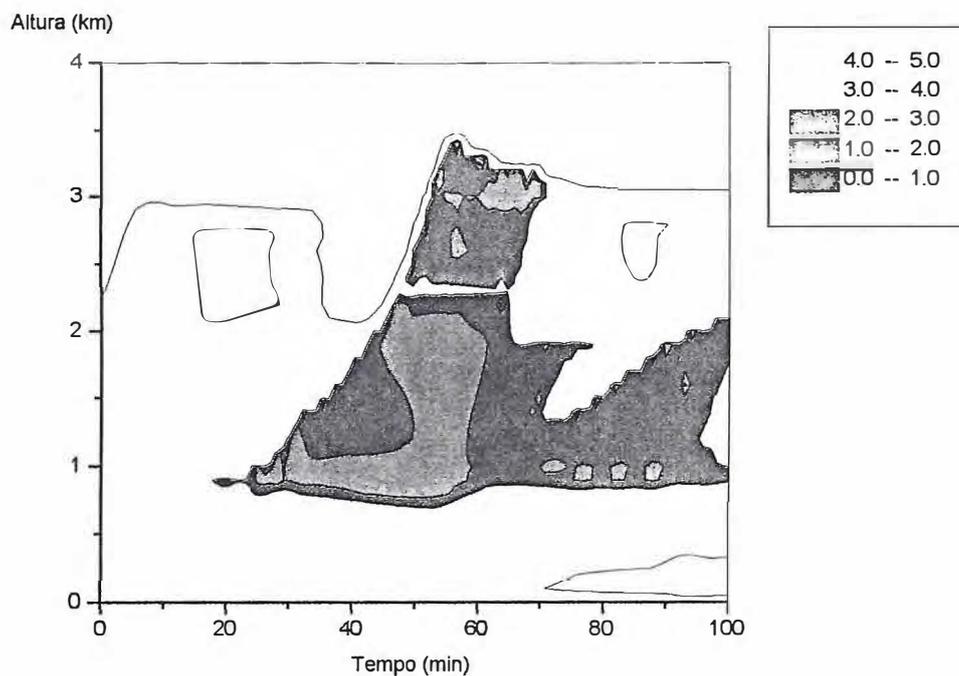


Figura VI.2.5 Mapa espaço-temporal de supersaturação

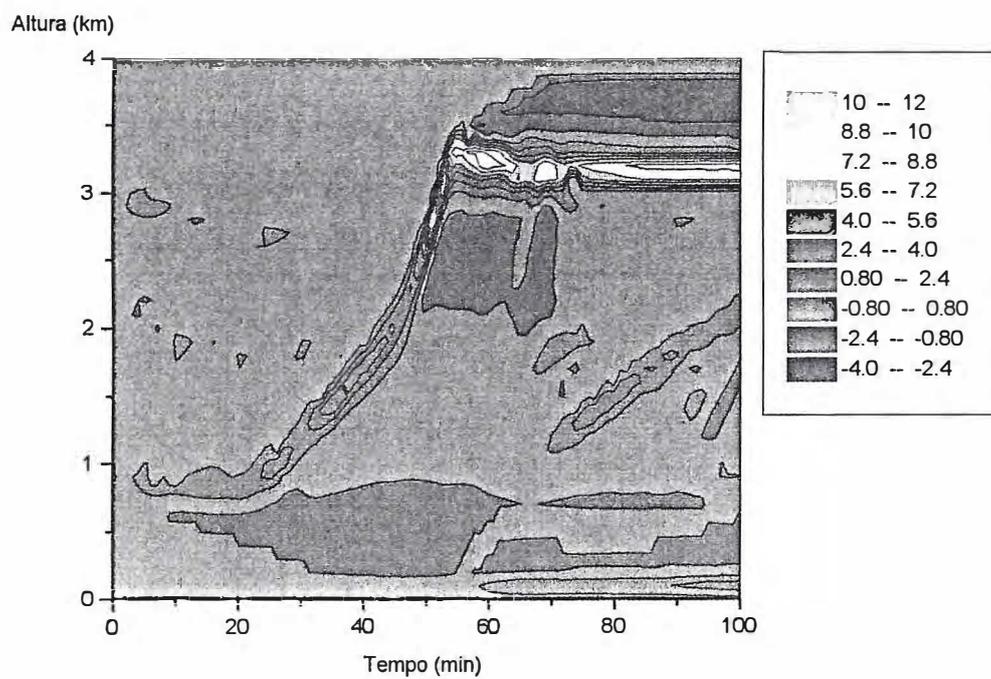


Figura VI.2.6 Mapa espaço-temporal de velocidade radial (m/s)

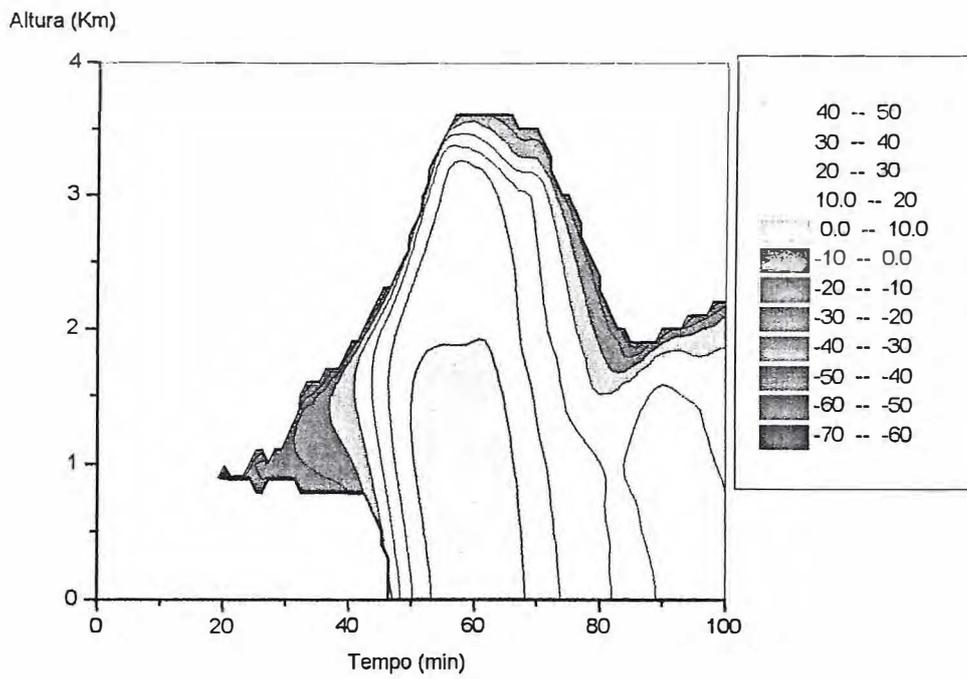


Figura VI.2.7 Mapa espaço-temporal de refletividade de radar (dB).
Valores abaixo de -70dB não são mostrados

A seguir mostraremos as simulações realizadas com o segundo modelo.

CAPÍTULO VII

RESULTADOS GERADOS COM O MÉTODO II

Neste capítulo são apresentados os resultados das simulações do método quando as equações referentes a microfísica são resolvidas utilizando-se um esquema para tratar de forma explícita a interação entre as tendências dinâmicas e microfísicas. Este método é baseado na idéia proposta por Kogan (1991), porém com algumas modificações. Novamente são mostrados os gráficos de velocidade vertical, conteúdo de água líquida, precipitação, razão de saturação e outros para as mesmas condições iniciais utilizadas no capítulo anterior. Como poderá ser visto os dois métodos, apesar de trabalharem de forma radicalmente distinta, produzem resultados similares. Este trabalho é gratificante, uma vez que neste segundo método não é necessário se resolver uma equação diferencial para a supersaturação, minimizando, assim, o número de fontes de instabilidades e economizando tempo de CPU de máquina.

VII.1 - SIMULAÇÃO I

A Figura VII.1.1 representa os valores de velocidade vertical para o centro do cilindro representando a nuvem quando o método II é inicializado com a condição inicial I mostrada no capítulo V. Vê-se inicialmente que a velocidade vertical passa por um forte transiente nos níveis entre 1000 e 2000 metros. A seguir, pode-se ver, no tempo de, aproximadamente, 10 minutos nos níveis inferiores o aparecimento da parcela que vai formar a nuvem. O campo de vento evolui e tem valor máximo de velocidade vertical da ordem de 4,5 m/s, inferior a velocidade

vertical da simulação anterior, e produz, no tempo de 18 minutos o aparecimento de água de nuvem. Observa-se a sua rápida evolução para a produção de água precipitável, culminando com o aparecimento de precipitação por volta dos 45 minutos de simulação, semelhantemente ao que ocorreu com os gráficos da simulação do capítulo anterior.

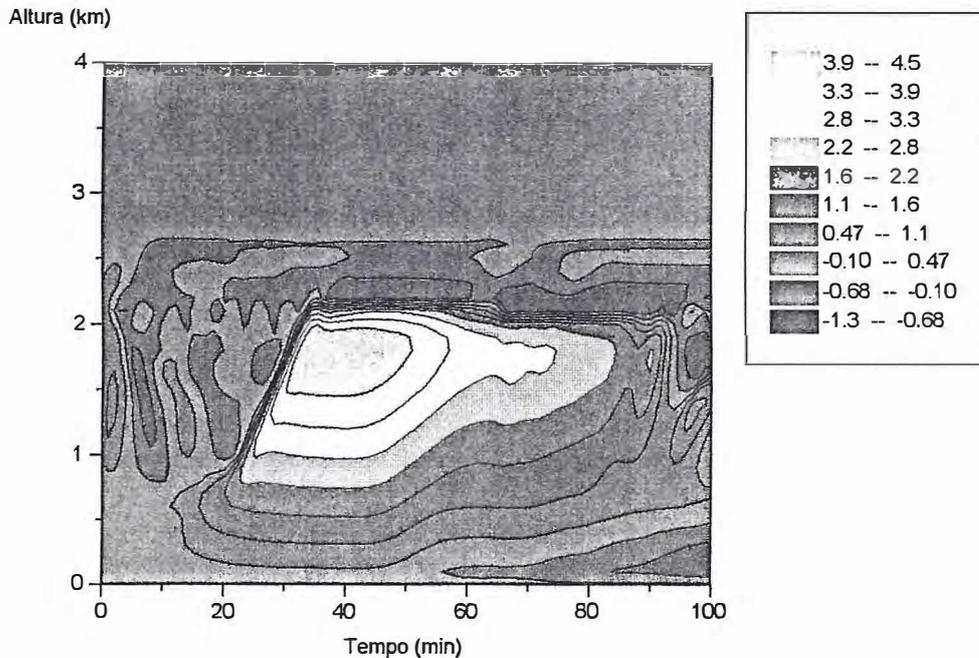


Figura VII.1. Mapa espaço-temporal de velocidade vertical (m/s).

O conteúdo de água líquida máximo foi de 2,2 gramas por metro cúbico, que é da mesma ordem de grandeza obtida na simulação do capítulo anterior. Os valores de precipitação também são semelhantes, entretanto, o segundo momento da precipitação não é tão intenso quanto aquele apresentado pelo método I, pois o tempo em que ela transcorre é bem menor como pode-se ver comparando os dois gráficos. O gráfico de conteúdo de água líquida também apresenta ligeira modificação em relação a simulação do capítulo anterior. Isto também se dá no momento em que aparece a segunda precipitação.

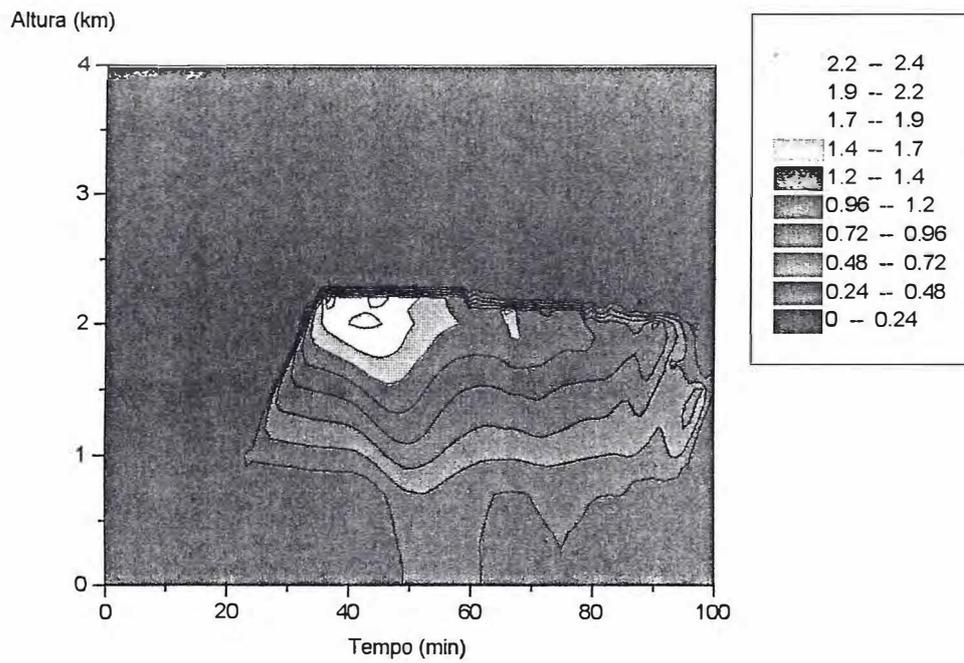


Figura VII.1.2 Mapa espaço temporal de conteúdo de água líquida (g/m^3)

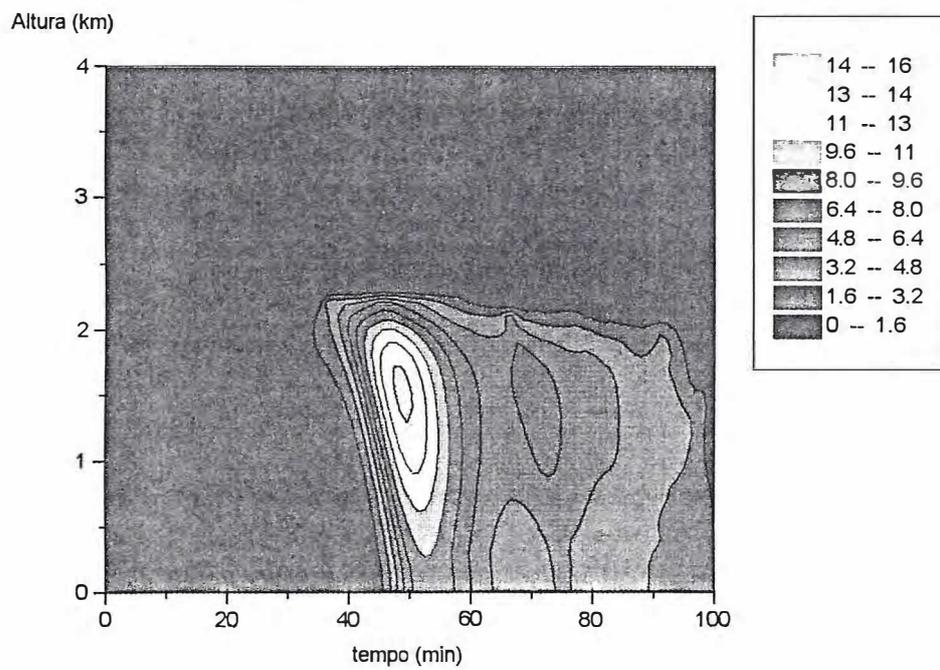


Figura VII.1.3 Mapa espaço-temporal de precipitação (mm/h)

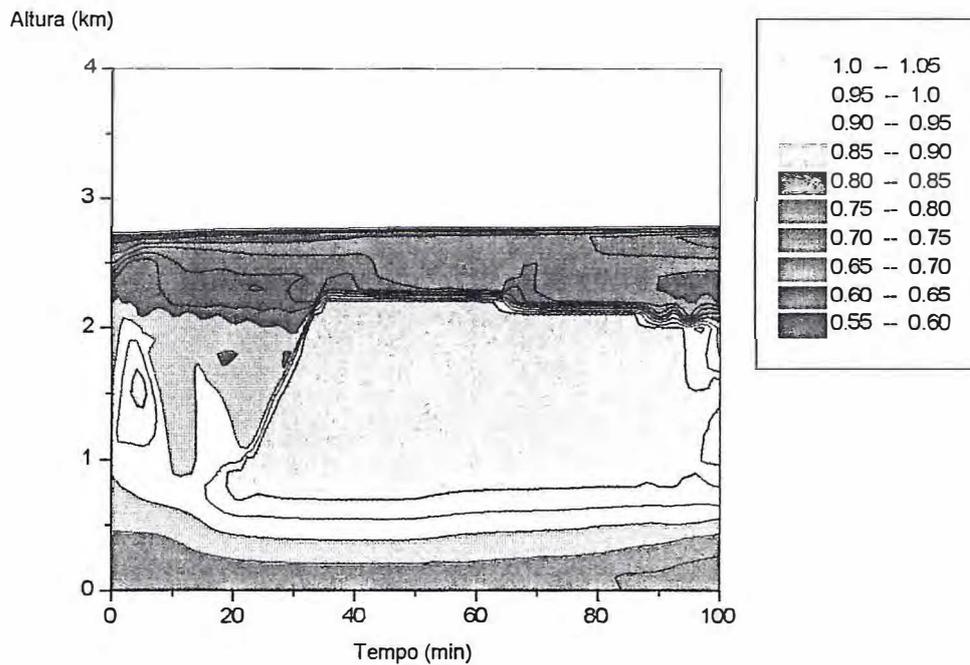


Figura VII.1.4 Mapa espaço-temporal de razão de saturação

O gráfico de razão de saturação no geral apresenta-se em acordo com aquele anterior, entretanto apresenta alguns pontos em que a razão de saturação tem valores acima de 1,02, o que corresponde a supersaturações acima de 2%. Estes valores não apareciam no gráfico da simulação do capítulo anterior, apesar de durante a evolução do sistema existirem valores acima de 2%.

Observa-se que os valores de supersaturações acima de 2% (2,01 a 2,08) aparecem nos pontos mais elevados da nuvem durante os momentos em que aparecem os máximos valores de precipitação.

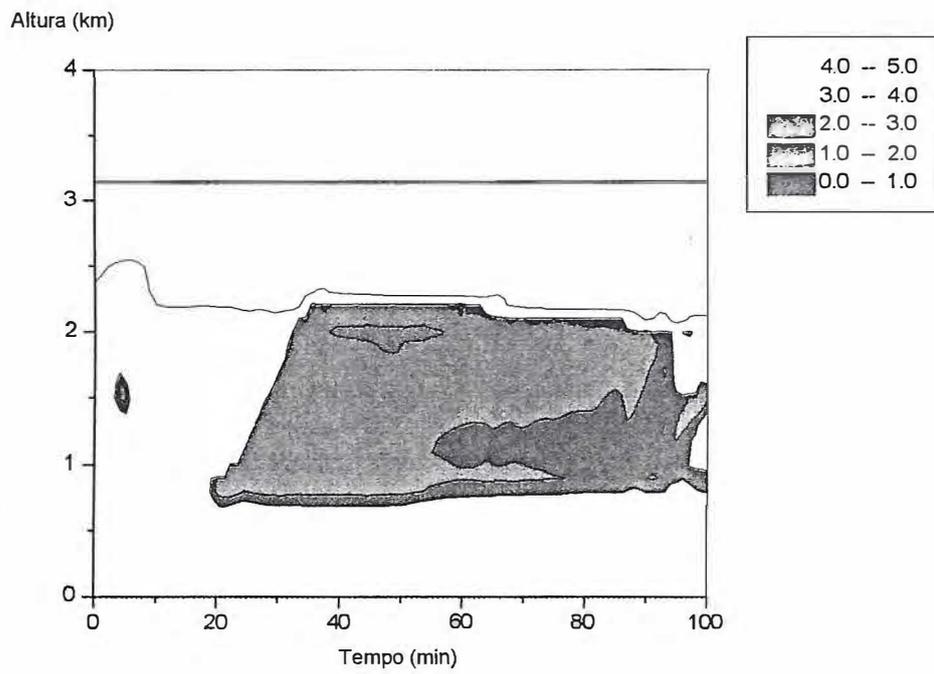


Figura VII.1.5 Mapa espaço-temporal de supersaturação

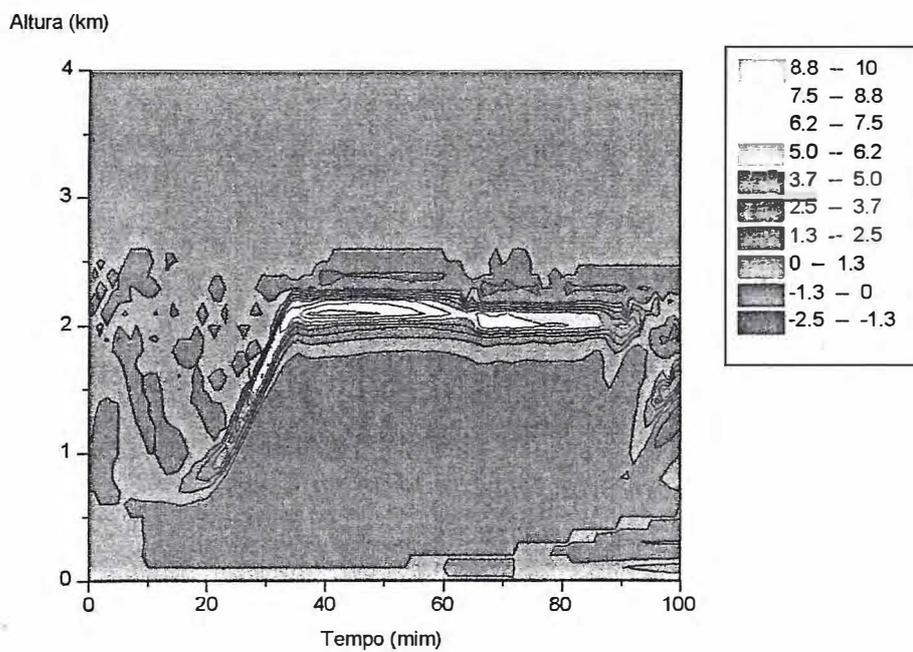


Figura VII.1.6 Mapa espaço-temporal de velocidade radial (m/s)

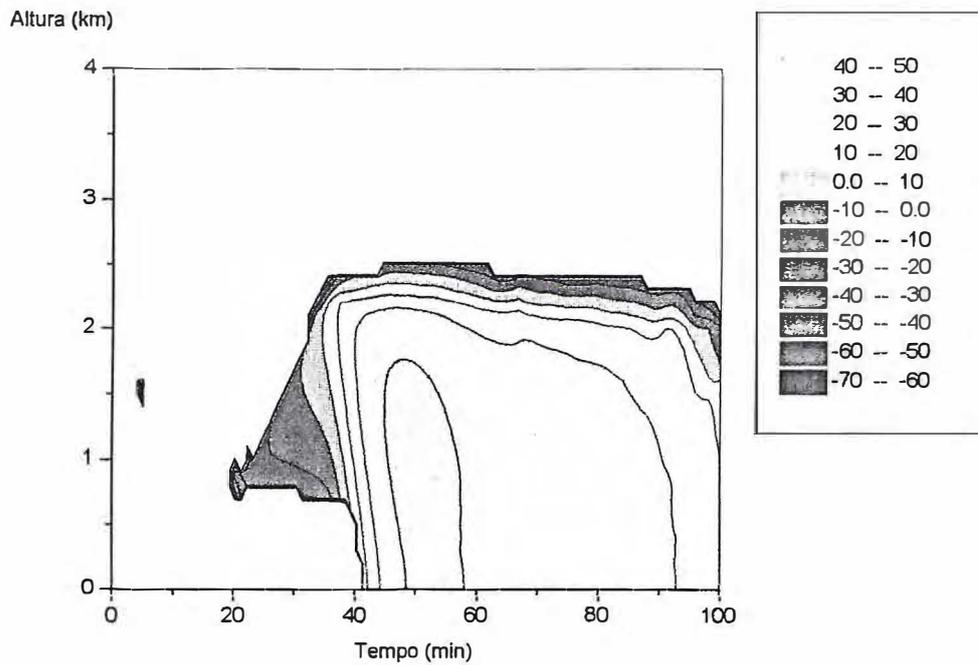


Figura VII.1.7 Mapa espaço-temporal de refletividade de radar (dB)

Os gráficos de velocidade radial e refletividade de radar está semelhante àquele mostrado na simulação do capítulo anterior. A velocidade radial máxima é um pouco menor do que a da simulação anterior estando em concordância com a menor velocidade vertical que se tem nesta simulação.

A Figura VII.1.8 mostra o espectro de gotas (função distribuição) para o nível de 600 metros nos tempos de 40, 60, 80 e 100 minutos.

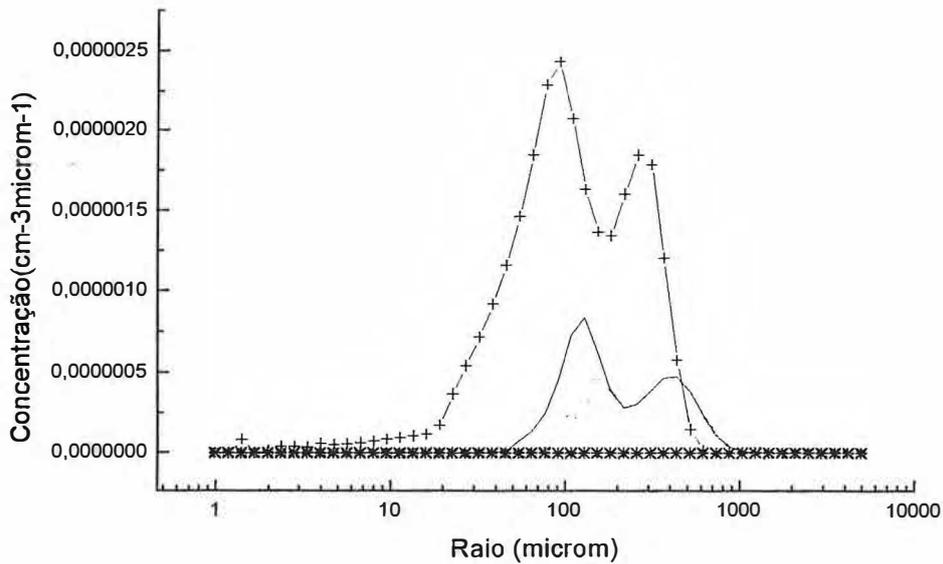


Figura VII.1.8 40(estrela), 60 (vermelho), 80 (linha preta) e 100 minutos (azul).

Observando-se o espectro mostrado acima e comparando-o correspondente do capítulo anterior pode-se ver um grande semelhança entre os dois tanto no aspecto da forma quanto na concentração. A maior diferença acontece, entretanto, para o tempo de 100 minutos da simulação. Neste tempo as gotas com raio em torno de 80 micra apareciam no gráfico do método I em menor concentração do gráfico atual. A Figura VII.1.9 apresenta a concentração de gotas para o nível de 1200 metros. Novamente, pode-se observar tanto o crescimento da concentração como o crescimento do tamanho das gotas e vê-se uma semelhança com o gráfico do capítulo anterior. A Figura VII.1.10, é também para o nível de 1200 metros, apresenta os tempos de 39, 40, 41, 42, 43 e 44 minutos de simulação

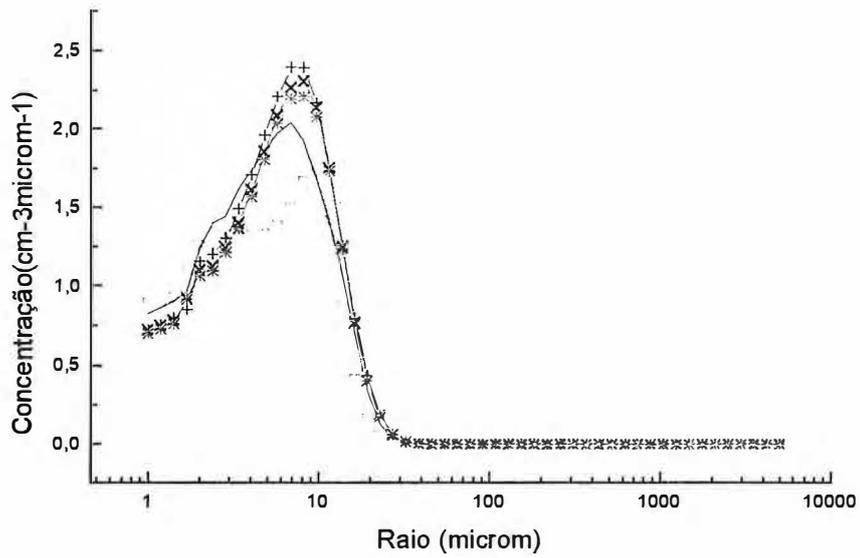


Figura VII.1.9 25 (), 26 (preto), 27 (azul), 28 (oliva, x) e 29 minutos (ciano)

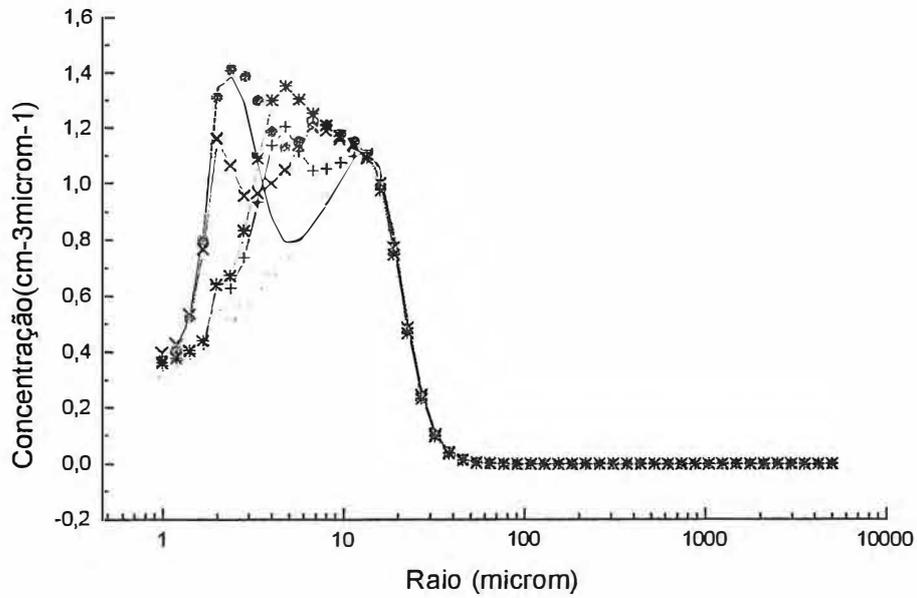


Figura VII.1.10, 39(), 40 (preto), 41 (azul), 42 (oliva, x) 43 (vinho, ⊕) e 44 minutos (ciano, *)

VII.2 - SIMULAÇÃO II

A seguir são mostrados os dados obtidos com a simulação do modelo quando se utiliza o segundo conjunto de condições iniciais do capítulo V. Nesta situação as equações da microfísica são resolvidas para as condições referentes a convecção mais profunda. Novamente, serão mostraremos os gráficos de velocidade vertical, conteúdo de água líquida, precipitação, razão de saturação, supersaturação, velocidade radial e refletividade de radar para todos os níveis considerados. Serão considerados os valores de C e k iguais a 120 cm^{-3} e 1,0, respectivamente. O valor de C foi menor do que o valor adotado para a mesma simulação do capítulo anterior. Entretanto, o que se quer mostrar nesta simulação é apenas a tendência geral do modelo em retratar de modo realista o tempo de vida de uma nuvem sob diferentes condições sinóticas.

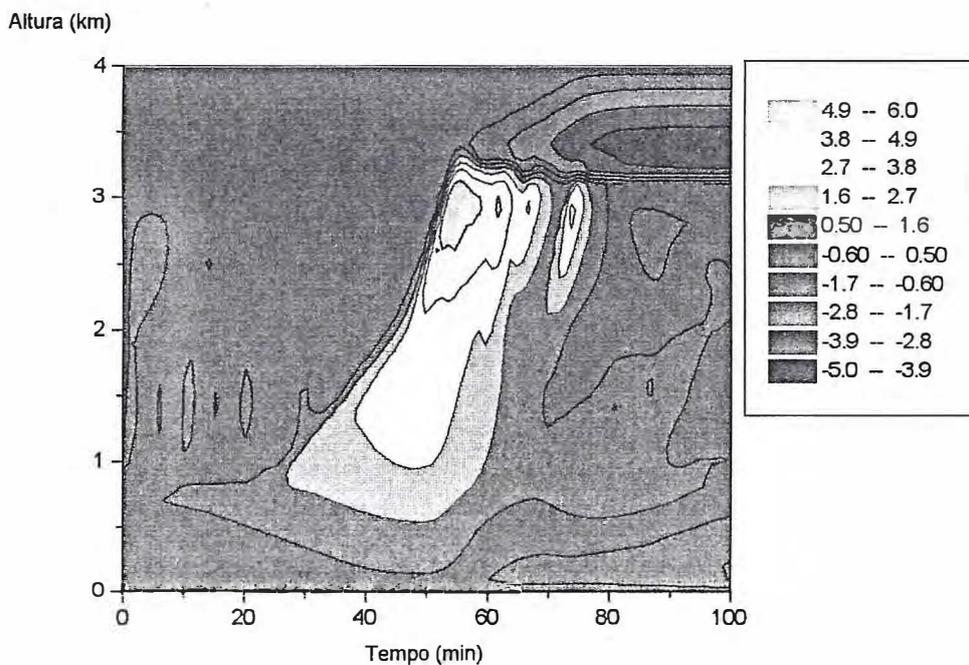


Figura VII.2.1 Mapa espaço-temporal de velocidade Vertical (m/s)

A Figura VII.2.1 representa a evolução da velocidade vertical. Inicialmente há uma pequena acomodação entre os níveis de 1000 e 3000 metros, mas aos sete minutos aparece a parcela que irá gerar a nuvem. Por volta dos 27 minutos há o aparecimento de água de nuvem que evolui para o água precipitável em aproximadamente 25 minutos, conforme pode ser visto na Figura VII.2.2. O conteúdo de água líquida máximo, entretanto, foi um pouco menor; sendo da ordem de 2,0 gramas por metro cúbico. A precipitação máxima ao solo esteve entre os valores de 20 e 22 mm/h e durou apenas 1 minuto, entre o 57^o e o 58^o minutos da simulação.

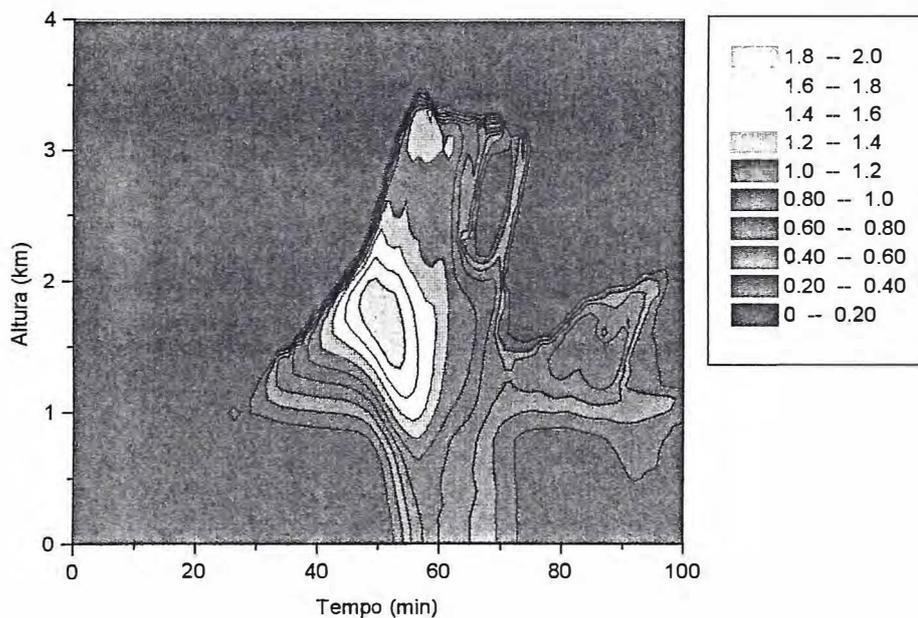


Figura VII.2.2 Mapa espaço-temporal de conteúdo de água líquida (g/m^3)

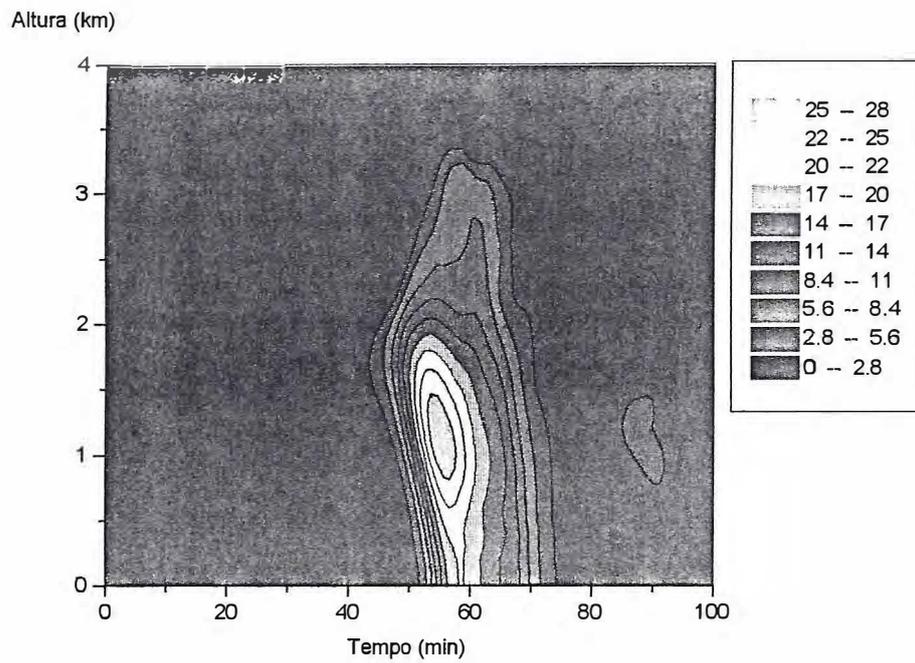


Figura VII.2.3 Mapa espaço-temporal de precipitação (mm/h)

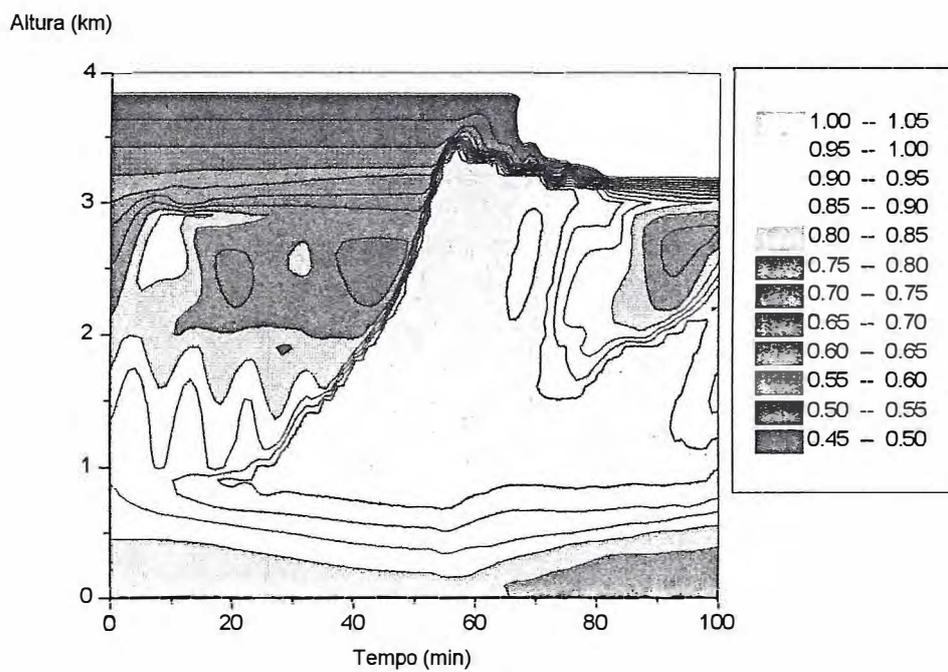


Figura VII.2.4 Mapa espaço-temporal de razão de saturação

O topo da nuvem teve altura máxima de 3400 metros e a base se manteve em torno dos 900 metros.

A Figura VII.2.4 mostra a razão de saturação para os vários níveis. Novamente os valores de razão de saturação apresentam um bom comportamento durante toda a simulação e os valores da supersaturação não ultrapassam o valor de 3% uma vez que a precipitação é iniciada. O gráfico dos valores de supersaturação é mostrado na figura a seguir. Pode-se observar valores maiores que 2% em vários pontos do gráfico, sobretudo nos pontos mais próximos ao topo.

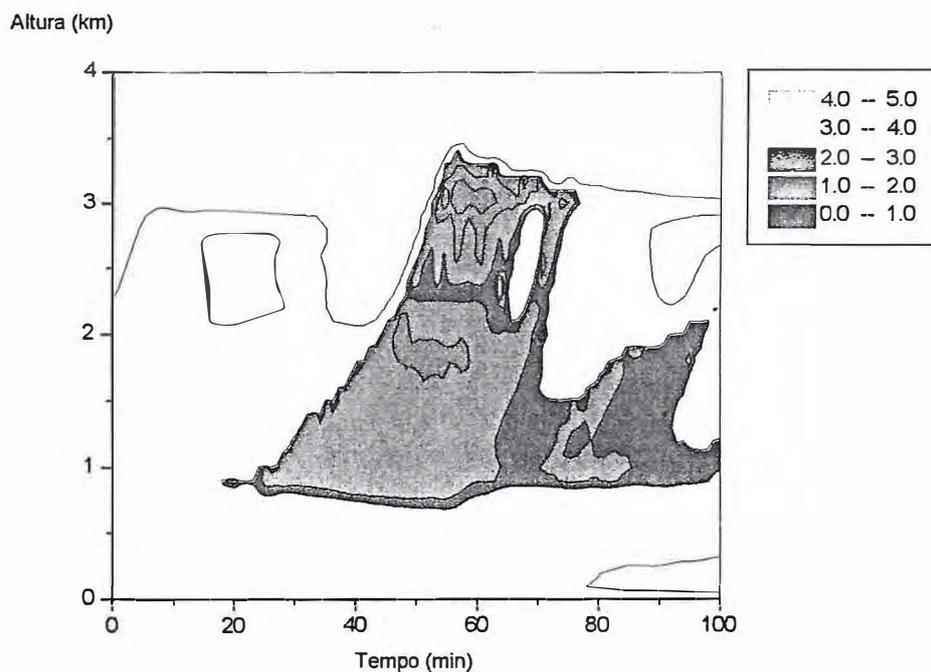


Figura VII.2.5 Mapa espaço-temporal de supersaturação

Os gráficos de velocidade radial e refletividade de radar são mostrados nas Figuras VII.2.6 e VII.2.7. O máximo de velocidade radial foi de aproximadamente 12 metros por

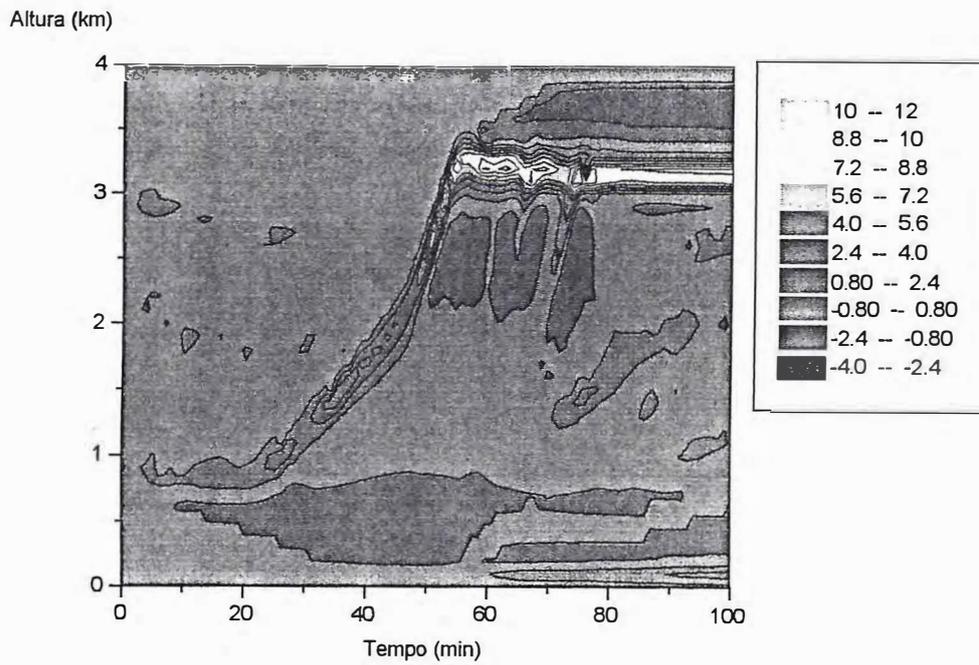


Figura VII.2.6 Mapa espaço-temporal de velocidade radial (m/s)

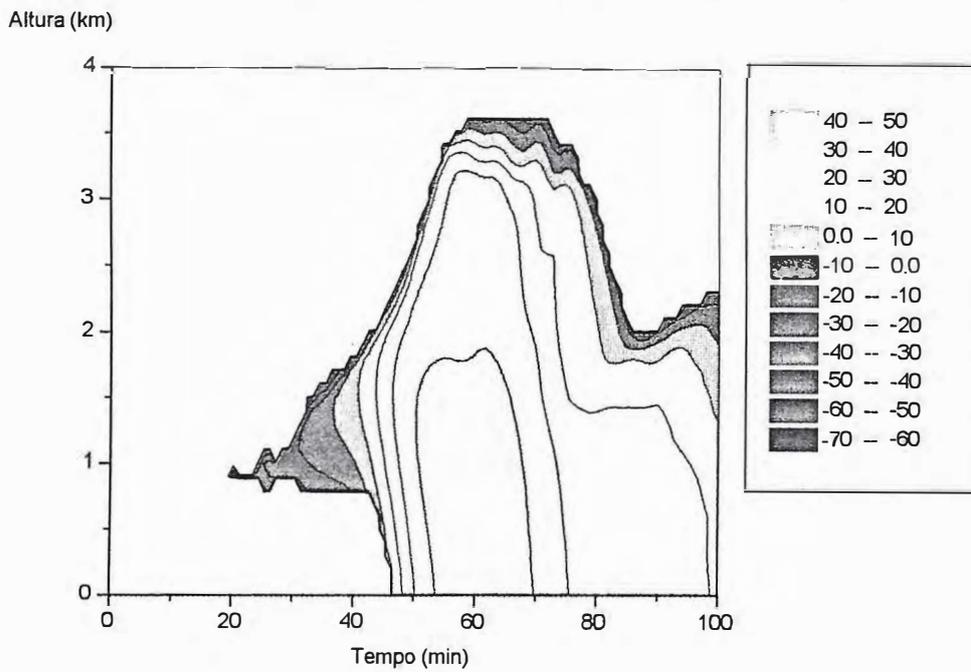


Figura VII.2.7 Mapa espaço-temporal de refletividade de radar (dB)

segundo e se deu nos pontos mais elevados da nuvem. A refletividade de radar mostra que há precipitação e, conseqüentemente, gotas grandes por toda a extensão da nuvem até o solo a partir de, aproximadamente, 60 minutos de simulação.

CAPÍTULO VIII

CONCLUSÕES

O principal objetivo deste estudo foi o desenvolvimento de um esquema microfísico explícito capaz de representar, com boa precisão e eficiência computacional, grande parte dos mecanismos físicos responsáveis pela formação de uma nuvem convectiva quente caracteristicamente marítima. Com a introdução deste novo esquema, este modelo é capaz de contabilizar, com consistência, grande parte dos processos que afetam o desenvolvimento da microfísica de nuvem quente num tempo computacional muito baixo. Esses processos microfísicos são descritos por equações cinéticas para a função distribuição de núcleos de condensação de nuvens e função distribuição de gotas de nuvem e de chuva e inclui: nucleação, condensação, evaporação, coalescência, quebra espontânea de gotas e precipitação. Um número menor de categorias de núcleos de condensação de nuvens é utilizado nesta versão do modelo.

Com este trabalho, este modelo agora apresenta valores de supersaturações bem mais próximo do que é esperado encontrar na natureza (valores abaixo de 2%) e bem próximos daqueles encontrados no trabalho de Kogan (1991).

Nesta versão do modelo o processo de nucleação não é parametrizado. A função distribuição é descrita por uma equação em que são considerados todos os processos de advecção, mistura turbulenta e entranhamento. Isto permite uma contabilização exata da provisão dos núcleos de condensação. A nova função distribuição de núcleos de condensação

também permite o cálculo exato dos processos de nucleação e condensação uma vez que fornece mais termos ligados a estes fenômenos.

O tratamento semi lagrangeano utilizado confere grande exatidão ao modelo no que diz respeito ao tratamento dos processo de condensação das gotas de nuvem.

A introdução de mais termos na equação de crescimento difusional aumenta o grau de exatidão e realismo do tratamento do processo de condensação. Entretanto, necessita-se ainda a avaliação do termo de correção F_v e também da avaliação dos termos relacionados a interação do crescimento das gotículas e a radiação solar.

A introdução de novas equações para o cálculo da supersaturação e a conseqüente necessidade de utilização de passos microfísicos, condizentes com o tempo em que se desenvolvem estes fenômenos, produzem valores de razão de saturação menores do que os valores obtidos na versão anterior do modelo, conforme Lobato(1994). Na antiga versão obtém-se valores de supersaturação em torno de 12% desde que a precipitação se inicia. Levando-se em conta o grande número de núcleos de Aitken que são ativados sob estes valores de supersaturação, deve-se supor que o problema de valores de supersaturações tão altas deve estar ligado ao tratamento da nucleação. Como a função distribuição de núcleos é bem representada no modelo, sofrendo todos os processo de advecção, mistura turbulenta e entranhamento, deve-se supor que o problema seja não só na nucleação em si, mas também na parametrização da função distribuição de núcleos.

Uma vez que os valores de supersaturação são muito sensíveis a pequenas mudanças, tanto na termodinâmica quanto na microfísica, os novos tratamentos numéricos dos

processos de nucleação, condensação e evaporação devem ser bem representados a fim de que haja uma representação do que acontece na natureza, ou seja, dentro de uma nuvem real.

Estes novos tratamentos também aumentam o potencial do modelo em simular as condições reais medidas. As condições sinóticas medidas no vôo experimental do avião laboratório da FUNCEME em 22/06/94 produziam nuvens de baixo topo e com longo período de vida, assim como as que se vê nos tempos de precipitação das simulações. Por outro lado, a simulação com os resultados da sondagem que apresenta inversão térmica na altura acima de 3000 metros, e que deve apresentar tempo de vida bem menor que a anterior, foi bem representada pelo modelo.

Um fato evidente, que surge durante o trabalho de desenvolvimento de subrotinas ligadas ao cálculo da supersaturação, é a constante presença de instabilidades numéricas. Isto dificulta enormemente o trabalho de representação numérica dos fenômenos físicos ligados ao processo de condensação e evaporação de gotículas dentro de uma nuvem.

Ficou evidente deste estudo que o tratamento correto do processo de nucleação é fundamental para que se diluam os problemas de ordem numérica relacionados à necessidade de um perfeito entrosamento entre as escalas temporais ligadas a dinâmica e a microfísica. Além deste fato, o tratamento da nucleação precisa ser realizada de forma muito criteriosa, em vista da grande competição pelo vapor d'água supersaturado presente na região da nuvem, pois isto se constitui em mais uma fonte de problemas na geração de erros numéricos. Pode-se acreditar que o tratamento feito neste trabalho está em perfeita sintonia com o que é esperado ocorrer numa nuvem natural. Contudo, é possível melhorar ainda mais este tratamento. O que se espera realizar em trabalhos futuros.

A utilização do termo Cs^k , a cada nível, para escolher o percentual de núcleos de condensação de nuvens presentes para nuclear, é aparentemente uma boa escolha. Contudo, há a necessidade de uma melhor definição daqueles termos uma vez que é preciso conhecer melhor a sua distribuição com a altitude, nas regiões onde as nuvens se formam. Isto significa que é necessário uma melhor adequação da quantidade de núcleos que podem ser ativados em um dado nível, uma vez que a concentração destes núcleos cai exponencialmente com a altura. É evidente que o número de núcleos ativados dependerá da concentração sua concentração como função da altura e da supersaturação presente em dado nível. Neste caso o termo de proporcionalidade C no modelo deve ser uma função da altura para que se possa ter uma melhor representação do número de núcleos ativados.

Finalizando, pode-se dizer que foi conseguido, não sem grande esforço, desenvolver dois métodos de nuvens, simplificados do ponto de vista dinâmico, porém com um alto grau de precisão no tratamento da microfísica. A importância do segundo método deve ser ressaltada por o mesmo ser bem mais simples do ponto de vista computacional que o primeiro e também por ter sido possível representar com a mesma precisão que este a nuvem simulada. Como perspectiva para trabalho futuro, este trabalho vai ser fundamental para uma melhor representação das parametrizações que serão implementadas na microfísica do modelo de meso-escala europeu Meso-NH.

REFERÊNCIAS:

- Árnason, G., and P. S. Brown, Jr., 1971: Growth of cloud droplets by condensation: A problem in computational stability. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 72 -77
- Árnason, G., P.S. Brown and R.T. Chu, 1969: Numerical simulation of the macrophysical and microphysical processes of moist convection. Proc WMO/IUGG Symp. On Numerical Weather Prediction, Tokyo
- Árnason, G. and R.S. Greenfield, 1971: Micro- and macro-structures of numerically simulated convection clouds. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 342 - 367.
- Asai, T. and A. Kasahara, 1967: A theoretical study of the compensating downward motions associated with cumulus clouds. *J. Atmos.Sci.*, **24**, 487 - 496.
- Berry , E. X. et all, 1967: Cloud drop growth by condensation. *J. Atmos. Sci.*, **24**, 688 - 701.
- and R. L. Reinhardt, 1974a: *J. Atmos.Sci.*, **31**, 1814
- Bleck, R., 1970: A fast, approxiamtive method for integrating the stocastic coalescence equation. *J. Geophys. Res.*, **75**, 5165 - 5171.
- Bott, A., U. Sievers and W. Zdunkowski, 1990: A radiation fog model with a detailed treatment of the interaction between the radiative transfer and fog microphysics. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2153 - 2166
- Brazier-Smith, P. R., S. G. Jeennings, and J. Latham, 1973: Raindrop interaction and rain fall rates within clouds. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **99**, 260 -272.
- Clark, T. L. , 1973: Numerical modeling of the dynamics and microphysics of warm cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 857 - 878.
- Chen, J-P and D. Lamb, 1992a: The effect of cloud microphysics on the composition of rain. Precipitation scavenging and atmospher-surface exchange, S.E. Schwartz and W.G.N. Slinn, Eds., Hemisphere, 51 - 62
- and -----, 1992b: The evolution of saturation ratio. Preprints, 11th Int. Conf. On Clouds and precipitation, Montreal, Canada, ICCP/IAMAP, 322 - 325.
- Cooper, W. A., 1989: Effects of the variable droplet growth histories on droplet size distribution. Part I. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1358 - 1367.

Chen, J-P , 1993: Prediction of saturation ratio for cloud microphysical models. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 1332 - 1338.

Davis, R., 1985: Response of cloud supersaturation to radiative forcing. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 2820 - 2825.

Fitzgerald, J. W., 1974: Effects of aerosol composition on cloud droplet size distribution: A numerical Study. *J. Atmos. Sci.* **31**, 1358 - 1367.

Hall, W.D., 1980: A detailed microphysical model within a two-dimensional dynamical framework: model description and preliminary results. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2486 - 2507.

----- and Pruppacher, 1977: *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1995.

Hocking, L. M., 1959: The collision efficiency of small drops. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **85**, 574 - 577.

Holton, J. R., 1973: A one-dimensional cumulus model including pressure perturbation. *Mon. Wes. Rev.* **101**, 201 - 205.

Houghton, H. G. and H. E. Cramer, 1951: A theory of entrainment in convective currents. *J. Meteor.* , **8**, 95 - 102.

Howell, W.E., 1949: The growth of cloud drops in uniformly cooled air. *J. Meteor.*, **6**, 134 - 149

Ivanova, E. T., Y. L. Kogan, I. P. Mazin and M. S. Permyakov, 1977: Method of parameterizing the condensation process of droplet growth in numerical model. *Izv, Akad. Sci. USSR, Atmos. Ocean Physics*, **35**, 821 - 826.

Kessler, E., 1967: On the continuity of the water substance. *E. Tech. Mem. IERTM - NSSL33*

-----, 1969: On the distribution and continuity of the water substance in atmospheric circulation. *Meteor. Mon.* **10**

Kogan, Y. L. , 1979: Spatial and time evolution of warm cumulus cloud in three-dimensional numerical model. *Izv, Akad. Sci. USSR, Atmos. Ocean Physics*, **15**, 644 - 650.

-----, 1978: A three-dimensional numerical model of a liquid-drop cumulus cloud that takes account of microphysical process. *Izv, Akad. Sci. USSR, Atmos. Ocean Physics*, **14**, 617 - 623.

-----, 1991: The simulation of a convective cloud in a 3-D model with explicit microphysics. Part I: model description and sensitivity experiments. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 1160 - 1189.

Komabayasi, M., T. Gonda, and K. Isono, 1964: Life time of water drops before breaking and size distribution of fragment droplets. *J. Meteo. Soc. Japan*, **42**, 330 - 340.

Kovetz, A. and B. Olund, 1969: The effect of coalescence and condensation on rain formation in a cloud of finite vertical extent. *J. Atmos. Sci.*, **26**, 1060 - 1065.

Lobato, R. M.F., 1994: Simulação unidimensional completa de uma nuvem quente. Dpto. de Física, UFC, dissertação de mestrado.

Lilly, D. K., 1962: On the numerical simulation of buoyant convection. *Tellus*, **14**, 148 - 172.

Mason, B. J., 1969: some outstanding problems in cloud physics - the interaction of microphysical and dynamical process. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **95**, 449 - 485.

-----, 1971: *The physics of clouds*, Clarendon Press, Oxford, 125 - 150.

Mordy, W., 1959: Computation of the growth by condensation of a population of cloud droplets. *Tellus*, **11**, 16 - 44

Neiburger, M. and C.W. Chien, 1960: computations of the growth of clouds droplets by condensation using a electronic digital computer. *Physics of precipitation*, Washington, D.C., Amer. Geophys. Union, 191 - 210

Ogura, Y. and N.A. Phillips, 1962: A scale analysis of deep and shallow convective in the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **19**, 173 - 179.

Ogura, Y., 1963: The evolution of a moist convective element in a shallow, conditionally unstable atmosphere: a numerical calculation. *J. Atmos. Sci.*, **20**, 407 - 424.

Ogura and Takahashi, 1973: The development of warm rain in a cumulus model. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 262 - 277.

Ochs, H. T., III, 1978: Moment-conserving techniques for warm cloud microphysical computation . Part II: model testing and results. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1959 - 1973.

----- and C.S. Yao, 1978: Moment-conserving techniques for warm cloud microphysical computation. Part I: numerical Techniques. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1947 - 1958.

- Paluch, I.R., and C.A. Knight, 1984: Mixing and evolution of cloud droplet size spectra in a vigorous continental cumulus. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 1801 - 1815.
- Palitovich, M.K., and W.A. Cooper, 1988: Variability of the supersaturation in cumulus cloud. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1651 - 1664.
- Soong, S., 1974: Numerical simulation of warm rain development in a axisymmetric cloud model. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1262 - 1285
- Robinson, N. F., 1984: The efficient numerical calculation of condensational cloud drop growth. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 698 -700.
- Rogers, R. R. and M. K. Yau, 1989: A short Course in cloud physics. Pergamon Press. Great Britain, 293.
- Squires, P., 1952: the growth of cloud drops by condensation, general characteristics. *Aust. J. Sci. Res.*, **A5** , 66 - 86
- and Twomey, S., 1966: A comparison of cloud nucleus measurements over Central North America and the Caribbean Sea. *J. Atmos. Sci.*, **23**, 401 - 404.
- Takahashi, T., 1975: tropical showers in a axi-symmetric cloud model . *J. Atmos. Sci.*. **32**, 1318 - 1330
- Takahashi, T., 1973 - 1975: Study of warm rains . Part I, II. *J. Atmos. Sci.*
- Tzivion, S., G. Feingold and Z. Levin, 1987: An efficient numerical solution to the stochastic collective equation. *J. Atmos.Sci.*, **44**, **21**, 3139 - 3149.
- Twomey, S., and T. A. Wojciechowski, 1969: Observation of the geographical variation of cloud nuclei. *J. Atmos. Sci.*. **26**, 684 - 688
- Warner, J., 1969: The microstructure of cumulus cloud: Part II. The effect on droplet size distribution of the cloud nucleus spectrum and updraft velocity. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 1272 - 1282.