

**SIMULAÇÃO UNIDIMENSIONAL COMPLETA DE UMA NUVEM
QUENTE**

REGINA MÁRCIA FRAGA LOBATO

ORIENTADOR: Dr. Antonio José da Costa Sampaio

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

**UNIVESIDADE FEDERAL DO CEARÁ
FORTALEZA-FEVEREIRO/1994**

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação

Universidade Federal do Ceará

Sistema de Bibliotecas

Gerada automaticamente pelo módulo Catalog, mediante os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

L779s Lobato, Regina Márcia Fraga.

Simulação unidimensional completa de uma nuvem quente / Regina Márcia Fraga Lobato.

– 1994.

63 f. : il.

Dissertação (mestrado) – Universidade Federal do Ceará, Centro de Ciências, Programa de Pós-Graduação em Física, Fortaleza, 1994.

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

1. Evaporação (Meteorologia). 2. Nuvens. 3. Microfísica. I. Título.

CDD 530

SIMULAÇÃO UNIDIMENSIONAL COMPLETA DE UMA NUVEM QUENTE.

REGINA MÁRCIA FRAGA LOBATO

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:

ANTONIO JOSÉ DA COSTA SAMPAIO

JOSÉ CARLOS PARENTE DE OLIVEIRA

GERARDO DE JESUS MONTOYA GOVIRIA

Aprovada em 28 de fevereiro de 1994

*Aos meus pais, Francisco e Lizete,
aos meus irmãos Silvio e Francisco.*

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Antonio José da Costa Sampaio pela dedicação e valorosa orientação.

Ao Prof. Gerardo de Jesus Montoya por todo o apoio recebido.

Ao Depto de Física da Universidade Federal do Ceará, na pessoa do Coordenador do Curso de Pós Graduação, Prof. Josué Mendes Filho.

A todos os Professores do Curso de Mestrado em Física da Universidade.

Aos amigos da pós-graduação e em especial à Simone Maciel de Medeiros.

A todos os funcionários da Pós-Graduação e Secretaria, do Depto. de Física pela presteza.

A FUNCEME por todas as facilidades e financiamentos na pessoa do seu presidente Dr. Francisco Lopes Viana.

Para finalizar gostaríamos de agradecer ao grupo do *Dr. Isaka*, professor da Université Blaise Pascal de Clermont Ferrand - França pela sessão de alguns programas, que foram bastante úteis no processo de integração numérica das equações do modelo.

RESUMO

Neste trabalho apresentaremos os resultados da primeira tentativa do grupo de Física de Nuvens, para simular numericamente algumas etapas do processo evolutivo de uma nuvem quente. Principalmente aspectos críticos como as interações entre a dinâmica e a microfísica

Nesta análise uma combinação das equações de conservação da massa, momento, energia e outros componentes foram utilizados.

Nosso trabalho é uma contribuição para os pesquisadores da área de técnicas numéricas, que buscam descrever uma nuvem através da solução de equações complexas.

O objetivo é apresentar um modelo de nuvem unidimensional com microfísica detalhada.

É um modelo Euleriano no sentido em que as equações que garantem o balanço de energia, momento, massa e outros são integradas numericamente, para determinarmos a evolução dos mesmos campos como função da altura.

A tese contém uma microfísica detalhada e introduz um termo de perturbação da pressão entre o ambiente da nuvem e a vizinhança. Este fato corrige um dos maiores defeitos inseridos em outros modelos, quando a perturbação da pressão em qualquer ponto no interior da nuvem, é exatamente igual a pressão no ambiente. Isto significa que o termo de gradiente de perturbação na pressão, é da mesma ordem de grandeza que a força flutuante na equação de velocidade vertical.

ÍNDICE

CAPÍTULO I

Introdução	01
------------	----

CAPÍTULO II

Dinâmica do Modelo

II.1 Introdução	06
II.2 Equações Básicas	11
II.3. Organização do Modelo	15
II.3.1 Análise de Escala	16
II.3.2 Média Horizontal	24
II.3.3 Equação da Velocidade Vertical	32
II.3.4 Equação da Temperatura	32
II.3.5 Equação do Vapor d'água	33
II.3.6 Equação da água líquida em forma de gota	34
II.3.6 Equação dos CCN's	34

CAPÍTULO III

Microfísica do Modelo

III.1 Introdução	35
III.2 Nucleação de gota	36
III.3 Condensação/Evaporação de gotas	39
III.4 Coalescência de gotas	41
III.5 Quebra de gotas	44

CAPÍTULO IV

Tratamento Numérico do Modelo

IV.1 Introdução	47
IV.2 Condições iniciais	48
IV.3 Esquema advectivo	50
IV.4 Microfísica	52

CAPÍTULO V

Resultados e Conclusões

V.1 Introdução	58
V.2 Análise dos Resultados	59

BIBLIOGRAFIA

FIGURAS	69
---------	----

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - Condição Inicial para a Velocidade

Figura 2 - Condição Inicial para a Temperatura

Figura 3 - Condição Inicial para a Razão de Saturação

(utilizada para calcular a razão de mistura).

Figura 4 - Evolução da Temperatura

Figura 5 - Evolução da Velocidade Vertical

Figura 6 - Evolução da Supersaturação

Figura 7 - Evolução da Razão de Mistura

Figura 8 - Evolução da Velocidade Radial

Figura 9 - Evolução da Água de Nuvem (1 - 40 micra)

Figura 10 - Evolução do Chuvisco (40 - 300 micra)

Figura 11 - Conteúdo de Água Líquida Total

Figura 12 - Conteúdo de Água de Chuva (300 à 400 micra)

Figura 13 - Taxa de Precipitação em mm/h

Figura 14 - Refletividade de Radar em Decibeis(dB)

Figura 15 - Espectro de Gotas (Visão Espaço-Temporal) em t=6min

Figura 16 - Espectro de Gotas (Visão Espaço-Temporal) em t=22min

Figura 17 - Espectro de Gotas (Visão Espaço-Temporal) em t=34min

Figura 18 - Refletividade de Radar x Precipitação

LISTA DE SIMBOLOS

Nomenclatura	Simbolos
Temperatura da Parcela	T
Temperatura do Ambiente	T'
Aceleração gravitacional	g
Densidade local com o tempo	$\partial p / \partial t$
Fluxo sobre o volume	$\nabla \bullet (\rho \vec{V})$
Temperatura virtual	T_v
Razão de Mistura	q_v
Calor específico (0.24cal/gC)	C_p
Pressão	P
Temperatura Potencial	θ
Volume específico	$1/\alpha$
Fontes e sumidouros	S_θ
Entropia	S
Velocidade de Rotação da terra	Ω
Oper. diferencial lagrangeano	$\partial / \partial t$
Ambiente Sinótico	α_0
Perturbação ao nível da nuvem	α^*
Tempo característico na nuvem	t_n
Vel. horizontais e verticais	u, v, w
Escal. espaciais da nuvem	L_x, L_y, L_z
Velocidade radial	u
Velocidade vertical	w

Nomenclatura	Simblos
Flutuação de ϕ	ϕ^*
Razão de resfri. adiabático seco	Γ_d
Calor Latente (595 cal/g)	L
Taxa de água condens. evap.	$\partial M / \partial t$
Velocidade terminal da gota	ϑ
Nº.CCN's pr unit. volume do ar	$\pi(r)$
raio da gota	r
Constante individual do vapor	R_v
Densidade da água	ρ_0
Nº. de moléc. do solvente (água)	n_0
Nº. de moléculas do soluto	n
Razão de saturação de equilibrio	S_s
Coef. condutiv. térmica do ar	K_d
Massa molecular da água	M
Coef. de difusão da água no ar	D
Constante universal dos gizes	R
Razão de saturação	s
Pressão de vapor de saturação	$e_s(T)$
Cresc. concentr. da categoria i	$\partial \eta_i / \partial t \Big)_E$
Perda de CCN's	$\partial \eta_i / \partial t \Big)_m$
Funcionais	G_{CC}, G_s, G_{CB}
Prob. de múltiplas rupturas	$P_N(i,j)$
Coeficiente de coleção	$K(i,j)$
Função de distribuição	$f(\tau_i)$

Nomenclatura	Simbólos
Supersaturação média	\bar{s}
Função da distribuição da água	G_{cz}
Distribuição já advectada	$f^*(r_j)$
Razão de mistura já advectada	Q^*
Função de distribuição de gotas	$\mathcal{F}_i/\partial _{cz}$
Difusividade efet. vapor da água	D_v
Eficiência de colisão	Y_c
Calor específico a vol.constant	C_v
Pressão de vapor	e
Densidade de vapor	ρ_v
Número de Reynolds	R_e
Tensão superf. da interf. liqvapor	σ

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

As nuvens sempre foram objeto de curiosidade para o homem. Inclusive é fácil entender porquê. Os efeitos provocados pela presença ou ausência delas sempre determinou a diferença entre a felicidade e a infelicidade de populações inteiras de uma região. Chuvas torrenciais prolongadas, além de provocar perdas materiais, muitas vezes é infortúnio para as vidas de animais e pessoas. Por outro lado, a falta de precipitação também causa efeitos catastróficos, levando parte da população ao desespero.

O homem, diante da incerteza climática, sempre se preocupou em entender os fenômenos que levam à formação das nuvens, das tempestades e outros fenômenos atmosféricos.

Nosso trabalho será dedicado ao estudo das nuvens. Não será uma tarefa observacional, mas congregara todos os ingredientes para um amplo entendimento dos fenômenos microfísicos, que participam do processo da precipitação.

O objeto desta tese é o estudo teórico de uma nuvem. Os mecanismos que permeiam sua formação são extraídos basicamente das equações de Conservação do Momento, Massa e Energia.

Entre o século XVII e meados do século XX, as idéias sobre as nuvens eram apenas especulativas ou filosóficas. Após 1940, a especulação e a filosofia deram lugar à pesquisa científica. A Física de Nuvens é uma ciência embrionária em rápida evolução. A complexidade dos problemas envolvidos com as suas estruturas, mantém-se ainda sem uma resposta satisfatória às várias questões. Vista na óptica experimental, apesar dos avanços na utilização de várias técnicas sofisticadas como satélites, radares e aviões instrumentados, muitos dos resultados são ainda de difícil interpretação. As pesquisas neste campo, usualmente são bastante complexas: defíceis de serem realizadas e muito dispendiosas.

O avião laboratório é capaz de medir todos os parâmetros relevantes que permeiam a formação da precipitação, desde os parâmetros termodinâmicos, dinâmicos, até os microfísicos.

O radar consegue mapear a água precipitável em nuvens isoladas ou em sistemas de Mesoescala tais como: linhas de estabilidade, frentes e outros.

Com satélites é possível se acompanhar a evolução dos processos convectivos numa região maior e com estas observações fazer previsões. Portanto, antes de 1940, a pesquisa nesta área da Ciência era uma tarefa muito complicada.

Todas as observações acerca das partículas de nuvens ou da precipitação até 1783 foram feitas do solo. Após este período, estudos foram realizados usando balões instrumentados. Inicialmente estes balões foram usados para medidas da temperatura, pressão e umidade. Somente entre 1913 e 1930, *Wigand* utilizou-se de um balão para

estigar a forma dos cristais de gelo e granizo. As dificuldades para o estudo da formação de uma nuvem e sua evolução se apresentam através da própria localização espacial e a complexidade dos processos físicos que ocorrem em seu interior. Fenômenos não lineares complexos se manifestam durante todo o processo de formação e precipitação de uma nuvem fazendo com que, pela ótica da teoria matemática, processos aparentemente simples requeiram explicações muito detalhadas.

Um dos processos mais importantes para a formação das nuvens é o da condensação do vapor d'água sobre os núcleos higroscópicos. A condensação atmosférica obviamente, só ocorrerá se existir na atmosfera partículas minúsculas (aerosóis) capazes de absorver a água. Os núcleos de condensação são classificados em marítimos e terrestres.

Sabe-se que nos oceanos estes núcleos são formados por NaCl (sal), e formam-se através da emissão de um número enorme de pequenas gotículas ao ar no processo de escape de bolhas, formadas no interior dos oceanos. Tais gotículas levadas pelos ventos, evaporam deixando o NaCl e outros aerosóis livres na atmosfera. A quebra das ondas também funcionam como um dos mecanismos desta formação. Em terra existem outros tipos de núcleos com origens variadas desde os polénis de plantas, fuligens, bactérias, poeira, elementos de erupções vulcânicas e outros.

Apesar da importância dos núcleos de condensação, sem a presença do vapor d'água, num estado supersaturado nada ocorreria. A supersaturação além de influenciar o processo de ativação dos núcleos de condensação de nuvens (CCN), também participa como controlador da razão de crescimento das gotas na nuvem. Assim a avaliação da supersaturação é um fator crítico para o entendimento da evolução da distribuição do tamanho de gotas. Constitui-se em uma tarefa difícil medir a supersaturação no interior das nuvens mas é possível deduzi-la a partir do conhecimento da pressão, da temperatura, da velocidade do vento ascendente e outros.

Wegener demonstrou que em temperaturas abaixo de 0C gotas de água superresfriadas não podem coexistir em equilíbrio com partículas de gelo.

Da observação das nuvens levou por muito tempo a se pensar que a precipitação devia-se a uma instabilidade coloidal que existe em nuvens, contendo gotas d'água superresfriadas e cristais de gelo. No entanto nos idos de 1940, já com o auxílio de aviões, pode-se constatar que nuvens com temperatura interior acima de 0C produziam precipitações razoáveis. Estas informações conduziram os cientistas ao exame de outros mecanismos de crescimento das gotas eram importantes e, consequentemente esta análise os direcionou ao estudo dos processos de colisão e coalescência de gotas, como também da ruptura e outros.

Após os trabalhos de **Shaefer (1947)** e **Langmuir (1948)** com o qual demonstraram que é possível interferir numa nuvem com o propósito de produzir precipitação, muito investimento foi feito, de forma aleatória, pelos governos, notadamente pelos militares. Estas aplicações científicas tinham o intuito de dominar uma técnica que parecia ser fundamental para a solução de vários problemas que afigem o homem e a sociedade. Constatou-se que diagnosticar tais estudos complexos exigia maior domínio nas análises, e mais pesquisas com maiores recursos e investimentos.

As tentativas de modificar a climatologia envolve vultosas somas, tornando-a economicamente inviável. Assim só prosperou a moderna pesquisa em Física de Nuvens

que tenta evidenciar as ligações entre as nuvens e os mecanismos de larga escala que controlam o fenômeno atmosférico.

O fenômeno microfísico que descreve o processo de formação das gotas ou dos cristais de gelo, passou a ser estudado do ponto de vista teórico experimental. Novos equipamentos foram desenvolvidos para ver diretamente na nuvem como as gotas se formam, utilizando-se aviões laboratórios, radares e satélites.

Pela investigação teórica, modelos de várias acepções foram desenvolvidos com intuito de simular todos os processos que possam compor a formação da precipitação. Com o advento de novas tecnologias, o computador possibilitou melhor êxito em todas estas tentativas.

Vale salientar que não somente a microfísica é considerada importante como também a dinâmica. Esta última é responsável pelos aspectos macrofísicos da formação da nuvem. A convecção e a advecção proporcionam as condições ambientais favoráveis para a evolução dos processos microfísicos.

Evidênciase aqui o problema da escala espacial e temporal onde os fenômenos microfísicos e macrofísicos acontecem bem como suas interrelações. Sabemos que o fenômeno microfísico ocorre numa escala espacial da ordem de 10^{-2} micras à 10^5 micras, enquanto a dinâmica ocorre numa escala que vai desde a dimensão de redemoinhos turbulentos capazes de decairem por dissipação viscosa, 10^{-2} cm , à própria dimensão da nuvem 10^6 cm . Portanto a interação entre estas escalas é de grande importância no processo de formação do precipitado numa nuvem.

Vários fatores caracterizam a precipitação. Entre eles temos as velocidades verticais, o conteúdo de água líquida, a temperatura da nuvem e, principalmente as escalas de tempo da nuvem.

O objeto da presente tese será o estudo das nuvens convectivas e as várias etapas que acontecem durante o seu ciclo de vida. Um destes fatores, o flutuante que juntamente com as forças mecânicas, é o responsável pelo transporte vertical de energia e matéria na atmosfera, é um mecanismo crucial na formação das nuvens. Ele é definido como a razão entre a diferença de temperatura entre a parcela e o ambiente e a temperatura do ambiente, isto é :

$$F_B = g \frac{T - T'}{T'}$$

sendo que:

T' = temperatura do ambiente;

I. 1

T = temperatura da parcela;

g = aceleração gravitacional

O processo de mistura que também interage com o fator flutuante e ocorre na fronteira do sistema convectivo, se deve basicamente a diferença de temperatura entre o ambiente mais frio, mais seco e parcela, é também preponderante para a formação dos cumulus convectivos. A penetração de massas de ar através do processo de mistura favorece a redução da força flutuante e diminui a razão de mistura no interior da parcela.

Tanto a estrutura das nuvens convectivas, como os aspectos dinâmicos dos processos de penetração, ainda são questões abertas na dinâmica e termodinâmica da nuvem, **Pulach and Baumgardner (1988)** e apresentam relevantes contribuições e adicionam importantes dados a estas questões.

O processo convectivo, mecanismo fundamental para formação de nuvens não profundas (Cumulus não profundos) em princípio, ocorre de várias formas. A convecção livre também chamada convecção gravitacional, se deve a gradientes de densidade de fluido, produzidos por perturações térmicas e que resultam em instabilidades hidrostáticas. Este fenômeno se deve ao esquentamento na base ou resfriamento no topo da nuvem.

Em princípio a convecção livre na atmosfera aproxima-se do caso ideal de convecção celular e é fonte geradora de cumulus e stratus cumulus.

Processos não-térmicos também influenciam na convecção. A convecção forçada, que ocorre devido a efeitos orográficos ou movimentos verticais induzidos por campo de vento, é também um fator destacável na formação de cumulus não profundos.

A Convecção pode ser vista como seca ou úmida. A úmida implica na formação de sistemas precipitáveis, onde a liberação de calor latente é fator de suma influência. Salientamos ainda que em determinadas situações os sistemas convectivos podem passar por vários estágios. Exemplificando: O movimento de uma frente fria que favorece a formação de uma linha de nuvens convectivas, que tendem a estágio de precipitação com forte liberação de calor latente, se desenvolve para alturas superiores como um sistema convectivo livre e persiste no tempo sem a necessidade de qualquer sistema forçante. O estágio convectivo passou de um forçante seco para um forçado úmido, finalmente chegando num livre úmido.

Como pode-se ver, estes são apenas alguns dos muitos processos que caracterizam a dinâmica de uma nuvem convectiva, além destes uma gama de fenômenos microfísicos participam da formação da precipitação e é importante salientar suas interações. As velocidades verticais são os fatores determinante para avaliar se a água precipitável é mantida suspensa ou não. A temperatura na base da nuvem é outro fator predominante na caracterização do precipitável. Se duas nuvens contendo a mesma espessura, e uma delas, tendo temperatura na base maior do que a outra, mais água precipitável ela conterá.

Na presente tese é apresentada uma descrição completa de um modelo que simula uma nuvem quente. Isto significa dizer: uma nuvem onde encontra-se a água somente nas fases líquida e de vapor. O modelo se baseia nos trabalhos de **Tomio Asai e Akira Kasahara (1967)**, **Ogura e Takahashi (1973)**, **Takahashi (1975)**, **Le Can e Isaka (1989)**, onde a nuvem é formada por uma coluna cilíndrica, tendo como vizinhança com a qual interage uma outra região cilíndrica concêntrica, permitindo assim a utilização de uma simetria radial que simplificará a obtenção das equações que governam tanto a dinâmica, a termodinâmica quanto a microfísica. O tratamento microfísico é detalhado e utilizamos o modelo descrito no trabalho de **Le Can e Isaka (1989)**, que difere sutilmente daquele descrito por **Kovetz e Olund (1969)**. A supersaturação por sua vez é tratada por um método interativo, que de acordo com **Hall (1980)**, utiliza o conhecimento da razão de mistura do vapor d'água e temperatura, e é consistente com o tratamento dado à termodinâmica.

O processo de condensação/evaporação segue aproximadamente o esquema de ativação dos núcleos de condensação, numa proporção dada de acordo com a supersaturação no interior da nuvem. Após o inicio do processo as gotas crescem por difusão do vapor d'água sobre elas, como podem também evaporá-se.

O Método de Solução Numérica é analisado considerando-se o modelo advectivo proposto e estudado por *Long and Pepper (1981)* e *Purnel (1976)*. De acordo com *Purnel (1976)*, e testado por vários autores, inclusive por *Pielke (1984)*, o método numérico da Spline (ver *Purnel (1976)*), na versão advectiva carrega baixo efeito difusional, demonstrando uma boa performance computacional. Esta tese será dividida como a seguir:

No capítulo II utiliza-se a dinâmica e a termodinâmica para montagem do modelo dinâmico. No capítulo III introduz-se a parte de microfísica. No capítulo IV inseri-se as condições ambientais, iniciais, de contorno. Apresenta-se o esquema numérico completo de solução do conjunto de equações do modelo. No capítulo V relata-se uma discussão geral sobre os dados e as conclusões e o conjunto de dezoito figuras relativas ao trabalho.

CAPÍTULO II

DINÂMICA DO MODELO

II.1 - INTRODUÇÃO

Neste trabalho apresentaremos os resultados da primeira tentativa do grupo de Física de Nuvens para simular numericamente algumas etapas do processo eolítico de uma nuvem quente. Principalmente aspectos críticos como a interação entre a dinâmica e a microfísica foram bem estudados e entendidos. Nesta análise uma combinação das equações de Conservação da Massa, Momento, Energia e outros componentes foram utilizadas.

Durante a década de sessenta, muitas tentativas para simular uma nuvem convectiva foram realizadas. **Ogura e Phillips (1962)** com seu trabalho pioneiro, baseando em equações anelásticas para processos reversíveis, inspiraram uma das primeiras tentativas de simulação numérica da evolução de um processo convectivo mídido, o qual foi desenvolvido por **Ogura (1963)**, e que por sua vez utilizou um modelo simplificado com simetria axial. Nestes trabalhos a precipitação não foi considerada. Com a mesma abordagem outros pesquisadores avançaram. Entre eles **Asai (1964)** e **Orville (1965)**, utilizaram modelos bidimensionais para simular cúmulus convectivos. A introdução de água precipitável aconteceu nos trabalhos de **Das (1964)**, **Takeda (1966a, 1966b)**, **Kessler (1967)** que parametrizou a Microfísica e obteve resultados excelentes a simulação de uma nuvem real.

Ainda em **1967 Srivastava** demonstrou, a partir da parametrização de **Kessler (1967)**, que o desenvolvimento de gotas de chuva é um fator preponderante no decaimento de um cúmulo isolado. Vários outros pesquisadores extenderam este tipo de tratamento para outros tipos de cúmulus.

A década de 60 foi portanto o marco dos estudos de grande parte das simulações numéricas de nuvens convectivas, notadamente visto pela falta de máquinas com vários processadores, que as processassem. Somente foram usados os modelos simples do tipo bidimensionais e unidimensionais. Nos idos de 60 modelos bem mais sofisticados são desenvolvidos. **Takeda (1971)** adotou para a ocasião um modelo incomum: bidimensional com as gotas de água discretizadas em sete categorias de raio, assumiu a nucleação com uma concentração constante de $100 \text{ partículas/cm}^{-3}$. No cálculo do crescimento de gotas por condensação, utilizou-se um modelo de difusão de vapor sobre a gota já formada e garantiu-se que a supersaturação vai a zero após o cálculo da condensação. Também foram considerados efeitos microfísicos a coalescência e quebra de gotas. Neste trabalho ficou evidente que o cálculo da supersaturação era baseado somente nos aspectos dinâmicos da nuvem.

Já **Arnason e Greenfield (1972)** foram os primeiros a calcular a supersaturação em duas dimensões e principalmente basearam seus cálculos na interação entre a dinâmica e a microfísica. No trabalho destes cientistas os processos de nucleação e crescimento por difusão ficaram bem caracterizados. Entretanto os processos microfísicos de crescimento por coalescência e de quebra de gotas foram desconsiderados. O modelo de **Arnason e Greenfield (1972)**, simula a fase inicial de formação de uma nuvem. Os aspectos que levam a concretização do ciclo completo da nuvem foram introduzidos por **Clark (1973)**. O modelo de **Clark** é bidimensional. Ele considerou os processos microfísicos de nucleação, condensação/evaporação, e também os processos de coalescência e quebra de gotas. Neste modelo a fase de nucleação é calculada em detalhe. Foi utilizado para o conjunto de CCN uma distribuição com função do raio. O problema do modelo foi o tempo gasto para o processamento no computador.

Ogura e Takahashi (1973) desenvolveram um modelo simplificado com uma dimensão e meia, onde a evolução do espectro de gotas levou em conta todos os aspectos tais como: nucleação sobre uma distribuição de CCN's, condensação/evaporação, coalescência estocástica, sedimentação e quebra de gotas. O espectro de gotas foi tomado em conta e avaliado entre $1\mu\text{m}$ e 4mm de raio e o mesmo considerou na integração 51 categorias de gotas.

Os modelos unidimensionais como o de **Ogura et All (1973)**, consomem baixo tempo computacional. São capazes de descrever aspectos importantes do ciclo completo de uma nuvem. Em geral são derivados com várias simplificações e incluem alguns parâmetros empíricos. Por outro lado, não podem conter aspectos importantes tais como: evaporação na borda da nuvem, nem modificações que ocorram no ambiente próximo à nuvem. Para entender melhor os processos microfísicos um modelo deste calibre pode ser usado. Entretanto os modelos Bi e Tridimensionais a menos das dificuldades computacionais, produzem resultados mais confiáveis.

Soong (1974) se utilizou de um modelo bidimensional com simetria axial e incorporou todos os processos microfísicos de **Ogura e Takahashi (1973)**, tais como nucleação, condensação/evaporação, coalescência estocástica, sedimentação e quebra de gotas. Para diminuir o tempo computacional **Soong** parametrizou o processo de nucleação, prescrevendo um espectro de referência para a formação de gotículas em torno dos núcleos de Condensação. Buscando resolver a equação de Coalescência Estocástica usou um método que conserva a massa e o número de gotas: o método de **Bleck (1970)**. Com este trabalho **Soong** conseguiu investigar vários aspectos que diferem entre nuvens marítimas e continentais.

Takahashi (1975) desenvolveu um modelo similar ao de **Soong** com pequenas alterações.

O modelo anelástico bidimensional desenvolvido por **Hall (1980)** incorporou um tratamento detalhado das fases da água e gelo. A fase líquida ele considerou condensação/evaporação, coalescência quasi-estocástica, sedimentação e quebra de gotas; a fase de gelo incluiu o crescimento das partículas por difusão e agregação. Numa primeira instância ele assumiu uma atmosfera marítima com uma parametrização característica para o CCN. Neste estudo considerou apenas o processo de chuva quente, ele obteve no caso uma supersaturação relativamente alta, por volta de 5%, que surgiu decorrentemente da precipitação.

Para o cálculo da supersaturação ele empregou o método implícito o qual foi usado primeiramente por **Soong (1974)**. Este método aproveita a interação entre a dinâmica e microfísica para definir a tendência do campo de supersaturação.

Como pode-se observar nas décadas de 60 e 70 muitas foram as tentativas para simular o ciclo completo de uma nuvem convectiva. Todas contribuiram de alguma forma para que vários processos pudessem ser contemplados assim como as suas influências.

No final dos anos 60 o foco das aplicações buscam o entendimento da dinâmica. Já na década de 70 tanto a dinâmica quanto a microfísica foram intensamente estudadas e suas interações bastante investigadas.

Atualmente a tendência é simplificar o tratamento da microfísica e compreender melhor os problemas decorrentes da dinâmica.

Embora os modelos dinâmicos consigam explicar a evolução dinâmica de estruturas convectivas profundas, muitas questões estão em aberto. De acordo com **Kogan (1991)** são elas:

- Qual é a regra da microestrutura da Nuvem na dinâmica da Nuvem?
- Que fatores controlam a variabilidade do espectro de gotas no espaço e no tempo e eventualmente na formação e evolução da precipitação?

De acordo com **Kogan** se faz necessário o desenvolvimento de parametrizações microfísicas mais realísticas. **Tzivion et all (1987, 1992)** fez uso de um tipo de parametrização tentando resolver a equação estocástica com um número reduzidíssimo de categorias de raios de gotas, buscando desta forma a mesma linha de raciocínio sugerida por **Kogan(1991)**.

É imprescindível que os pesquisadores em modelagem de nuvens convectivas, adaptem corretamente o tratamento dos processos microfísicos com a base dinâmica detalhada.

As questões básicas são as escalas tanto espacial como temporal. Existem fenômenos como a nucleação que ocorre na escala do micron. Outros como a dinâmica dos transportes, surgem na escala dos quilômetros.

A importância da influência dos processos microfísicos sobre a dinâmica das nuvens fica evidenciada quando se observa a formação da precipitação em nuvens dos tipos continentais e marítimas. O fator predominante que caracteriza a diferença entre elas é o espectro de CCN's. Esta diferença é representada por uma chuva pesada e rápida para o caso marítimo e uma chuva leve com ciclo de vida longo para o caso continental.

Clark (1973) e Kogan (1991) mostraram que, no caso de nuvens não profundas e sem precipitação, a microfísica tem pouca influência sobre a dinâmica, estando em completo confronto com os resultados de **Arneson e Greenfield (1972)**. Este é um resultado que precisa de investigações mais aprofundadas.

Com a evolução da microinformática, computadores com mais de um processador , processadores paralelos e cada vez mais rápidos, consequentemente melhor performance, tornaram possível o desenvolvimento de modelos em duas e em três dimensões com microfísica completa. Desta feita foi avaliada a condensação/evaporação e coalescência. graças ao poder computacional implementado.

Neste momento não estamos visando um modelo sofisticado tridimensional com microfísica completa. O nosso trabalho é uma contribuição para os Pesquisadores da área de técnicas numéricas, que buscam descrever uma nuvem através da solução de equações complexas.

Para reproduzir as características do desenvolvimento de nuvens convectivas é necessário conhecer certos aspectos da interação entre a dinâmica e a microfísica. Em geral estas informações são qualitativas. Portanto é muito difícil neste presente instante comparar os resultados obtidos com dos outros efeitos dos modelos. Em certas ocasiões são as observações com suas características pontuais que não podem ser utilizadas. Outras vezes são os próprios modelos cujos contextos, tanto dinâmicos quanto microfísicos, não são realistas. Consequentemente na grande maioria das situações, os resultados dos melhores modelos tem confiabilidade limitada. Esta é a grande busca dos pesquisadores desta área, procurando cada vez mais melhor entendimento dos detalhes, sejam eles dinâmicos ou microfísicos, e principalmente numérico.

Dentro destas três linhas de conhecimento viu-se que muitas questões estão abertas, enquanto que outras são críticas. Fala-se por exemplo hoje, sobre a supersaturação molecular, uma situação onde cada hidrometeoro no interior do campo de supersaturação teria o seu próprio campo. Hipóteses que ainda estão nos laboratórios e que, se confirmadas dificultarão ainda mais os cálculos envolvidos nestes processos.

Na microfísica todavia, existem possibilidades na coalescência estocástica de se minorar tais complexidades. Pesquisas estão sendo realizadas para a obtenção de uma solução analítica para a equação estocástica. Pelo menos se cogita uma solução numérica cada vez mais eficientes em termos computacionais.

O objetivo deste trabalho é apresentar um modelo de nuvem unidimensional com microfísica detalhada. O modelo é euleriano no sentido em que as equações que garantem o balanço de energia, momento, massa e outros são integradas numericamente para determinar a evolução dos vários campos como função da altura.

O nosso modelo, ao contrário do de *Ogura e Takahashi (1971)*, trabalha mais próximo daquele desenvolvido por *Holton (1973)*, pois além de conter uma microfísica bem detalhada, também introduz um termo de perturbação da pressão entre o ambiente da nuvem e a sua vizinhança. Este fato corrige um dos maiores defeitos inseridos no Modelo de *Ogura et al (1971)* e outros, em que a distribuição de pressão em qualquer ponto no interior da nuvem é exatamente igual a pressão ambiental. Isto quer dizer que, o termo de gradiente da perturbação na pressão é da mesma ordem de grandeza que a força flutuante na equação da velocidade vertical.

II. 2 - AS EQUAÇÕES BÁSICAS :

A base dinâmica na qual os processos microfísicos serão estudados é mostrada através das equações que possibilitam a completa formulação numérica de uma nuvem. Algumas das técnicas numéricas serão analisadas.

A metodologia completa será objeto de outros capítulos.

Ao investigar uma nuvem tem-se em mente que ela pode ser analisada como um sistema atmosférico composto por uma série de subsistemas dentro de uma vizinhança isolada. O conjunto é composto basicamente do ar seco e vapor d'água, e dependendo das condições dinâmicas e termodinâmicas pode ser preparado para produzir água precipitável. Obviamente tudo isto é possível dentro de condições microfísicas adequadas.

Do ponto de vista dinâmico as equações que dominam o movimento na escala das nuvens são compressíveis e assim permitem a propagação de ondas de som e de ondas de gravidade. Apesar da não importância das ondas de som, sua alta velocidade de propagação impõe severas restrições sobre o processo de integração numérica, portanto devem ser eliminadas. A técnica de eliminação anelástica remove alguns termos das equações compressíveis e com isto permite-se utilizar tempos de integração numérica relativamente maiores do que aqueles para o sistema compressível.

O modelo aqui desenvolvido segue o esquema de *Asai e Kassarara (1967)*, que considera a nuvem com uma coluna cilíndrica, cujo raio é independente do tempo, e é suposto que o ambiente no qual ela se encontra permanece em repouso. Contudo é usada uma aproximação que compensa o efeito do movimento descendente sobre o ambiente.

O modelo é do tipo Euleriano e portanto, pode ser usado para proporcionar o perfil vertical dos vários campos durante o ciclo de vida da nuvem.

As equações básicas que governam o movimento na atmosfera estão ligadas as equações de conservação local, abrangendo:

- conservação da massa;
- conservação da energia;
- conservação do momento;
- conservação da água;
- conservação de outros componentes.

A conservação da massa, caracterizada pela equação da continuidade é por demais conhecida, e descreve a taxa de mudança com o tempo da densidade local, como igual ao negativo do fluxo sobre o volume em questão, dada em termos matemáticos por:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad \text{II. 2. 1}$$

A 2a. equação mais importante é a conservação da Energia que presentada pela 1a. Lei da Termodinâmica:

$$dQ = dW + dU \quad \text{II. 2. 2}$$

que em forma específica é dada por :

$$dq = de + dw \quad \text{onde } dw = pd\alpha$$

A pressão p pode ser conectada ao volume específico e a temperatura através a Lei dos gases para a mistura do ar seco e vapor d'água, ou seja, para o ar úmido suposto como um gás ideal.

$$P\alpha = R_d T_v \quad \text{ou} \quad P = \rho_m R_d T_v \quad \text{onde } T_v \text{ é a temperatura virtual e é dada por}$$

$$T_v = T(1 + 0.61 q_v) \quad \text{e} \quad q_v \text{ é a razão de mistura} \quad \text{E é dada por}$$

$$q_v \equiv r_v = \frac{m_d}{m_d + m_a} \quad \text{cujo valor nos trópicos dificilmente excede} \quad 22 \text{ g / kg.}$$

Como $dw = pd\alpha = d(p\alpha) - \alpha dp$, $dw = R_d dT_v - \alpha dP$. Usando a lei específica para o ar úmido no caso da energia interna específica ser uma diferencial exata e função de T_v e α , isto é :

$$e = e(T_v), de = \frac{\partial e}{\partial T_v} dT_v.$$

$$\text{Dai temos que: } dh = dw + de = pd\alpha + \frac{\partial e}{\partial T_v} dT_v.$$

Usando o fato de que :

$$de = C_d dT_v \quad \text{e que} \quad \frac{dh}{T_v} = dS. \quad \text{Sendo que} \quad \frac{\partial h}{\partial T_v} = C_p, \quad \text{mostramos que:}$$

$$dS = C_p \frac{dT_v}{T_v} - \frac{R_d}{P} dP, \quad \text{e considerando que no equilíbrio}$$

$$dS = 0, \quad \text{então} \quad \frac{dT_v}{T_v} = \frac{R_d}{C_p} \frac{dP}{P} \Rightarrow \frac{d \ln T_v}{dT_v} = \frac{R_d}{C_p} d \ln P$$

dessa forma podemos mostrar que :

$$\theta = T_v \left(\frac{1000}{P} \right)^{R_d/C_p}$$

II.2.3

onde θ é a temperatura potencial, ou seja, a temperatura T_v associada com a pressão de 1000mbar.

É fácil a partir daí mostrar que :

$$S = C_p \ln \theta + const$$

derivando S com respeito ao tempo obtém - se:

$$\frac{dS}{dt} = \frac{C_p}{\theta} \frac{d\theta}{dt} = \text{, ou melhor } \frac{d\theta}{dt} = \frac{\theta}{C_p} \frac{dS}{dt} = S_\theta.$$

aonde S_θ representa as fontes e sumidouros de calor que garantem uma mudança da entropia do sistema.

Portanto $\frac{d\theta}{dt} = S_\theta$, fornece a 2a. Eq. do modelo. $\frac{d\theta}{dt}$ do ponto de vista Euleriana fica dado por:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \bar{V} \bullet \nabla \theta = \bar{S}_\theta$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\bar{V} \bullet \nabla \theta + \bar{S}_\theta$$

II 2 . 4

A 3a. equação importante sai das leis da Mecânica Clássica e basicamente é retratada pela 2a. Lei de Newton, a qual estabelece que a resultante das forças que atuam sobre um objeto, gera uma aceleração dada pela razão entre a força e a massa do objeto. Ao tratar com o movimento atmosférico, alguns detalhes devem ser lembrados; a força é normalizada através da massa ou seja: $f=F/M$; o objeto atmosférico neste estudo, se encontra imerso num sistema referencial acelerado, ou não inercial, e nestas circunstâncias para podermos usar as leis de Newton, forças fictícias devem ser introduzidas. Estas forças conhecidas como força de Coriolis e força centrípetra, contribuem fortemente para os movimentos horizontais, para latitudes médias na terra, tendo pouca influência para os trópicos e sobre os movimentos verticais. Neste caso, considerando que as principais forças que atuam sobre uma parcela do ar atmosférico, sejam a força da gravidade, e aquela devido ao gradiente de pressão, pode-se escrever para a conservação do movimento a seguinte equação:

$$\frac{d\bar{V}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla P - g\bar{K} - 2\Omega x\bar{V}$$

II.2.5

onde Ω é a velocidade angular da terra.

As outras equações que completam o conjunto, podem representar qualquer modelo para o sistema atmosférico. Tratam a conservação da água e outros gases, como o conjunto de núcleos higroscópicos necessários à formação da nuvem.

Para o caso da água, que na atmosfera pode ocorrer nas suas três fases: líquida, vapor e gelo. A equação de conservação é dada por:

$$\frac{dq_n}{dt} = S_{q_n} \quad \text{onde } n = 1, 2, 3, \dots, N$$

II . 2 . 6

O termo de fonte S_{q_n} refere-se à aqueles processos onde a água permite transições entre suas várias fases. Para o modelo aqui descrito onde apenas considera-

se a água nas fases líquida e vapor, apenas os processos de condensação e evaporação serão considerados, facilitando o tratamento das equações.

A outra equação que trata da conservação de outros gases, no nosso caso, aquelas partículas higroscópicas, conhecidas como CCN ou núcleos de condensação de nuvens, tem um aspecto similar ao anterior.

As outras equações de balanço envolvendo principalmente a água e outros componentes atmosféricos como aerosóis, núcleos de condensação e outros são simplesmente dadas por

$$\frac{d\chi_m}{dt} = S_{\chi_m} \quad \text{II. 2. 7}$$

Aqui o termo de fonte deve incluir mudanças de estado, e também transformações químicas, precipitação e sedimentação.

Usando o fato que o operador diferencial lagrangeano:

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \bullet \nabla \quad \text{II. 2. 8}$$

O conjunto de equações assume a forma:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \bullet (\rho \vec{V}) \quad \text{II. 9a}$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = -\vec{V} \bullet \nabla \Theta + S_{\Theta} \quad \text{II. 9b}$$

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = -\vec{V} \bullet \nabla \vec{V} - \frac{1}{\rho} \nabla P - gK - 2\Omega \times \vec{V} \quad \text{II. 9c}$$

$$\frac{\partial q_n}{\partial t} = -\vec{V} \bullet \nabla q_n + S_{q_n} \quad \text{II. 9d}$$

$$\frac{\partial \chi_m}{\partial t} = -\vec{V} \bullet \nabla \chi_m + S_{\chi_m} \quad \text{II. 9e}$$

Este conjunto de equações admite todo tipo de solução, que estejam de acordo com sua proposta. Entretanto algumas destas soluções são inoportunas e devem ser eliminadas. A técnica utilizada para filtragem destas soluções passa por uma avaliação da importância de cada termo individualmente. Considerando que cada fenômeno a ser descrito ocorre em escalas tanto espacial como temporal, bem determinados, e muitas vezes bem distintos.

11.3 - ORGANIZAÇÃO DO MODELO

Como foi escrito anteriormente o conjunto de equações não lineares, capaz de descrever o fenômeno atmosférico, contém em si um espectro de informações, espalhado desde escalas largas, proporcional ao perímetro da terra, até pequenas escalas relacionadas com o processo de dissipaçāo molecular. Da impossibilidade de se obter uma solução matemática completa para tal problema, recorremos a técnica de "Análise de Escala", como também para filtrar soluções que não são importantes dentro das escalas em que avaliamos o fenômeno, recorremos à Estatística, buscando auxílio no tratamento do fenômeno turbulento.

Em vista da imprevisibilidade do fenômeno turbulento presente no conjunto de equações, somos obrigados a tratá-lo através de valores médios que possam descrevê-lo de forma aproximadas.

É óbvio que este tratamento está intimamente ligado à incapacidade dos computadores atuais em tratar o problema. Turbilhōes a nível molecular ocorrem em intervalos de tempo da ordem de 1 seg, e escala espacial de 10^{-2} cm . Numa situação como esta um fenômeno de nuvem que considerasse tais efeitos deveria trabalhar com uma escala espacial e temporal

$$\delta x, \delta y, \delta z \approx 1 \text{ cm} \quad \text{e} \quad \delta t \approx 1 \text{ s}$$

Como uma nuvem individual ocorre na escala de 1 a 10km na horizontal até 8km vertical, ocorrendo num intervalo de tempo da ordem de até 1 hora, qualquer tentativa numérica explodiria a capacidade de qualquer computador atual.

Nestas circunstâncias uma simplificação das equações, primeiro através de uma Análise de Escala, e em seguida fazendo uma mediação estatística sobre as áreas e os tempos de interesse é efetuada.

II.3.1 - ANÁLISE DE ESCALA

A utilização da técnica de análise de escala parte do princípio que determinado fenômeno atmosférico ocorre dentro de uma escala espaço-temporal característica. De acordo com esta escala característica, campos e suas flutuações como também os termos presentes nas equações são avaliados.

Esta técnica permite a eliminação de termos, simplificando diretamente o tratamento matemático das equações. Este tipo de eliminação é o que facilita a filtragem de fenômenos que não são importantes na escala de nosso interesse. No espectro das soluções do conjunto de equações, estão as ondas de som; estas não tem nenhuma importância para o movimento, ocorrendo a nível de uma nuvem e portanto devem ser eliminadas. Usaremos as técnicas de eliminação anelástica proposta por **Ogura e Phillips (1962)**, que trata a equação da continuidade como uma equação diagnóstica, que simplifica o tratamento das outras equações.

Vamos iniciar este trabalho avaliando exatamente a equação da continuidade. Ela é dada por:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \nabla \cdot (\rho \vec{V}) = \sum_i \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho V_i) \quad \text{II.3.1}$$

Considerando a relação entre a densidade e o volume específico, isto é:

$$\rho = \frac{1}{\alpha} \quad \text{II.3.2}$$

Tomando $\alpha = \alpha_0 + \alpha'$.

Onde α_0 representa o ambiente sinótico no qual a nuvem está imersa

α' define a perturbação ao nível da nuvem

Tanto α como ρ devem satisfazer uma equação da continuidade do tipo

$$\frac{\partial(\alpha)}{\partial t} = -\nabla \cdot (\alpha \vec{V})$$

dai temos:

$$\frac{\partial(\alpha_0 + \alpha')}{\partial t} = -\sum_i V_i \frac{\partial(\alpha_0 + \alpha')}{\partial x_i} - (\alpha_0 + \alpha') \sum_i \frac{\partial V_i}{\partial x_i}$$

A nossa análise de escala, vai ser baseada no fato que α_0 é uma função de comportamento suave ao nível da nuvem, o que implica nas seguintes restrições:

$$1. \left| \frac{\alpha'}{\alpha_0} \right| \ll 1 \quad \text{II.3.3}$$

$$2. \left| \frac{\partial \alpha'}{\partial t} \right| \ll \left| \frac{\partial \alpha}{\partial t} \right| \quad \left| \frac{\partial \alpha_0}{\partial x} \ll \left| \frac{\partial \alpha}{\partial x} \right| \right\}, \left| \frac{\partial \alpha_0}{\partial y} \ll \left| \frac{\partial \alpha}{\partial y} \right| \right\},$$

II. 3.4

Isto nos leva a:

$$\frac{\partial \alpha'}{\partial t} = -u \frac{\partial \alpha'}{\partial x} - v \frac{\partial \alpha'}{\partial y} - w \frac{\partial \alpha'}{\partial z} - w \frac{\partial \alpha_0}{\partial z} + (\alpha_0 + \alpha') \alpha_0 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad \text{II. 3.5}$$

Vamos agora usar o método da análise de escala para avaliar os outros termos da equação acima.

Considerando que t_∞ representa um tempo característico no ambiente da nuvem, ou melhor, que t_∞ é uma frequência característica das variações do volume específico no interior da nuvem; u, v, w são os valores representativos para as velocidades horizontais e vertical; e que L_x, L_y e L_z são as escalas espaciais dentro da nuvem. Daí:

$$\left| \frac{\partial \alpha'}{\partial t} \right| \approx \frac{\alpha'}{t_\infty}, \quad \left| v \frac{\partial \alpha'}{\partial y} \right| \approx v \frac{\alpha'}{L_y}, \quad \left| \alpha_0 \frac{\partial \alpha}{\partial y} \right| \approx \alpha_0 \frac{V}{L_y}$$

$$\left| u \frac{\partial \alpha'}{\partial x} \right| \approx U \frac{\alpha'}{L_x}, \quad \left| w \frac{\partial \alpha'}{\partial z} \right| \approx w \frac{\alpha'}{L_z}, \quad \left| \alpha_0 \frac{\partial w}{\partial z} \right| \approx \alpha_0 \frac{w}{L_z}$$

$$\left| w \frac{\partial \alpha_0}{\partial z} \right| \approx w \frac{\alpha_0}{H_\alpha}, \quad \left| \alpha_0 \frac{\partial u}{\partial x} \right| \approx \alpha_0 \frac{U}{L_x}$$

$$H = \left| \frac{1}{\alpha_0} \frac{\partial \alpha_0}{\partial z} \right| \quad \text{e a escala para as variações da densidade na atmosfera.}$$

Usando o fato que $\left| \frac{\alpha'}{\alpha_0} \right| \ll 1$ nota - se que os termos:

$u \frac{\partial \alpha'}{\partial x}, v \frac{\partial \alpha'}{\partial y}, w \frac{\partial \alpha'}{\partial z}$ são desprezíveis.

Comparando aos termos:

$\alpha_0 \frac{\partial \alpha'}{\partial t}, \alpha_0 \frac{\partial \alpha'}{\partial x}, \alpha_0 \frac{\partial \alpha'}{\partial z}$ podem ser eliminados na equação (II.3.5).

Com isto obtemos:

$$w \frac{\partial \alpha_0}{\partial z} - \alpha_0 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0$$

II. 3.7

usando o fato que os termos $u \frac{\partial \alpha_0}{\partial x}$ e $v \frac{\partial \alpha_0}{\partial y}$ são desprezíveis.

- Assim podemos retorná-los a equação acima para obtermos a expressão final que creve a conservação da massa.

$$\sum_i \frac{\partial}{\partial x_i} (\alpha_0^{-1} u_i) = 0$$

$$\sum_i \frac{\partial (\rho_0 u_i)}{\partial x_i} = \nabla \cdot (\rho_0 \vec{V}) = 0$$

II.3.8

Esta expressão é conhecida como aproximação anelástica, elimina as ondas de som evitando assim problemas no processo de integração numérica do conjunto de equações.

Outra equação importante a ser analizada é a equação de conservação do movimento. Contudo dentro do esquema que iremos trabalhar, apenas nos preocuparemos com a equação que trata do movimento vertical, visto que, no modelo cilíndrico o movimento horizontal será tratado de forma diagnóstica e sairá da equação da continuidade. Portanto a componente vertical do momento pode ser escrita como:

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - g^* + 2\Omega u \cos \phi \quad \text{II.3.9}$$

Avaliando os termos do lado esquerdo da equação (II.3.9) podemos dizer que:

$$\left| u \frac{\partial w}{\partial x} \right| = \left| v \frac{\partial w}{\partial y} \right| = \left| w \frac{\partial w}{\partial z} \right| \approx \frac{u w}{L_x}$$

e que:

$$\left| \frac{\partial w}{\partial t} \right| \approx \frac{w}{t_n}, \text{ onde } t_n \approx \frac{L_x}{u} \Rightarrow$$

$$\left| \frac{\partial w}{\partial t} \right| \approx \frac{w u}{L_x} \quad \text{II.3.10}$$

Isto nos diz que todos eles são da mesma ordem de grandeza, daí a necessidade de avaliar os termos do lado direito e compará-los com os do lado esquerdo.

Vamos avaliar primeiro os termos devido ao gradiente de pressão e gravidade para estimá-los devemos usar o fato que:

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha'$$

então :

$$\begin{aligned} -\alpha \frac{\partial p}{\partial z} - g &= -(\alpha_0 + \alpha') \frac{\partial p}{\partial z} (P_0 + P') - g \\ &= -(\alpha_0 + \alpha') \frac{\partial p_0}{\partial z} - (\alpha_0 + \alpha') \frac{\partial p'}{\partial z} - g \\ &= -\alpha_0 \left(1 + \frac{\alpha'}{\alpha_0}\right) \frac{\partial p_0}{\partial z} - \alpha_0 \left(1 + \frac{\alpha'}{\alpha_0}\right) \frac{\partial p'}{\partial z} - g \end{aligned}$$

Partindo do princípio que

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} \ll 1$$

$$-\alpha \frac{\partial p}{\partial z} - g = -\alpha_0 \frac{\partial p_0}{\partial z} - \alpha \frac{\partial p_0}{\partial z} - \alpha_0 \frac{\partial p'}{\partial z} - g$$

Supondo que a nível do ambiente existe um equilíbrio hidrostático, isto é

$$\alpha_0 \frac{\partial p_0}{\partial z} = -g \quad \text{III.3.11}$$

temos que :

$$-\alpha \frac{\partial p}{\partial z} - g = \frac{\alpha}{\alpha_0} g - \alpha \frac{\partial p}{\partial z} \quad \text{III.3.12}$$

Com isto, a equação do momento vertical fica dada por

$$\frac{dw}{dt} = -\alpha_0 \frac{\partial p}{\partial z} + g \frac{\alpha}{\alpha_0} + 2\Omega\omega \cos \varphi \quad \text{III.3.13}$$

Lembrando que na equação original tanto o termo do gradiente de pressão quanto da gravidade eram algumas vezes maiores do que a aceleração vertical. Portanto, o que fez-se foi uma redução dos termos baseado no fato que $\frac{\alpha}{\alpha_0} \ll 1$ e permitir que, agora tanto a aceleração vertical quanto os dois termos do lado direito são da mesma ordem de grandeza. Fazendo uma avaliação do termo relacionado a força de Coriolis.

Este termo comparado ao do gradiente de pressão ou da gravidade é da ordem de 10^{-7} vezes menor e pode portanto ser desprezado.

Dessa forma a equação para o movimento vertical fica dado por:

$$\frac{dw}{dt} = -\alpha_0 \frac{\partial \phi}{\partial z} + g \frac{\alpha}{\alpha_0}$$

II. 3.14

Existe um outro termo desta equação que não foi considerado e que tem a ver com o peso da água condensada e que influí no sentido de reduzir o fator de flutuação da parcela do ar dado pelo último termo desta equação.

Usando a Lei dos Gases e o fato que para qualquer variável dinâmica é válido a seguinte hipótese ,

$$\phi = \phi_0 + \dot{\phi} \text{ podemos escrever}$$

$$P = \rho R d T v \text{ ou melhor}$$

$$(P_0 + P') = (\rho_0 + \rho') R_d (T_{v_0} + T_v) \Rightarrow$$

$$P_0 \left(1 + \frac{P'}{P_0} \right) = \rho_0 \left(1 + \frac{\rho'}{\rho_0} \right) R_d T_{v_0} \left(1 + \frac{T_v}{T_{v_0}} \right)$$

$$1 + \frac{P}{P_0} = 1 + \frac{\rho}{\rho_0} + \frac{T_v}{T_{v_0}} + \frac{P' T_v}{P_0 T_{v_0}}$$

desprezando o último termo baseado no fato que

$$\frac{\dot{\phi}}{\phi_0} \text{ (1 então ficamos com:}$$

II. 3.15

$$\frac{P'}{P_0} = \frac{\rho'}{\rho_0} + \frac{T_v}{T_{v_0}}$$

substituindo na equação do movimento vertical obtem-se finalmente

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \phi'}{\partial z} + g \left(\frac{T_v - T_{v_0}}{T_{v_0}} \right) - g \frac{P}{P_0}$$

II. 3.16

No modelo considerado por **Asai e Kassahara (1967)** e **Ogura e Takahashi (1973)** e outros, eles usam a hipótese que a pressão no interior da nuvem é exatamente igual a pressão no ambiente circundante, daí eles desprezam os termos contendo a influência da perturbação na pressão.

Todavia, **List e Lozowski (1970)** mostraram que o efeito do termo do gradiente da perturbação da pressão é substancial e não pode ser desprezado.

Holton (1973), considera esta influência o que também fazemos. Sendo assim a equação para o movimento vertical é dada por:

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial z} + g \left(\frac{T_v - T_{v_0}}{T_{v_0}} \right)$$

II. 3. 17

As outras equações que tratam da conservação da água e do conjunto de CCN's não sofrem muitas modificações, uma vez que os termos de fonte usualmente são pequenos em comparação com o termo advectido, entretanto devem ser consideradas principalmente sob condições em que estes estão ligados a mudanças de fases de água.

Como o nosso modelo vai ser descrito em coordenadas cilíndricas, as duas equações acima são dadas por

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{P_0} \frac{\partial P}{\partial z} + g \left(\frac{T_v - T_{v_0}}{T_{v_0}} \right)$$

II. 3. 18

onde aqui u é a velocidade radial e w é a velocidade vertical e foi desprezado o efeito da velocidade tangencial. A transformação da equação da continuidade nos leva a

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho_0 r u \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 w \right) = 0$$

II. 3. 19

com o auxílio da equação hidrostática, válida para o ambiente externo a nuvem, isto é

$$\frac{\partial P_0}{\partial z} = -\rho_0 g$$

podemos reescrever todas as equações da seguinte forma

$$\rho_0 \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho_0 r u \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 w^2 \right) = \rho_0 \left(\frac{T_v - T_{v_0}}{T_{v_0}} \right) g - \frac{\partial P'}{\partial z} \quad \text{II. 3. 20}$$

$$\rho_0 \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho_0 r u T \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 w T \right) = ST \quad \text{II. 3. 21}$$

As equações que tratam da conservação da água podem ser desmembradas em termos que tratam do vapor e um conjunto que trata da água límpida.

Dependendo do modelo, uma parametrização pode ser usada e a água pode assumir apenas algumas formas, como por exemplo, água de nuvem, churisco e água de chuva além de gelo se existir.

Como vamos considerar uma nuvem quente, ou seja, sem a fase de gelo, e vamos considerar um modelo completo, a água assumirá um espectro de gotas distribuído por todos os raios entre 1 μm e 4 mm, desta forma teremos para cada categoria de raio definido uma equação dinâmica/microfísica.

A equação para o vapor d'água através da razão de mistura Q_v é dada por:

$$\rho_0 \frac{\partial Q_v}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_0 r u Q_v) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w Q_v) = S Q_v \quad \text{II. 3.22}$$

é para a água e outros aerosóis tipo CNN ficam dadas por

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_0 w f_i) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w f_i) = S f_i \quad i = 1, 2, \dots \quad \text{II. 3.23}$$

$$\frac{\partial \eta_j}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_0 r \eta_j) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w \eta_j) = S \eta_j \quad j = 1, 2, 3, \dots \quad \text{II. 3.24}$$

Nas duas últimas equações f_i e η_j representam respectivamente a distribuição de densidade de gotas para a categoria de raio r_i número de CCNs para a categoria j . Com isto finalizamos esta primeira parte do processo de organização do modelo e vamos tentar desenvolver a segunda parte da organização, que está ligada exatamente ao processo de suavização do movimento turbulento presente nas equações do modelo. Este processo como foi dito anteriormente está associado ao processo de media das variáveis de campo.

III.3.2 - MÉDIA HORIZONTAL DAS EQUAÇÕES BÁSICAS

Já foi dito antes que o processo de cálculo das médias das equações básicas do modelo é necessário para retirarmos as flutuações que ocorrem em escalas muito pequenas, e que prejudicam na escolha de uma escala espaço/temporal para a discretização do sistema de equações durante o processo de solução numérica. Todavia os efeitos devido ao movimento a nível molecular, considerados como contribuições de escalas menores, sobre as escalas permitíveis à solução do modelo, devem ser tratados de forma parametrizadas, desde que consigam representar em termos médios as manifestações a nível microscópico.

Considerando que as escalas espaciais por nós usadas $\Delta x, \Delta y$ e Δz são muito maiores que o espaçamento médio entre as moléculas δm , ou seja:

$$\delta m \ll \Delta x \Delta y \Delta z$$

nos podemos escrever para qualquer das variáveis do modelo que:

$$\phi = \bar{\phi} + \phi'$$

III.3.25a

onde:

$$\bar{\phi} = \frac{1}{V} \iiint \phi \, dV$$

III.3.25b

ϕ' é a flutuação de ϕ ao nível da grade escolhida.

Algumas simplificações são bastante úteis.

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x} &= \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x}, & \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_i} &= \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_i} \\ \bar{\phi} &= \bar{\phi}, \quad \text{e} \quad \bar{\phi}'' = 0 \quad \text{e mais que} \\ \left| \frac{\phi''}{\phi} \right| &\approx \left| \frac{\phi''}{\phi_0} \right| \ll 1, & \phi_0 &\text{ é o valor para o ambiente exterior} \end{aligned} \right\}$$

III.3.26

Reescreveremos a seguir o conjunto de equações do modelo.
Na seção anterior obtivemos

Para a velocidade vertical:

$$\rho_0 \frac{\partial \omega}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_0 r u \omega) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w w) = \rho_0 \left(\frac{T_v - T_{v_0}}{T_{v_0}} \right) - \frac{\partial P'}{\partial z} + \delta W$$

II. 3.27

δW estará associada ao peso da água líquida presente no modelo.

Para a temperatura:

$$\rho_0 \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_0 r u T) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \omega T) = S_T$$

II. 3.28

S_T são os termos de fontes e sumidouros de calor presentes na região das nuvens.

Para a Razão de Mistura:

$$\rho_0 \frac{\partial Q_v}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_0 r u Q_v) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \omega Q_v) = S_{Q_v}$$

II. 3.29

Para a água líquida presente na nuvem obtivemos um conjunto de equações para cada categoria de raio de gota escolhido.

Então:

$$\rho_0 \frac{\partial f_i}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_0 r u f_i) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \omega f_i) = S_{f_i} \quad i = 1, 2, \dots, N$$

II. 3.30

Para o conjunto de CCN's presente na região da nuvem, cuja importância é básica para o processo de iniciação da nuvem, temos também que discretizar seus raios em tamanhos que permitem ser tratados numericamente.

Sua equação é dada por:

$$\rho_0 \frac{\partial \eta_j}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_0 r u \eta_j) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \omega \eta_j) = S_{\eta_j} \quad j = 1, 2, \dots, M$$

II. 3.31

Além destas equações temos a equação diagnóstica que conecta a velocidade radial U com a velocidade vertical ω .

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_0 r u u) + \frac{\partial}{\partial z} (\omega) = 0$$

II. 3.32

Calculando a média horizontal para todas estas equações. Basicamente seguimos o esquema de **Asai e Kasahara(1967)**. Como todas as equações são semelhantes, vamos tomar uma delas e arbitrar uma variável e determinar o cálculo.

Considerando a equação:

$$\rho_0 \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_0 r u \eta_j) \phi + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \omega \phi) = S_{\phi}$$

II. 3.33

podemos dentro da suposição de que a nuvem é representada por uma coluna cilíndrica de raio a , contida em uma atmosfera sinótica de raio b , com $b \gg a$, utilizando a

equação (1.3.25a), em coordenadas cilíndrica de acordo com **Asai et All (1967)**, dizendo que, para o interior da nuvem:

$$\left. \begin{array}{l} \bar{\phi}_n = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a \int_0^{2\pi} \phi r dr d\phi \\ \bar{\phi}_n = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \phi d\phi \quad \text{em } r = a \\ \phi'_n = \phi - \bar{\phi}_n \quad \quad \quad \phi''_n = \phi - \bar{\phi}_n \end{array} \right\} \quad \text{II.3.34}$$

Para atmosfera sinótica as grandezas se comportam de forma similar e seus valores médios podem ser escrito como seguem.

$$\left. \begin{array}{l} \bar{\phi}_a = \frac{1}{\pi(b^2 - a^2)} \int_0^{2\pi} \int_a^b r \phi dr d\phi \\ \bar{\phi}_a = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \phi d\phi \quad \text{em } r = b \\ \phi'_a = \phi - \bar{\phi}_a \quad \quad \quad \phi''_a = \phi - \bar{\phi}_a \end{array} \right\} \quad \text{II.3.35}$$

a partir daí podemos simplificar as equações do modelo.

Tomando a eq.II.3.33 e aplicando sobre ela a média, obtemos:

$$\overline{\rho_0 \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_0 r u \phi) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w \phi)} = \overline{S_\phi} \quad \text{II.3.36}$$

Vamos analisar termo por termo e todos são divididos por ρ_0 :

$$\begin{aligned}
\frac{1}{\rho_0} \left[\left(\rho_0 \frac{\partial \phi}{\partial t} \right) \right] &= \frac{1}{\rho_0 r \pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^a \left(\rho_0 \frac{\partial \phi}{\partial t} \right) r dr d\phi = \\
&= \frac{1}{\pi a^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{2\pi} \int_0^a \frac{\partial \phi}{\partial r} r dr d\phi \\
&= \frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{\pi a^2} \int_0^{2\pi} \int_0^2 \phi r dr d\phi \\
&= \frac{\partial}{\partial t} \bar{\phi}_n
\end{aligned}$$

II. 3.37

Vamos ter para o 2o. termo :

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{\rho_0} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_0 r u \phi) \right] &= \frac{1}{\rho_0 \pi a^2} \int_0^{2\pi} \int_0^a \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_0 r u \phi) r dr d\phi \\
 &= \frac{1}{\rho_0 \pi a^2} \int_0^{2\pi} \int_0^a \frac{\partial}{\partial r} (\rho_0 r u \phi) dr d\phi \\
 &= \frac{1}{\pi a^2} \int_0^{2\pi} a u \phi d\phi \\
 &= \frac{2}{a} [u_n \phi_n] \tag{II. 3.38}
 \end{aligned}$$

usando as duas últimas equações do conjunto II . 3.34, podemos mostrar que :

$$u_n \phi_n = \bar{u}_n \bar{\phi}_n + u_n'' \phi_n'' \tag{II. 3.39}$$

desta forma o termo fica dado por :

$$\frac{1}{\rho_0} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_0 r u \phi) \right] = \frac{2}{a} [\bar{u}_n'' \bar{\phi}_n'' + u_n'' \phi_n''] \tag{II. 3.40}$$

O 3o. termo ficará assim:

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \omega \phi) &= \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \frac{\rho_0}{\pi a^2} \int_0^{2\pi} \int_0^a (\omega \phi) r dr d\phi \\
 &= \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\overline{\rho_0 \omega_n \phi_n}) \tag{II. 3.41}
 \end{aligned}$$

Também é fácil mostrar que:

$$\overline{\omega_n \phi_n} = \overline{\omega_n \bar{\phi}_n} + \overline{\omega_n'' \phi_n''} \tag{II. 3.42}$$

Com isto a equação fica simplificada:

$$\frac{\partial \bar{\phi}_n}{\partial z} + \frac{2}{a} [\bar{u}_n \bar{\phi}_n + u_n'' \phi_n''] + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} [\rho_0 (\omega_n \phi_n + \bar{\omega}_n \bar{\phi}_n')] = S_\phi \tag{II. 3. 43}$$

Mediando a equação da continuidade, a equação (II.3.19), obtem-se:

$$0 = \frac{1}{\rho_0 \pi a^2} \left\{ \int_0^{2\pi} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_0 r u) (r dr d\phi) + \int_0^{2\pi} \int_0^a \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \omega) r dr d\phi \right\}$$

$$\frac{1}{\rho_0 \pi a^2} \left\{ \int_0^{2\pi} (\rho_0 a u d\phi) + \frac{\partial}{\partial z} \int_0^{2\pi} \int_0^a \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \omega) r dr d\phi \right\} = 0$$

$$\frac{1}{\rho_0 \pi a^2} \left\{ 2\pi a [\rho_0 \bar{u}_n + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \bar{\omega}_n)] \right\} = 0$$

$$\frac{2}{a} \bar{u}_n + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \bar{\omega}_n) = 0$$

II. 3.44

Com este resultado podemos simplificar a equação (II.3.43). Para tanto precisamos desenvolver o ultimo termo do lado esquerdo para obter:

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} [\rho_0 \bar{\omega}_n \bar{\phi}_n + \bar{\omega}'_n \bar{\phi}'_n] = \frac{1}{\rho_0} \rho_0 \bar{\omega}_n \frac{\partial}{\partial z} \bar{\phi}_n + \frac{\bar{\phi}_n}{\rho_0} (\rho_0 \bar{\omega}_n) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\omega}'_n \bar{\phi}'_n) \quad \text{II. 3.45}$$

Usando a equação (II.3.45) obtemos para a equação (II.3.43):

$$\frac{\partial \bar{\phi}_n}{\partial z} + \bar{\omega}_n \frac{\partial \bar{\phi}_n}{\partial z} - \frac{2}{a} [\bar{\phi}_n - \bar{\phi}'_n] \bar{u}_n + \frac{2}{a} \bar{u}'_n \bar{\phi}''_n + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} [\rho_0 \bar{\omega}'_n \bar{\phi}'_n] = \bar{S}_n \quad \text{II. 3.46}$$

Asai e Kasahara (1967) sugerem desprezar o termo relacionado ao fluxo turbulento vertical, responsável pelo transporte de calor, momento e massa, caracterizado pela correlação $\bar{\omega}''_n \bar{\phi}''_n$. O outro termo importante relacionado ao processo de mistura lateral turbulenta, o qual descreve o processo de transporte de massa, momento e calor na fronteira entre a nuvem e o ambiente é dado pela correlação $\bar{u}'_n \bar{\phi}''_n$ e pode ser parametrizado, aplicando-se a hipótese de troca turbulenta entre as partes, isto é:

$$u_n'' \bar{\phi}_n'' = \frac{\vartheta}{\alpha} [\bar{\phi}_n - \bar{\phi}_a]$$

onde ϑ representa o coeficiente cinético da troca turbulenta entre a nuvem e o ambiente sinótico que o circunda. ϑ é definido por:

$$\vartheta = \alpha^2 \alpha \left| \varpi_n \right|$$

onde $\alpha^2 = 0.1$, é uma constante empírica.

Desta forma obtivemos uma expressão fechada para a eq. prognóstica válida para todas as variáveis do modelo, ou seja:

$$\frac{\partial \bar{\phi}_n}{\partial t} + \varpi_n \frac{\partial \bar{\phi}_n}{\partial z} - \frac{2}{\alpha} [\bar{\phi}_n - \bar{\phi}_a] \bar{u}_n - \frac{2\alpha^2}{\alpha} \varpi_n [\bar{\phi}_a - \bar{\phi}_n] = \bar{S}_\phi$$

II. 3. 47

Se usarmos o mesmo procedimento realizado para o interior da nuvem obtemos um conjunto de equações similares, válido para as variáveis do ambiente sinótico exterior à nuvem, porém com pequenas diferenças. Para finalizar este capítulo iremos escrever em forma completa o conjunto de equações que descrevem a nuvem em questão. Entretanto vamos usar algumas simplificações. O valor médio das variáveis no interior da nuvem $\bar{\phi}_n = \phi_n$, para o valor $\bar{\phi}_n$ mediado apenas no contorno da nuvem será denominado $\bar{\phi}_c$ e o valor médio da grandeza $\bar{\phi}_n$ definido no ambiente será $\bar{\phi}_a$. Com estas modificações as equações tomam-se em forma definitiva.

II.3.3 - EQUAÇÃO PARA A VELOCIDADE VERTICAL:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = -\omega \frac{\partial \omega}{\partial z} + \frac{2\alpha^2 \omega}{a} [\omega] + \frac{2}{a} u_c [[\omega - \omega_c]] + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P'}{\partial z} + g \left(\frac{T_v - T_{v_c}}{T_{v_c}} \right) - g Q_\omega \quad II.3.48$$

O último termo representa exatamente o peso da água líquida presente no modelo, isto é, Q_ω é a razão de mistura da água líquida dado em (kg/kg) . No segundo termo do lado direito usamos o condição de $\omega_z = 0$, ou seja, que no ambiente sinótico os movimentos importantes ocorrem na escala horizontal.

II.3.4 - EQUAÇÃO PARA A TEMPERATURA :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\omega \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{2\alpha^2}{a} [\omega [T_z - T]] + \frac{2}{a} u_c [T - T_c] - \Gamma_d \omega + \frac{L}{C_p} \frac{\partial M}{\partial t} \quad II.3.49$$

Nesta equação o termo de fonte forneceu dois termos. Um está ligado ao processo de ascensão adiabático que provoca uma queda na temperatura. Γ_d é a razão de esfriamento adiabático seco, isto é $T_d = 98C/100m$. O outro termo está associado com o calor latente liberado ou retirado do ambiente da nuvem e associado com o processo de condensação e evaporação. $\frac{\partial M}{\partial t}$ representa exatamente a taxa de água condensada ou evaporada. L é o calor latente, e é dado por $595cal/gr.$, C_p é o calor específico do ar, e $C_p = .24 cal/g C$.

II.3.5 - EQUAÇÃO PARA O VAPOR DÁGUA :

$$\frac{\partial Q_v}{\partial t} = -\omega \frac{\partial Q_v}{\partial z} + \frac{2\alpha^2}{a} [\omega (Q_{v_0} - Q_v) + \frac{2}{a} u_c (Q_v - Q_{v_0})] - \frac{\partial M}{\partial z} \quad \text{II. 3. 50}$$

II.3.6- EQUAÇÃO PARA ÁGUA LÍQUIDA EM FORMA DE GOTAS:

As gotas são consideradas através da distribuição de tamanho $f(x)$, onde x representa a massa das partículas, $f(x)dx$ significa o número de gotas por unidade de volume do ar, com massa entre x e $x+dx$. A grandeza de Q_w que aparece na primeira equação é dada através de $f(x)$, como segue:

$$Q_w = \frac{1}{\rho_a} \int_0^\infty x f(x) dx$$

desprezamos a água em forma de gotas e trabalhamos com uma discretização no raio ao invés da discretização na massa. Assim podemos escrever:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_i}{\partial t} = & -(\omega - v) \frac{\partial f_i}{\partial z} + \frac{2\alpha^2}{a} [\omega [f_{i+1} - f_i] + \\ & \frac{2}{a} u_c [f_i - f_{i-1}] + \frac{f_i \omega \delta \rho_a}{\rho_a} + \frac{\partial f_i}{\partial t}]_{\text{m}} + \frac{\partial f_i}{\partial t} |_{\text{ce}} \\ & + \frac{\partial f_i}{\partial t} |_{\text{col}} + \frac{\partial f_i}{\partial t} |_{\text{q}} \quad i = 1, 2, \dots, N \end{aligned} \quad \text{II. 3. 51}$$

Como se vê o termo de fonte desta equação gerou 05 (cinco) termos. Um deles está ligado com a razão de mudança da densidade do ar exterior, os outros estão ligados aos processos responsáveis pela formação das gotas. O termo $\frac{\partial f_i}{\partial t} |_{\text{m}}$ representa o processo de iniciação das gotas pelo processo de condensação do vapor sobre os espectros de CCN's presentes na região da nuvem. O termo $\frac{\partial f_i}{\partial t} |_{\text{ce}}$ se deve a evolução do espectro pelo crescimento ou decrescimento do raio devido ao processo de difusão do vapor sobre a gota já formada. Neste caso são considerados dois processos: o do crescimento por condensação e o do decrescimento por evaporação. Os outros dois termos retratam as mudanças no espectro pelos processos de coalescência e quebra de gotas. Sabe-se que uma gota com certo tamanho superior a $20 \mu\text{m}$, consegue cair sob um vento ascendente de 5m/s e que cada gota tem uma velocidade terminal que cresce com o tamanho da gota. Portanto no processo de queda, as gotas maiores conseguem, ao cair, colidir com as gotas menores e assim capturá-las para crescer ou simplesmente se partirem em gotas menores. Com isto conseguimos considerar todas as fontes de mudança do número de gotas para a categoria i . Um estudo mais detalhado sobre estes termos será o assunto do próximo capítulo, que nos denominaremos de microfísica do modelo. Existe algo que gostaríamos de chamar atenção. É o fato que o termo advectivo ficou reduzido pelo fator v onde v é a velocidade terminal das partículas.

II.3.7- EQUAÇÃO PARA OS CCN's (NÚCLEOS DE CONDENSAÇÃO):

Conforme já dissemos $\eta(r)$ é o número de CCN's por unidade de volume do ar para a categoria de raio r . Discretizando r teremos para η conforme a seguinte equação:

$$\frac{\partial \eta_i}{\partial t} = -\omega \frac{\partial \eta_i}{\partial z} + \frac{2\alpha^2}{a} [\omega (\eta_{ic} - \eta_i) + \frac{2}{a} u_c (\eta_i - \eta_{ic})] + \frac{\partial \eta_i}{\partial z} \Big|_E - \frac{\partial \eta_i}{\partial z} \Big|_m \quad i = 1, \dots, M \quad 52$$

Como se vê temos dois termos extra que são fornecidos pelo termo de fonte e sumidouro.

Poderemos ter mais, porém vamos apenas considerar estes. $\frac{\partial \eta_i}{\partial z} \Big|_E$ que determina o crescimento da concentração da categoria i , pelo processo de evaporação de uma gotícula liberando totalmente um CCN nesta categoria. O outro termo $\frac{\partial \eta_i}{\partial z} \Big|_m$ representa uma perda de CCN's pelo processo de formação de gotículas através da condensação do vapor sobre os mesmos, para iniciar o espectro de gotas.

Com estas observações fechamos o conjunto de equações que permitem simular uma nuvem, cuja dimensão é dita ser uma e meia. Este nome deve-se ao fato que apenas o campo de vento vertical é considerado por mudar com o tempo implicitamente, ou melhor, a velocidade vertical é uma variável prognóstica, enquanto que a velocidade horizontal, caracterizada pela velocidade radial é uma variável diagnóstica, e esta ligada a w pela equação da continuidade. O último capítulo será dedicado a solução deste modelo. A seguir iremos discutir os processos microfísicos responsáveis pela formação da precipitação.

CAPÍTULO III

MICROFÍSICA DO MODELO

III.1 - INTRODUÇÃO

A microfísica do nosso modelo como ficou caracterizado pelo conjunto de equações do capítulo anterior, é descrita por duas funções distribuições básicas. Uma delas especifica a distribuição de tamanho dos núcleos de condensação $n(z, r_n, t)$, e ficou definida de tal forma que $n(z, r_n, t)dr_n$, fornece o número de CCNs por unidade de volume, na posição z com um raio contido entre r_n e $r_n + dr_n$. A outra função é aquela que representa a distribuição de gotas, a qual pode ser caracterizada pela massa ou pelo raio da gota. Aqui nós usaremos considerando sua dependência por raio. Ela é tal que, $f(z, r_m, t)dr_m$ é o número de gotas por unidade de volume com raios contido no intervalo entre r_m e $r_m + dr_m$. No capítulo II tais funções são soluções de equações diferenciais, onde além dos termos dinâmicos surgem termos de fontes ligados aos processos microfísicos, que contribuem para as modificações das funções em si. Também no capítulo II comentamos tais processos, no contexto de suas importâncias são considerados

- Nucleação;
- Condensação/Evaporação;
- Coalescência de gotas;
- Quebra de gotas.

Posteriormente iremos discutir como cada um desses é tratado em nosso modelo, contudo faremos uma exposição resumida sobre a importância que cada um deles desempenha sobre a microestrutura das nuvens.

III.2 - A NUCLEAÇÃO DE GOTAS DE NUVENS

O estudo sobre a formação de uma gota da água provavelmente vem anterior ao estudo da formação de uma nuvem, visto que o conhecimento do último depende do primeiro.

A formação de uma gota por condensação ocorre quando moléculas de água em forma de vapor, mais energéticas e mais instáveis, mudam de fase para água líquida. Entretanto, o processo não é tão simples assim. Primeiro esta é uma situação de não-equilíbrio e portanto irreversível e, somente ocorre se a pressão de vapor na vizinhança da gota é bastante alta, a permitir que a forte barreira energética devido a tensão superficial na superfície da gota seja vencida. Existem muitas diferenças entre o equilíbrio das fases líquidas e vapor, quando se considera uma superfície d'água e uma gota d'água em contato com o vapor da água. A pressão de vapor de saturação para uma superfície é menor do que para uma gota. A primeira expressa pela equação de *Clausius-Clapeyron*, apenas mostra uma acentuada dependência com a temperatura. A segunda é dada pela equação de *Kelvin*, isto é

$$P_g = P_s \exp[2\sigma/R_v T \rho_0 r]$$

onde :

σ é a tensão de superficial da interface líquido / vapor;

R_v é a constante individual do vapor

T é a temperatura ; r é o raio da gota ;

ρ_0 é a densidade da água ou seja 1 gr / cm³.

Pela equação de *Kelvin*, se a pressão de vapor sobre uma gota de raio r for menor do que P_g , então a gota evapora. Portanto para que uma distribuição de gotas formadas de água pura seja mantida, é necessário a presença constante de um campo de supersaturação. A equação de *Kelvin* é portanto o suporte para o processo de nucleação homogênea, que para ocorrer necessita de condições extremas de supersaturação. A observação tem demonstrado que não é necessário valores altos de supersaturação para a iniciação de uma nuvem, considerando-a como um sistema caracterizado pela presença dos hidrometeoros, ou sejam CCNs higroscópicos e gotas. Portanto fica claro que o processo de nucleação homogênea inexiste no interior da nuvem. Em contrapartida a presença de CCNs, aerosóis higroscópicos ou também partículas solúveis, torna-se fundamental para este processo inicial de formação da nuvem. A presença de tais partículas desencadeia um processo de nucleação para condições de supersaturação relativamente baixa. Este processo está ligado ao fato que o soluto ao ser dissolvido contribui para reduzir a pressão de vapor de equilíbrio da água no caso o solvente. A lei de Raoult estabelece que a pressão de vapor P' sobre uma solução é proporcional a fração molar do solvente, isto é:

$$\frac{P'}{P_s} = \frac{n_s}{n_s + n_g}$$

onde:

III. 2.1

n_g e n_s são números das moléculas do solvente (água) e do soluto respectivamente.

Esta expressão juntamente com a equação de *Keilvin*, que trata da dependência da pressão de vapor de saturação com a curvatura da gota, fornecem uma expressão fechada para a razão de saturação de equilíbrio sobre uma gotícula de raio r , ou seja:

$$S_e = 1 + \frac{a}{r} - \frac{b}{r^3}$$

$$a = 2\sigma / R_v T p_0$$

onde:

$$b = \rho_s M_0 r_s^3 / \rho_0 M_s$$

o termo $\frac{a}{r}$ devido a presença da curvatura da gota, contribui para crescer a razão de saturação sobre a gota, quando comparada a da superfície plana. Já o termo $\frac{b}{r^3}$ expressa a contribuição da presença do soluto, impondo uma redução na pressão de vapor de saturação.

Esta expressão gera a conhecida curva de *Könnler*, com a qual vê-se para cada núcleo de raio r , a razão de saturação alcança um valor crítico máximo $S_c \approx 2\%$ para um raio crítico r_c . Para valores de supersaturação esperados no interior de uma nuvem da ordem de 1% implicará que a ativação dos núcleos somente deverá ocorrer para raios maiores ou da ordem de $1,5 \times 10^2 \mu m$. Outro resultado importante que se tira daqui é que o termo devido a presença do soluto age com mais eficiência para raios bem pequenos, enquanto aquele devido a curvatura impera sobre raios maiores. O efeito do soluto realmente perde eficiência quando a gota cresce, pelo fato da diminuição da concentração do mesmo. Como pode ser observado, a presença de CCNs são fundamentais para o processo de inicialização da nuvem, e portanto faz-se necessário conhecer a concentração dos CCNs na atmosfera. Uma forma de se conhecer tais concentrações é através do conhecimento da supersaturação. *Squires e Twomey (1960)* sugeriram uma fórmula empírica conectando a concentração de CCNs e a supersaturação, isto é:

$$N = C s^k$$

III. 2.3

onde C e k são constantes e assumem valores diversos, dependendo se estamos avaliando o ar de origem marítima, ou continental. Foi verificado experimentalmente por exemplo que, para ar marítimo C varia entre $(30 \text{ a } 300) cm^{-3}$, e $K=0.3 \text{ a } 1.0$; para ar continental $C=(300 \text{ a } 3000) cm^{-3}$ e $k=2 \text{ a } 2.0$. Esta expressão será utilizada por nos e voltaremos a falar sobre ela no futuro. Entretanto podemos dizer que o processo de iniciação passa pela ativação dos CCNs, dado pela expressão acima. Isto é, alcançada a supersaturação o processo de nucleação é ativado; desta forma gerando-se gotas na mesma concentração N . A partir daí, além da continuação da nucleação, passa a

iniciação passa pela ativação dos CCNs, dado pela expressão acima. Isto é, alcançada a supersaturação o processo de nucleação é ativado; desta forma gerando-se gotas na mesma concentração N . A partir daí, além da continuação da nucleação, passa a funcionar o segundo processo importante da fase de formação da nuvem: o processo de Condensação/Evaporação de gotas.

III.3 - CONDENSAÇÃO/EVAPORAÇÃO DE GOTAS:

O processo de condensação de gota surge no momento em que as primeiras gotas foram ativadas. É acompanhado por uma forte liberação de calor latente. Uma grande competição pelo vapor supersaturado é gerada entre as jovens gotas de nuvens recentemente produzidas, e este processo tenderá a baixar o nível de supersaturação. Contudo, a presença do campo vertical de velocidade realimenta o campo de supersaturação, permitindo que a nuvem possa completar seu ciclo de vida, chegando a precipitação se, obviamente, as condições ambientais a permitirem. O processo de crescimento das gotas, por condensação é caracterizado pela difusão das moléculas do vapor supersaturado sobre a gotícula já formada. Entretanto, experimentos comprovam que a eficiência de tal processo persiste somente enquanto as gotas mantenham-se com raios menores do que 20 μm .

No modelo vamos utilizar para o crescimento das gotas por condensação, uma fórmula simplificada proposta por **Mason(1971)**. Avalia-se o crescimento dos raios das gotas como dada pela expressão:

$$r \frac{dr}{dt} = \frac{S-1 - \frac{a}{r} + \frac{b}{r^3}}{\rho_w [F_k' + F_d]} \quad \text{III.3.1}$$

onde os efeitos da curvatura e do soluto foram considerados. Entretanto supondo que a gota já passou da fase de nucleação, tanto o efeito da curvatura, quanto o do soluto, podem ser desprezados, daí a fórmula final é simplificada para :

$$\frac{dr}{dt} = \frac{S-1}{\rho_w r [F_k + F_d]} \quad \text{III.3.2}$$

onde:

$$F_k = \frac{L}{K_d T} \left[\frac{LM}{RT} - 1 \right] \quad \text{III.3.3}$$

é o termo associado à condução de calor em virtude da liberação de calor latente de condensação, responsável pelo crescimento da temperatura da gota acima da temperatura da nuvem.

K_d é o coeficiente de condutividade térmica do ar . Já :

$$F_d = \frac{RT}{DM e_s(T)} \quad \text{III.3.4}$$

é o termo associado com a difusão do vapor. Vê-se que L é o calor latente de condensação; M é a massa molecular da água; $e_s(T)$ é a pressão de vapor de saturação; D é o coeficiente de difusão do vapor d'água no ar; R é a constante universal dos gases. Observa-se que esta expressão pode ser usada também para o decrescimento das gotas por evaporação, basta que a Razão de saturação $S = e(T)/e_s(T)$, seja menor do que a unidade . Neste caso $dr/dt < 0$, o que caracteriza um decrescimento do raio da gota. O

efeito deste processo sobre a função distribuição de gotas vem dado pelo termo: $\frac{\partial f}{\partial r} \cdot CE$, o qual pode ser escrito como:

$$\frac{\partial f(r)}{\partial r} \cdot CE = -\frac{\partial}{\partial r} \left(f(r) \frac{\partial r}{\partial t} \right)$$

III.3.5

Pela fórmula de Mason (1971) ficou colocado que:

$$\frac{dr}{dt} \propto \frac{1}{r}$$

III.3.6

Isto nos diz que quanto maior for o raio da gota, menor será o seu crescimento e desta forma não podemos esperar que este processo seja o único responsável pela formação das gotas em tamanho suficiente para iniciar a precipitação. Sabe-se que a precipitação ocorre para tempos muito próximos do início da nuvem. Neste caso outros processos de crescimento passam a ser importantes para a formação de água precipitável. O processo de crescimento por coalescência de gotas, passa a ser indispensável para a formação completa do ciclo de vida de uma nuvem quente.

III.4. - COALESCÊNCIA DE GOTAS:

Como foi dito anteriormente uma nuvem quente característica de regiões tropicais, basicamente se desenvolve abaixo do nível de zero grau, podendo algumas vezes, ultrapassá-lo, permitindo nestas situações a formação de água superresfriada, a qual pode induzir melhor desenvolvimento da mesma. É em torno dos processos microfísicos de crescimento condensacional e de colisão/coalescência que a precipitação, neste tipo de nuvem é produzida. A importância de cada um destes processos pode ser avaliada de forma aproximada, para que tenhamos inicialmente uma idéia de suas participações no ciclo de vida da nuvem. Mostramos no item anterior que a razão de crescimento no volume de uma gota por condensação era dado por

$$4\pi r^3 De(S-1)r$$

onde De é a difusividade efetiva do vapor . Em torno de $10^{-6} \text{ cm}^2 \text{s}^{-1}$). Veja a equação (III .3.2).

Por outro lado, a razão de crescimento com outras gotas por coalescência no volume é aproximadamente por $4\pi r^3 k n/3$ onde n é a concentração de gotas e k é o coeficiente de colisão entre as gotas. k é o volume efetivo por unidade de tempo, formado pelas gotas em colisão.

Assumindo que a velocidade relativa entre gotas caindo corresponde a um fluxo de Stokes, garantido pelo balanço entre o gradiente de pressão e o termo viscoso, nós podemos ver que:

$$K \approx \frac{\rho_0 gr^4}{\rho v}$$

III .4 .1

onde ρ_0 é a densidade da água, ρ é a densidade do ar v é o coeficiente de viscosidade cinético do ar

Se dividirmos o crescimento por coalescência por aquele por condensação iremos obter

$$\alpha \approx \frac{\rho_0 N gr^6}{\rho De(S-1)}$$

III .4 .2

e isto demonstra que quando r é pequeno a condensação predomina sobre a coalescência. Quando r cresce o contrário acontece. Se considerarmos uma concentração da ordem de 100 cm^{-3} , obtém-se $\alpha \approx 1$ para $r=25 \mu\text{m}$. Um cálculo mais apurado demonstra que para raios menores de $20 \mu\text{m}$ a condensação é dominante perdendo efetividade a partir daí. Desta forma o processo de coalescência passa a ser praticamente o maior responsável, pelo crescimento da população de gotas numa nuvem quente após este raio ter sido alcançado.

Outros processos microfísicos também participam do crescimento da nuvem e, basicamente estão ligados ao fato de que, as gotas após atingirem um determinado tamanho podem se partirem por um processo espontâneo, ou por colisão com outras gotas. Nesta seção iremos tratar basicamente do processo de crescimento das gotas por colisão/coalescência. Este mecanismo é o mais importante no processo de formação da precipitação. Durante o tempo esperado entre o início da atividade da coalescência até o inicio da precipitação, um tempo em torno de 20min, uma concentração de (100 à 150) gotas por cm^{-3} , com raio médio de $10 \mu\text{m}$, evoluem para uma concentração da ordem de

1200 gotas por m^3 com diâmetro em torno de 1mm. Neste tempo para alcançar este tamanho típico, esta gota precisou pelos menos de 10^3 colisões com outras gotas. Entretanto a colisão em si não é garantia de que a coalescência ocorra. Fatores como o tamanho, a trajetória de colisão, a presença de campos elétricos, são determinantes neste processo. Um parâmetro importante a ser considerado aqui é o da eficiência de captura, que é definido como o produto entre a eficiência de colisão e a eficiência de coalescência. Noutros tipos de nuvens a presença de campos elétricos pode vir a crescer a eficiência deste processo.

As causas mais importantes da colisão entre gotas são devido a presença do campo gravitacional e aquela do campo de velocidade turbulento, os quais associados permitem gotas maiores cairem com velocidades terminais maiores do que gotas menores e, portanto serem capturadas. O coeficiente de coleção entre uma gota de raio r_1 por uma de raio r_2 é dado por:

$$K = \pi(r_1 + r_2)^2 E \Delta v \quad III.4.3$$

e representa o volume por unidade de tempo, formado pelas gotas em colisão.

E representa a eficiência da colisão;

Δv é a velocidade terminal relativa entre as gotas; isto é $\Delta v = v_2 - v_1$.

Para a velocidade terminal nós usaremos a formula de Best (1950):

$$v(r) = 9.58 \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{r}{0.885} \right)^{1.147} \right] \right\} \quad III.4.4$$

Para determinar o valor de E é necessário resolver a equação de Navier-Stokes para o fluxo passando através de duas esferas que caem em um campo gravitacional. Soluções aproximadas são válidas e podem ser obtidas. **Klett e Davis(1973)** simplificaram os efeitos iniciais não-lineares. **Beard e Grave(1974)**, desprezaram o fluxo do campo da gota menor supondo a outra bem maior. Em alguns casos a forma de K sai diretamente de uma análise de escala **Maton(1974a)**, **de Almeida (1976)**, considera os efeitos não-lineares e obtém resultados mais apurados. Usamos a equação (III.4.3), também conhecida como Kernel geométrico, para representar o coeficiente de coleção entre gotas e, basicamente fica representado assim, considerando a colisão de duas gotas i e j , tal que

$r_i > r_j$ é:

$$K(i, j) = \pi(r_i + r_j)^2 E_r(v_i - v_j) \quad \text{III 1 . 4 . 5}$$

ou:

$$K(i, j) = \pi r_i^2 y_e^2(i, j) / (v_i - v_j) \quad \text{III 1 . 4 . 6}$$

aqui $y_e(i, j)$ é a eficiência de colisão linear . De acordo com Berry (1967):

$$y_e(i, j) = A + B \frac{r_i}{r_j} + \frac{D}{\sqrt{r_j}} + \frac{E}{(1 - \sqrt{r_j})^{\sigma}} \quad \text{III 1 . 4 . 7}$$

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

III.5.- QUEBRA DE GOTAS:

Este é outro fator importante no processo de formação da precipitação. Gotas grandes, isto é, gotas com raios maiores de $200\mu\text{m}$ ao colidirem quase sempre coalescem. Para raios maiores do que isto, a tensão superficial σ sobre a gota passa a ser um fator importante no processo de coalescência, e vai afetar diretamente na eficiência de coalescência após colisão. Se $P_{cc}(i,j)$ é definido como a probabilidade que, toda colisão ocorrendo, durante um certo intervalo de tempo Δt , resulte em coalescência, o número de gotas $n_i(P_{cc}(i,j))$ cresce por coalescência com a razão dada por :

$$\frac{dr_i}{dt} = \frac{1}{4\pi\rho_w r_i^2} \sum_{i=1}^i m_i K(i,j) \eta_i$$

III.5.1

onde: m_i é a massa da gota de raio i ; A probabilidade de ruptura é:

$$P_r(i,j) = 1 - P_{cc}(i,j)$$

A probabilidade definida por $P_{cc}(i,j)$ de acordo com **Brazier-Smith et al (1973)** é dada por:

$$P_{cc}(i,j) = \frac{2.4\sigma(1+\gamma^3)^{1/2} \left[1 + \gamma^2 - (1+\gamma^3)^{1/2} \right]}{r_i^3 \rho_w (v_{r_i} - v_{r_j})^2 \gamma^6 (1+\gamma^2)}$$

III.5.2

onde $\gamma = \frac{r_i}{r_j}$, σ é a tensão superficial, ρ_w é a massa específica da água.

De acordo com **Brazier-Smith et al (1973)** a colisão entre as gotas i e j , num processo de quebra produzem três gotas satélites idênticas, cujos raios ficam dados por:

$$r_{Sj} = \left(\frac{0.04 r_i^3 r_j^3}{r_i^3 + r_j^3} \right)^{1/3}$$

III. 5.3

Por outro lado, os raios das respectivas gotas são modificados e ficam dados por

$$r_i = (r_i - 1.5 r_{Sj}^3)^{1/3}$$

III. 5.4

$$r_j = (r_j - 1.5 r_{Sj}^3)^{1/3}$$

III. 5.5

Neste trabalho foi considerado a quebra espontânea de gotas. Este fato se deve a forma da gota ao cair no campo gravitacional sobre um fluxo turbulento. A formulação deste processo necessita de duas probabilidades. **Kombayasi(1964)**, definiu a probabilidade por unidade de tempo de quebra espontânea de j-ésima gota como sendo:

$$P(j) = 2.94 \cdot 10^{-4} \exp(34r_j)$$

III. 5.6

Já **Srivastava(1971)**, considerando a conservação da água líquida durante a quebra espontânea, deduziu a probabilidade $Q(i,j)$ que, um pedaço da gota partida, tenha raio r_j , isto é:

$$Q(i,j) = \frac{62.3 \times 7}{r_i} \exp\left(-\frac{7r_j}{r_i}\right)$$

III. 5.7

Com todos estes processos em mente, podemos montar a equação básica da distribuição de gotas no interior da nuvem, isto é, a equação mestre, que trata da mudança com o tempo, da função de distribuição de densidade $f(r,t)$ tal que, $f(r,t)dr$ é o número de gotas por unidade de volume com raio entre r e $r+dr$, e que já ficou descrita no capítulo 2. Nesta equação os termos ligados aos processos de colisão/coalescência, quebra de gota e quebra espontânea ficam dados por:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} \Big|_{\infty} + \frac{\partial f}{\partial t} \Big|_0 &= \frac{1}{2} \int_0^{\infty} f(r') f(r-r') K(r, r-r') \times \\ P_{CC}(r, r-r') dr' - f(r) \int_0^{\infty} f(r') K(r, r') P_{CC}(r, r') dr' + \\ \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} C(r, r', r'') f(r') f(r'') K(r', r'') \times [1 - P_{CC}(r', r'')] dr' dr'' - f(r) \int_0^{\infty} f(r') K(r', r'') \times \\ [1 - P_{CC}(r, r')] dr' + \int_0^{\infty} Q(r, r') P(r') f(r') dr' - P(r) f(r) \end{aligned}$$

Nesta equação, o primeiro termo do lado direito representa a razão de crescimento na concentração para a categoria de raio r pelo processo de coalescência com outras gotas com raio menor que r . O segundo termo do lado direito mostra um

queda de $f(r)$, devido a uma coalescência de gotas de raio r , com gotas de raio maior do que r . O terceiro e o quarto termo 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 integrodiferencial não-linear, sem solução analítica para Kernen complexos, como é o caso aqui tratado. Entretanto existem algumas tentativas de soluções numéricas que justificam-se razoáveis, por comprovarem os resultados quando analítico. Destacamos os métodos de **Berry Reinhardt(1974a)**, **Bleck(1970)**, **Tzivion (1987)** e **Kovetz and Olund(1969)**. Os métodos de **Berry et all (1974a)** , **Enukashvili (1964)** e os métodos dos momentos bons, porém consomem muito tempo de computação, o que os tornam poucos competitivos. Entretanto o método de **Kovetz and Olund (1969)** , com uma precisão um pouco menor do que os anteriores, com perda de no máximo 6% para a água líquida após 20 min de integração, se apresenta como uma excelente opção para este tipo de trabalho. O método de **Kovetz and Olund** também conhecido como modelo **K-0**, na realidade não é estritamente igual ao modelo **SCE - (Stochastic Collection 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, mostram que o método **K-0** é um bom método para ser usado em modelos com microfísica completa, com boas chances de dar excelentes resultados. No próximo capítulo voltaremos a falar com mais detalhes do método **K-0**.

CAPÍTULO IV

TRATAMENTO NUMÉRICO DO MODELO

IV.1 - INTRODUÇÃO

Este capítulo será dedicado à avaliação numérica do modelo. Serão colocados aqui todos os processos envolvidos com o algoritmo responsável pela solução do sistema de equações II.3 (44, 48, 49, 50, 51, 52), além das equações diagnósticas para a perturbação de pressão presente no interior da nuvem. Chamamos a atenção que, além destas equações, várias outras equações acopladas e dependentes, basicamente apresentadas no capítulo III, são fundamentais dentro do processo de solução do modelo. São equações ligadas aos processos Microfísicos responsáveis pela formação da precipitação. Para resolver numericamente qualquer equação diferencial ou conjunto de equações é necessário fornecer as condições iniciais para o modelo, como também as condições de contorno. É intenção que posteriormente nossos resultados sejam comparados com dados obtidos de observações. No momento tentaremos utilizar um conjunto de condições que possa simular razoavelmente condições atmosféricas reais de uma região tropical e marítima, com isto tentaremos dentro destas, avaliar o desenvolvimento da nuvem quente, com possível ciclo completo; com precipitação como produto final. Tanto as condições iniciais usadas como as de contorno são bem próximas daquelas usadas por *Ogura and Takahashi (1973)*.

IV.2 - CONDIÇÕES INICIAIS:

Dentro da condição de que o nosso ambiente é marítimo e tropical, vamos escolher condições tanto ambientais, como aquelas de contorno, que possibilitem no futuro uma comparação com dados obtidos próximo ao litoral do Ceará. As condições usadas estarão também próximas daquelas usadas por *Ogura e Takahashi (1973)*, para que possamos fazer algum tipo de comparação. Vamos iniciar pela temperatura. Esta é considerada como decrescente adiabaticamente do solo até a altura de 800 metros. Após este nível ela decresce sujeita a um gradiente de $5.5^{\circ}\text{C}/\text{km}$ até o nível de 2000 metros. Acima deste nível até 3km ela decresce com uma taxa de $3^{\circ}\text{C}/\text{km}$. No nível de 3km impõe-se uma inversão e ela cresce de 3km a 3,4km à taxa de $10^{\circ}\text{C}/\text{km}$. Após esta fase ela decresce adiabaticamente seca até o nível final de 4km. A umidade relativa foi considerada de tal forma que ela cresce linearmente de 80% à 90% do solo até o nível de 800 metros. Deste nível ao nível de 2000 metros ela volta a decrescer até 75%. Do nível de 2000 metros ao nível de 3000 metros que é a base da inversão a umidade decresce de 75% à 20%; entre os níveis de 3000 à 4000 m decresce 20% e depois permanece constante até o nível de 4km. A velocidade vertical e a distribuição de gotas do ambiente são consideradas nulas. Entretanto é bem difícil escolhermos uma distribuição inicial para o conjunto de CCN's presentes no ambiente. Isto se deve a grande variação que ela sofre, considerando-se fatores meteorológicos, como também variações do tempo e lugar. Mesmo assim, foi escolhido uma situação muito próxima da utilizada por *Twomey e Wojciechowski (1969)*, onde é tomada uma concentração constante de CCN's para todos os níveis e é dada por:

$$N_{cc} = Cs^k$$

$$C = 2 \cdot 10^8 / \text{m}^3; \quad s = 1 \quad \text{e} \quad k = 1.0$$

Estas foram as condições ambientais.

Vamos agora definir as condições iniciais para o ambiente da nuvem. Neste caso praticamente são utilizadas as mesmas condições ambientais. Usamos uma faixa de saturação entre 600 metros e 1250 metros. Este fato é fundamental para o desenvolvimento da nuvem. O outro forçante importante para este desenvolvimento é a distribuição de velocidade vertical que é dada por:

$$\omega = \Delta\omega \operatorname{sen}^2\left(\frac{\pi z}{2z_0}\right)$$

onde:

$$\Delta\omega = 1 \text{m/seg}; \quad z_0 = 1 \text{km}.$$

As condições de contorno foram usadas de tal forma que na superfície tanto a temperatura, a umidade relativa e a velocidade vertical, são mantidas constantes. Para o topo, considerado como 4km, a velocidade vertical é considerada nula, e as outras variáveis são mantidas fixas.

O esquema de solução numérica segue a seguinte sequência:

1. A parcela do ar úmido juntamente com a água são advectadas;

2. A perturbação da pressão é calculada;

3. Os termos de difusão turbulenta e mistura são considerados;

4. Os efeitos dos processos de condensação e evaporação sobre o material advectado são agora considerados. Aqui é feito o cálculo da supersaturação;

5. Os processos microfísicos responsáveis pela mudança das funções distribuição de gotas e CCN's são calculados;

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

Basicamente este é o esquema utilizado. A seguir discutiremos com mais detalhe alguns destes processos

IV.3- O ESQUEMA ADVECTIVO:

O esquema de solução numérico do conjunto de equação já citado é como segue para cada equação:

$$\phi(t + \Delta t) = \phi^* + \sum F_i \Delta t \quad IV.3.1$$

ϕ^* é a solução do termo advectivo e F_i são todos os outros termos presentes nas respectivas equações. ϕ^* é a solução da seguinte equação:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = -w \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad IV.3.2$$

Vários são os esquemas existentes para resolver esta equação hiperbólica. **Purnell (1976)**, propos um esquema de solução baseada no processo de interpolação cúbica spline "upstream". Purnell sugeriu dois esquemas, um conservativo e outro advectivo. O esquema conservativo apresenta uma instabilidade e pode gerar soluções indesejáveis, já o esquema advectivo apresenta uma maior estabilidade e baixo efeito difusional. **Long and Pepper (1981)**. Este foi portanto o esquema utilizado. Como ao modelo só interessava a solução unidimensional, foi escolhido uma grade e um Corrant que permitisse critérios de estabilidade. Para as velocidades de ascenção esperadas foi possível usar um espaçamento da grade de $\Delta z = 100$ m e um intervalo de tempo $\Delta t = 4$ s, que será o mesmo a ser usado no cálculo dos processos microfísicos. Portanto o fato de considerarmos uma microfísica completa define o tamanho da grade espaço tempo considerado. ϕ^* é dado:

$$\phi_i^* = \phi_i^{*+1} = \begin{cases} S(z_i - Ch_i) & \omega_i^* \geq 0 \\ S(z_i + Ch_{i+1}) & \omega_i^* < 0 \end{cases} \quad IV.3.3$$

$S(x)$ é o polinómio interpolador e sua obtenção esta presa a solução de um sistema tridiagonal para as derivadas da função ϕ , basicamente dada por:

$$\alpha_i N_{i-1} + 2N_i + \mu_i N_{i+1} = d_i \quad IV.3.4$$

onde α_i , μ_i , e d_i são valores dados em função do espaçamento da grade e da função nos pontos da grade para tempo anterior

A advecção de todas as variáveis exceto a velocidade é feita numa grade intermediária com aquela da velocidade. Portanto a velocidade é tratada na grade $zw(i) = (i-1)\Delta z$, $i=1, \dots, 41$ e as outras variáveis ficam definidas na grade de $z(1) = 0$, $z(2) = 50$ e onde $z(i) = (i-1)\Delta z - \Delta z/2$, $i=3, \dots, 41$.

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

Dando continuidade ao procedimento utilizado, pode-se dizer que após fazer advecção de w , tanto na grade onde ela é definida, como também na grade das outras variáveis, então calcula-se a velocidade radial de acordo com a equação (II.3.42), em ambas as grades. Ainda avaliando a parte dinâmica é calculado o termo ligado a perturbação da pressão. Após isto calcula-se a perturbação na pressão e, logo a seguir é feito a advecção da temperatura e umidade relativa, como também CCN's 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. O mesmo processo é feito para o espectro de gotas onde cada categoria de raio descrita por $f(r_i)$, segue os mesmos passos. Com estes valores calculados avaliamos a razão de mistura para T^* , no qual tanto a pressão de vapor de saturação foi calculada através de uma expressão proposta por **Prupacher e Klett (1978)**.

IV. 4 - MICROFÍSICA:

Neste momento chega-se a microfísica onde inicialmente vamos avaliar o processo de nucleação de gotas. A iniciação das gotículas passa pelo processo de ativação dos núcleos de condensação. A razão de ativação dos CCN's é uma função da supersaturação. Nós usamos a técnica de ativar gotas na categoria mais baixa de raio.

Dessa forma a ativação dos CCN's ,caracterizada pelo termo $\frac{\partial \eta_i}{\partial t}|_{ini}$, conforme aparece na equação II.3.50, participa para diminuir a sua concentração que no momento da ativação está produzido. Por outro lado nesse instante, é produzido uma concentração inicial de gotas caracterizado pelo termo $\frac{\partial \eta_i}{\partial t}|_{ini}$ conforme equação (II.3.49.)

O processo de ativação dos CCN's é tomado de acordo com **Hall (1980)**. Ela é parametrizada e considera que :

$$\eta = Cs^k$$

IV. 4.1

$C = 2 \times 10^8 m^{-3}$ e $k = .5$ e s é a supersaturação e é dada pela razão entre a razão de mistura Q , já advectada , e a razão de mistura de saturação previamente calculada . O processo de ativação de CCN 's proposto por Hall , compara η com o valor anterior η_a e define o número de gotas ativadas como sendo esta diferença , isto é :

$$\Delta \eta = \begin{cases} 0 & \eta < \eta_a \\ \eta - \eta_a & \eta > \eta_a \end{cases}$$

IV. 4.2

O próximo cálculo avalia o crescimento das gotas por condensação/evaporação, ou melhor por difusão de vapor. O crescimento do raio de uma gota por difusão de vapor , já discutido no capítulo III, é dado pela equação (III.3.2) , **Mason (1971)**. Com o valor de $\frac{dr_i}{dt}$, calculado podemos calcular o produto do processo de condensação/evaporação. Estes estão retratados nas equações II. 3.50 e II . 3.49., isto é:

$$\frac{\partial M}{\partial t} = - \frac{\rho_a}{\rho_a} \sum_{i=1}^N 4 \pi r_i^2 f(r_i) \left[\frac{dr_i}{dt} \right]_{C^2}$$

IV. 4.3

onde ρ_a e ρ_a são as densidades da água e do ar respectivamente

Como o processo de condensação/evaporação vem acompanhado por liberação/absorção de calor latente, sua influência sobre a temperatura é dada pelo último termo da equação (II.3.49), isto é :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{CE} = \frac{L}{C_p} \frac{\delta M}{\delta t}$$

onde C_p é o calor específico do ar a pressão constante

A influência desse processo também pode ser avaliada sobre a função distribuição de gotas, pois uma vez que o raio das gotas cresce, elas mudam de categoria. Entretanto como trabalhamos com um espectro discreto, obviamente após o processo de crescimento, teremos gotas com raios diferentes daqueles definidos pela grade inicial utilizada. Nesse momento o usual é utilizar um esquema de interpolação. Todavia **Kovetz and Olund (1969)**, sugeriram um método simples de redistribuição da água das novas gotas pelas categorias de raios adjacentes.

Desta forma a nova concentração para a categoria de raio r_i , é calculada como segue:

$$f_i^{+Δ}(r_i) = \sum_{j=1}^i G_{CE}(r_i, r'_j) f^*(r'_j) \quad IV . 4 . 5$$

onde $f^*(r'_j)$ é a distribuição já advectada e G_{CE} é uma função que faz com que a distribuição da água é dada por :

$$G_{CE}(r_i, r'_j) = \left\{ \begin{array}{ll} \frac{r_j'^3 - r_{i-1}^3}{r_i^3 - r_{i-1}^3} & \text{se } r_{i-1} < r'_j \leq r_i \\ \frac{r_{i+1}^3 - r_j'^3}{r_{i+1}^3 - r_i^3} & \text{se } r_i < r'_j < r_{i+1} \\ 0 & \text{qualquer outra situação} \end{array} \right\} \quad IV . 4 . 6$$

Dessa forma falta apenas ver a contribuição desse processo para a velocidade, equação (II.3.48), isto é já que existe água condensada precisamos calcular o peso desta água, sendo que este é o último termo da equação (II.3.48).

$$Q_a = \frac{\rho_a}{\rho_a} \sum_i \frac{4}{3} \pi r_i^3 f_i^{+Δ}(r_i) \quad IV . 4 . 7$$

O cálculo da supersaturação normalmente é um assunto complexo e, depende do tipo de método a ser utilizado. Contudo como a supersaturação está ligada a temperatura e a razão de mistura. Seu cálculo deve seguir um esquema adequado com a Termodinâmica. Existem três métodos que satisfazem estas condições. Um método explícito que requer tempos de integração muito pequenos, não condizentes com os intervalos usados para a dinâmica e, portanto participando como gerador de instabilidades. **Arnason and Brown, (1971)**. O segundo é um método analítico numérico, primeiramente introduzido por **Clark (1973)**, e que é bastante útil no caso de nuvens quentes. O método utiliza uma solução analítica da equação de supersaturação

similar a de **Squire (1952)**. Com esta supersaturação média calcula-se pelo método explícito, o crescimento das gotas.

O método usado é um método implícito conforme o de **Hall (1980)**. Após a advecção das grandezas termodinâmicas, calcula-se a supersaturação como função da temperatura e da razão de mistura de saturação. Com este resultado calcula-se a água condensada/evaporada e, seus efeitos diabáticos sobre a temperatura. O processo de cálculo da supersaturação e seus efeitos sobre o crescimento das gotas, segue os seguintes passos: com o valor da supersaturação calculada pelo processo advectivo, acrescido das outras contribuições dinâmicas pertinentes ao modelo, calcula-se a média de s^* (advectada) com 1, isto é:

$$\bar{s} = \frac{s^* + 1}{2} \quad \text{IV . 4.8}$$

Com este valor avalia-se o crescimento das gotas por condensação/evaporação, **Manson (1971)**, ou seja:

$$\frac{dr_i}{dt} \Big|_{CE} = \frac{\bar{S} - 1}{r_i \rho_a \left[\frac{L^2 M}{K_a R T^2} + \frac{RT}{DM_{a,i}} \right]} \quad \text{IV . 4.9}$$

com o valor de $\frac{dr_i}{dt} \Big|_{CE}$ calculado, calcula-se a água condensada/evaporada e seus efeitos diabáticos sobre a temperatura e a razão de mistura.

$$\frac{\delta M}{\delta t} = \frac{\rho_a}{\rho_{ar}} \sum_{i=1}^N 4\pi r_i^2 f(r_i) \frac{dr_i}{dt} \quad \text{IV . 4. 10}$$

$$T_{n+1} = T^* + \frac{L}{C_p} \frac{\delta M}{\delta t} \quad \text{IV . 4. 11}$$

$$Q_{v,n}^{n+1} = Q_v^n - \Delta t \frac{\delta M}{\delta t} \quad \text{IV . 4. 12}$$

com $Q_{v,n}^{n+1}$ e T_{n+1} , calcula - se a razão de mistura de saturação $Q_{v,n}^{n+1}$.

Desta forma chegamos no primeiro passo para o cálculo da supersaturação, pois:

$$S^{n+1} = \frac{Q_{v,n}^{n+1}}{Q_{v,n}} - 1 \quad \text{IV . 4 .13}$$

e finalmente definimos a supersaturação média que deverá ser utilizada para calcular o crescimento das gotas .

$$\bar{S} = \frac{1}{2} (S^{n+1} + S^n) \quad \text{IV . 4. 14}$$

Aqui está a complexidade. Para resolver IV.4(8, 9.10, 11, 12) é preciso obter a supersaturação média \bar{S} em IV.4.13. Para tanto utiliza-se um método iterativo até que

haja convergência. Finalizado esta parte, o espectro de gotas pelo processo de condensação, está preparado para ser avaliado para a coalescência e ruptura de gotas. Se é o caso; de após algum tempo os processos anteriores gerarem gotas com tamanho suficiente para permitir-las cair sobre o campo de vento, e assim participarem dos processos de colisão/coalescência e ruptura; então podemos dizer que a função distribuição $f(r_i)$ irá permitir calcular o crescimento do raio das gotas apenas considerando o crescimento por colisão e coalescência. Este resultado é dado por:

$$\frac{dr_i}{dt} = \frac{1}{4\pi r_i^3 P_{cc}} \sum_j^i m_j K(i,j) f(r_j) \quad IV . 4.15$$

onde $K(i,j)$ é o coeficiente de coleção e está descrito pelas equações IV.4.(6 e 4);

m_j é a massa da gota j e $f(r_j)$ é a distribuição de densidade de gotas.

Ao cair sobre o campo de vento, uma gota maior, com uma velocidade terminal maior, equação(IV.4.10), colide com outras gotas menores, ocorrendo para o intervalo de tempo $\Delta t = 4$ s, usado para a integração numérica, multiplas colisões e obviamente múltiplos processos de coalescência ou ruptura.

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 dado por:

$$N_C(i,j) = K(i,j) f(r_i) \quad IV . 4.16$$

e considerando que $P_{CC}(i,j)$ é a probabilidade de que durante uma colisão

entre duas gotas ocorra uma coalescência, então $[1 - P_{CC}(i,j)]$ define a probabilidade que nesta colisão haja uma ruptura

Brazier Smith e outros, (1972), sugeriu para esta probabilidade a seguinte expressão:

$$P_{CC}(i,j) = \frac{2.4 \sigma (1 + \gamma^3)^{1/2} [1 + \gamma^2 - (1 + \gamma^3)^{1/2}]}{\rho_a r_i^3 (V_i - V_j)^2 \gamma^6 (1 + \gamma^2)} \quad IV . 4.17$$

$\gamma = \frac{r_i}{r_j}$, σ é a tensão superficial da água e ρ_a é a densidade da água. Se considerarmos multiplas

colisões então a probabilidade de multiplas rupturas é dada por :

$$P_N(i,j) = P_{CC}(i,j)^{N(i,j)} \quad IV . 4.18$$

Brazier Smith et all (1972) sugere que num processo de colisão com ruptura entre duas gotas, 3 gotas satélites são geradas com raios iguais é dados por:

$$r_{ys} = \left(\frac{0.04 r_i^3 r_j^3}{r_i^3 + r_j^3} \right)^{1/3}$$

IV. 4. 19

e também sugerem que as duas gotas modificaram seus raios para

$$r'_i = (r_i^3 - 1.5 r_{ys}^3)^{1/3}$$

IV. 4. 20

$$r'_j = (r_j^3 - 1.5 r_{ys}^3)^{1/3}$$

IV. 4. 21

Além destes processos deve-se considerar que as gotas, principalmente as grandes, ao cairem sofrem pressões hidrodinâmicas e, podem se romper espontaneamente. **Komabayasi(1964) e Srivastava(1971)**, sugeriram juntos que o processo de ruptura espontânea para ser definido, necessita do uso de duas probabilidades. A primeira garante a ruptura e a segunda garante a conservação dadas por água no processo, veja eq. III.5.6 e III.5.7. Dessa forma a equação completa equação (III.5.8), que engloba todos estes processos, pode ser reescrita para uso numérico dentro do esquema de **Kovetz-Olund (1969)**, como segue. A nova distribuição de densidade após os processos de colisão/coalescência, colisão/ruptura, ruptura espontânea, considerando que dentro de Δt , múltiplas colisões tenham ocorrido é:

$$f^{t+\Delta t}(r_i) = \sum_{j=1}^N G_{CC}(i, j) f^*(r_j) \sum_{n=1}^N P_{CC}(i, j) \Delta t \\ + \sum_{j=1}^N \sum_{n=1}^j G_{CB}(i, j, n) f^*(r_j) (1 - P_{CC}(i, j)) \Delta t \\ + 3 \sum_{j=1}^N \sum_{n=1}^j G_s(i, j, n) f^*(r_j) (1 - P_{CC}(i, j)) \Delta t \\ - \sum_{j=1}^N N_s(i, j) \Delta t$$

IV. 4.22

Nesta expressão os funcionais G_{CC} , G_s , e G_{CB} são os mesmos da expressão para a condensação eq. IV.4.6, entretanto no momento de aplicá-las, utiliza-se para G_{CC} o raio definido na eq. IV.4.15, para G_{CB} usa-se os raios definidos por IV.4. (20 e 21), e para as G_s usa-se a eq. IV.4.19

Além destas contribuições devemos também acrescentar as outras contribuições devido a quebra espontânea de gotas. Esta é feita de acordo com **Srivastava (1971)**,

$$f^{i+\Delta t}(t_i) = \alpha_q \sum_{j=1}^N f^*(t_i) P(j) Q(i, j) \Delta t_i \Delta t - f^*(t_i) P(i) \Delta t$$

IV . 4.23

$P(i)$ e $Q(i, j)$, foram dadas nas eq. III.5. (6 e 7)

Com isto encerramos este capítulo e vamos agora analisar no próximo capítulo os nossos resultados.

CAPÍTULO V

RESULTADOS E CONCLUSÕES

V.1 - INTRODUÇÃO

Concluimos nosso trabalho e tentaremos fazer uma avaliação completa dos resultados que conseguimos.

Gostaríamos de adiantar que devido as dificuldades computacionais, e principalmente de escassez de tempo, não foi possível elaborar muitos os gráficos que seriam úteis para a visualização dos fenômenos que participam do desenvolvimento do ciclo completo da nuvem simulada.

Embora o tempo de simulação usado por nós não tenha sido o ideal, os resultados obtidos, podem perfeitamente ser comparados com outros modelos desta envergadura, como é o caso dos modelos de *Ogura e Takahashi (1973)*, *Holton (1973)*, *Hall (1980)* e *Takahashi (1975)*.

Apesar das condições iniciais serem para regiões tropicais, elas não foram tomadas para as condições do Ceará ou mesmo de Fortaleza. Foram consideradas de acordo com as usadas por outros pesquisadores, e retratam as condições de uma região marítima no Caribe. As utilizamos porque precisavamos comparar nossos resultados, nem que fosse ligeiramente com outros de simulação, visto que ainda não tínhamos condições para compararmos com resultados observacionais obtidos aqui no Ceará. Várias dificuldades impediam uma comparação deste tipo, primeiro porque é fundamental o conhecimento do campo vertical de velocidade e ainda não temos um equipamento que possa medi-lo. Por outro lado vários dos nossos equipamentos apresentaram problemas técnicos durante a elaboração do nosso trabalho e não foi possível solucioná-los em tempo. Todavia, tudo indica que eles foram resolvidos e deverá ser possível usar o modelo no futuro para estudar as relações entre a dinâmica e a microfísica para uma nuvem no Nordeste Brasileiro.

Porém uma coisa importante aconteceu. Conseguimos entrar no rol seleto dos modeladores de nuvens e outros sistemas de mesoescala. Podemos dizer que conhecemos cada passo ou processo formador do ciclo da nuvem, como também os métodos numéricos empregados. Tivemos muitas dificuldades inicialmente em fazer o modelo funcionar porém com paciência e muita dedicação conseguimos executá-lo e gerar bons resultados.

V.2 - ANÁLISE DOS RESULTADOS:

Vamos iniciar esta seção comentando sobre as condições iniciais, geradoras de uma situação preponderante de formação de uma nuvem com material precipitável. Estas condições estão principalmente descritas pelas figuras 1, 2 e 3 (velocidade vertical, temperatura e razão de saturação respectivamente). Gostaríamos de ressaltar que o máximo da velocidade vertical inicial é de 1m/s para uma altitude de 1km; sendo nula a 1.2km e no solo.

Para a temperatura inicial adotamos um valor de 25.5°C no solo. Este valor pode ser pensado como a temperatura da superfície em nossa região por volta das 5 horas da manhã, que é uma boa hora para formação de nuvens precipitantes, pelo menos em torno do litoral cearense.

Outro fator importante a ser observado é a inversão na temperatura que foi considerada entre 3km e 3.4km.

A condição inicial para a razão de mistura foi adotada considerando que a umidade relativa do ar ou também a razão de saturação, assumiam uma faixa de saturação entre (0.6 e 1.2)km, o que permite para qualquer acréscimo de saturação, o inicio da nuvem através da nucleação e condensação.

Com estas condições podemos agora fazer uma avaliação completa da evolução das variáveis dinâmicas e microfísicas, como suas possíveis reações de interferência.

Iniciando pela temperatura, mostrada na figura 4, perceber que as modificações que ocorrem são muito pequenas e, basicamente acontecem na faixa de formação do material precipitável. Isto é entre a base da nuvem e o topo, que dentro do tempo de execução do programa, 40 (quarenta) minutos, ficou entre 750m e 2500 m. Fato este facilmente identificado pela curva de supersaturação, figura 6. Isto é esperado, devido ao fato que nesta faixa, ocorrem fontes e sumidouros de calor provocados pela liberação ou absorção de calor latente, no processo de formação das gotas de condensação.

Todavia tais valores não podem ser tão grandes que possam efetuar uma mudança acentuada no perfil da temperatura, já que a temperatura não varia no tempo. Este é um fato observado e portanto está bem retratado nos nossos resultados. Por dificuldades de identificação não foi possível mostrar para quais tempos de integração foram tomadas as curvas de temperatura, fato que não ocorre com outras variáveis, já que as alterações apresentadas são bastante visíveis.

A seguir vamos analisar a figura 5 que descreve a evolução da velocidade vertical. Chamamos atenção que uma velocidade vertical positiva significa ascendência e será negativa quando houver descendência. Em inglês traduzir-se por *updraft* ou *downdraft* respectivamente. Como estes são termos comuns na área Física da Atmosfera iremos utilizá-los.

Portanto avaliando a figura 5, onde estão plotadas sete situações temporais podemos verificar que um máximo updraft ocorre torno de 2000 m e ele alcançou uma velocidade de 4.2 m/s ou 15,2 km/h. Nota-se que este valor ocorreu numa região próxima ao topo da nuvem e, que aconteceu em torno de 28 min da evolução da nuvem. Para esse tempo pode-se verificar pelas figuras 11, 12 e 13 que é iniciado o processo de precipitação ao solo.

No inicio da descendência, velocidades verticais negativas, isto é o *downdraft*, inicia em torno de 28 min e, surge numa faixa próxima ao topo da nuvem. É esperado que com o passar do tempo ele deva ocupar toda a região da nuvem, visto que para tempos superiores a 40 min o ciclo da nuvem já esta em decadência e a evaporação das gotas participará como fator preponderante nesta situação. É um resultado esperado, visto que, ocorre em uma nuvem real, na faixa de formação do material precipitável, isto é, entre a base da nuvem e o topo; que no modelo em análise no tempo de execução (40 minutos), ficou entre 750 metros e 2500 metros, facilmente identificado pela curva de supersaturação (figura 6).

Quanto a velocidade vertical, observa-se o surgimento de uma descendência numa faixa próxima à superfície entre 0 e 400 metros assumindo um valor da ordem (-1m/s). O surgimento de velocidades negativas próximo ao topo da nuvem está associada com a camada não saturada acima do topo da nuvem; não confundir o topo da nuvem com o limite superior da nossa escala, onde as condições de contorno são definidas.

Observando a figura 8, que descreve a evolução da velocidade radial, e que esta intimamente ligada a velocidade vertical pela equação anelástica, pode-se notar que durante o processo de formação da nuvem, o fluxo para o exterior da mesma sempre ocorre próximo ao seu topo, acontecendo numa faixa de no máximo 1 km, enquanto que o fluxo para o interior que representa uma velocidade radial negativa, ocorre numa faixa bem maior desde o solo até o interior próximo superior a base. Nota-se que isto é uma constante para todo o processo de evolução da nuvem, pelo menos foi o que ficou retratado pelos vários tempos plotados (4, 10 16, 22, 28, 34 e 40) min. A máxima velocidade radial considerada 7m/s, e ocorreu próximo ao pico da velocidade vertical, em torno de 34 min. Neste instante que inicia a precipitação ao solo, conforme a figura 13. Um fato interessante observado é que, o máximo do fluxo para o exterior foi algumas ordens de grandeza maior do que o máximo do fluxo para o interior, isto ocorreu enquanto o primeiro alcançava 7m/s o outro chegou a (-1.7) m/s. Vale frisar que este último valor ocorreu numa região próxima da base da nuvem, em torno de 700 metros. Percebe-se também que com o aumento da intensidade de precipitação ao solo, surge uma pequena região próxima ao mesmo com pequeno fluxo para o exterior da nuvem ou uma divergência. Este fato também é observado numa nuvem real quando a precipitação se aproxima do seu final. A perturbação que ocorre à velocidade radial no topo tem a mesma origem daqueia sobre a velocidade vertical.

Avaliando a evolução do campo de supersaturação figura 6. Dada a condição em cujo processo de saturação foi imposto numa faixa de 600 metros, entre 0,6 km e 1,2 km, a partir dai nota-se que a supersaturação teve uma evolução razoável para o modelo empregado. Observa-se que um máximo de supersaturação aconteceu para 40 min e foi em torno de 7%, e que este valor aconteceu próximo do topo da nuvem. Apesar deste valor ser muito alto para os padrões usuais, **Hall (1980)**, comenta-se que em algumas situações já foram observados valores semelhantes. Contudo acreditamos que este é apenas um defeito da técnica que foi utilizada para efetuar o cálculo, sendo possível obter melhores resultados com outra técnica. Nesta figura podemos ter certeza que a base e o topo da nuvem ficam bem delineados, ocorrendo, para cada tempo observado em torno de 700 m e 2.500 m.

Como não foi possível rodar o programa por mais tempo, não temos condições de emitir opinião sobre o processo de finalização da nuvem com a evolução da supersaturação para subsaturação em toda a região da nuvem. Como considera-se mistura turbulenta lateral, temos dois canais de entrada de CCN's para o interior da nuvem, através da base onde eles se formam gotas e pelas laterais onde a penetração do ar ambiental seco carregado de CCN's mais frio, provoca e evaporação de gotas e pode ser facilmente identificado experimentalmente. No modelo este fator aparece, mas não é possível notá-lo do ponto de vista espacial. Em seguida vamos analisar os resultados ligados a microfísica. Isto é, a evolução da formação da água no interior da nuvem. Como a água ficou dividida em três tipos de gotas, isto é:

- ⇒ Gotas de nuvens $1\mu\text{m} < r \leq 40\mu\text{m}$ (Faixa da saída FSSP)
- ⇒ Gotas de chuvisco ou garoa $40\mu\text{m} < r \leq 300\mu\text{m}$ (Faixa da sonda 200-X)
- ⇒ Gotas de chuva $r > 300\mu\text{m}$ (Faixa da sonda 200-Y)

A água precipitável é a soma de todas estas. Avaliando a figura 13 podemos verificar que a precipitação inicia-se ao solo em torno de 28 min, porém numa taxa muito baixa. Após este inicio ela tende a crescer alcançando em 40 min uma taxa de 22.5 mm/h ao solo.

Obviamente a precipitação deve continuar por mais tempo, porém em declínio até o ciclo completo da nuvem. Analisando as figuras: 9, 10, 12 e 11, pode-se verificar pela figura 9 que aparecem as gotas de nuvem e que a água associada a elas fica distribuída por toda a região da mesma dentro do tempo observado, desde a base até o topo. Para um tempo da ordem de 22 min a água líquida da nuvem alcança um valor máximo de 1.7 gr/m^3 , entretanto se observa que a medida que o tempo cresce gotas maiores começam a aparecer e as gotas de nuvem rapidamente tendem a desaparecer. Este fato é fácil de ser observado olhando a figura 10 que trata de água de chuvisco ou garoa, água formada por gotas entre 41 microns e 300 microns. Na figura 10 podemos ver que entre 28 min e 40 min, o crescimento da intensidade da água nesta faixa foi pequena, porém percebe-se que a presença destas gotas ficam espalhadas em 40 min por toda a área que vai do solo até o topo da nuvem, estando o seu máximo próximo do topo e alcançando o valor de 1 g/m^3 . Pelo gráfico das gotas de chuva mostradas na figura 12 ou pelo gráfico do conteúdo de água líquida da figura 13 tem-se uma idéia de sua evolução. Da figura 11, pode-se perceber que enquanto as gotas são pequenas, ou seja, com raios menores de $300\mu\text{m}$, elas praticamente ficam restritas a faixa da nuvem, o que ocorre até um tempo de 28 min. A partir dai as gotas maiores começam a predominar sobre o espectro e rapidamente diminui a intensidade da água de 2.5 g/m^3 próximo do topo da nuvem para 1.2 g/m^3 também próximo do topo. Entretanto observa-se que a água precipitável fica espalhada por toda a região do solo ao topo. A outra figura que reforça esta conclusão é a figura 14 que descreve a refletividade de radar. Da figura 14 pode-se ver que, entre 16 min e 34 min, a refletividade de radar muda de zero db, para um valor máximo próximo de 50 db com o máximo de refletividade ocorrendo próximo do topo da nuvem. Para 28 min temos uma refletividade no solo da ordem de 18 db, este valor de acordo com a relação esperada entre Z a refletividade, e a chuva R, isto é:

$$Z = 200R^{1.5}$$

ou seja, para $Z=18$ dbz, deve-se ter uma precipitação em torno de 0.6mm/h , que é aproximadamente o que se observa na figura 13. A medida que o tempo passa a refletividade vai crescendo ao solo e diminuindo no topo. Para 40 min podemos ver uma refletividade por volta de 40 Dbz ao solo implicando numa precipitação por volta de 23 mm/h . Novamente, na figura 13 podemos verificar que isto ocorre. As últimas figuras para análise são sobre o espectro de gotas versus raio das gotas e foram tomadas em alguns níveis. As figuras 15, 16 e 17 representam o espectro de gotas em $\text{g m}^{-3} \mu\text{m}$, com raio dado em μm para os níveis 11 e 15, o que significa 900 metros do solo. Neste caso nota-se a evolução do espectro. Para tempos pequenos o espectro está concentrado em raios muito pequenos e a medida que o tempo evolui pode-se verificar a formação de uma distribuição bimodal. Apesar de não estar completo o gráfico, visto que deveríamos observar o que se passa para raios bem pequenos, porém é fácil verificar que para 40 min há um crescimento na intensidade do espectro de gotas, para gotas grandes em torno de 1.6 mm . As outras figuras são semelhantes, todavia a figura 17 apenas repete a figura 16, considerando todo o espectro. Nesta figura é fácil verificar a evolução da distribuição bimodal com uma linha satélite bem espalhada para raios maiores. A técnica de **Kovetz-Olund** para avaliar o crescimento de gotas por coalescência, usualmente permite um crescimento espúrio para raios maiores, portanto os resultados estão razoáveis, bem próximos do que é esperado.

A penúltima figura, figura 17, foi uma tentativa de mostrarmos através da evolução do espectro de gotas tanto espacial como temporal, a formação da precipitação no interior da nuvem. Por dificuldades técnicas a figura apenas fornece uma idéia de como este processo ocorreu. Também preparamos para a figura 18 um gráfico desde o qual a refletividade de radar e precipitação, e observa-se que o máximo de precipitação da ordem de 36mm/h , ocorreu para um máximo de refletividade por volta de 50 db .

Com todas estas informações pode-se concluir que, como uma primeira tentativa de dominar uma técnica de simulação do ciclo completo de uma nuvem quente, os resultados apresentados estão muito bons. Comparados com aqueles de **Ogura e Takahashi (1973)**, podemos verificar que estão muito próximos, o que nos anima bastante apesar das técnicas empregadas em ambos os trabalhos serem bem diferentes.

Como este assunto é bastante complexo, muita coisa deve ser feita para aperfeiçoar o modelo, o qual utiliza métodos que precisam serem trabalhados. Um deles é o caso do cálculo da supersaturação, que na versão utilizada, um pouco diferente daquela usada por **Hall (1980)**, produz supersaturações relativamente altas.

BIBLIOGRAFIA

- ASAI, T., 1964: Numerical Experiment of Cumulus Connection Under the Pseudo-Adiabatic Process; Papers in Meteor and Geophys. Vol.15, No. 1, pg 1-30.
- ASAI, T., et A KASAHARA, 1967: A theoretical study of the compensating, downward motions associated with cumulus clouds. J. atmos. sci., 24, 487-496.
- ARNASON, G. and BROW, P.S., 1972: Growth of Cloud Droplets by Condensation: A problem in computational stability. J. Atmos. Sci., 28, 72-77.
- BRAZIER-SMITH, P.R., Jennings, S. G. and Latham, J., 1973: Raindrop interactions and rain fall rates within clouds. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 99, 260-272.
- BEARD, K. V. and Grover, S. N. , 1974: J. Atmos. Sci; 31, 543
- BERRY ET ALL, 1967 - Cloud Droplet Growth by Colection. J. Atmos. Sci, 24, 688 - 701
- BERRY, E. X. and Reinhardt, R.L., 1974a: J. Atmos. Sci, 31, 1814
- BLECK, R., 1970: A fast, approximative method for integrating the stochastic coalescence equation. J. Geophys. Res., 75, 5165-5171.
- CLARK , TERRY L. , (1973). Numerical modeling of the dynamics and microphysics of warm cumulus convection. J. Atmos. Sci., 30, 857-878
- DAS, P., 1964: Role of condensed water in the life cycle of a convective cloud. J. Atmos. Sci. 21, 4, 404-418
- de ALMEIDA, F. C., 1976: J. Atmos. Sci., 33, 571
- ENUKASHVILI, I. M., 1964a: Bull. Acad. Sci., URSS, Geophys. Ser. No.10, 944, 1964b: Bull Acad. Sci., URSS, Geophys. Ser., No.11, 1043.
- GRAHAM FEINGOLD , ZEV LEVIN AND SHALVA TZIVION (1990). The evolution of raindrop spectra. Part III. Downdraft generation in an axisymmetrical rainshaft model American Meteorological Society, 315-330.
- HOLTON, J.R., 1973 - A one - dimension Cumulus model incliny pressure perturbations. Mon Wes Rev. 101,201-200

- KLETT, J. D. et M.H. Davis, 19vis. 1973: The vertical collision coefficients of cloud droplets at small reynolds number J. atmos sci. 30, 108 – 117.
- KESSLER, E. ,1957: on the continuity of water substance. ESS. Technical Memorandum IERTM-NSSL33, National Service Storms Laboratory Norman, OKLA, pg. 125
- KOMABAYASI, M. , GONDA, T. and ISONO, K., 1964: Lifetime of water drops before breaking and size distribution of fragment droplets. J. Meteo. Soc. Japan, 42, 330-340.
- KOVETZ, A., et B. Olund, 1969: The Effect of Coalescence and Condensation on Rain Formation in a Cloud of Finite Vertical Extent. J. Atmos Sci. V26, 1060 – 1065.
- KONGAN , YEFIM L.(1991). The simulation of a convective cloud in a 3-D model with explicit microphysics. Part I. Model description and sensitivity experiments, Journal of the atmospheric Sciences, vol. 48, No.9 1160-1189.
- HALL, W. D.(1980). A detailed Microphysical Model within a two-dimensional dynamic framework. Model description and preliminary results. J. A. SCIENCE, V37 ,2486, 1980
- LE CAN, M. N. and ISAKA, H., 1989: Retrieval of Microphysical Variables by a Diagnostical Modeling Study: Comparison Between parameterized and detailed warm microphysics tellus 41A, 338-356.
- LIST, ROLAND, and LOZOWSKI, EDWARD P., 1970, Pressure Perturbation and Buoyancy in convective clouds. Jour. Atmos. Science, 27, 1, 168-170.
- LONG, P.E., et D.W. Peppes, 1981. An examination of Some simple numerical schemes for calculation scalar advection J. Appl. Meteos., 20, 146-156.
- LUNGMLIR, I., 1948 : J. Meteorol., 175.
- OGURA e PHILLIPS, (1962). A scale analysis of deep and shallow convection in the atmosphere. J. Atmos. Sci., 19, 173-179
- OGURA Y., (1963). The evolution of a moist convective element in a shallow unstable atmosphere. A numerical calculation J. Atmos. Sci, 20, 407-424.
- OGURA E TAKAHASHI,(1973), The development of warm rain in a Cumulus Model.
J.A. Sci., V30, 262-277,

ORVILLE, H. D., 1965 : A numerical study of the initiation of cumulus clouds over mountains terrain. *J. Atmos. Sci.*, 22, 6, 684-699.

P.E. LONG Jr., and D.W. Pepper(1981), An Examination of some simple Numerical Schemes for calculating scalars Advection, American Meteorological Society, 1981,
vol. 20 (146 – 156)

PURNELL, D. K., 1976: Solution of the Advection equation by Upstreams interpolation with a cubic spline. *Mon. Wla. Rev.*, 104, 42-48.

PIELKE, R. A., 1984., : Mesoscale Meteorological Modeling (Academic Press, N. York).

PRUPPACHER, H. R. and KILET , J. D., 1978: Microphysics of clouds and precipitation Reidel Publishing Company, pg. 625.

PULACH and BAUMGARDER, (1988). Entainment and fine-scale mixing in Continental Convective Cloud, Preprint .

PURNELL, D.K., 1976: Solution of the Advection equation by upstreams Interpolation with a cubic spline . *Mon. Wla. Rev.* 104, 42 – 48.

SCOTT, W. D. and LEVIN, Z., 1975a: *J. Atmos. Sci.*, 32, 843

_____, 1975b: *J. Atmos. Sci.*, 32, 1814

SHAEFER, V. J., 1947, *Trans. Am. Geophys. Union*. 28, 587.

SONG, SU-TZAI E YOSHIMITSU OGURA, (1972) A comparison between Axisymmetric and slab-symmetric cumulus cloud models, *Journal of the Atmospheric Scie.* Vol. 30, 879-893.

SOONG, S. 1974: Numerical Simulation of warm rain development in an axisymmetric cloud model. *J. Atmos. Sci.*, 31, 1262-1285.

SRIVASTAVA , R. C., 1967 : A study of the effect of precipitation on cumulus dynamics. *J. Atmos. Sci.*, 24, 36-45.

SRIVASTAVA R.C.,(1971)Size distribution of raindrops generated by the breakup and coalescence. *J. Atmos. Sci.*, 28, 410-415

SHALVA TZIVION E GRAHAM FEINGOLD AN ZEV LEVIN (1990,1992).
Evolution of raindrop spectra. Part III. Downdraft generation in an
axisymmetrical rainshaft model. Americ. Meteorological Society, 315-330.

SQUIRES. P. , and TWOMEY, S. 1966, *j. aTMOS. sCI.*, 23, 401

TAKAHASHI, T. (1973). —————(1975). Study of warm rains. Part I, II, *J. Atmos. Sci.*

TAKEDA T., 1966a : The Downdraft in the convective cloud raindrops : A numerical computation : *J. Meteor. Soc. Japan*, ser: 44, 1, 1-11

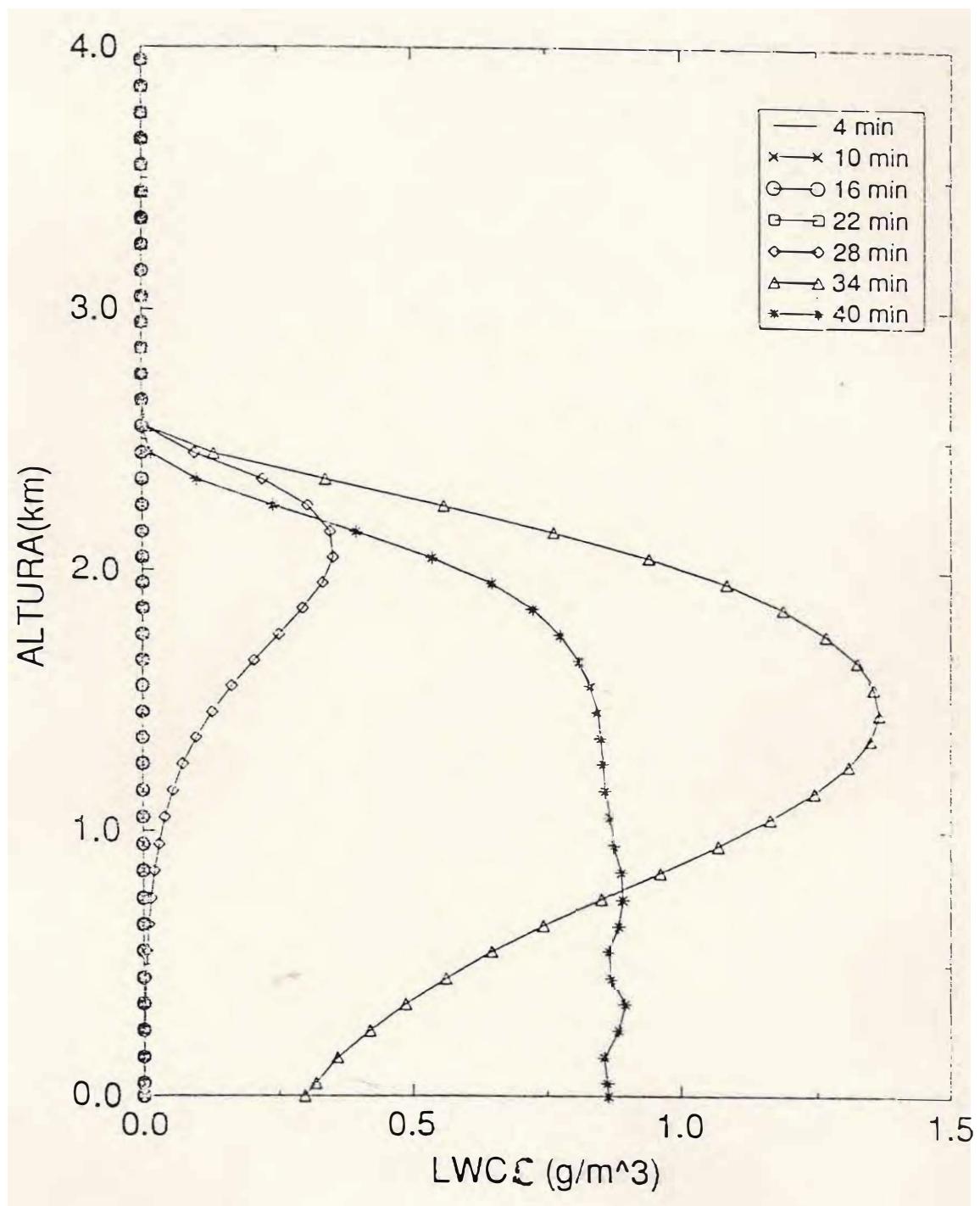
TAKEDA T., 1966b : Effects of the prevailing wind with shear on the convective cloud accompanied with heavy fall : *J. Metor. SOc. Japan Ser*, 44, 2, 129-144

TAKEDA, (1971). Numerical simulation of a precipitaing convective cloud; The formation of a Long-lasting Loud. *J. Atmos. Sci.*, 28, 350-376.

TOWMEY, S. and WOJCIECHOWSKI, T. A., 1969: Observations of the Geografical variation of cloud nuclei. *J. Atmos. Sci.* 26, 684-688.

TZIVION , S., FEINGOLD, G. and LEVIN, Z., 1987 : An efficient Numerical solution to the stochastic collective equation : *J. Atmos. Sci.*, 44, 21, 3139-3149.

TZIVION, S., FEINGOLD, G. AND LEVIN, Z., 1987 : An efficient numerical solution to the stochastic collective equation : *J. Atmos. Sci.*, 44, 21, 3139-3149.



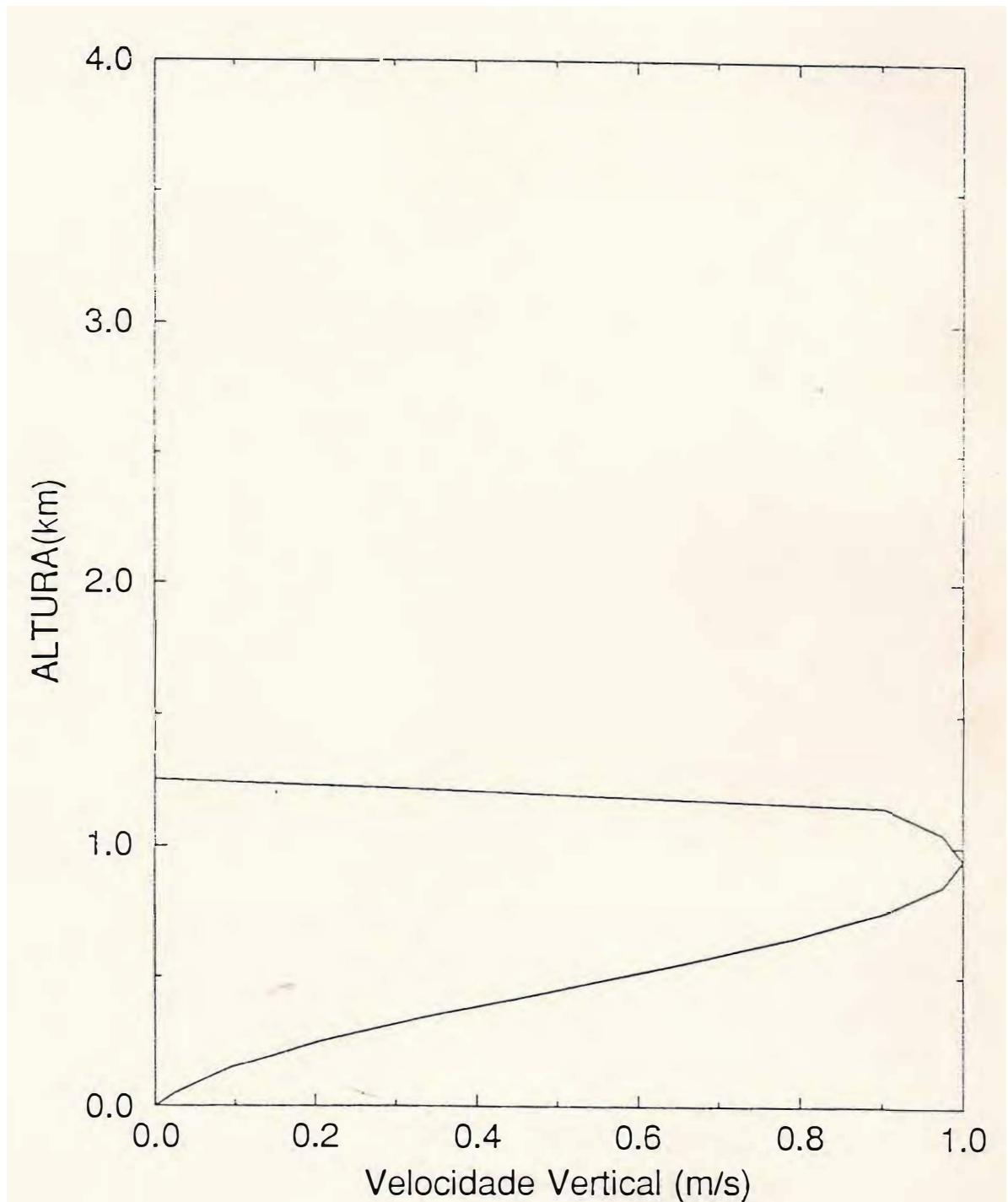


Fig.1 - Condicao Inicial para a Velocidade Vertical

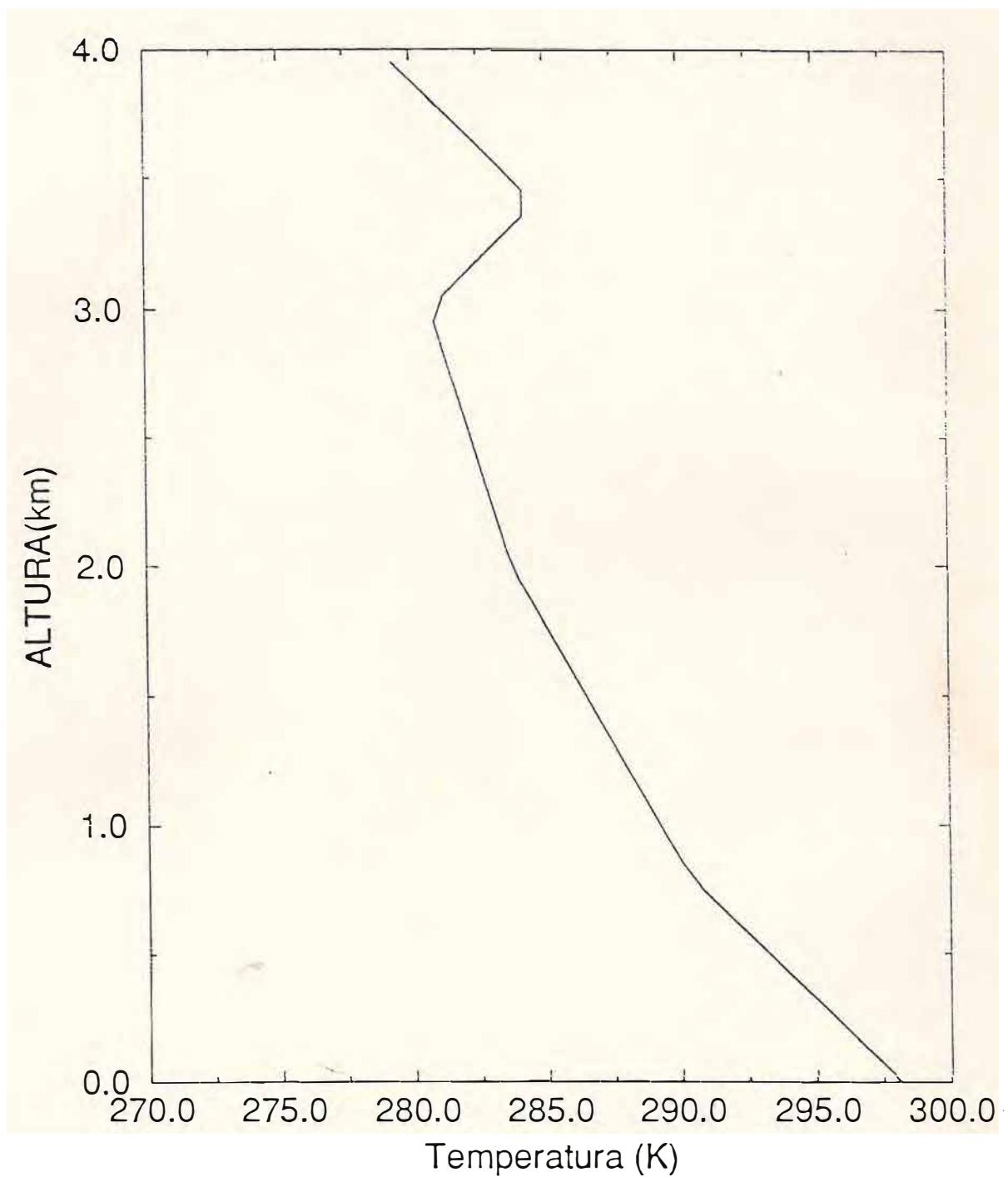


Fig.2 - Condicao Inicial para a Temperatura

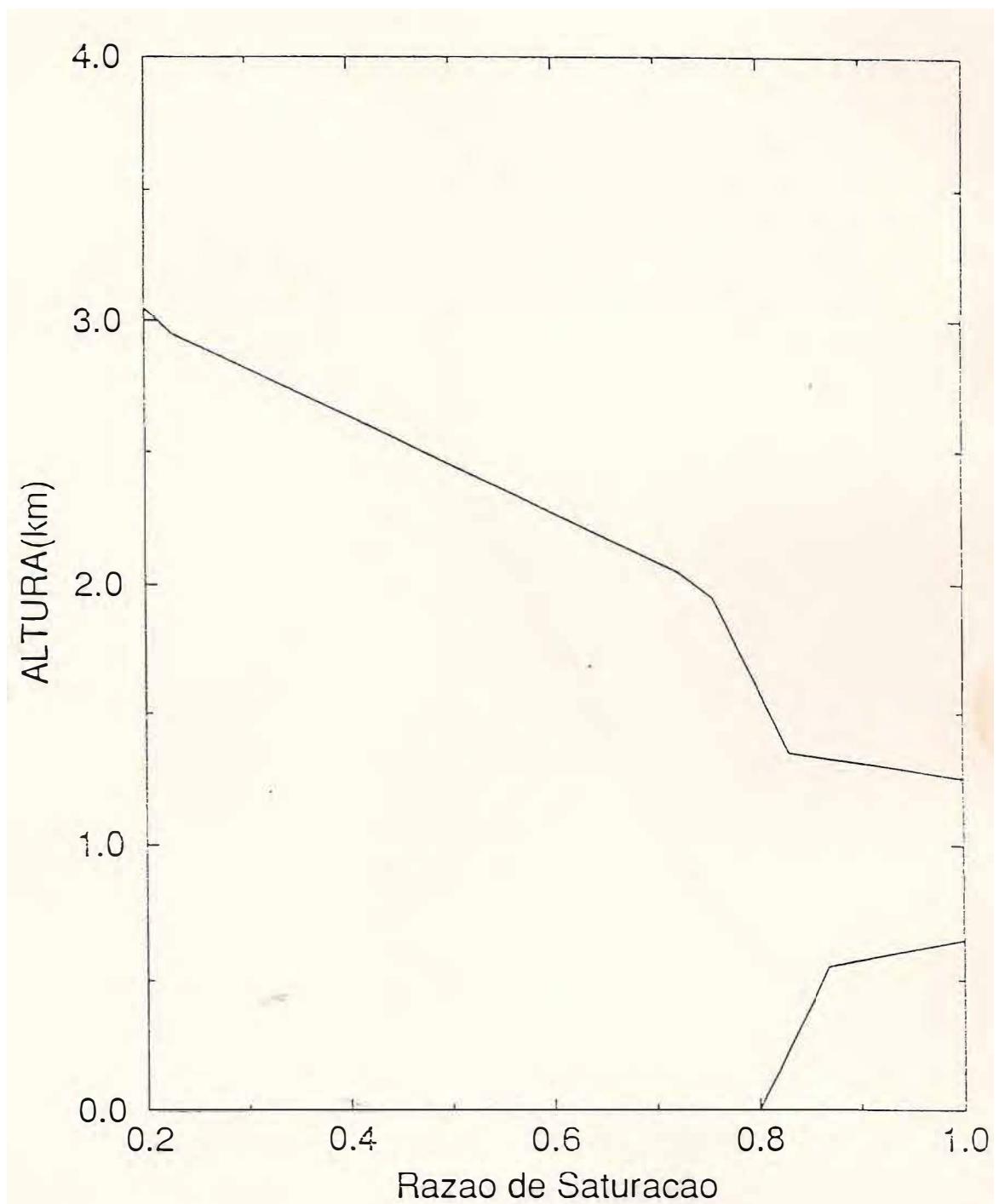


Fig.3 - Condicao Inicial para a Razao de Saturacao

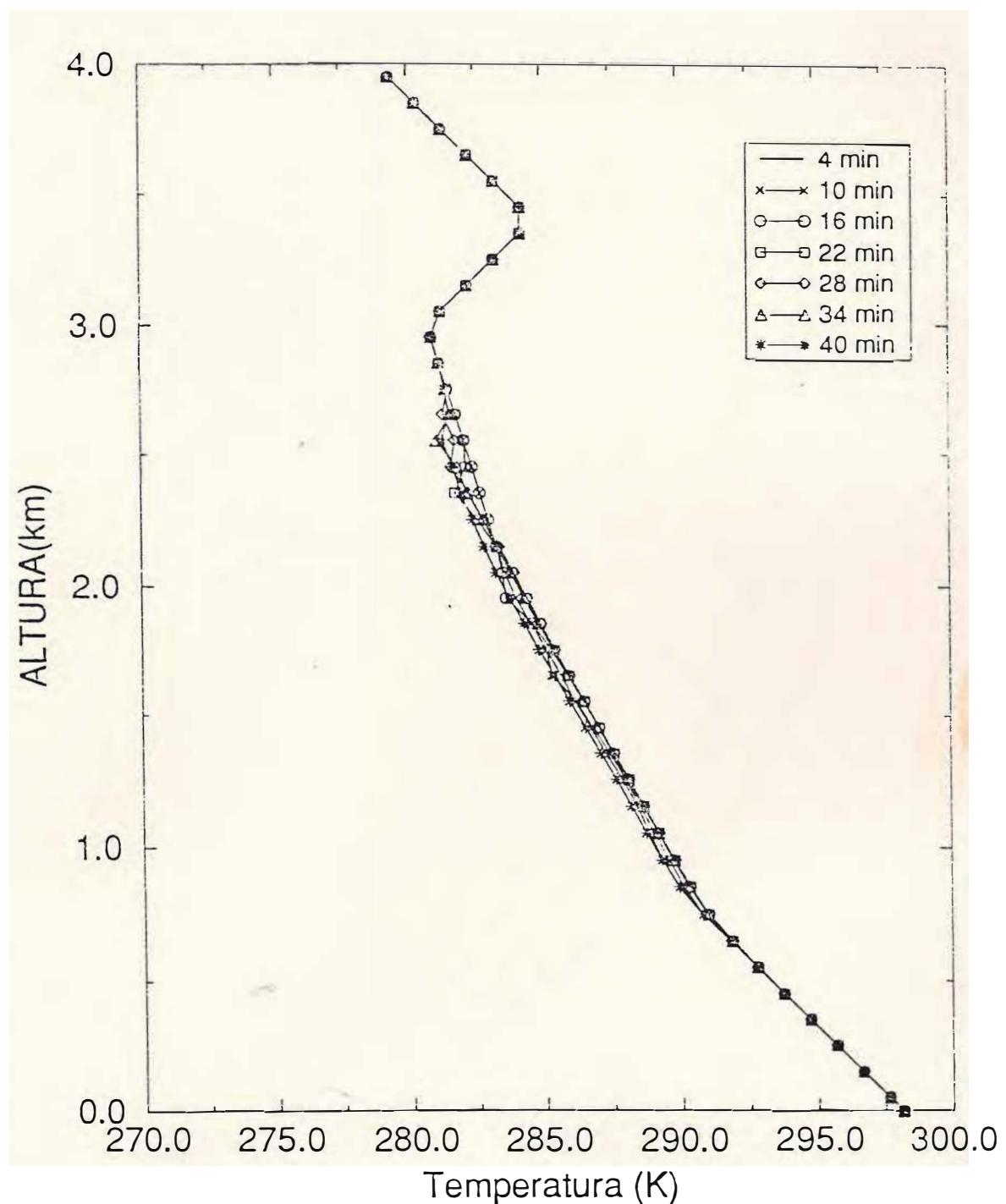


Fig.4 - Evolucao da Temperatura.

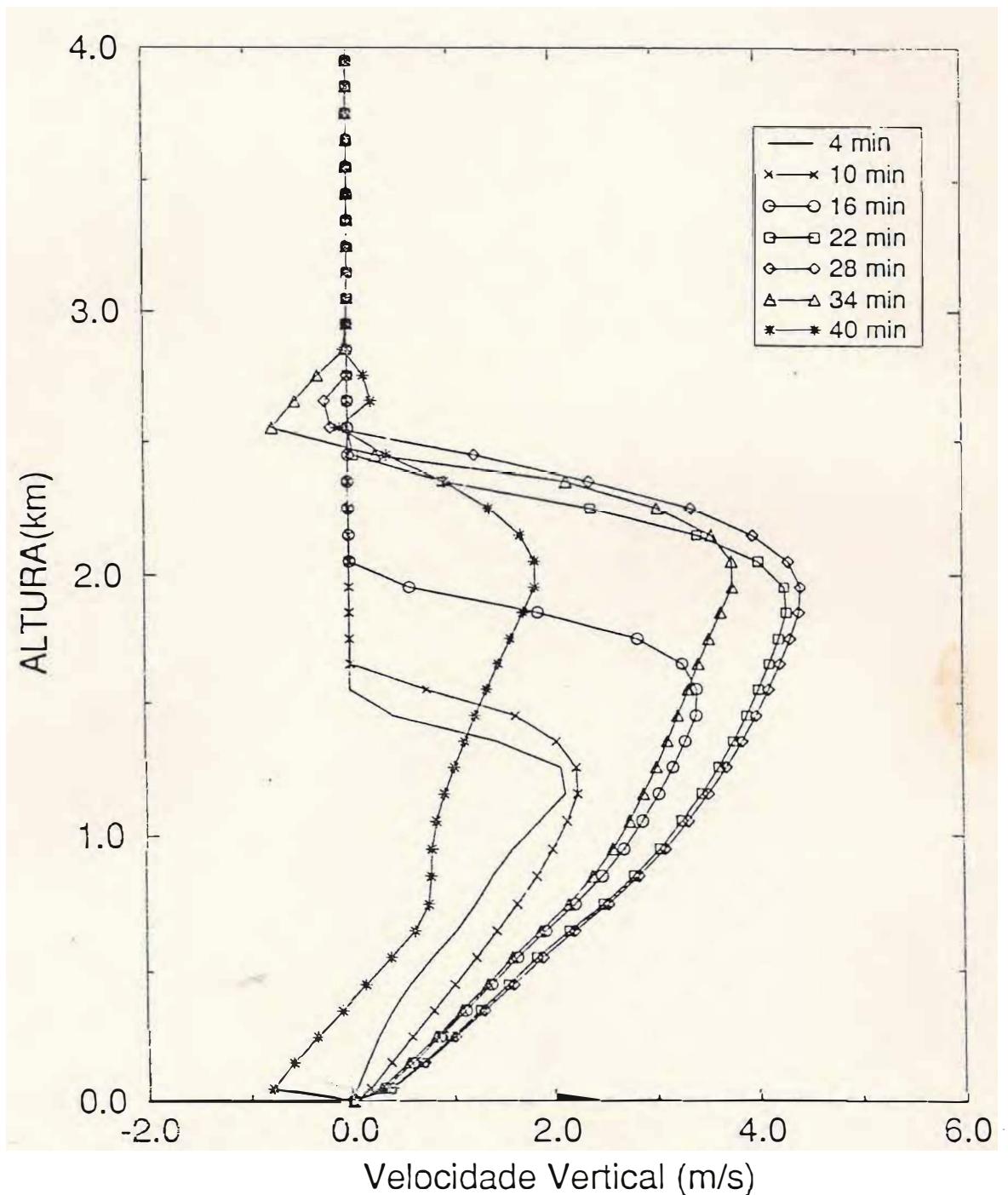


Fig.5 - Evolucao da Velocidade Vertical

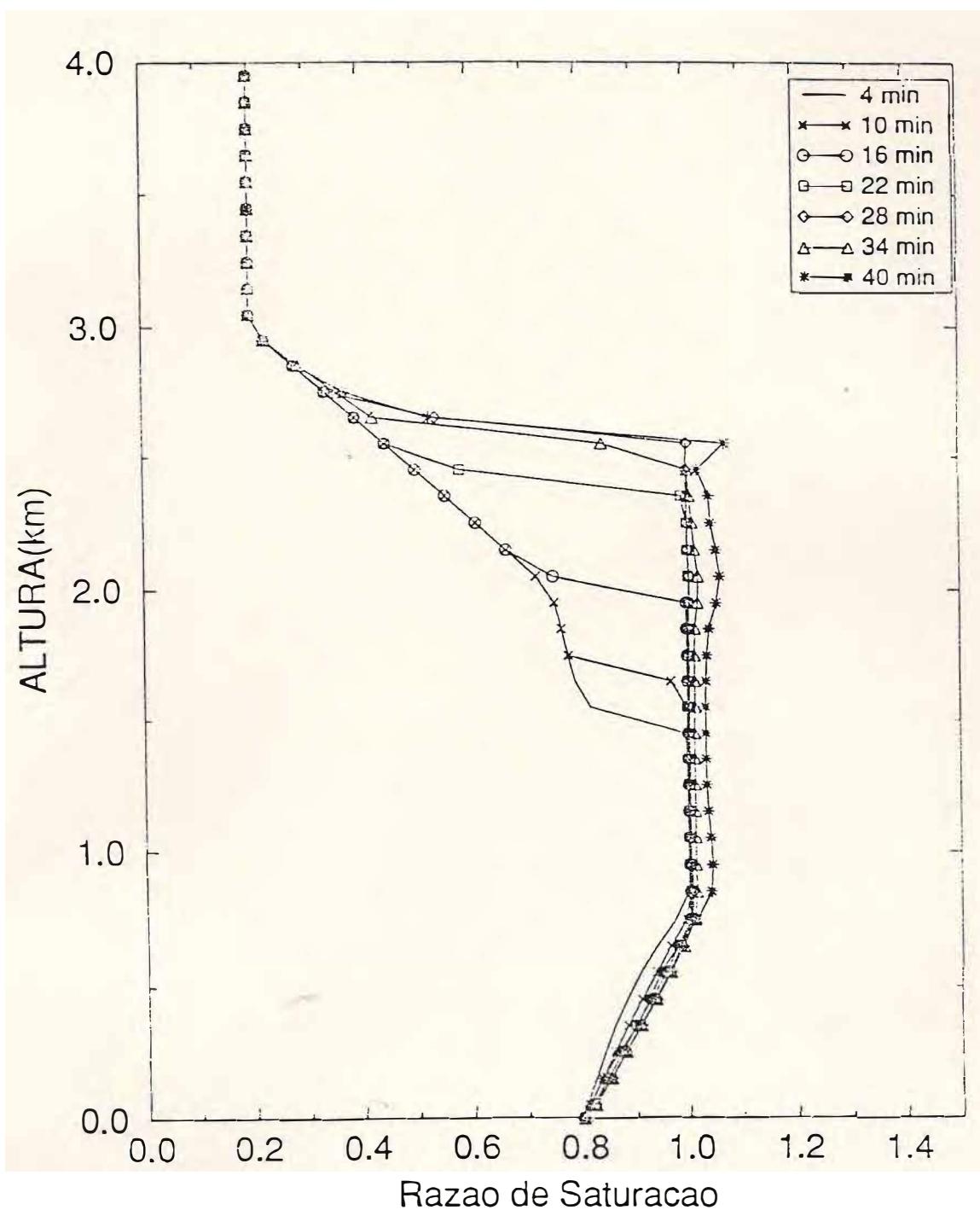


Fig.6 - Evolucao da Supersaturacao

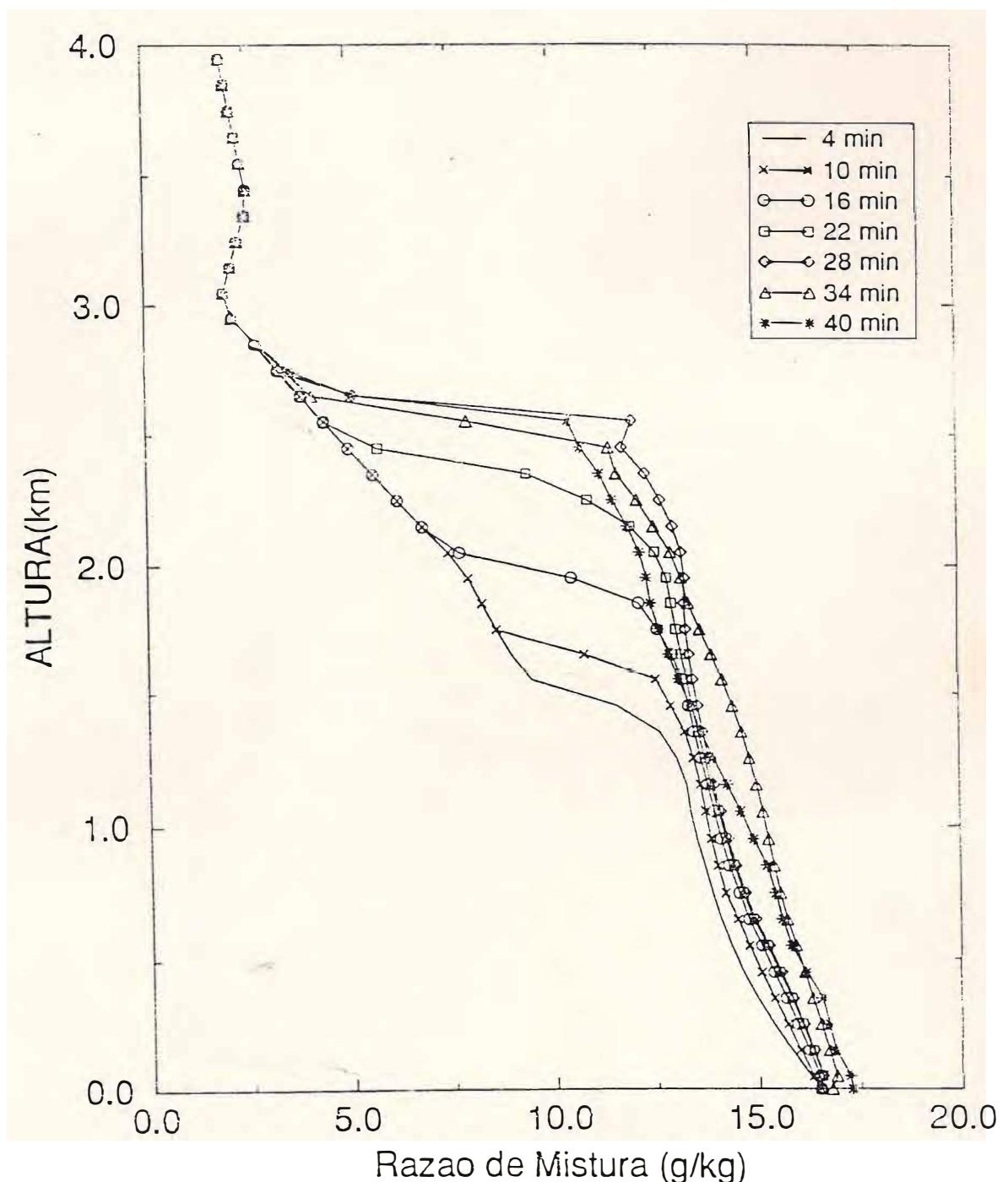


Fig.7 - Evolucao da Razao de Mistura

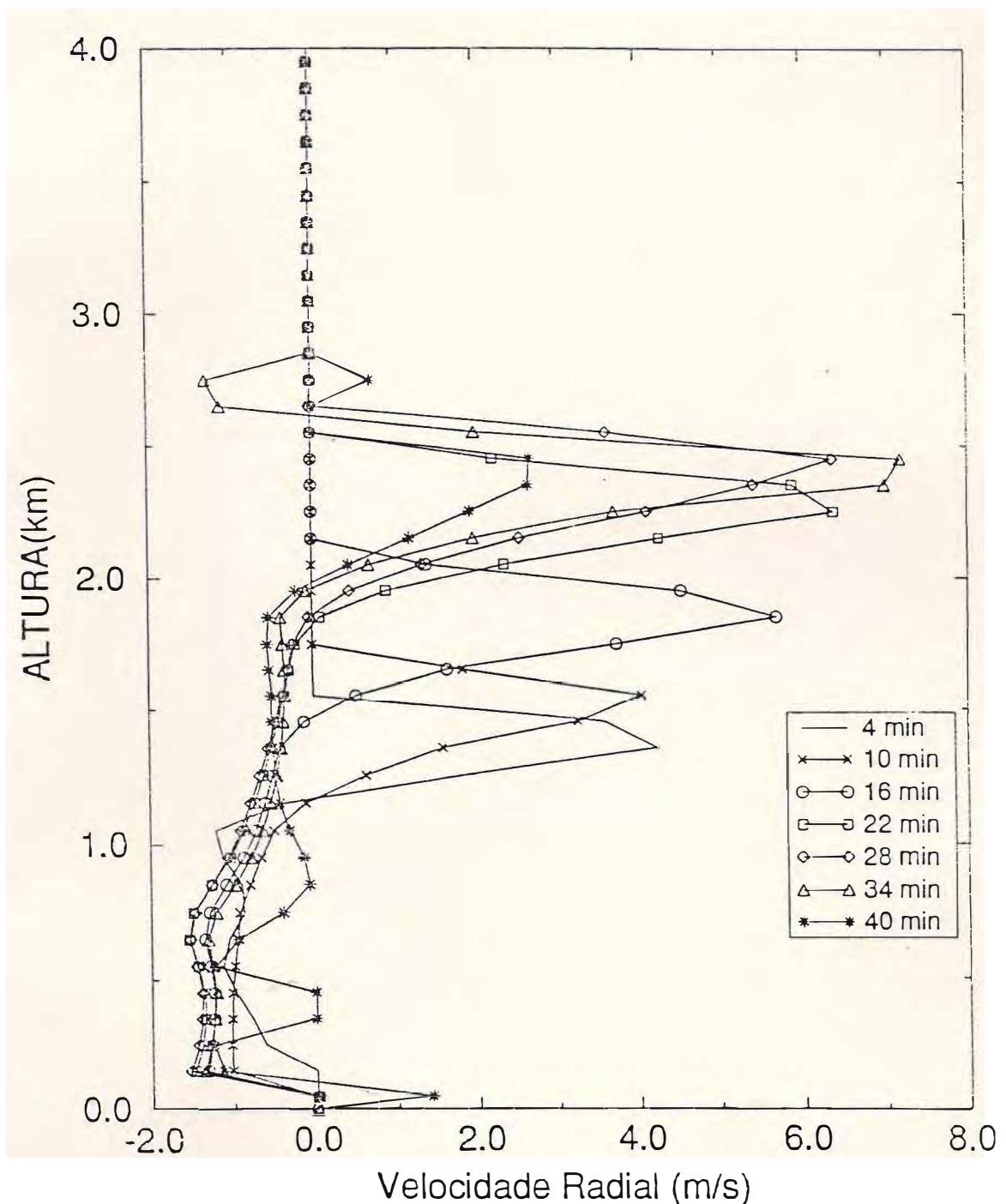


Fig.8 - Evolucao da Velocidade Radial

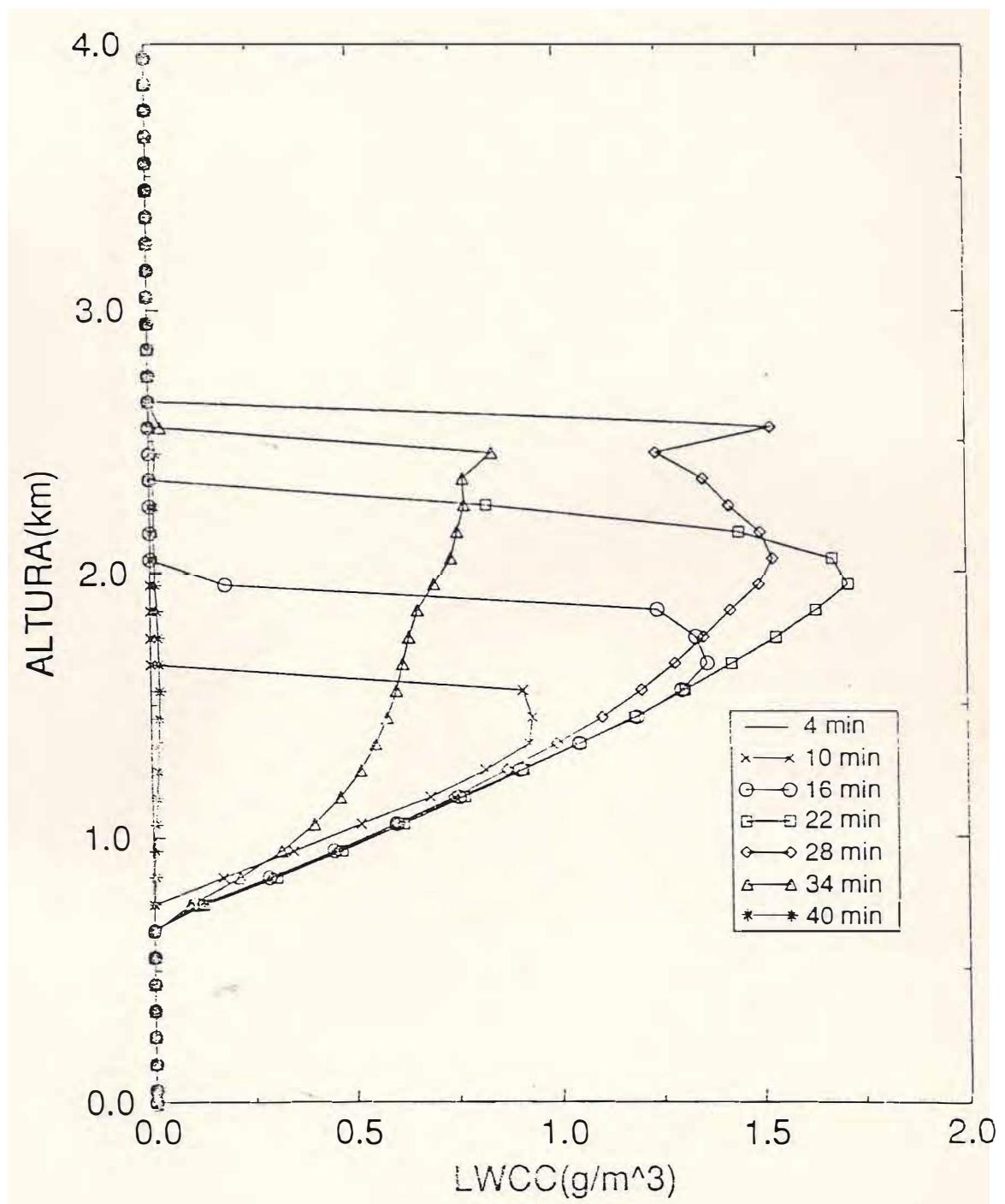


Fig.9 - Conteúdo de Água de Nuvem (1-40 micra)

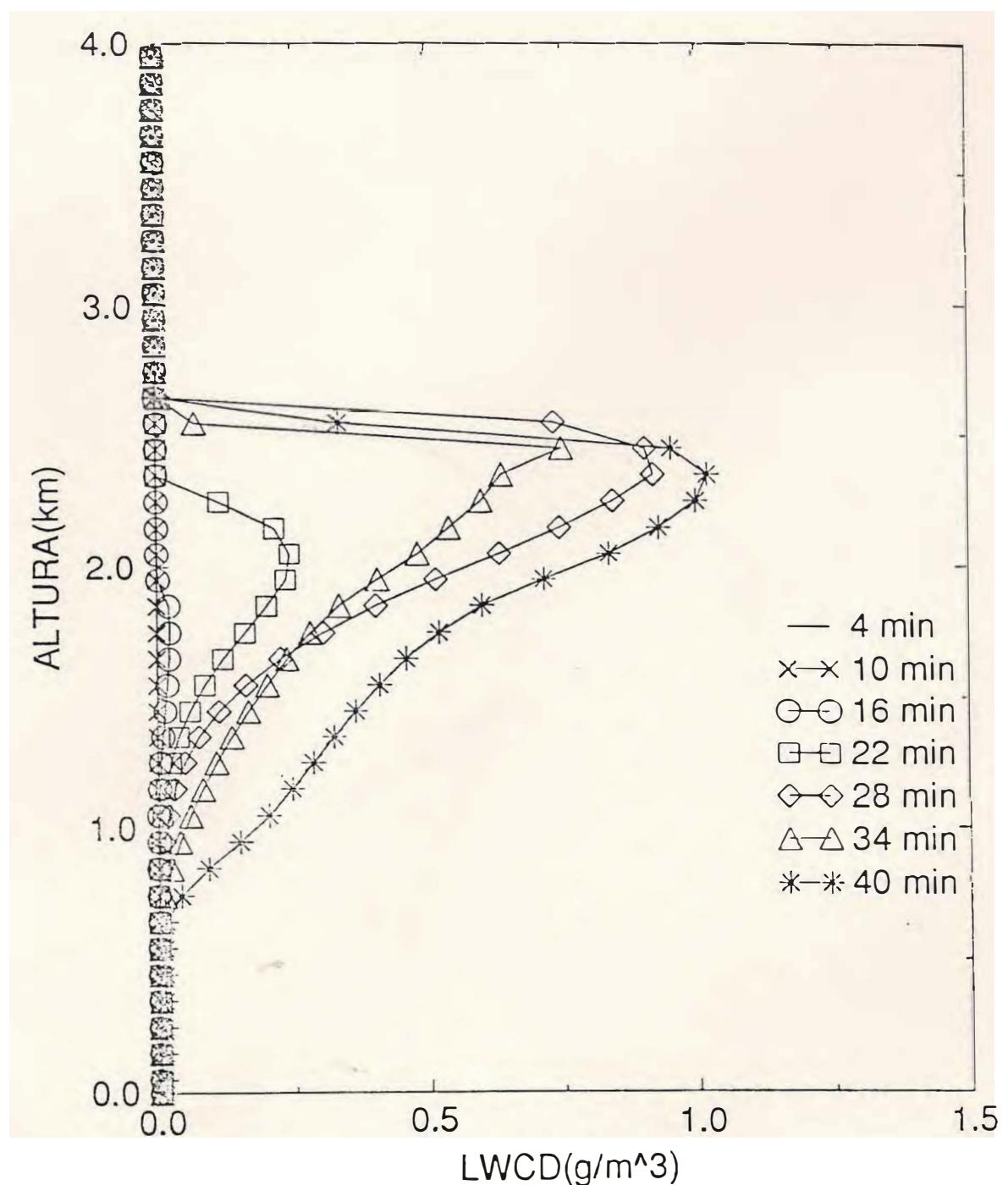


Fig. 10 - Conteúdo de Água Líquida de Chuvisco
(40-300 micra)

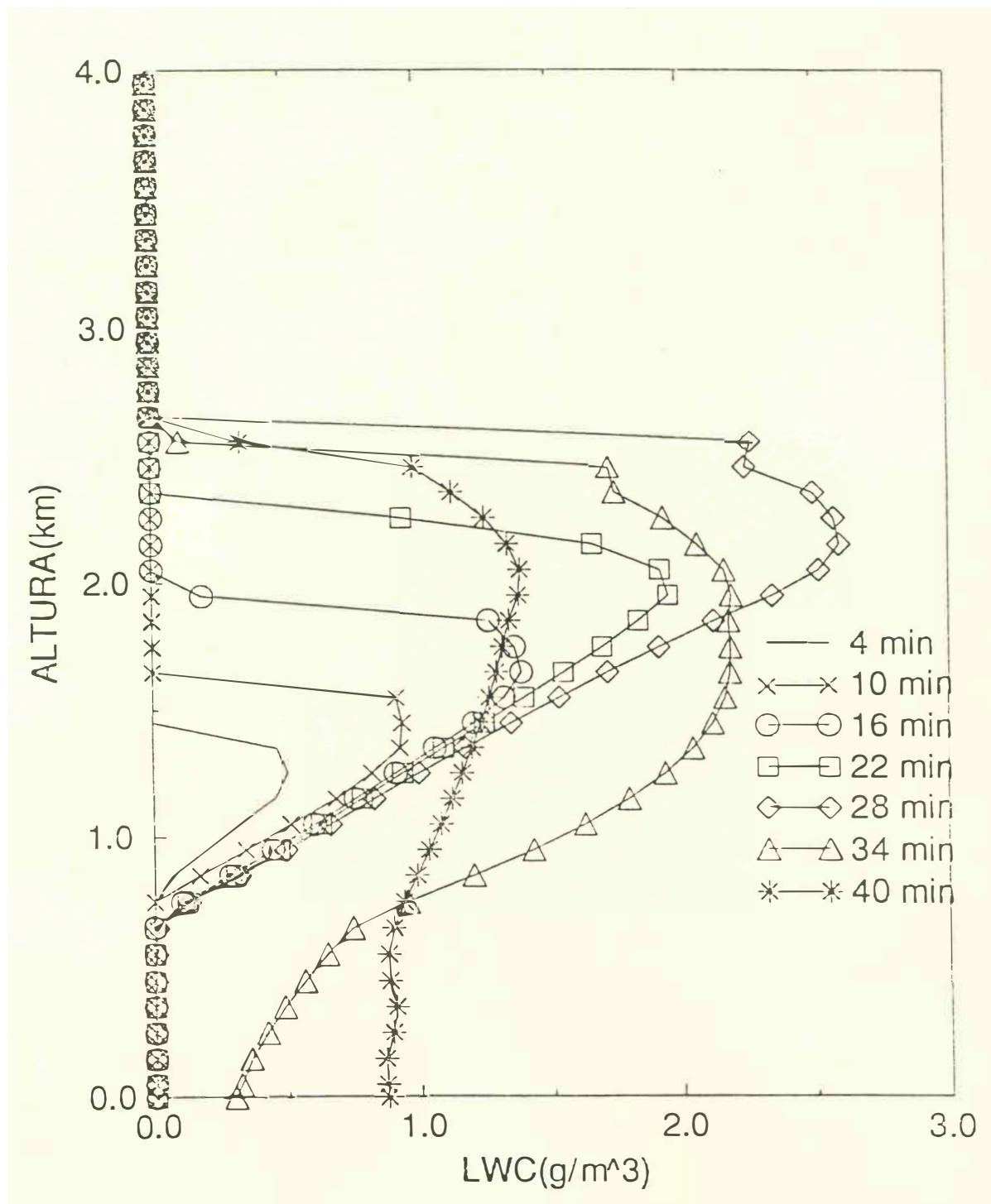


Fig. 11 - Conteúdo de Água Líquida Total.

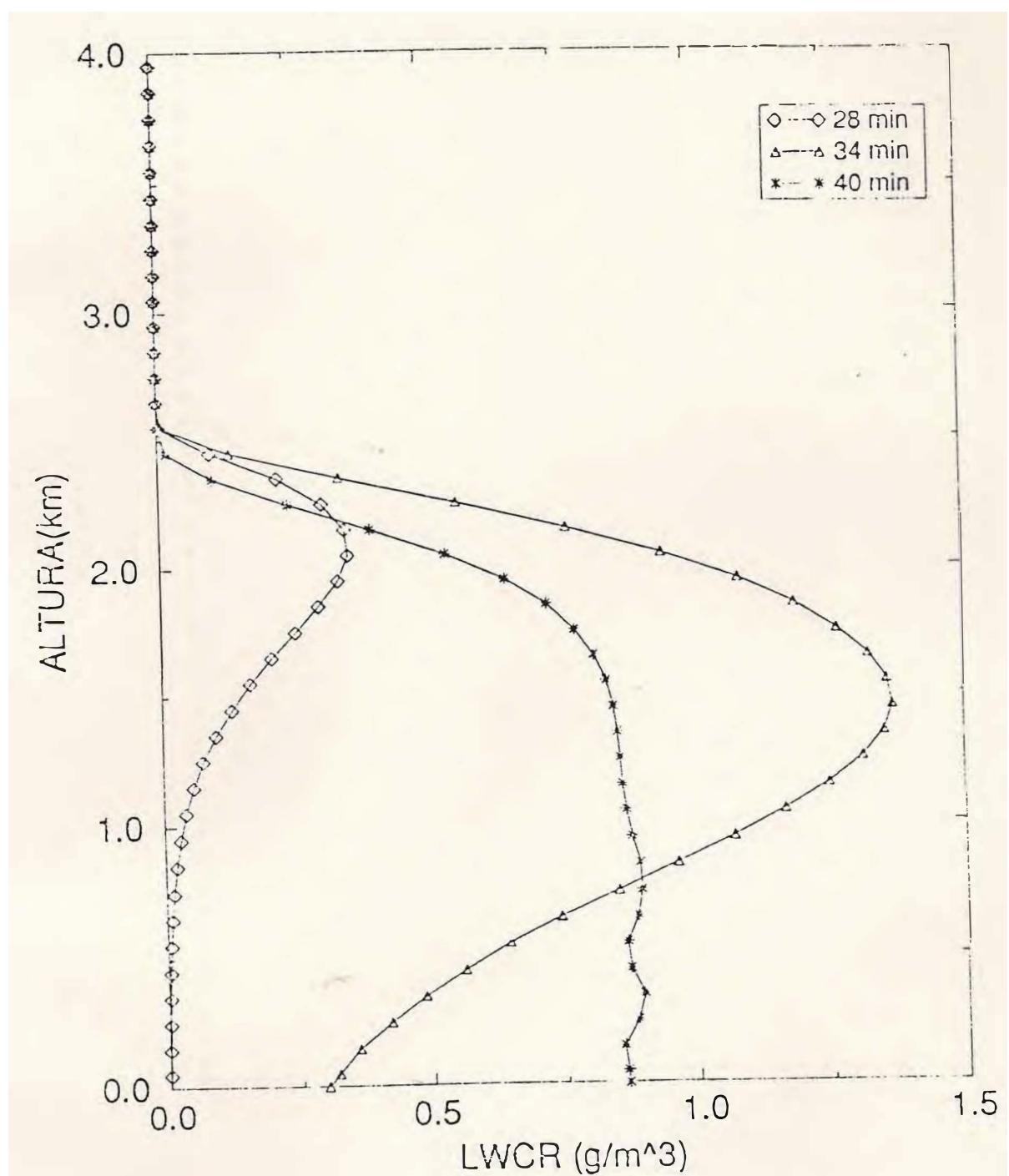


Fig. 12 - Conteúdo de Água de Chuva (300-4000 micra)

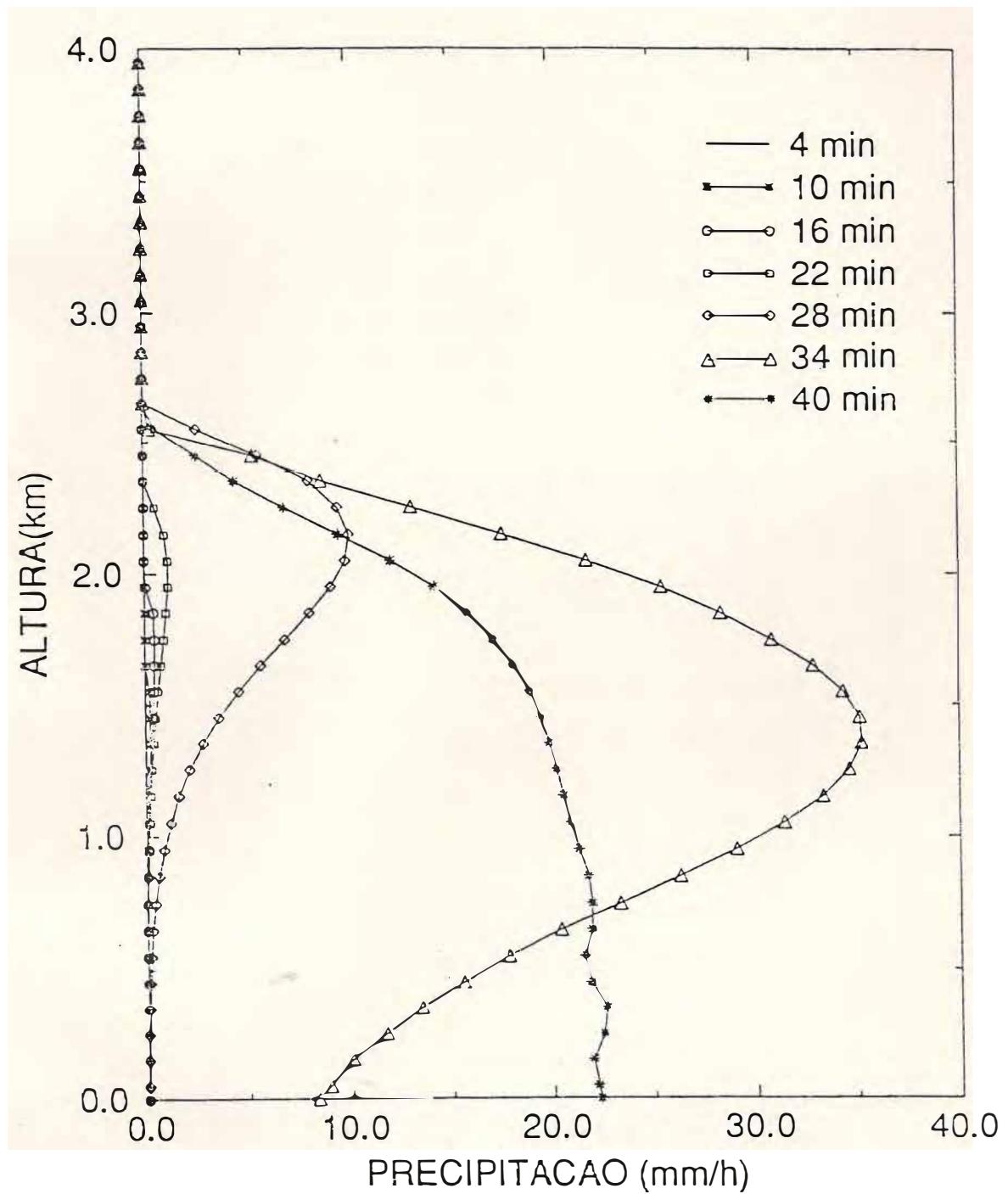


Fig.13 - Taxa de Precipitacao em mm/h

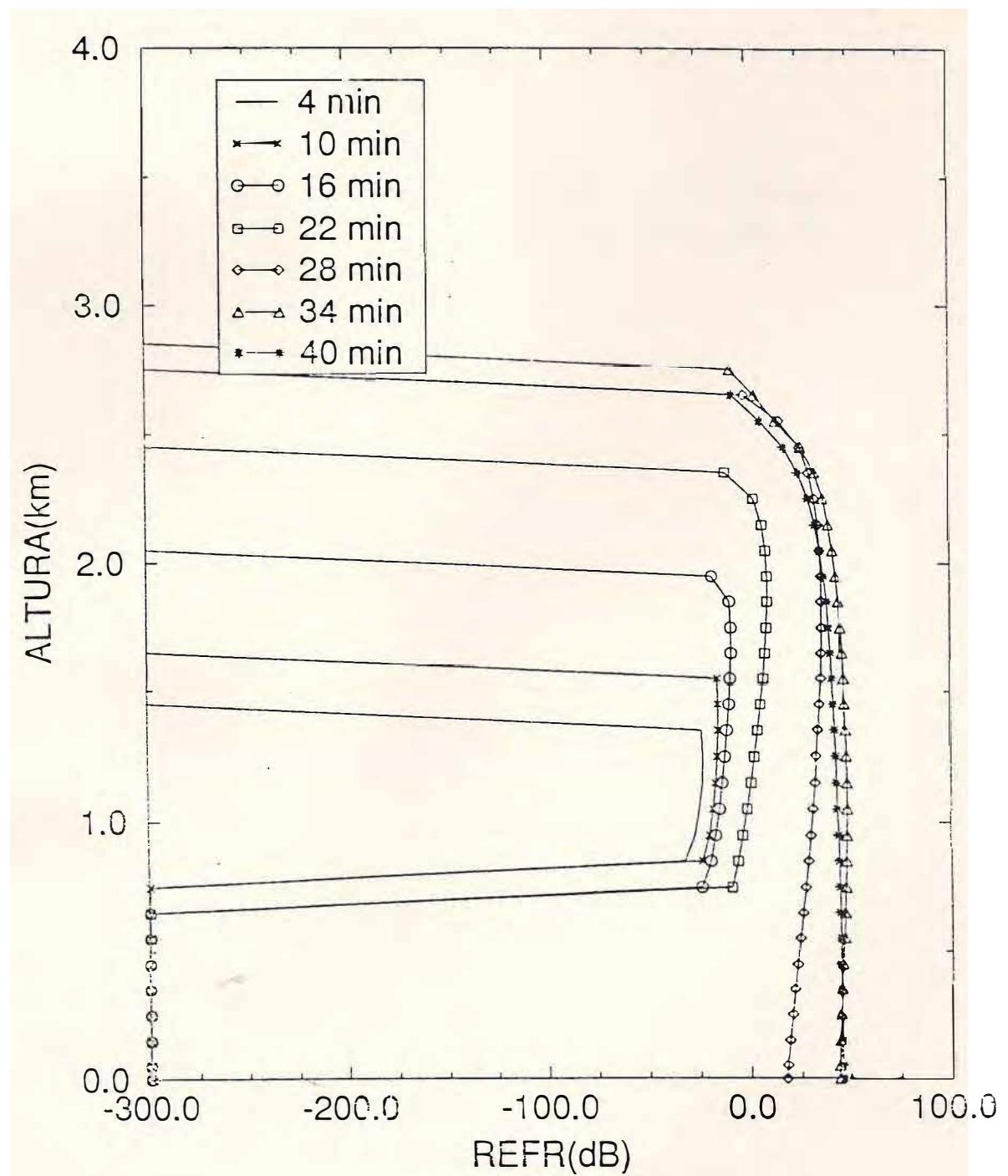


Fig.14 - Refletividade de Radar em DeciBeis (dB)

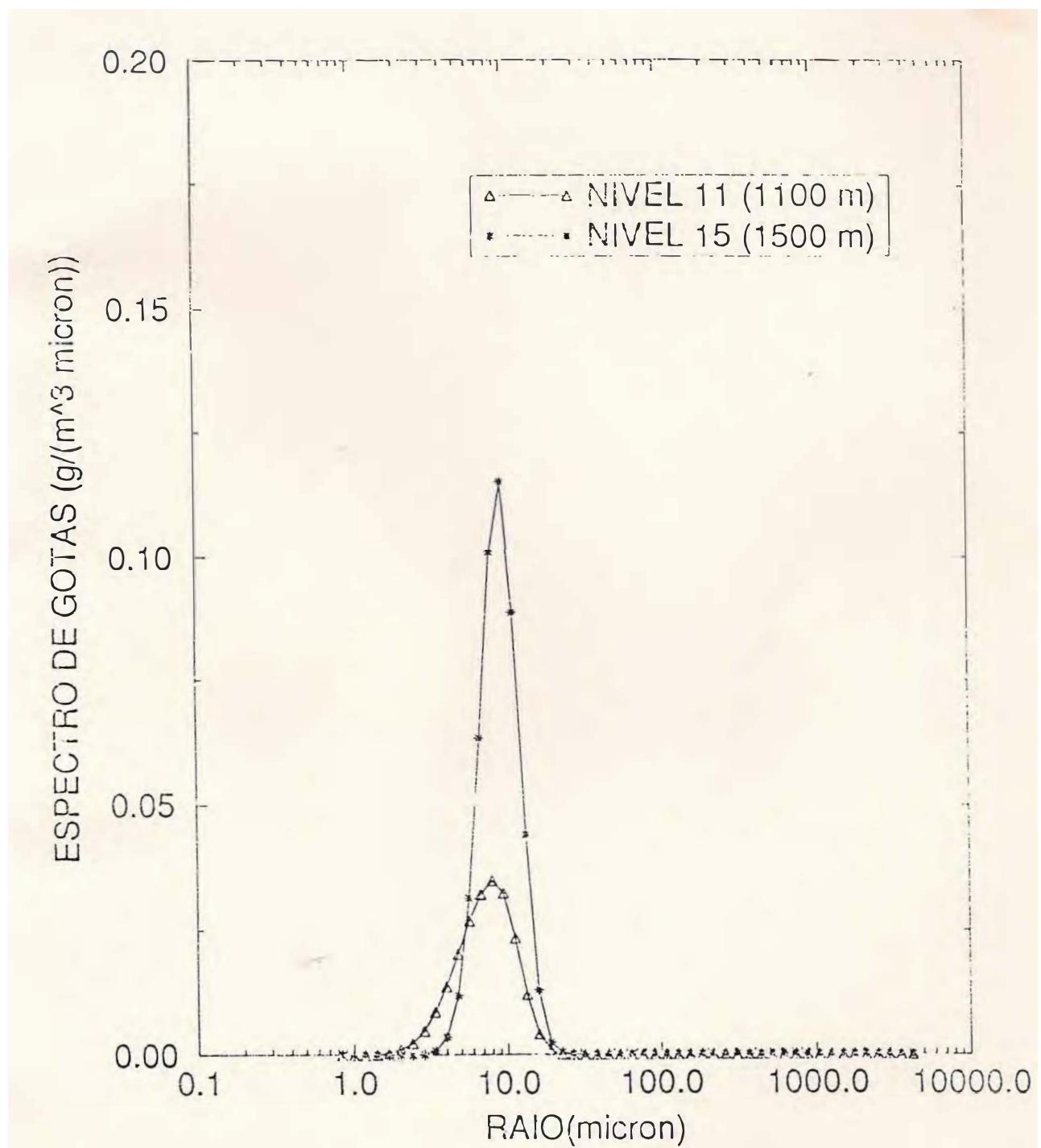


Fig. 15 - ESPECTRO DE GOTAS EM t=6min (Log-Linear)

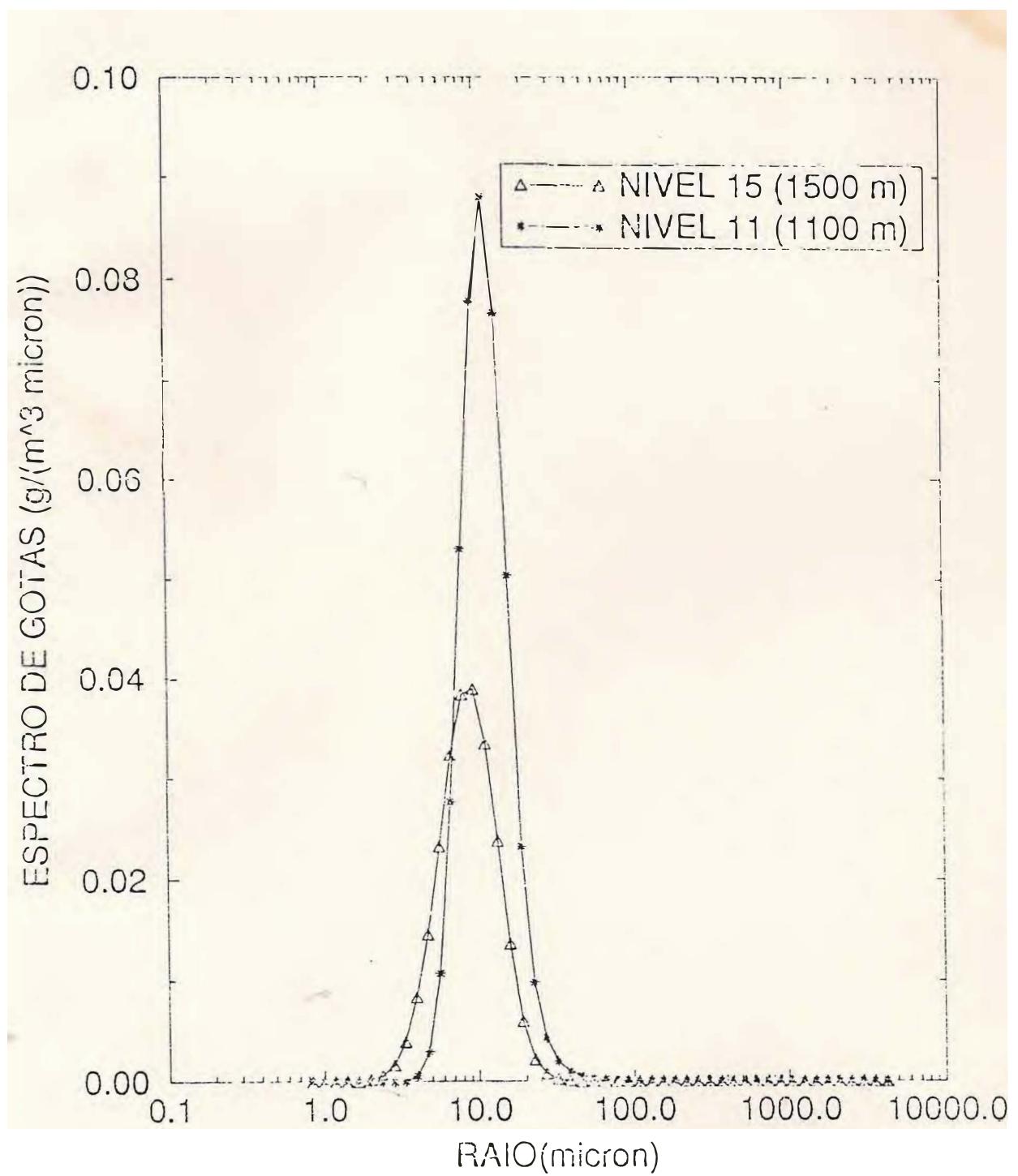


Fig. 16 - ESPECTRO DE GOTAS EM t=22 min (Log-Linear)

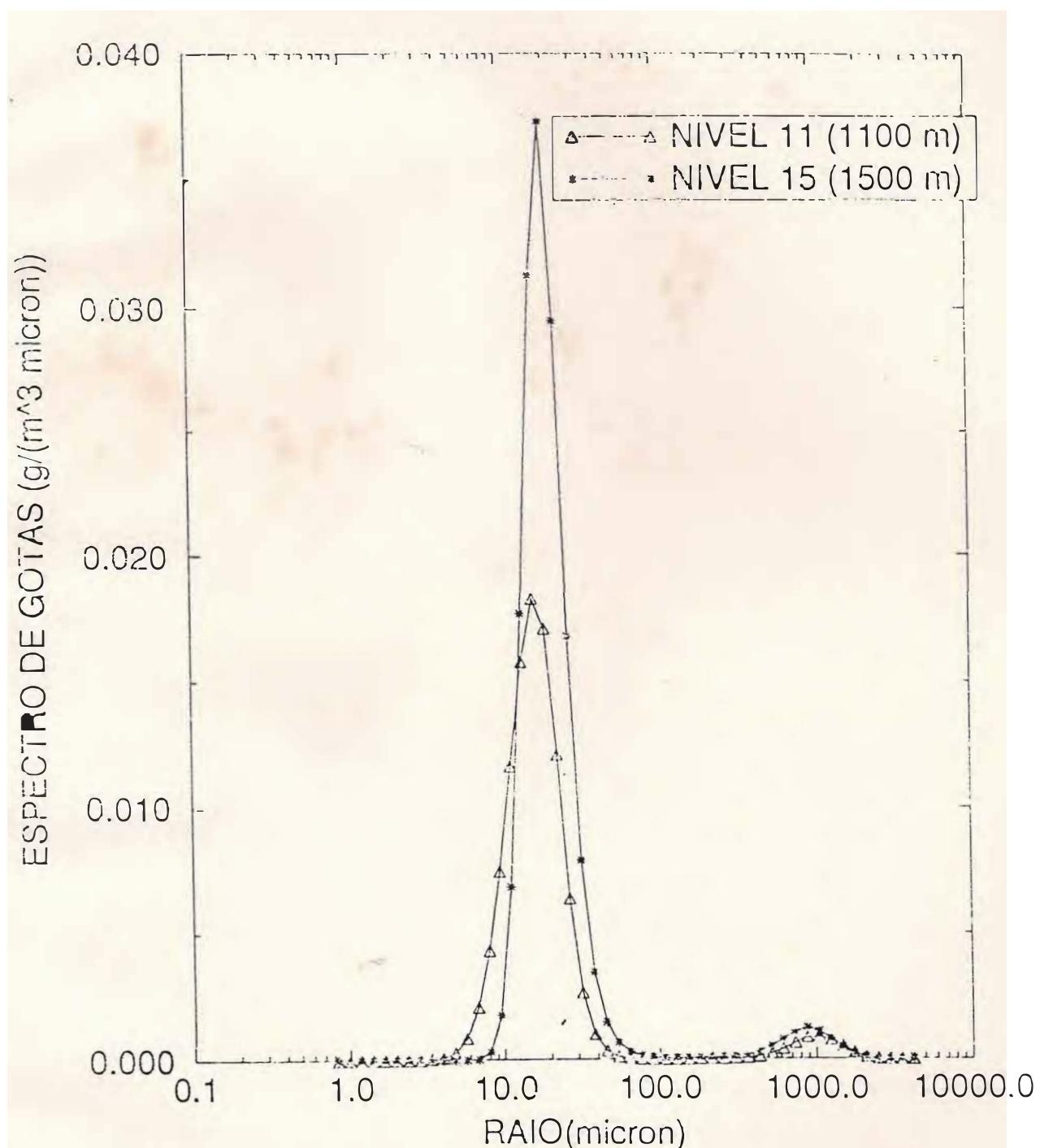


Fig. 17 - ESPECTRO DE GOTAS EM $t=34$ min (Log-Linear)

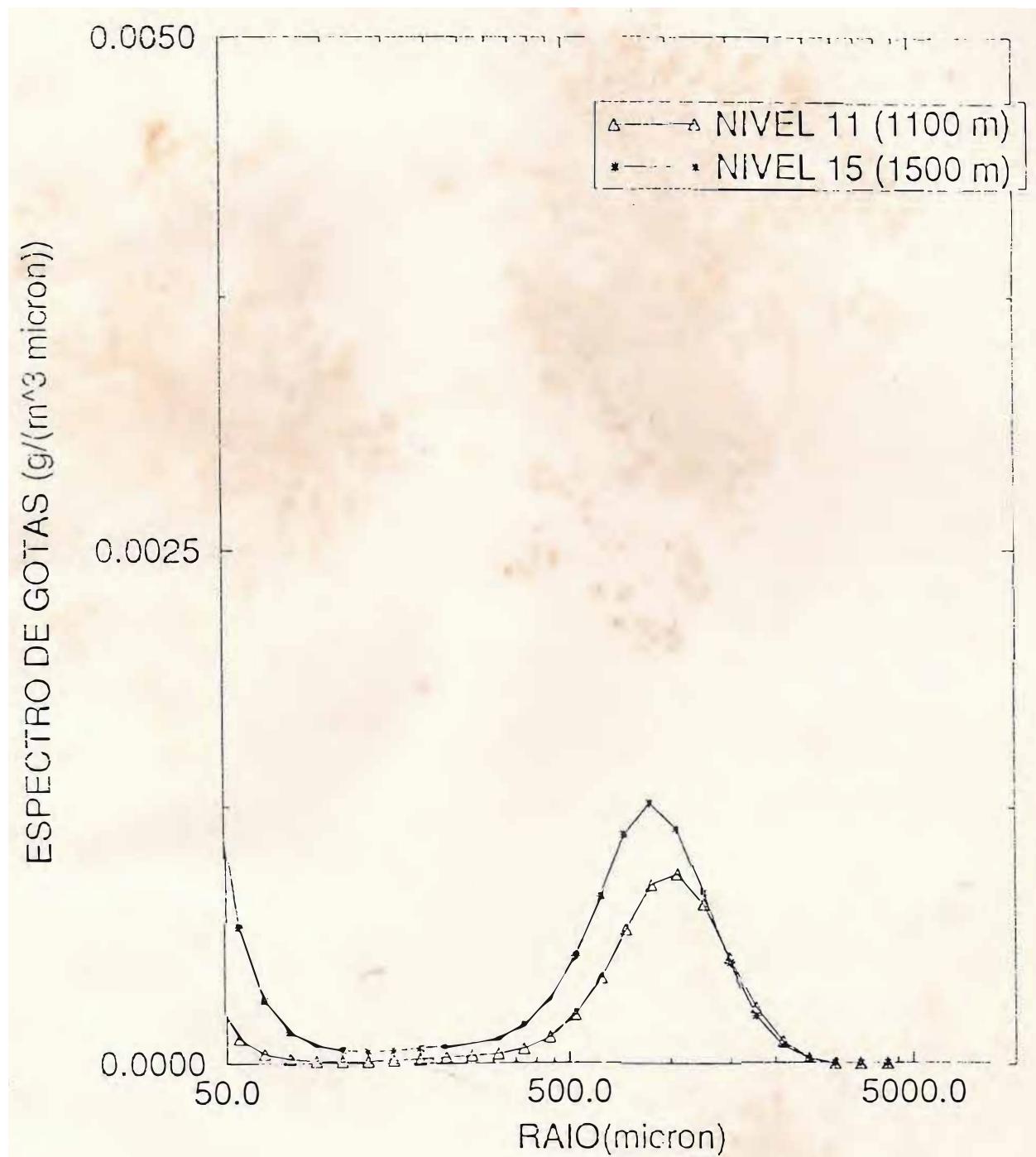


Fig. 18 - ESPECTRO DE GOTAS EM $t=34$ min (Log-Linear)

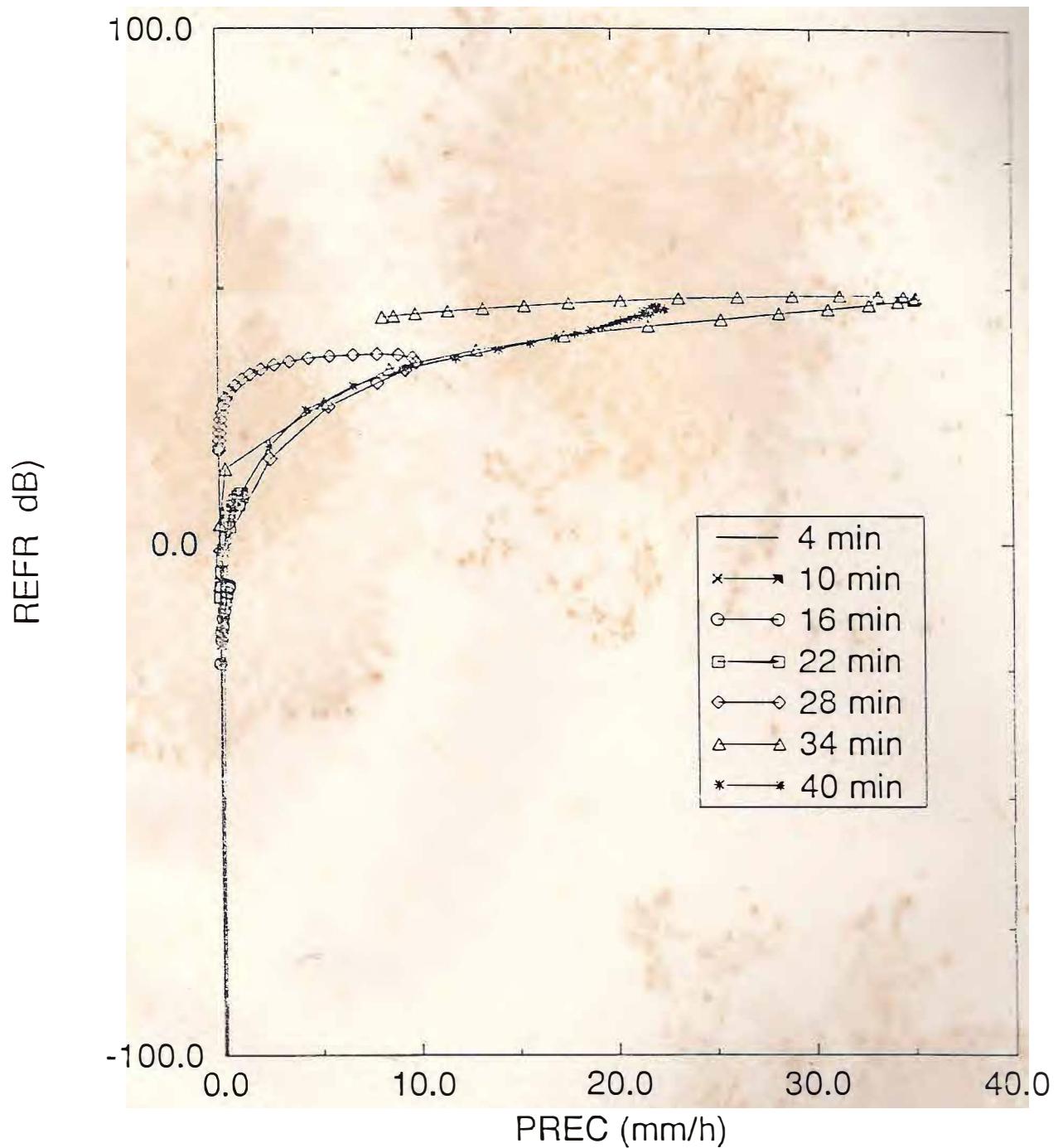


Fig.18 - Refletividade de Radar versus Precipitação