



UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE – UFCG

CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA – CCT

DEPARTAMENTO DE CIÊNCIAS ATMOSFÉRICAS – DCA

CURSO DE MESTRADO EM METEOROLOGIA

**ESTUDO DO FLUXO CONVECTIVO ATRAVÉS DE SIMULAÇÃO DE ALTA
RESOLUÇÃO**

AIRUSKA KELLY BERNARDO DA NÓBREGA

Campina Grande – PB
Outubro de 2004

AIRUSKA KELLY BERNARDO DA NÓBREGA

**ESTUDO DO FLUXO CONVECTIVO ATRAVÉS DE SIMULAÇÃO DE ALTA
RESOLUÇÃO**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Meteorologia da Universidade Federal de Campina Grande, em cumprimento às exigências para obtenção do Grau de Mestre.

Área de Concentração: **METEOROLOGIA DE MESO E GRANDE ESCALAS**

Sub-área: **SINÓTICA – DINÂMICA DA ATMOSFERA**

Orientadores: **Dr. ENIO PEREIRA DE SOUZA**
Dr. ENILSON PALMEIRA CAVALCANTI

Campina Grande – PB
Outubro de 2004



FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA BIBLIOTECA CENTRAL DA UFCCG

N754e Nóbrega, Airuska Kelly Bernardo da
2004 Estudo do fluxo convectivo através de simulação de alta resolução / Airuska
Kelly Bernardo da Nóbrega. — Campina Grande: UFCCG, 2004.
57f.

Inclui Bibliografia

Dissertação (Mestrado em Meteorologia) — Centro de Ciências e Tecnologia,
Universidade Federal de Campina Grande.

1— Nuvens 2— Modelagem Atmosférica 3— BRAMS I— Título

CDU 551.576

AIRUSKA KELLY BERNARDO DA NÓBREGA

ESTUDO DO FLUXO CONVECTIVO ATRAVÉS DE SIMULAÇÃO DE ALTA
RESOLUÇÃO

DISSERTAÇÃO APROVADA EM 12/ 11/2004

BANCA EXAMINADORA



Prof. Dr. ENIO PEREIRA DE SOUZA
Departamento de Ciências Atmosféricas
Universidade Federal de Campina Grande



Prof. Dr. ENILSON PALMEIRA CAVALCANTI
Departamento de Ciências Atmosféricas
Universidade Federal de Campina Grande



Profa Dra. MAGALY DE FÁTIMA CORREIA
Departamento de Ciências Atmosféricas
Universidade Federal de Campina Grande



Prof. Dr. CÉBER BARBOSA DE ALBUQUERQUE MOURA
Departamento de Fitotecnia
Universidade Federal Rural de Pernambuco

AGRADECIMENTOS

Agradeço aos meus orientadores Dr. Enio Pereira de Souza e Dr. Enilson Palmeira Cavalcanti pela atenção, pela paciência e principalmente pelo incentivo e parceria ao longo do desenvolvimento da dissertação.

Agradeço aos professores do Departamento de Ciências Atmosféricas, DCA, da Universidade Federal de Campina Grande, UFCG.

Agradeço à minha família pelo incentivo diário ao longo de toda a minha carreira acadêmica.

Agradeço ao meu esposo Sérvulo pela dedicação ao longo do desenvolvimento deste trabalho.

SIGLAS E ABREVIATURAS

SIGLA/Abreviatura	SIGNIFICADO
BOMEX	<i>Barbados Oceanographic and Meteorological Experiment</i>
BRAMS	<i>Brazilian Regional Atmospheric Modeling System</i>
CPTEC	Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos
CRM	<i>cloud resolving model</i>
ECMWF	<i>European Centre for Medium-Range Weather Forecasts</i>
HL	Hora local
LBA	<i>Large-Scale Biosphere Atmosphere</i>
LES	<i>Large-eddy simulation</i>
NCE	nível de condensação espontânea
NCL	nível de condensação por levantamento
NPE	nível de perda de empuxo
RAMS	<i>Regional Atmospheric Modeling System</i>
SCMS	<i>Small Cumulus Microphysics Study</i>
UTC	<i>Coordinated Universal Time</i>

SÍMBOLOS

Símbolo	Descrição
c_p	calor específico do ar seco sob pressão constante
F_{ab}	forçante convectivo
g	Aceleração da gravidade
h_c	energia estática úmida
L	calor latente específico de vaporização
λ	Taxa de entranhamento
M_c	Fluxo de massa convectivo
η	eficiência termodinâmica
ρ	densidade do ar
Q	Umidade específica
σ	área fracional coberta por correntes ativas dentro da nuvem
s	Energia estática seca
s_i	Energia estática líquida
T	Temperatura
$TCAPE$	empuxo total das parcelas em convecção
w_c	Velocidade vertical referente a nuvem
z	Altura hidrostática

LISTA DE FIGURAS

	Pág.
Figura 1 Domínio de integração do modelo para a grade 1. As isolinhas são fluxo de calor sensível às 11:00 (hora local)	20
Figura 2 Domínio de integração do modelo para a grade 2. As isolinhas são fluxo de calor sensível às 11:00 (hora local) e mostram o domínio da segunda grade	21
Figura 3 Domínio de integração do modelo para a grade 3. As isolinhas são fluxo de calor sensível às 11:00 (hora local) e mostram o domínio da terceira grade	22
Figura 4 Visão do fluxo de calor sensível às 11:00 (hora local) para a grade 3, no domínio da terceira grade	23
Figura 5 Visão do fluxo de calor sensível às 11:00 (hora local) para a grade 2, no domínio da terceira grade	24
Figura 6 Visão do fluxo de calor sensível às 11:00 (hora local) para a grade 1, no domínio da terceira grade	25
Figura 7 Fluxo convectivo de massa no nível de 900 hPa, às 07 HL	27
Figura 8 Fluxo convectivo de massa no nível de 900 hPa, às 08 HL	28
Figura 9 Fluxo convectivo de massa no nível de 900 hPa, às 09 HL	28
Figura 10 Fluxo convectivo de massa no nível de 900 hPa, às 10 HL	29
Figura 11 Fluxo convectivo de massa no nível de 900 hPa, às 11 HL	29
Figura 12 Fluxo convectivo de massa no nível de 900 hPa, às 12 HL	30
Figura 13 Fluxo convectivo de massa no nível de 900 hPa, às 13 HL	31
Figura 14 Fluxo convectivo de massa no nível de 900 hPa, às 14 HL	31
Figura 15 Fluxo convectivo de massa no nível de 900 hPa, às 15 HL.	32
Figura 16 Fluxo convectivo de massa no nível de 900 hPa, às 16 HL	32

Figura 17	Fluxo convectivo de massa no nível de 900 hPa, às 17 HL	33
Figura 18	Fluxo convectivo de massa no nível de 900 hPa, às 18 HL	33
Figura 19	Água líquida em nuvens no nível de 900 hPa, às 07 HL	34
Figura 20	Água líquida em nuvens no nível de 900 hPa, às 09 HL	35
Figura 21	Água líquida em nuvens no nível de 900 hPa, às 11 HL	35
Figura 22	Água líquida em nuvens no nível de 900 hPa, às 15 HL	36
Figura 23	Água líquida média na vertical, no domínio da grade 3 (g/kg).	37
Figura 24	Precipitação média acumulada a cada 10 min, no domínio da grade 3 (g/kg).	38
Figura 25	Fluxo convectivo médio, no domínio da grade 3 ($\text{kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$).	39
Figura 26	Elementos do balanço de energia à superfície, no domínio da grade 3 ($\text{kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	40
Figura 27	Elementos do balanço de energia à superfície, observado em 10,76 °S e 62,36 °W	41
Figura 28	Fluxo de massa convectivo médio na base dos cúmulos rasos EXPZ7	43
Figura 29	Eficiência termodinâmica média dos cúmulos rasos, EXPZ7.	44
Figura 30	Forçante convectivo médio dos cúmulos rasos, EXPZ7	44
Figura 31	Empuxo total médio dos cúmulos rasos, EXPZ7	45
Figura 32	Fluxo de massa convectivo médio na base dos cúmulos rasos EXPZ5	47
Figura 33	Eficiência termodinâmica média dos cúmulos rasos, EXPZ5.	47
Figura 34	Forçante convectivo médio dos cúmulos rasos, EXPZ5	49
Figura 35	Empuxo total médio dos cúmulos rasos, EXPZ5.	49

RESUMO

Este trabalho estudou o fluxo de massa convectivo associado aos cúmulos rasos com base em experimentos numéricos de alta e baixa resolução com o objetivo de determinar qual é o ajuste ideal para o esquema de Souza (1999). O estudo foi feito através de uma simulação de grandes turbilhões (LES). O modelo utilizado foi o *Brazilian Regional Atmospheric Modeling System* (BRAMS). Ele foi integrado por 18 horas, a partir das 06 UTC do dia 23 de janeiro de 1999, período correspondente à campanha observacional do LBA (Silva Dias et al., 2002) e foi integrado com três grades aninhadas: a primeira com resolução de 32 km, cobrindo a Região Norte do Brasil; a segunda, com resolução de 4 km e a terceira com resolução de 500 m. As três grades são centradas no Estado de Rondônia, nas coordenadas 11,0 °S e 62,5 °W. As saídas foram produzidas a cada 10 min.

No experimento de alta resolução as nuvens foram representadas de forma explícita. Nos experimentos de baixa resolução, a determinação do fluxo de massa convectivo para o esquema de parametrização foi a partir do princípio da convecção como uma máquina térmica. Uma das principais conclusões foi que mesmo em simulações de alta resolução os fluxos de superfície (calor sensível e calor latente) são superestimados pelo modelo BRAMS, mas o ciclo diurno da convecção rasa é bem representado com valores máximos acima de $0,01 \text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Observou-se também que com um ajuste que aumenta o entranhamento na formulação presente no esquema de Souza, a representação do fluxo convectivo passou a ocorrer de acordo com a ordem de magnitude observada em diversos estudos e confirmada na simulação de alta resolução.

ABSTRACT

This work studied the convective mass flux associated to shallow cumulus convection with the objective of determining which adjustment was ideal for the parameterization scheme of Souza (1999), through a large-eddy simulation (LES). This study was based on high and low resolution numerical experiments, utilizing the *Brazilian Regional Atmospheric Modeling System* (BRAMS). An 18-hours integration of the model was performed starting at 06 UTC 23 Jan1999 and with three nested grids. The first with a resolution of 32 km, covering the north region of Brazil, the second with a resolution of 4 km and the third with a resolution of 500 m. The three grids are centered on Rondonia state at the coordinates of 11.0 °S and 62.5 °W.

In the high-resolution experiment clouds were explicitly modeled. In the low-resolution experiment, the determining of the convective mass flux for the parameterization scheme was done using the principle of convection as a heat engine. The most important conclusion was that, even using high-resolution simulations the surface fluxes are overestimated for the model. However, the shallow convection diurnal cycle is well represented with maximum values above $0,01 \text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

It was also observed that with an adjustment that increases the entrainment in the parameterization scheme of Souza, the representation of the convective mass flux was determined within the order of magnitude observed on a variety of studies and confirmed on the high-resolution simulation.

CAPÍTULO 1

1. INTRODUÇÃO

A convecção cúmulos produz efeitos significativos em movimentos de grande escala. Por este motivo é necessário contabilizar esses efeitos de forma quantitativa em modelos de grande escala.

A convecção cúmulos é um processo de mistura úmida entre a camada de ar sob as nuvens e a camada de ar seco em volta. Segundo Betts (1975), em distúrbios atmosféricos de grande escala, podem ser encontradas nuvens cúmulos de diferentes tamanhos, interagindo cooperativamente, e o efeito cumulativo de pequenas nuvens cúmulos é importante na manutenção da estrutura termodinâmica da atmosfera. Para que simulações numéricas sejam fisicamente consistentes, seu efeito deve ser um dos principais atributos de um modelo. Exceto em simulações que podem usar resoluções horizontais muito finas (da ordem de centenas de metros), o efeito da convecção é incorporado nos modelos através de parametrizações. O grande problema da parametrização nas simulações em modelos numéricos é o de estimar o efeito físico da convecção cúmulos, representando

realisticamente fenômenos de condensação, transporte de calor, de umidade e de momentum, nas nuvens.

O perfil (termodinâmico) vertical da atmosfera é mantido por um processo de competição entre a radiação atuando para resfriar a atmosfera e a convecção atuando para aquecê-la. Os cúmulos rasos (não-precipitantes) têm uma função importante na manutenção dos campos de temperatura e umidade na atmosfera, que, ao final, vão definir esse perfil (Yanai et al., 1973; Betts, 1973). Na região da camada de mistura, essas nuvens atuam como uma fonte de calor e um sumidouro de umidade, no ambiente, causando aquecimento e secagem na região em torno da base das nuvens. Na parte superior dessas nuvens, acontece o inverso.

Uma das limitações em se desenvolver parametrizações é a dificuldade de validação de resultados contra observações. A forma mais usada é a obtenção dos efeitos da convecção como resíduos de balanços a partir de dados coletados em experimentos para os quais sondagens são realizadas simultaneamente em pontos equivalentes a uma caixa de grade de um modelo. Vários trabalhos foram desenvolvidos nessa linha (Yanai et al., 1973, Nitta, 1975, Esbensen, 1978). Estes dois últimos deram ênfase à convecção rasa.

Outra forma de se calibrar esquemas é tentar representar um perfil termodinâmico em uma situação para a qual se sabe que houve convecção rasa e ajustar os parâmetros do esquema de modo que se encontre uma configuração que represente o perfil observado. Esquemas como Betts & Miller (1986), Tiedtke (1989), Gregory & Rowntree (1990).

Uma terceira forma, que se torna cada vez mais viável, na medida em que se aumenta a capacidade computacional, é a obtenção de perfis e variáveis características das nuvens através de experimentos numéricos nos quais as nuvens são representadas de forma explícita. Nesses experimentos, um modelo é integrado com uma resolução de poucas

centenas de metros em um domínio grande o suficiente para representar um conjunto de vários elementos de nuvens. Tais simulações fornecem características como: total de condensado, velocidade vertical, fluxo de massa convectivo, etc. Nessa linha, destacam-se os trabalhos de Sommeria, (1976); Nicholls et al. (1982), Siebesma & Cuijpers (1995), Lin (1999). Esse tipo de abordagem é chamado de “simulação de grandes turbilhões”, do inglês *large-eddy simulation* (LES).

Souza (1999) desenvolveu um esquema de parametrização da convecção rasa do tipo fluxo de massa, com modelo de nuvens de acordo com Arakawa & Schubert (1974) e cujo fluxo de massa convectivo segue o princípio da convecção como uma máquina térmica (Rennó & Ingerssol, 1996). Diferentemente de esquemas que estabelecem um certo valor crítico de alguma variável e ajustam esse valor até que uma representação razoável de um perfil termodinâmico, na presença de convecção rasa, seja obtida (Albrecht et al., 1986, Tiedke, 1989), o esquema tem o fechamento baseado na Segunda Lei da Termodinâmica e considera os fluxos convectivos como um resultado da conversão de calor em trabalho.

Souza & Silva (2003) avaliaram a sensibilidade do esquema de Souza (1999) a alguns parâmetros do esquema e encontraram valores de fluxo variando entre 0,02 e 0,05 $\text{kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Isso mostra que o esquema tem uma grande faixa para ajuste.

O objetivo deste trabalho é determinar, através de uma LES, qual é o ajuste ideal para o esquema de Souza (1999), a partir de uma simulação confiável. Será produzida uma simulação em alta resolução e os resultados servirão de balizamento para ajustes de um esquema que foi projetado para menores resoluções.

No Capítulo 2 é mostrada uma revisão, que traz alguns trabalhos relevantes nesta área.

No Capítulo 3, tem-se uma descrição do esquema de parametrização utilizado neste trabalho, bem como uma descrição sucinta do modelo BRAMS e dos experimentos realizados.

No Capítulo 4, são apresentados os resultados das simulações numéricas realizadas neste estudo.

Por fim, são apresentadas, no Capítulo 5, as conclusões obtidas e as sugestões para futuros estudos nessa linha de pesquisa.

CAPÍTULO 2

2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Convecção não precipitante (cúmulos rasos) tem um papel crucial na determinação da estrutura termodinâmica vertical da atmosfera e influencia a circulação de grande escala tanto nos trópicos quanto em médias latitudes. Esse tipo de convecção intensifica o transporte turbulento vertical de calor, umidade e momentum e como resultado aprofunda a camada limite das nuvens e aumenta significativamente a evaporação da superfície principalmente nos oceanos. É, portanto, importante para a compreensão da dinâmica desse tipo de convecção se suas características essenciais são incorporadas em forma de parametrização de modelos de grande escala.

Arakawa & Schubert (1974) desenvolveram um esquema de parametrização de cúmulos no qual eles assumem que um conjunto de nuvens cúmulos afeta o ambiente de duas maneiras (as mais importantes): primeiro, induzindo subsidência entre as nuvens aquecendo e secando o ambiente, segundo, através do desentranhamento de ar saturado que contém água líquida do topo da nuvem. Evaporação dessa água que sai da nuvem causa um

resfriamento e umedecimento do ambiente. Para determinar esses efeitos quantitativamente, deve ser determinada a distribuição vertical de fluxo de massa total pelas nuvens, o desentranhamento de massa das nuvens, e a temperatura, vapor d'água e água líquida do desentranhamento.

Betts (1973) estudou o transporte termodinâmico de calor, de água líquida e de vapor d'água pela convecção de cúmulos não-precipitantes. Ele mostrou que, pelo fato de a mistura entre o ar das nuvens e do meio ambiente ser irreversível, há um transporte descendente de entalpia na camada de cúmulos e também que o tempo de desenvolvimento da camada de nuvens cúmulos depende do movimento vertical médio de grande escala, das variações da taxa de resfriamento nas nuvens e do fluxo de calor sensível na superfície.

Na avaliação de informações relacionadas a dinâmica de nuvens convectivas rasas, Siebesma and Cuijpers (1995), utilizaram o modelo LES (*Large Eddy Simulation*). Nesse trabalho eles verificaram parametrizações de fluxos turbulentos e taxas de entranhamento e desentranhamento usados em modelos de grande escala comparados com os resultados obtidos pela LES. A simulação estava de acordo com as observações realizadas durante o período não perturbado do experimento BOMEX (*Barbados Oceanographic and Meteorological Experiment*).

Os modelos de grande-escala utilizados são modelos que consideram convecção rasa: ECMWF (*European Centre for Medium-Range Weather Forecasts*), e U.K *Meteorological Office*. Os valores encontrados para a taxa fracionária de entranhamento e para a de desentranhamento foram ambas uma ordem de magnitude maior que o encontrado nos esquemas de parametrização operacional de convecção rasa citados acima. A simulação

mostrou que a taxa de desentranhamento é sistematicamente maior que a taxa de entranhamento e como resultado, o fluxo de massa decresce com altura. Isso difere da proposta da maioria dos esquemas parametrizados nos quais se assume que o fluxo de massa segue sem perdas da base até o topo da nuvem onde o desentranhamento seria muito grande.

Lin (1999), com o objetivo de aperfeiçoar um modelo de nuvem para parametrização de cúmulos, investigou perfis de entranhamento em grupos de nuvens simulados em um modelo resolvido de nuvens (*cloud resolving model* – CRM). Usando dados do CRM, movimentos verticais saturados para cima (*updrafts*) aconteceram em diferentes categorias de acordo com a altura máxima das nuvens. Características de entranhamento para cada categoria foram então determinadas pelos perfis de fluxo de massa na nuvem e a energia estática de mistura dentro da nuvem.

Nesses experimentos, o fluxo de massa de cúmulos rasos geralmente aumenta de forma substancial com a altura em todos os níveis, mas para nuvens médias e profundas o fluxo de massa aumenta mais significativamente no nível mais baixo e próximo do topo.

Outra observação é que as taxas de entranhamento para nuvens rasas foram significativamente maiores do que para as nuvens profundas.

Os detalhes das características de entranhamento não foram sensíveis ao cisalhamento vertical do vento, mas foram primariamente determinados pelos campos termodinâmicos de grande escala.

Brown (1999), investigou a parametrização dos efeitos do cisalhamento em convecção de cúmulos rasos. Esse estudo teve como ponto de partida o trabalho de

Siebesma e Cuijpes (1995) supracitado. Brown mostrou que as mudanças no cisalhamento têm pouco impacto no transporte escalar nas simulações LES enquanto o transporte de momentum é fortemente afetado.

Siebesma et al (2003), fez um estudo comparativo com 10 diferentes códigos de *large-eddy simulation* (LES) para convecção rasa. Numa simulação de 6 horas eles mostraram excelente concordância entre os modelos para a estrutura termodinâmica observada no BOMEX e razoável concordância relacionada aos fluxos turbulentos. Em todos, os perfis de fluxo de massa decrescem monotonamente com a altura. Quanto a quantitativos de cobertura de nuvem e água líquida apresentaram boa concordância.

Neggers et al. (2003) realizaram um trabalho no qual resultados de *Large-eddy simulation* (LES) de convecção de cúmulos rasos são diretamente avaliados contra as medidas aéreas dentro da nuvem, como realizado durante o *Small Cumulus Microphysics Study* (SCMS). Os resultados mostraram que para dados de condições iniciais e de fronteira corretos, o conceito de LES é capaz de predizer realistamente o conjunto de propriedades termodinâmicas de temperatura, umidade e conteúdo de água líquida de um conjunto de nuvens cúmulos como observado no SCMS. Além disso, a componente vertical da energia cinética turbulenta na nuvem e a distribuição da nuvem na LES estavam em concordância com as observações. Esses resultados dão suporte a credibilidade de estatísticas de nuvem produzidas por LES em geral, e encoraja seu uso como ferramenta para testar hipóteses e desenvolver parametrizações de processos de nuvens cúmulos rasas.

Souza (1999) propôs uma parametrização simples para convecção de cúmulos rasos e mostrou ser essa uma boa ferramenta para a representação da interação da convecção rasa

com os processos de superfície e com a convecção profunda. O esquema combina dois tipos de modelo: o modelo de nuvens proposto por Arakawa e Schubert (1974), e a formulação do fluxo de massa que segue a teoria da máquina térmica de Rennó e Ingersoll (1996). A determinação do fluxo de massa segue o raciocínio de que esse fluxo é forçado por uma máquina térmica convectiva que, por sua vez é alimentada por fluxos energéticos provenientes da superfície. Souza (1999) mostrou ainda que seu esquema é capaz de representar as propriedades da convecção rasa a um baixo custo operacional.

Para mostrar a consistência da teoria da máquina térmica, Souza et al. (2000) desenvolveram uma teoria termodinâmica para explicar a manutenção das circulações locais em estado quase estacionário. Eles mostraram que a teoria é capaz de prever a queda de pressão causada por uma superfície heterogênea de desmatamento na Amazônia.

Com o objetivo de se obter o impacto da convecção rasa no perfil termodinâmico da atmosfera, Silva (2001), realizou experimentos utilizando a parametrização de cúmulos rasos desenvolvida por Souza (1999) e implementada no modelo RAMS. Foi identificado que a implementação do esquema de cúmulos rasos causa um grande impacto nas simulações, alterando significativamente a estrutura vertical de temperatura e de umidade ao longo da integração do modelo. Isso é mais marcante à tarde e no início da noite, em resposta à ação dos cúmulos rasos, que têm seu máximo por volta do meio-dia local.

Verificou-se também que a quantidade de precipitação convectiva acumulada e a taxa de precipitação convectiva têm uma tendência a aumentar com a implementação do esquema de convecção rasa. Isso concorda com estudos observacionais e teóricos (Malkus, 1958; Yanai et al., 1973; Betts, 1973 e Tiedtke et al., 1988). Desta forma Silva mostrou que a convecção rasa, mesmo não causando precipitação diretamente, é um processo importante

na determinação da quantidade de precipitação das nuvens convectivas profundas de acordo com o que foi proposto por Betts (1973) e Yanai et al. (1973).

CAPÍTULO 3

3. MATERIAIS E MÉTODOS

3.1 Simulação de Grandes Turbilhões “Large Eddy Simulation”

Quase todos os fluxos que ocorrem na natureza são turbulentos. Portanto é importante a modelagem destes fluxos de forma precisa.

LES é um modelo de simulação de grandes turbilhões que fornece solução precisa para estes fluxos.

Essa técnica foi originalmente implementada na década de 1970. Sua idéia básica consiste de duas partes: A primeira é solucionar grandes escalas de movimento, já que estas carregam a maior parte da energia, tornam-se as mais importantes. A segunda é modelar pequenas escalas, estas são consideradas universais.

3.2 Modelo Numérico Utilizado (BRAMS)

O modelo numérico usado neste trabalho é o “*Brazilian Regional Atmospheric Modeling System*” – BRAMS, na versão 2.0, que foi desenvolvido a partir do RAMS – modelo de predição numérica que simula desde a circulação atmosférica de grande escala até os *large eddy simulation* – LES da camada limite planetária. Sua estrutura básica é descrita por Pielke *et al.* (1992). Uma descrição sucinta e objetiva desse modelo pode ser encontrada em Cavalcanti (2001), em versão anterior.

O BRAMS é um modelo regional de mesoescala que se baseia nas equações básicas da dinâmica dos movimentos atmosféricos juntamente com as equações que regem a termodinâmica e a continuidade de massa da atmosfera. O modelo é integrado na versão não-hidrostática e inclui no seu código várias opções de parametrizações físicas, tais como: a de radiação de onda longa e de onda curta, que segue a formulação de Chen e Cotton (1983). A turbulência na Camada Limite Planetária é calculada segundo Smagorinsky (1963) e Mellor e Yamada (1986). A microfísica segue o esquema descrito por Walko *et al.* (1995). A convecção profunda que é do tipo Kuo (Kuo, 1965; 1974), modificada por Molinari (1985) e Molinari e Corsetti (1985). A interação superfície-atmosfera é feita no BRAMS através do modelo LEAF-2 (Walko *et al.* 2000).

3.3 Descrição da Parametrização de Convecção Rasa

De acordo com Yanai *et al.* (1973) e Betts (1975), o transporte turbulento de calor e de umidade podem ser parametrizados como:

$$\overline{w's_l'} = \frac{M_c}{\rho}(s_{lc} - \bar{s}) = \frac{M_c}{\rho}(s_c - Lq_l - \bar{s}) \quad (1)$$

e

$$\overline{w'q_t'} = \frac{M_c}{\rho}(q_{tc} - \bar{q}_t) = \frac{M_c}{\rho}(q_{lc} + q_{vc} - \bar{q}_t) \quad (2)$$

em que ρ é a densidade do ar, o subscrito c representa variáveis referentes a nuvens, e M_c é o fluxo de massa convectivo (Yanai et al., 1973), dado por:

$$M_c = \rho\sigma w_c \quad (3)$$

em que σ é a área fracional coberta por correntes ativas dentro da nuvem e w_c é a velocidade vertical correspondente.

Segundo Souza (1999), as equações prognósticas para calor e umidade devidas à convecção rasa podem ser escritas na forma:

$$\frac{\partial \bar{s}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \overline{(w's_l')} \quad (4)$$

e

$$\frac{\partial \bar{q}_t}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \overline{(w'q_t')} \quad (5)$$

em que, s é a energia estática seca, dada por:

$$s = c_p T + gz \quad (6)$$

na qual c_p é o calor específico do ar seco sob pressão constante, T a temperatura absoluta, g a aceleração da gravidade, z a altura hidrostática.

A umidade específica total é igual a:

$$q_t = q_v + q_l \quad (7)$$

em que q_v a umidade específica do vapor d'água, q_l a umidade específica da água líquida.

A energia estática líquida é dada por:

$$s_l = s - L q_l \quad (8)$$

L é o calor latente específico de vaporização.

As quantidades marcadas com uma linha referem-se a perturbações causadas pela presença de convecção e as com uma barra representam valores médios do ambiente. Os valores para tendência de temperatura (4) e tendência de umidade específica (5), devido a convecção rasa, podem ser obtidas a partir de (1) e (2).

3.3.1 Fluxo de massa convectivo

No esquema proposto por Souza (1999), o fluxo de massa convectivo foi determinado a partir do princípio da convecção como uma máquina térmica (Rennó e Ingersoll, 1996), que se baseia no fato de que as circulações convectivas são forçadas por uma máquina operando entre dois reservatórios de calor: um quente (superfície da terra) e outro frio (região da atmosfera onde o calor é rejeitado). O fecho desse esquema se baseia

na segunda lei da termodinâmica e considera os fluxos convectivos como resultado da conversão de calor em trabalho. Detalhes da derivação podem ser encontrados em Souza (1999). O fluxo de massa convectivo na base da nuvem pode ser escrito na forma:

$$M_c = \frac{\eta F_{ab}}{TCAPE} \quad (9)$$

em que η é a eficiência termodinâmica de uma máquina de Carnot, operando entre os reservatórios quente (a superfície) e frio (a camada convectiva). F_{ab} é o forçante convectivo e é dado pela soma dos fluxos de calor latente e de calor sensível à superfície. $TCAPE$ é o empuxo total das parcelas em convecção.

O raciocínio por trás da Equação (9) é que a energia disponibilizada pela máquina térmica convectiva é usada para gerar empuxo que, por sua vez, é usado para vencer o efeito da dissipação.

Uma vez que a base e o topo da nuvem são determinados, o fluxo de massa em qualquer nível pode ser obtido quando o fluxo de massa é interpolado do seu valor na base, dado pela equação (9), considerando-se zero no topo da nuvem.

Portanto, para qualquer nível z_k entre a base z_b e o topo z_t , o fluxo de massa convectivo $M_{c(k)}$ é dado por:

$$M_{c(k)} = M_c \left(\frac{z_t - z_k}{z_t - z_b} \right) \quad (10)$$

Analisando-se a Equação (9) pode-se verificar que o fluxo de massa convectivo depende diretamente de três termos: da eficiência termodinâmica (η), do valor do forçante

convectivo externo (F_{ab}) que é definido a partir do balanço de energia à superfície e pode ser dado pela soma dos fluxos de calor sensível F_θ e de calor latente F_q . Isto é:

$$F_{ab} = F_\theta + F_q \quad (11)$$

e do valor $TCAPE$ obtido a partir da aproximação $TCAPE \approx 2 \times CAPE$ (Rennó e Ingersoll, 1996) em que $CAPE$ pode ser escrita na forma:

$$CAPE = g \int_{NCE}^{NPE} \left(\frac{T_{vc} - \bar{T}_v}{\bar{T}_v} \right) dz \quad (12)$$

em que, o NCE é o nível de condensação espontânea e NPE é o nível de perda de empuxo para convecção rasa. T_{vc} , é a temperatura da nuvem para um processo no qual há entranhamento. Na formulação de $TCAPE$, está implícita a contribuição do trabalho convectivo realizado por correntes descendentes e por convecção não-saturada (Rennó e Ingersoll, 1996). As variáveis que definem o fluxo na Equação (9) serão discutidas na Seção 4.2.

Esquemas que usam o modelo de entranhamento contínuo, através da Equação (6), geralmente consideram λ como um parâmetro constante (Albrecht et al., 1986; Tiedtke 1989; Gregory e Rowntree, 1990). Uma taxa de entranhamento constante implica que, em cada nível da nuvem, a taxa com que o ar da vizinhança penetra na nuvem é constante. Entretanto, estudos observacionais indicam que, em nuvens cúmulos, a maior parte do entranhamento ocorre nas regiões próximas ao topo (Telford, 1975; Paluch, 1979;

LaMontagne e Telford, 1983). Com o objetivo de representar melhor esse fato, Souza (1999) propôs uma taxa de entranhamento que aumentasse à medida que se penetrasse na nuvem. Portanto, no esquema de Souza (1999), λ é uma função da altura z , na forma:

$$\lambda_z = \lambda_0 \times 10^{\frac{z}{Z^*}} \quad (13)$$

em que λ_0 é um valor inicial e Z^* é uma altura de referência na qual sempre que a profundidade da convecção aumenta de Z^* , a taxa de entranhamento aumenta por um fator de dez. Isso garante que o entranhamento será maior nas partes mais altas das nuvens. Souza (1999) usou um valor de $Z^*=700$ m. Esse valor foi obtido por tentativa e erro.

3.3.2 Propriedades da nuvem

A fim de se obter os perfis verticais das propriedades da nuvem, foram usadas as equações do esquema de Arakawa e Schubert (1974), para uma única nuvem (Albrecht et al., 1986). As propriedades da nuvem são obtidas através do modelo de entranhamento contínuo.

O perfil vertical da energia estática úmida da nuvem, h_c , é obtido a partir de :

$$\frac{\partial h_c}{\partial z} = -\lambda(h_c - \bar{h}) \quad (14)$$

em que, $h = c_p T + gz + Lq_v$ é a energia estática úmida, λ é uma taxa de entranhamento, sendo o único fator determinante da mistura entre propriedades da nuvem e do ambiente.

Os perfis de energia estática úmida e umidade específica podem então ser determinados, respectivamente, a partir das equações:

$$(s_c - \bar{s}) \approx \frac{1}{1 + \gamma_v} (h_c - \bar{h}_s) \quad (15)$$

e

$$q_{vc} = \bar{q}_s + \frac{\gamma_v}{(1 + \gamma_v)L} (h_c - \bar{h}_s) \quad (16)$$

nas quais, $\gamma_v \equiv \left(\frac{L}{c_p} \frac{\partial q_{vs}}{\partial T} \right)_p$, e o subscrito s refere-se a valores das variáveis à saturação.

Uma vez determinado o perfil de q_{vc} , o perfil de q_{lc} (sem conversão de água de nuvem para água de chuva) pode ser obtido de:

$$\frac{\partial q_{lc}}{\partial z} = -\frac{\partial q_{vc}}{\partial z} = -\lambda(q_{vc} - \bar{q}_v) - \lambda q_{lc} \quad (17)$$

Souza (1999) usou a suposição de que os cúmulos rasos são ativados quando parcelas em convecção desde a superfície possuem energia suficiente para atingirem o nível de condensação por levantamento (*NCL*) conforme mostrado por Rennó e Williams (1995). Nesse caso, o esquema distingue entre nuvens ativas e forçadas (Stull, 1985). O topo das nuvens é considerado como sendo o nível no qual as parcelas perdem totalmente sua

energia cinética. A energia total de uma parcela, integrada desde a sua origem (próximo à superfície) até o topo da nuvem é:

$$\frac{g}{c_p} \left[\int_{SUP}^{NCL} \frac{(s_{vc} - \bar{s}_v)}{\bar{T}_v} dz + \int_{NCL}^{TOPO} \frac{(s_{vc} - \bar{s}_v)}{\bar{T}_v} dz \right] = 0 \quad (18)$$

em que, $s_v = s + 0.608c_p Tq_v - c_p Tq_l$ é a energia estática seca virtual.

De acordo com Albrecht et al. (1986), a primeira integral na equação (18) pode ser dada por:

$$\frac{g}{c_p} \int_{SUP}^{NCL} \frac{(s_{vc} - \bar{s}_v)}{\bar{T}_v} dz = \frac{3}{4} \left[g z_{NCL} \frac{(w' T_v')}{\bar{T}_0} \right]^{\frac{2}{3}} \quad (19)$$

na qual o termo entre colchetes é o cubo da escala de velocidade convectiva de Deardorff (Deardorff, 1970). Se a primeira integral nesta equação torna-se negativa logo no primeiro nível acima do *NCL*, supõe-se que a nuvem é do tipo forçada e o esquema não é ativado. Caso contrário, se uma parcela atinge o *NCL* com algum empuxo, dado pela equação (19), a segunda integral na equação (18) é resolvida usando-se o valor da primeira como condição de contorno. E se a integral na equação (19) é considerada nula, ou seja, o fluxo de calor da superfície ($w' T_v'$) for zero ou negativo, não há ativação de nuvem.

3.4 Experimentos

Foram realizados dois tipos de experimento: um experimento de alta resolução e dois experimentos de baixa resolução para testar o esquema de cúmulos rasos descrito acima.

O experimento de alta resolução apresenta as seguintes características:

O modelo é integrado por 18 horas, a partir das 06 UTC do dia 23 de janeiro de 1999. Esse período corresponde à campanha observacional do LBA (Silva Dias et al., 2002). A inicialização do modelo é heterogênea com dados das análises do CPTEC sendo fornecidos ao modelo a cada seis horas.

O modelo BRAMS é integrado com três grades aninhadas (vejam-se as Figuras 1-6): a grade 1 com resolução de 32 km (55 pontos), cobrindo a Região Norte do Brasil; a grade 2, com resolução de 4 km (122 pontos) e a grade 3 com resolução de 500 m (403 pontos). As três grades são centradas no Estado de Rondônia, nas coordenadas 11,0 °S e 62,5 °W. O modelo produz saídas a cada 10 min.

Para comparação com os fluxos, foram realizados mais dois experimentos com grade única e resolução de 32 km, com o mesmo domínio da grade 1 descrita acima. A diferença entre os dois experimentos é: EXPZ7 no qual, na Equação (13), $Z^*=700$ m. No outro experimento, EXPZ5, $Z^*=500$ m.

3.5 Descrição da interação entre as grades usando LES

A forma de como se dá a interação entre as grades em uma simulação de grades aninhadas com o BRAMS é ilustrada nas Figuras 1-6:

A Figura 1 mostra o domínio da grade 1. Nela é mostrado o fluxo de calor sensível às 11 HL. No centro do domínio destaca-se o estado de Rondônia.

A Figura 2 mostra o domínio da grade 2, cobrindo quase todo o estado de Rondônia, e seu posicionamento em relação à grade 1.

A Figura 3 mostra o domínio da grade 3. Seu posicionamento em relação as grades 1 e 2 pode ser visto pela comparação com as Figuras 1 e 2.

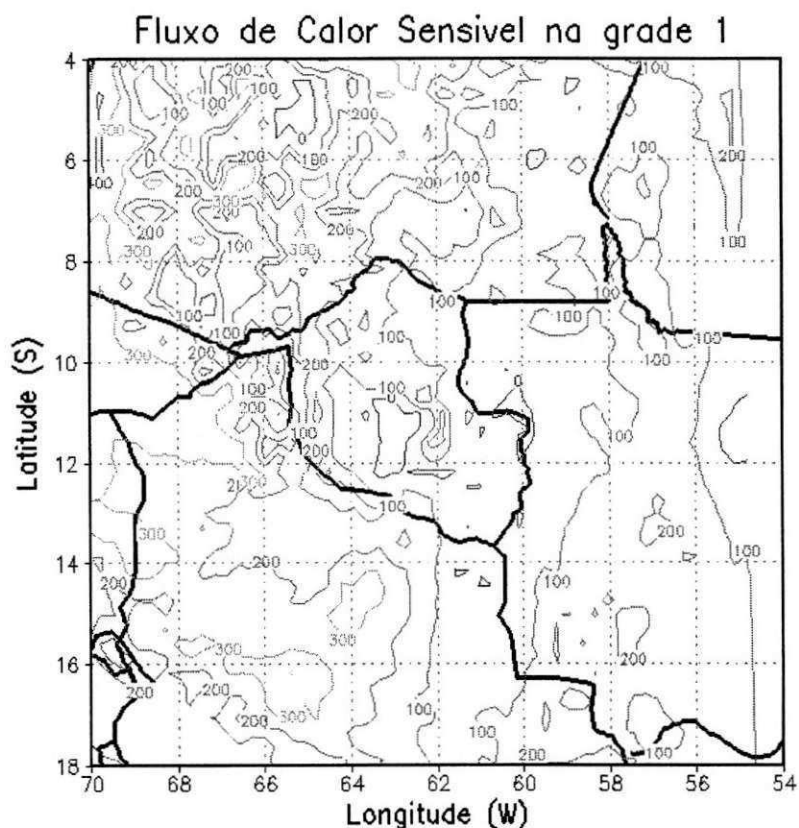


Fig. 1 – Domínio de integração do modelo para a grade 1. As isolinhas são fluxo de calor sensível às 11:00 (hora local).

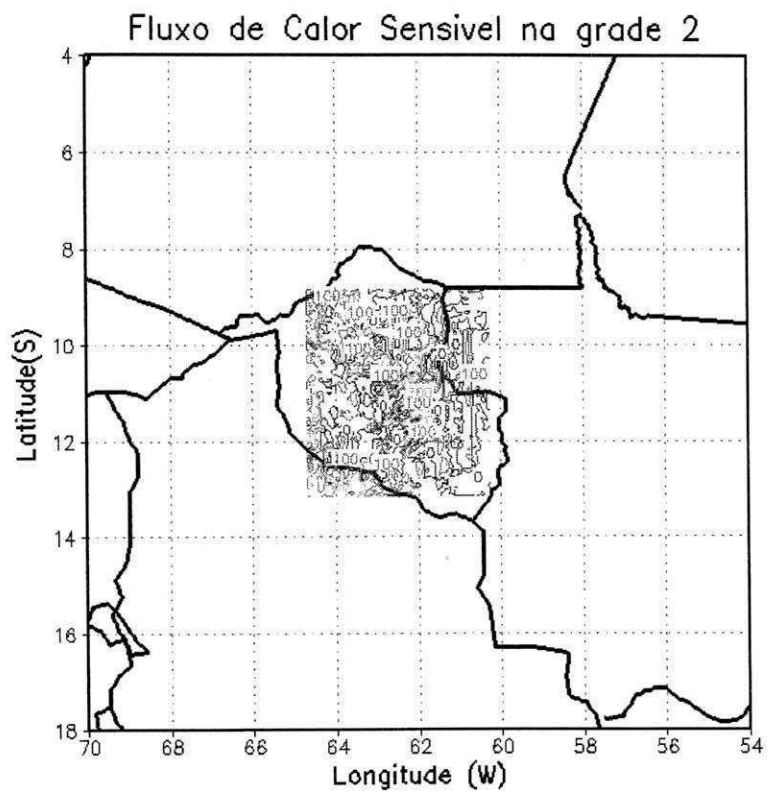


Fig. 2 – Domínio de integração do modelo para a grade 2. As isolinhas são fluxo de calor sensível às 11:00 (hora local) e mostram o domínio da segunda grade.

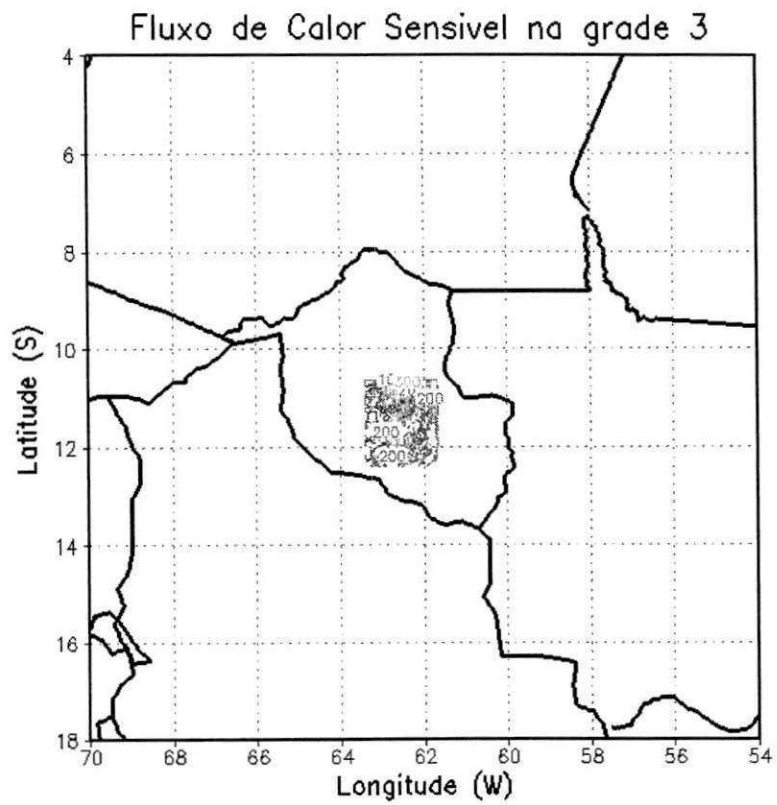


Fig. 3 – Domínio de integração do modelo para a grade 3. As isolinhas são fluxo de calor sensível às 11:00 (hora local) e mostram o domínio da terceira grade.

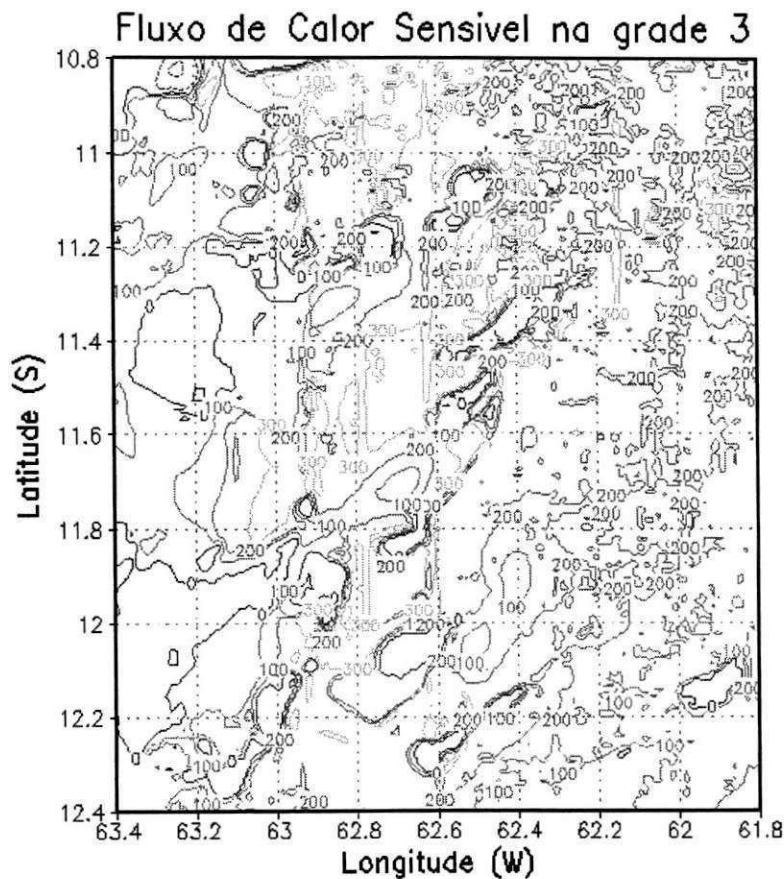


Fig. 4 – Visão do fluxo de calor sensível às 11:00 (hora local) para a grade 3, no domínio da terceira grade.

A Figura 4 mostra a distribuição espacial do fluxo de calor sensível para o domínio da grade 3 (de fato é uma ampliação da distribuição que aparece no centro da Figura 3). Pode-se ver um predomínio de valores em torno de $200 Wm^{-2}$ na parte leste e de valores pequenos na parte oeste do domínio.

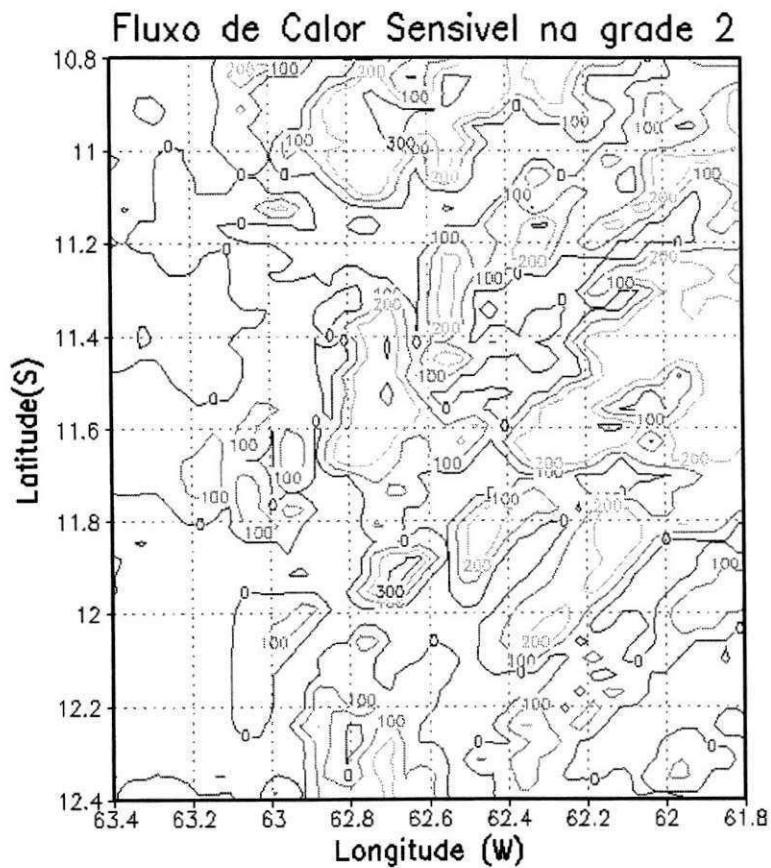


Fig. 5 – Visão do fluxo de calor sensível às 11:00 (hora local) para a grade 2, no domínio da terceira grade.

A Figura 5 mostra como a grade 2 “enxerga” o que ocorre na grade 3. A informação gerada na grade 3, com 500 m de resolução, é passada para os pontos de grade da grade 2, como uma média para 4 km.

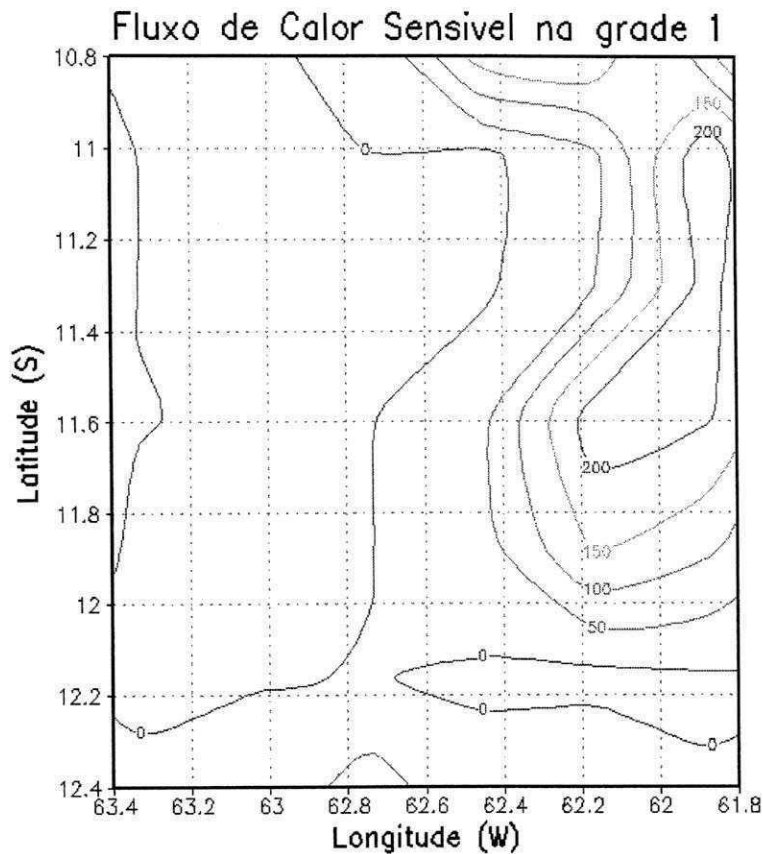


Fig. 6 – Fluxo de calor sensível às 11:00 (hora local) para a grade 1, no domínio da terceira grade.

A Figura 6 mostra como a grade 1 “enxerga” os efeitos das grades 2 e 3. O predomínio dos maiores valores na parte leste do domínio torna-se mais evidente. Essa é a forma como uma grade, com resolução de 32 km, representa os fenômenos que ocorrem em escala menores. Na Figura 1, pode-se notar o quanto a utilização de grades aninhadas fornece mais detalhes da variabilidade do fluxo em comparação com as outras partes do domínio.

CAPÍTULO 4

4. RESULTADOS E DISCUSSÃO

4.1 – Análise das Simulações de Alta Resolução

Antes de mostrar resultados médios, que é o objetivo das parametrizações, é interessante que se compreenda a evolução do fluxo convectivo a partir da grade de alta resolução. As Figuras 7-18 mostram o fluxo de massa convectivo, no nível de 900 hPa, de hora-em-hora entre 07 e 18 HL. Nas primeiras horas do dia, Figuras 7 e 8, o fluxo convectivo é insignificante, exceto por uma faixa ao longo da longitude de 62,95 °W (entre 64 °W e 60 °W). Esse resultado significa que o fluxo convectivo, forçado termicamente, tende a ser pequeno, exceto em casos nos quais há formação de nuvens por algum agente externo ou, alguma heterogeneidade do terreno. Entre 9 e 10 HL, o fluxo que aparece no início do dia se mantém, mas outras áreas com fluxo significativo passam a ser observadas (Figuras 9 e 10).

A partir das 11 HL, começa a haver uma maior concentração dos valores significativos de fluxo na metade oeste do domínio da grade 3 (Figura 11). Isso está consistente com o que já foi mostrado nas Figuras 4-6, que mostram um maior valor de fluxo de calor sensível na metade leste da grade 3, como resultado da falta de atividade convectiva nessa região. A Figura 12 mostra que a atividade convectiva que se observa às 11 é intensificada às 12 HL, principalmente no extremo oeste do domínio da grade 3.

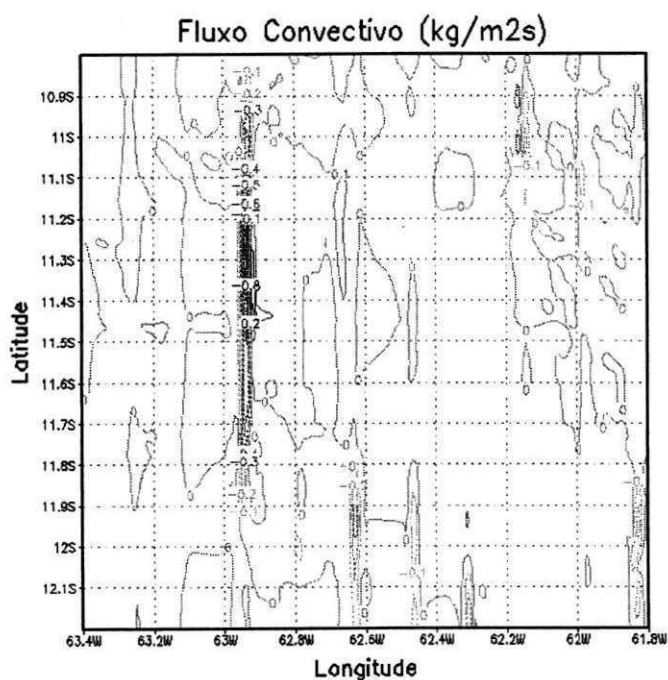


Fig. 7 – Fluxo convectivo de massa no nível de 900 hPa, às 07 HL (GRADE 3).

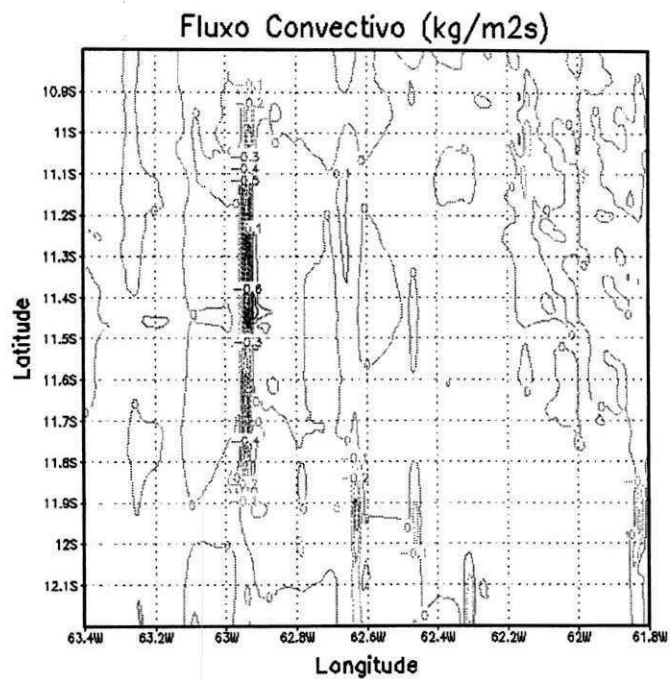


Fig. 8 – Fluxo convectivo de massa no nível de 900 hPa, às 08 HL (GRADE 3).

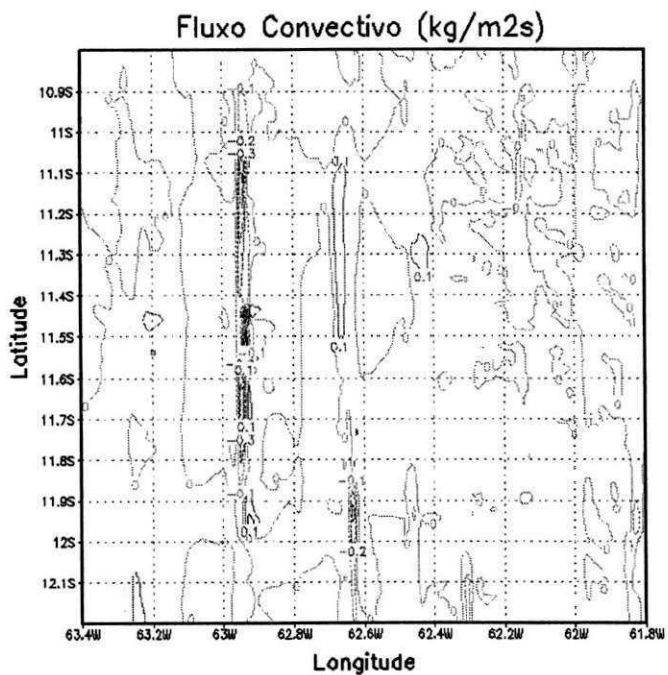


Fig. 9 – Fluxo convectivo de massa no nível de 900 hPa, às 09 HL (GRADE 3).

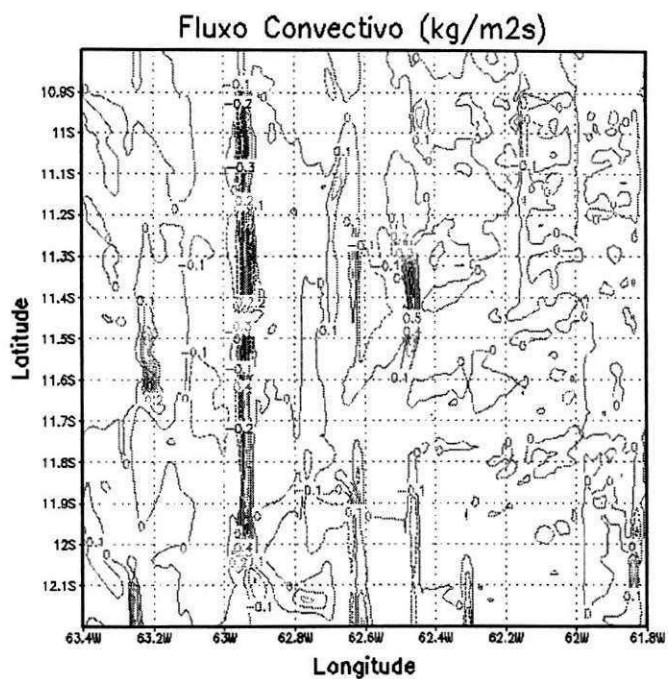


Fig. 10 – Fluxo convectivo de massa no nível de 900 hPa, às 10 HL (GRADE 3).

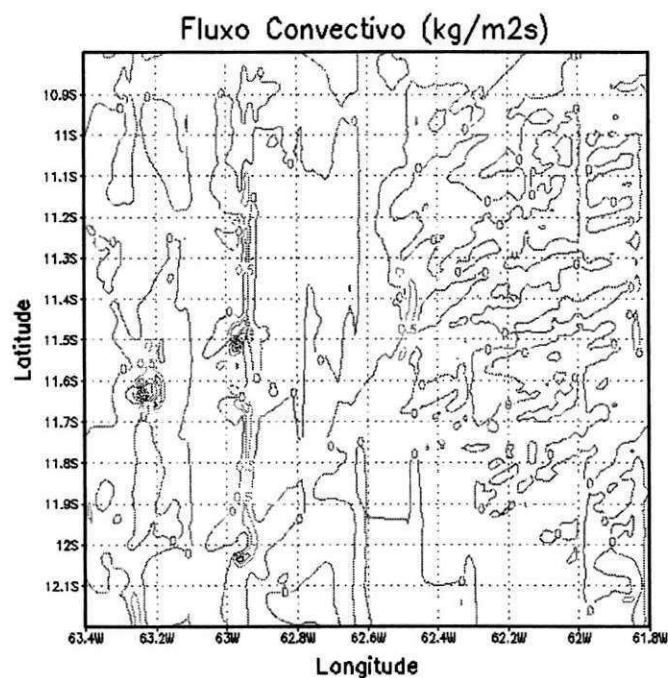


Fig. 11 – Fluxo convectivo de massa no nível de 900 hPa, às 11 HL (GRADE 3).

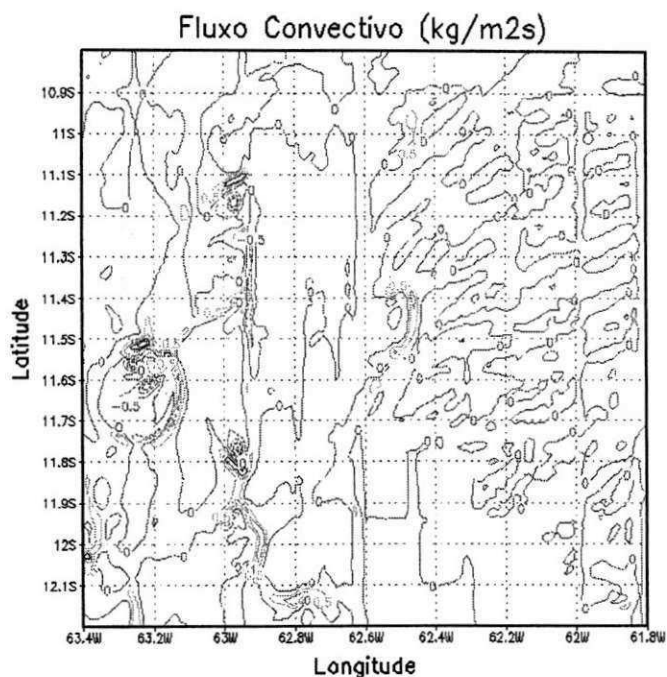


Fig. 12 – Fluxo convectivo de massa no nível de 900 hPa, às 12 HL (GRADE 3).

A Figura 13 mostra que o fluxo de maior intensidade às 13 HL tem um padrão parecido com o das 12 HL. Porém, já há indícios de que a atividade convectiva tende a se expandir para a porção leste do domínio. Essa tendência pode ser vista mais claramente a partir das 14 HL, conforme a Figura 14. Ao contrário dos outros horários, a parte mais intensa dos fluxos passa a ser observada com maior frequência na porção nordeste do domínio. As Figuras 15 e 16, correspondentes, respectivamente, a 15 e 16 HL, mostram que a atividade principal passou a ser predominante na parte norte do domínio da grade 3. Às 17 e 18 HL, a distribuição dos fluxos parece melhor distribuída no domínio, conforme as Figuras 17 e 18, respectivamente.

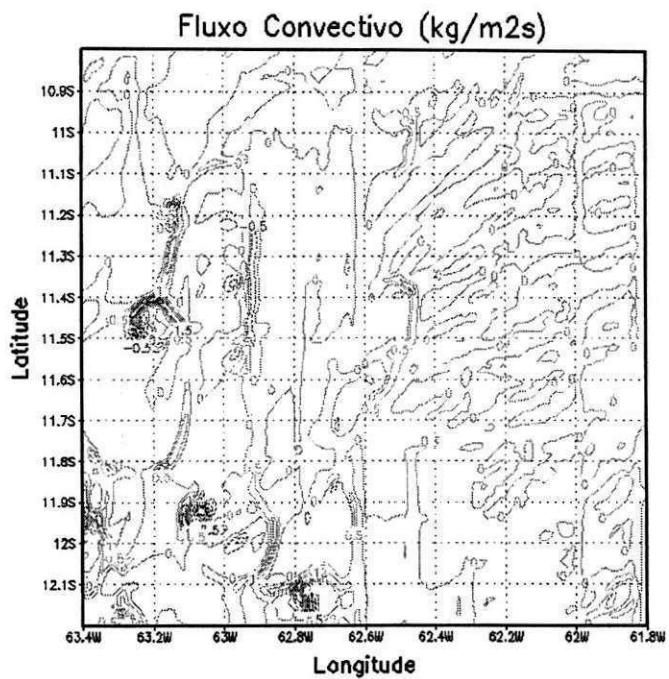


Fig. 13 – Fluxo convectivo de massa no nível de 900 hPa, às 13 HL (GRADE 3).

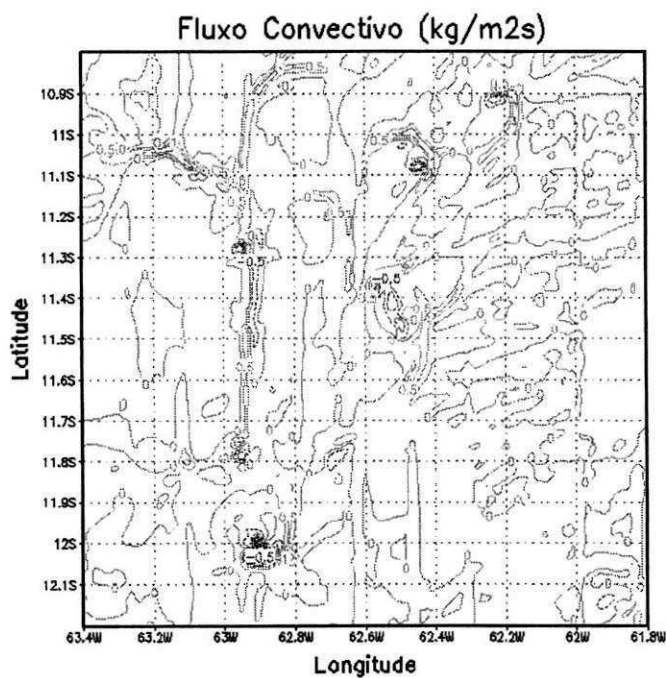


Fig. 14 – Fluxo convectivo de massa no nível de 900 hPa, às 14 HL (GRADE 3).

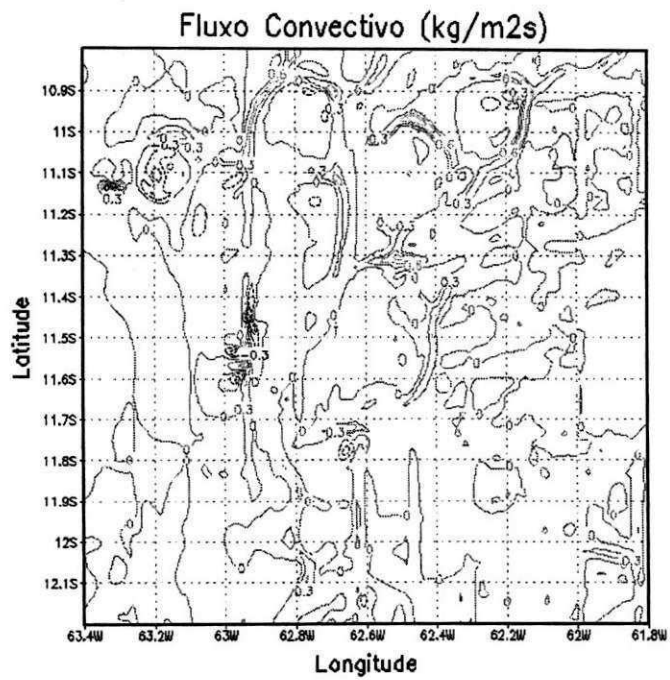


Fig. 15 – Fluxo convectivo de massa no nível de 900 hPa, às 15 HL (GRADE 3).

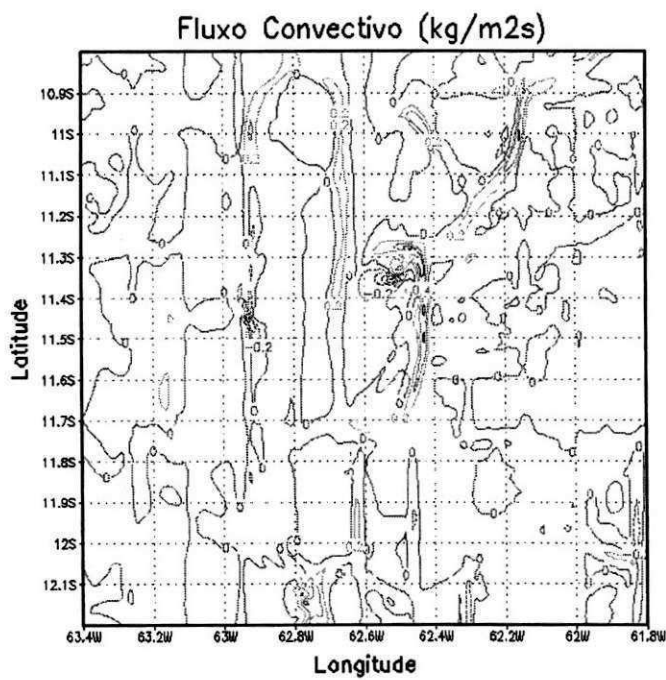


Fig. 16 – Fluxo convectivo de massa no nível de 900 hPa, às 16 HL (GRADE 3).

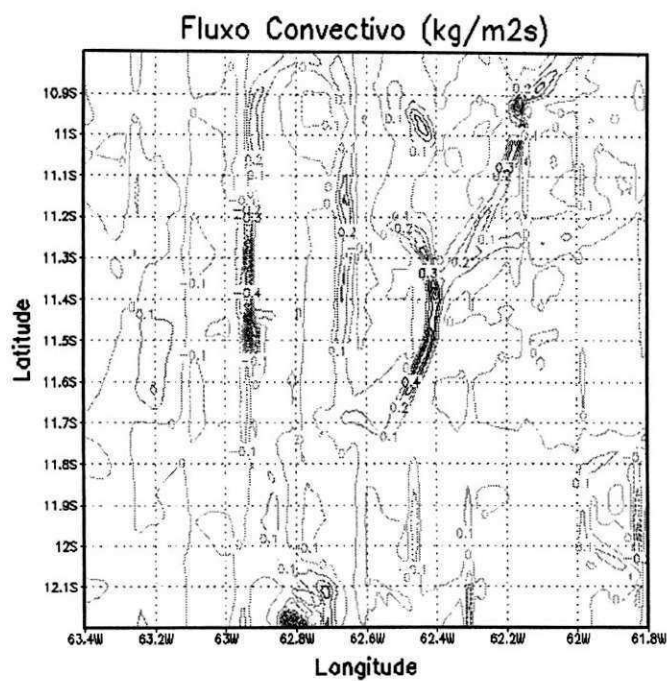


Fig. 17 – Fluxo convectivo de massa no nível de 900 hPa, às 17 HL (GRADE 3).

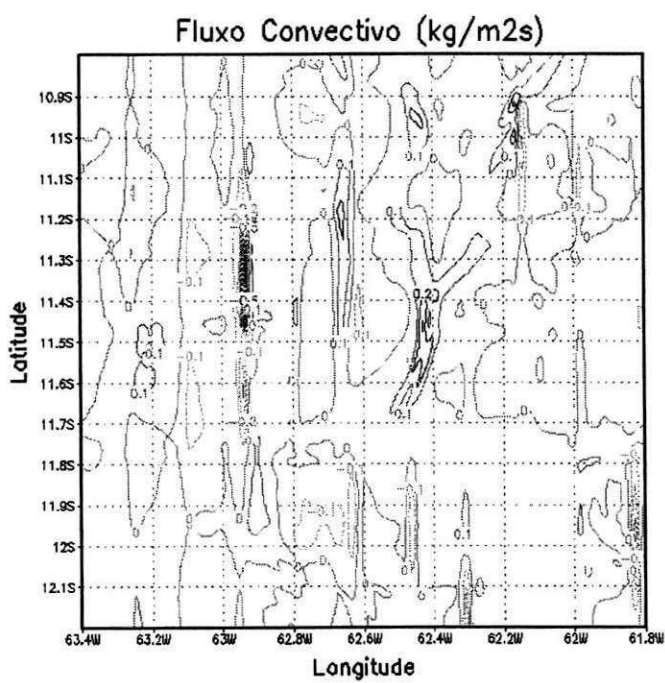


Fig. 18 – Fluxo convectivo de massa no nível de 900 hPa, às 18 HL (GRADE 3).

O interessante dessa atividade convectiva é que ela pode estar relacionada à formação de nuvens no mesmo nível (900 hPa), ou ainda com nuvens que se formaram abaixo ou acima desse nível. Para explicar melhor, as Figuras 19-22 mostram o campo de condensado em nuvens no nível de 900 hPa. O condensado significa a substância água nas formas líquida e sólida, esta última nas suas diversas categorias (granizo, neve, etc.). Para o presente estudo, pode-se afirmar que o condensado é constituído apenas de água líquida.

Às 07 HL, a Figura 19 mostra a presença de água líquida em uma região que corresponde à região de convecção mais intensa mostrada, na Figura 7. Isso indica que o fluxo convectivo mostrado na Figura 7 está associado com a presença de nuvens em 900 hPa. A Figura 20 (às 09 HL) é semelhante à 19. Entretanto, a Figura 9 (às 09 HL) apresenta fluxo menos intenso que a Figura 7. As Figuras 21 e 22, para 11 e 15 HL, mostram pouca relação com os fluxos.

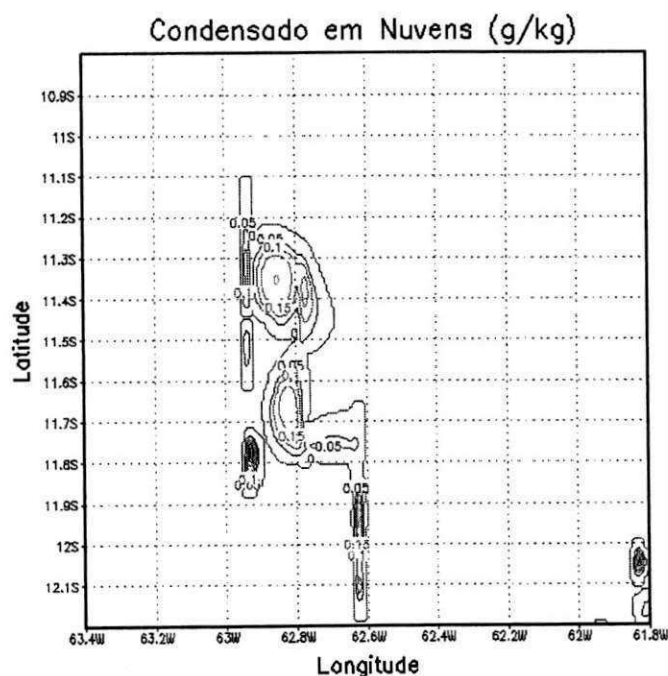


Fig. 19 – Água líquida em nuvens no nível de 900 hPa, às 07 HL (GRADE 3).

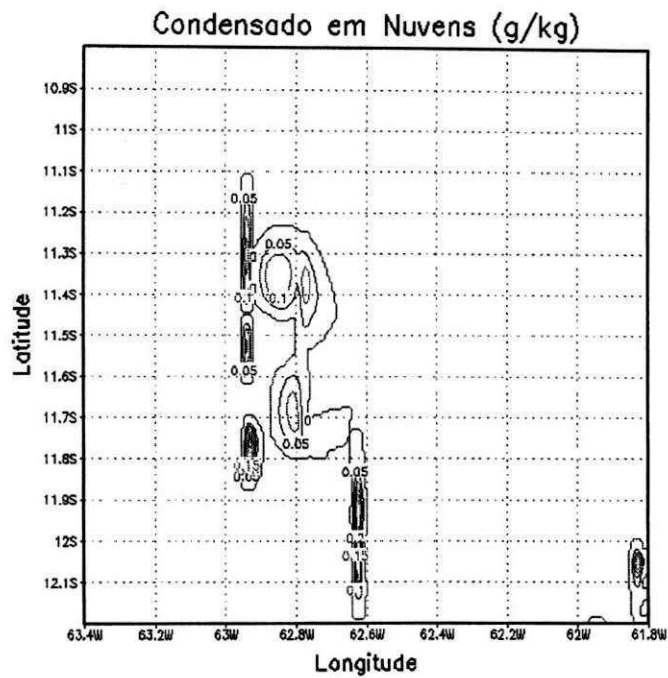


Fig. 20 – Água líquida em nuvens no nível de 900 hPa, às 09 HL (GRADE 3).

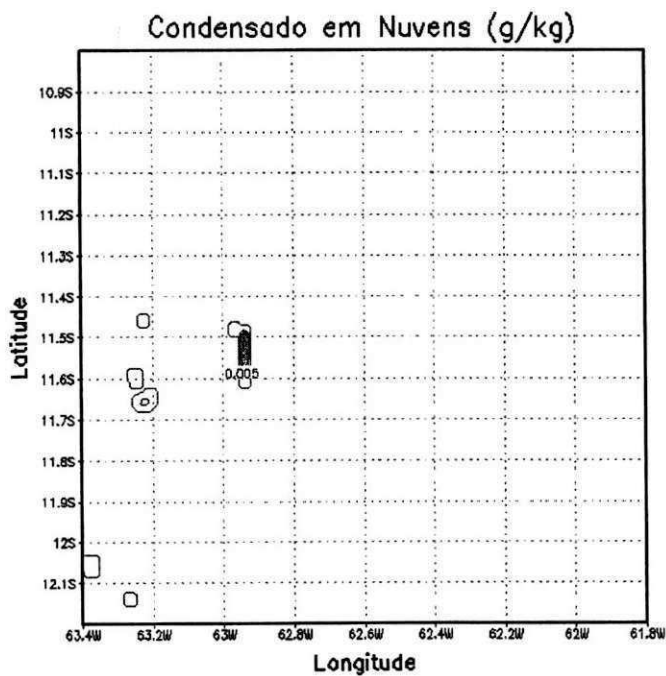


Fig. 21 – Água líquida em nuvens no nível de 900 hPa, às 11 HL (GRADE 3).

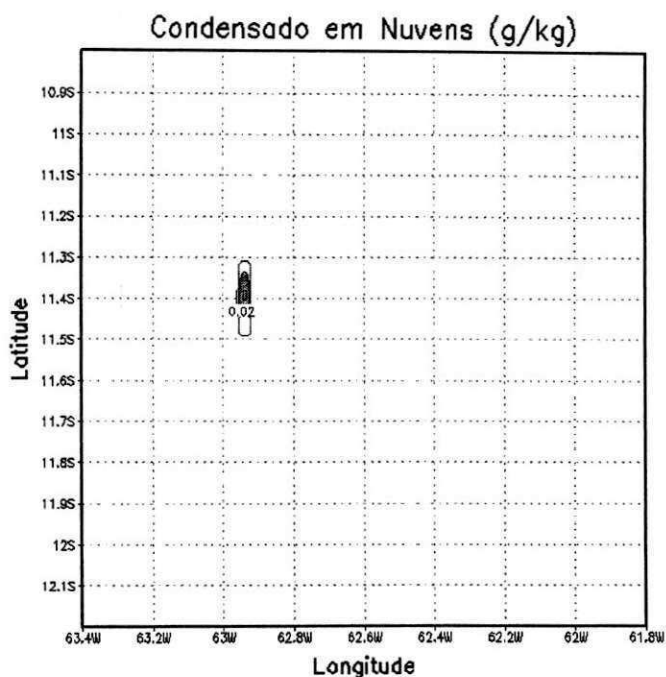


Fig. 22 – Água líquida em nuvens no nível de 900 hPa, às 15 HL (GRADE 3).

Para ter-se uma melhor visão da distribuição média do condensado na vertical, a Figura 23 mostra a média de água líquida entre 1000 e 600 hPa, no domínio da grade 3. Entre 9 e 12 UTC (5 e 8 HL) há uma concentração de condensado em baixos níveis, abaixo de 900 hPa. Isso é resultado da formação de nevoeiro próximo à superfície, o que é muito comum em um modelo como o BRAMS e resulta da saturação decorrente do resfriamento radiativo que ocorre antes da aurora. Esse nevoeiro persiste até que os processos turbulentos, que passam a ocorrer com maior vigor depois das 8 HL, os dissipe. Note-se que os valores médios são muito pequenos, já que representam a média em todo o domínio.

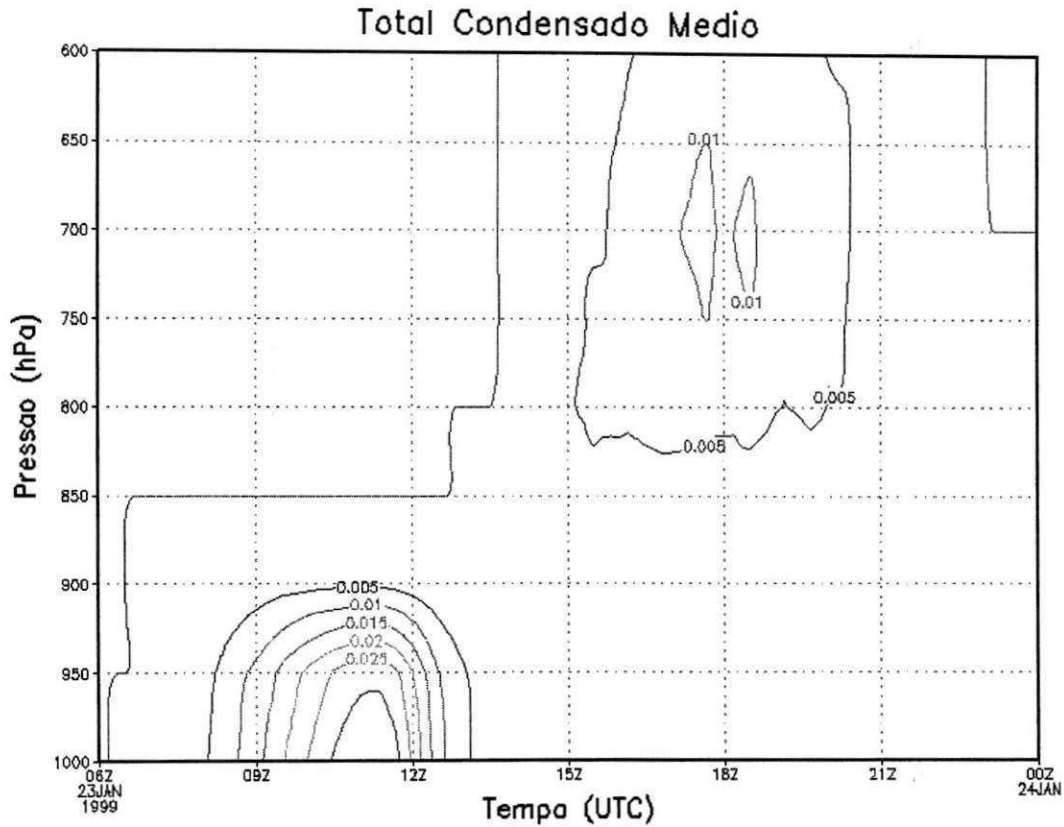


Fig. 23 – Água líquida média na vertical, no domínio da grade 3 (g/kg) .

Após às 15 UTC (11 HL), a distribuição de água líquida indica que as bases das nuvens tornaram-se mais altas e que as nuvens tornaram-se mais profundas. O máximo dessa atividade é visto por volta das 18 UTC (14 HL). Embora haja sinais de que a distribuição de água líquida se estende para além do nível de 600 hPa, a maior concentração encontra-se entre 750 e 650 hPa. Nem toda essa água líquida pode ser atribuída a convecção não-precipitante como pode ser vista na Figura 24, que mostra a precipitação média acumulada a cada 10 minutos na grade 3. Há valores acumulados em 10 minutos que chegam a 0,11 mm. Integrado, esse valor equivale a 16 mm em um dia, o que não é

desprezível. Portanto, a consideração de convecção não-precipitante, por volta das 18 UTC, deve ser feita com cautela.

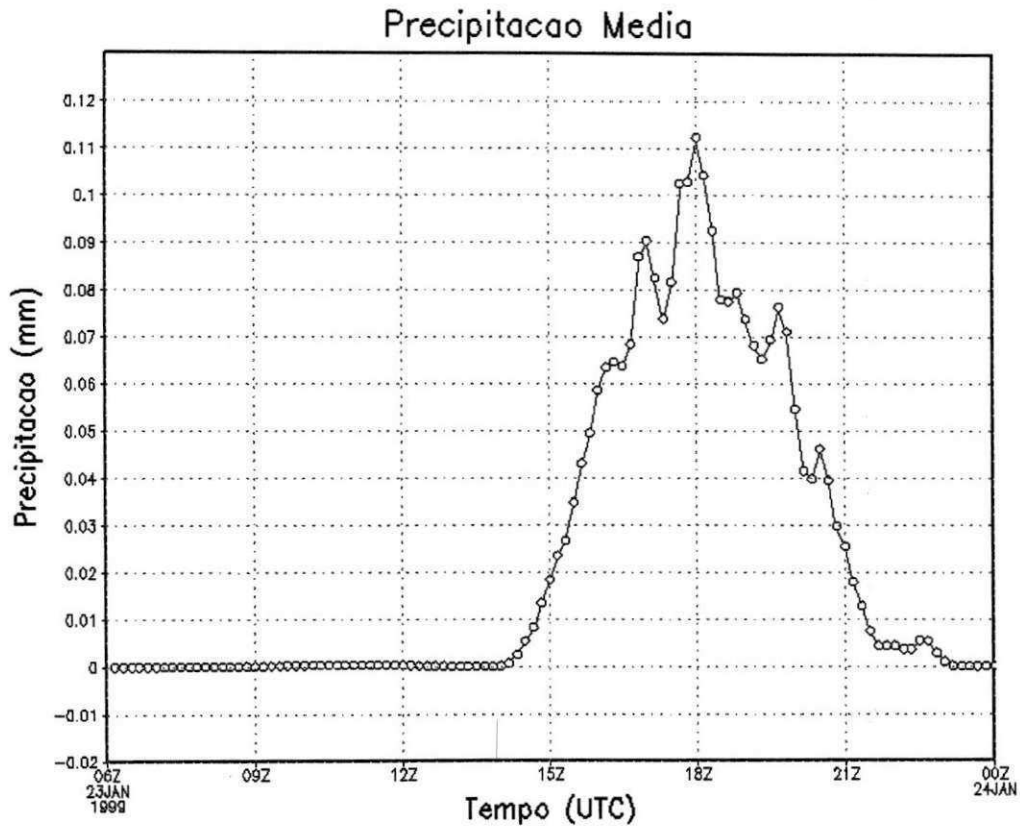


Fig. 24 – Precipitação acumulada a cada 10 min média, no domínio da grade 3 (g/kg).

Outras simulações haviam sido feitas anteriormente e todos os resultados davam taxas de precipitação mais elevadas do que as observadas na Figura 24. Apesar de alguma precipitação no domínio, o fluxo médio obtido nesta simulação foi usado para o teste dos parâmetros do esquema de parametrização rasa de Souza (1999).

O fluxo de massa convectivo médio é mostrado na Figura 25. Pode-se ver que o fluxo associado à presença de nuvens convectivas no domínio torna-se mais vigoroso a partir de 15 UTC (11 HL), horário a partir do qual as nuvens forçadas termicamente passam

a dominar a paisagem (Wilde et al., 1985). Note-se que os valores obtidos estão de acordo com os obtidos para a atividade máxima sobre o oceano (Siebesma e Cuijpers, 1995).

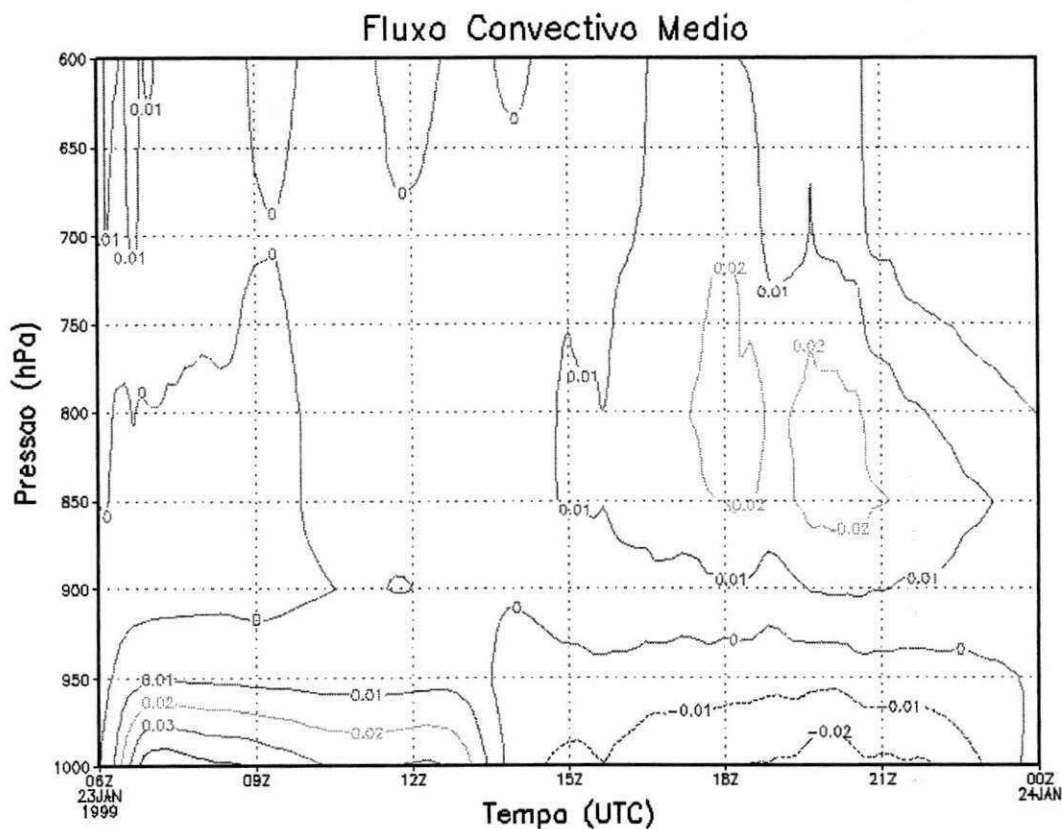


Fig. 25 – Fluxo convectivo médio, no domínio da grade 3 ($\text{kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$).

Os elementos do balanço de energia à superfície são mostrados na Figura 26. Para comparação, os valores observados para o mesmo período em um sítio localizado na mesma região (Fazenda Nossa Senhora, 10,76 °S e 62,36 °W) são mostrados na Figura 27. O saldo de radiação (linha preta) na grade 3 mostra um comportamento similar ao das curvas teóricas de fluxo máximo. O fato de os valores repetirem-se aos pares é decorrente de a radiação ser acionada no modelo a cada 20 min, enquanto que as saídas são a cada 10

min. A comparação com a linha correspondente da Figura 27 mostra que o modelo superestima por muito os valores observados, embora o horário dos valores máximos seja o mesmo para o modelo e observações, por volta das 13 HL.

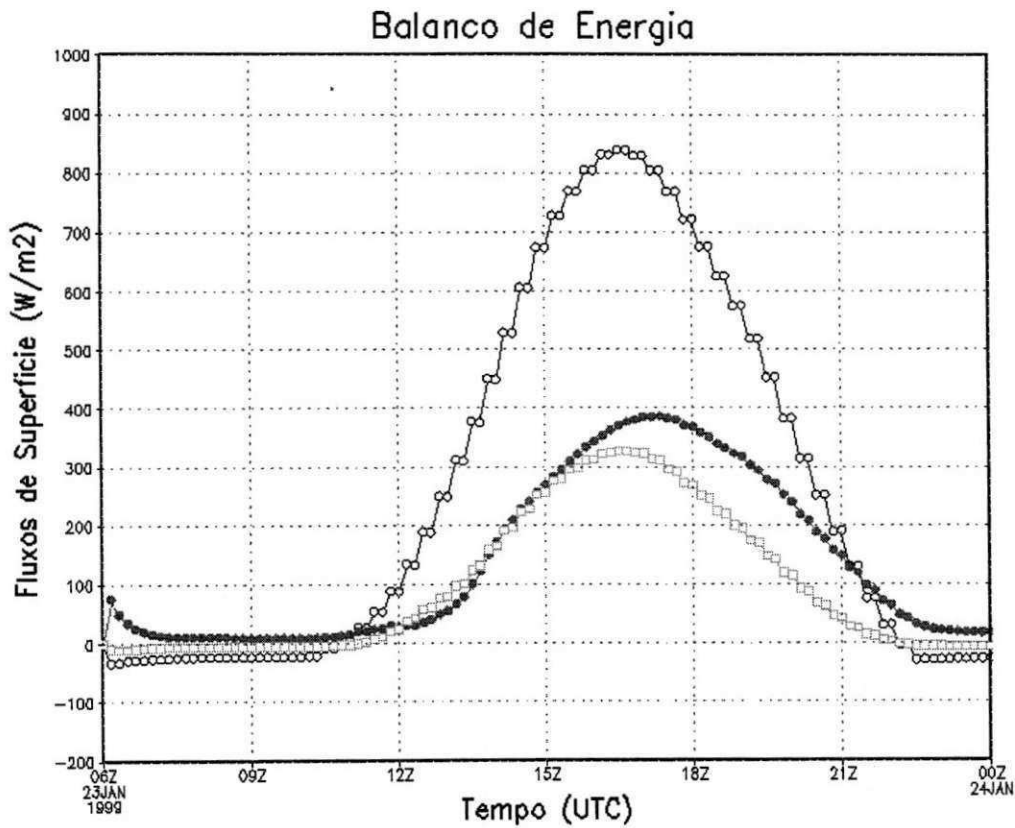


Fig. 26 – Elementos do balanço de energia à superfície, no domínio da grade 3 ($kgm^{-2}s^{-1}$): saldo de radiação (linha preta), fluxo de calor latente (linha verde) e fluxo de calor sensível (linha amarela).

A curva observada mostra que o saldo de radiação é menor e que o formato da curva explicita o efeito da atenuação da radiação pela presença de nuvens, característica que é mal (quando não) representada pelo modelo, conforme discutido por Souza e Silva Dias (2004). A superestimativa do modelo pode ser compreendida pela comparação dos valores integrais. O saldo de radiação do modelo, integrado ao longo do dia, é de 51,6 MJ. Já o valor observado é de 25,6 MJ, o que mostra que o forçante convectivo que o modelo fornece é o dobro do observado. É evidente que a resposta da atmosfera em busca do equilíbrio acaba sendo, no modelo, de maior intensidade para compensar esse excesso de energia. A implicação disso para a determinação do fluxo de massa convectivo no modelo é grande e será discutida mais adiante.

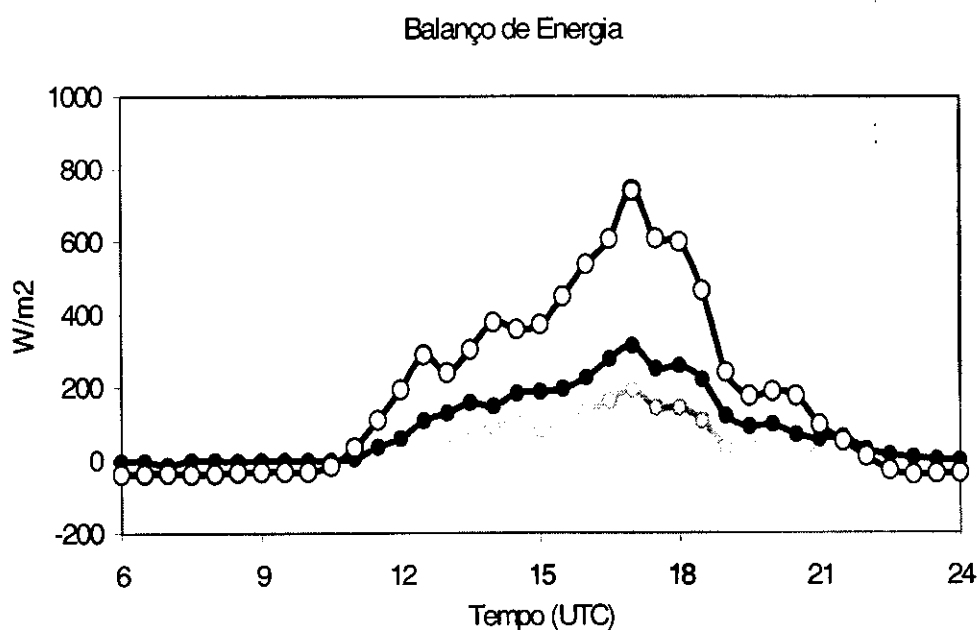


Fig. 27 – Elementos do balanço de energia à superfície, observado em 10,76 °S e 62,36 °W: saldo de radiação (linha preta), fluxo de calor latente (linha verde) e fluxo de calor sensível (linha amarela).

Os fluxos de calor sensível e de calor latente refletem o que já foi discutido sobre o saldo de radiação. De acordo com a Figura 26, a soma desses fluxos, o que define o forçante convectivo, no horário de pico é superior a 700 Wm^{-2} . A Figura 27 indica que, observacionalmente, esse valor não ultrapassa 500 Wm^{-2} .

4.2 – Simulações com 32 km de Resolução

Um dos elementos-chave no fechamento de um esquema de parametrização de convecção do tipo fluxo de massa é a própria determinação do fluxo de massa convectivo (Arakawa & Schubert, 1974). O fluxo de massa associado à convecção rasa, neste trabalho, é determinado para a base da nuvem a partir da Equação (9). Nela, o fluxo é proporcional à eficiência termodinâmica (η), ao forçante convectivo de superfície ($F_{ab} = F_{\theta} + F_q$) e inversamente proporcional ao empuxo total gerado pela máquina térmica (TCAPE).

A Figura 28 mostra o fluxo de massa convectivo médio na base da nuvem para os dois dias de integração do experimento EXPZ7 [no qual $Z^*=700 \text{ m}$, na Equação (13)]. Fica claro que o ciclo diurno da convecção rasa é bem representado. A comparação com a Figura 25 indica que o fluxo máximo ocorre por volta das 18 UTC (14 HL). Isso mostra que o horário do máximo fluxo é bem representado muito embora os elementos que compõem esse fluxo não apresentem o máximo nesse mesmo horário, conforme será discutido adiante.

A comparação entre os valores da simulação de alta resolução (Figura 25) e da parametrização (Figura 28) mostra que a parametrização tende a superestimar o fluxo por uma ordem de magnitude.

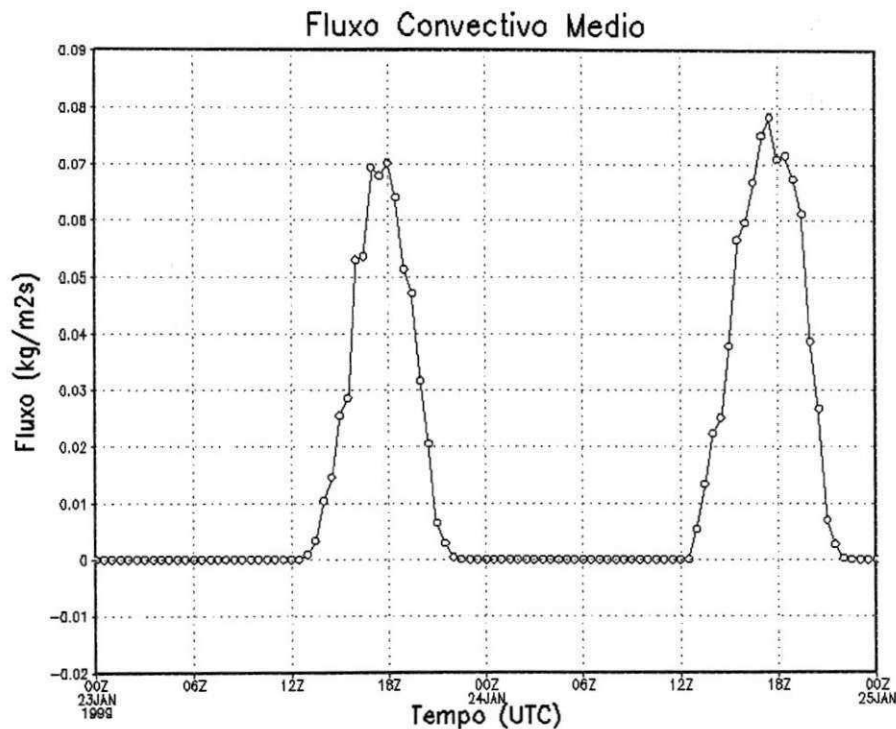


Fig. 28 – Fluxo de massa convectivo médio na base dos cúmulos rasos EXPZ7.

A Figura 29 mostra a eficiência termodinâmica média correspondente. O valor máximo no primeiro dia é pouco superior a 2 % e ocorre aproximadamente em fase com o fluxo (Figura 28). Já no segundo dia, o valor máximo é pouco superior a 2,5 % e ocorre 1,5 hora depois do máximo fluxo. Não obstante, o fato de a eficiência ser maior no segundo dia está coerente com o resultado de o fluxo ser também maior no segundo dia.

O forçante convectivo é mostrado na Figura 30. Os valores máximos não variam muito de um dia para o outro. Os valores são semelhantes aos obtidos na simulação de alta resolução (comparar com a Figura 26) e superestimam as observações, conforme já foi discutido para a Figura 27.

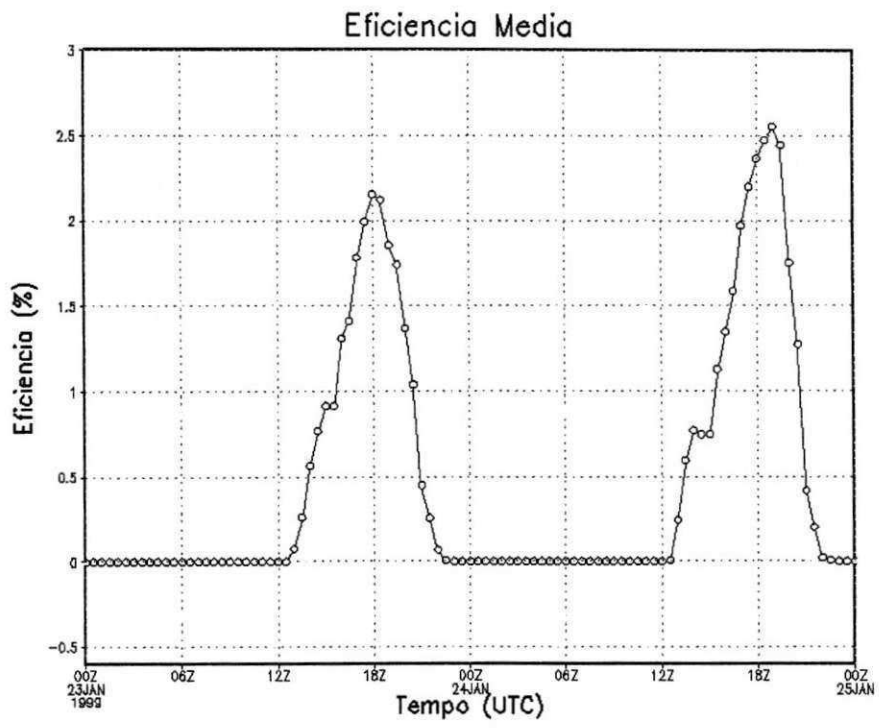


Fig. 29 – Eficiência termodinâmica média dos cúmulos rasos, EXPZ7.

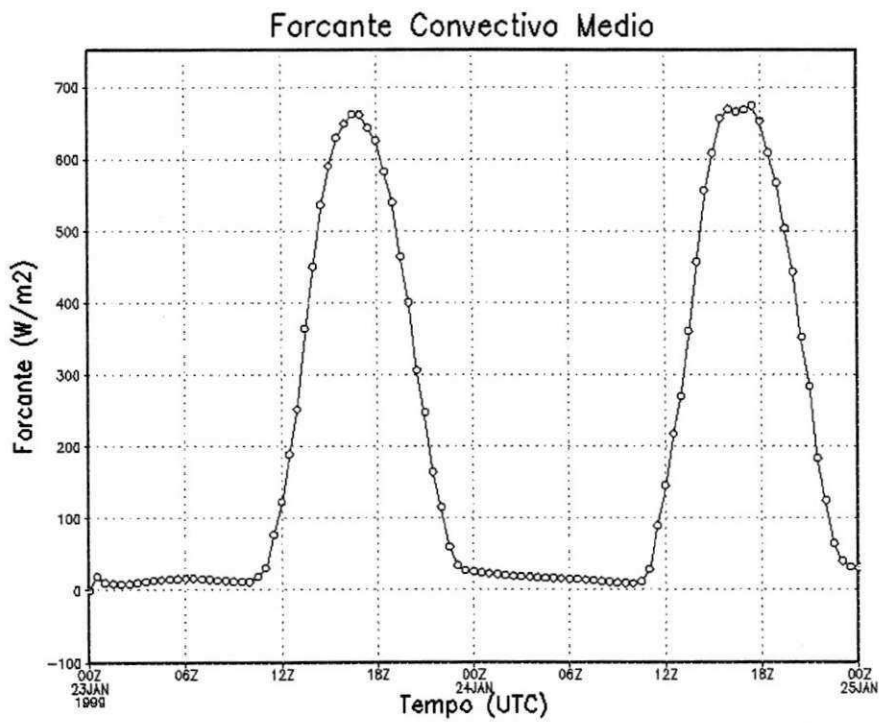


Fig. 30 – Forçante convectivo médio dos cúmulos rasos, EXPZ7.

O empuxo total médio (TCAPE) é mostrado na Figura 31. Essa variável também mostra um ciclo diurno bem definido. Se valor máximo ocorre também por volta do máximo fluxo convectivo, com valores máximos em cada dia coincidindo com os máximos de eficiência termodinâmica (Figura 29).

É interessante notar que TCAPE, embora seja um limitador de crescimento do fluxo e aumente no segundo dia, em relação ao primeiro, não faz com que o fluxo de massa convectivo seja menor no segundo dia. Isso ressalta o papel de eficiência como modulador do fluxo.

Um aspecto interessante, que ocorre de forma mais marcante com TCAPE, é uma redução no seu valor por volta das 15 UTC (11 HL). Essa redução parece não afetar fortemente o fluxo médio ou os outros elementos que o compõem. Esse é um tema interessante para um estudo futuro.

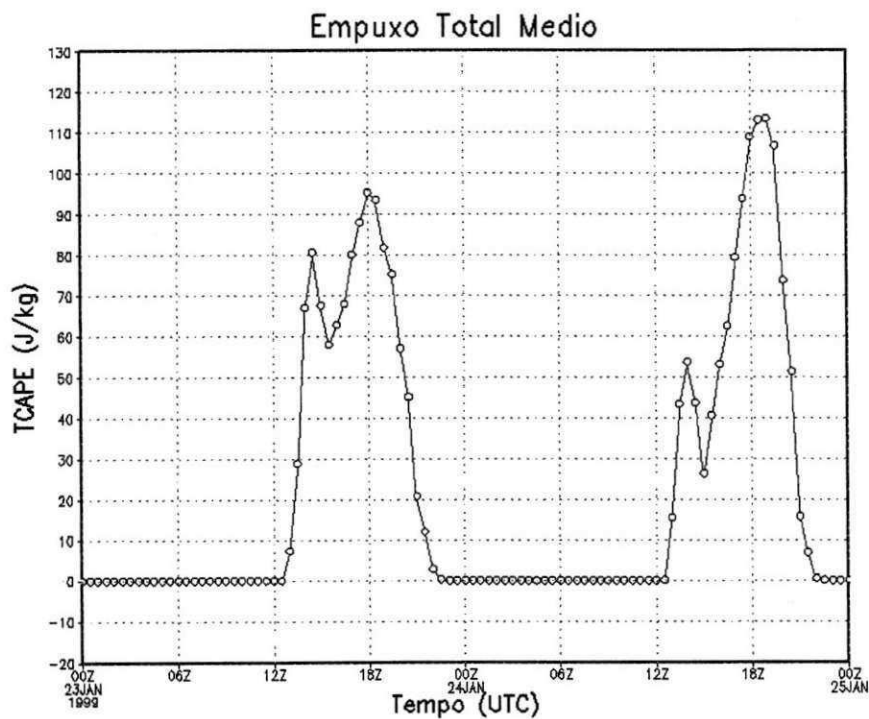


Fig. 31 – Empuxo total médio dos cúmulos rasos, EXPZ7.

O aumento do entranhamento faz com que as parcelas de ar tenham menos empuxo, o que faz com que a convecção fique mais rasa. Com a convecção mais rasa, a eficiência tende a ser menor. Mas como a relação entre eficiência e TCAPE não é linear (Souza, 1999) a mudança no entranhamento tende a causar impacto sobre o fluxo de massa convectivo, como mostrado por Souza & Silva (2003). O experimento EXPZ5 foi realizado para testar a sensibilidade do fluxo ao aumento do entranhamento. Nesse experimento, a altura de dobra decimal da Equação (13) é reduzida para $Z^*=500$ m. Com isso, parcelas em ascensão experimentam aumento da mistura com ar do ambiente em alturas inferiores às do EXPZ7.

O fluxo convectivo médio é mostrado na Figura 32. O ciclo diurno continua sendo bem representado. Os valores do fluxo, por outro lado, se apresentam dentro da ordem de magnitude esperada, de acordo com o resultado da simulação de alta resolução (Figura 25). Os valores obtidos são, aproximadamente, metade dos valores do EXPZ7, mostrados na Figura 28.

A eficiência termodinâmica média é mostrada na Figura 33. Na média, o valor foi reduzido para $\frac{1}{4}$ do valor obtido para o experimento EXPZ7. Pode-se ver o quanto a evolução do fluxo convectivo é modulada pela eficiência termodinâmica através da redução que ocorre nos dois dias entre 15 e 16 UTC (11 e 12 HL). A redução brusca na eficiência reflete-se na redução do fluxo.

O forçante convectivo médio em superfície é mostrado na Figura 34. É interessante observar que o forçante convectivo aumentou ligeiramente em relação ao experimento EXPZ7. Enquanto a eficiência tende a diminuir o fluxo de massa convectivo, os fluxos de superfície tendem a aumentá-lo.

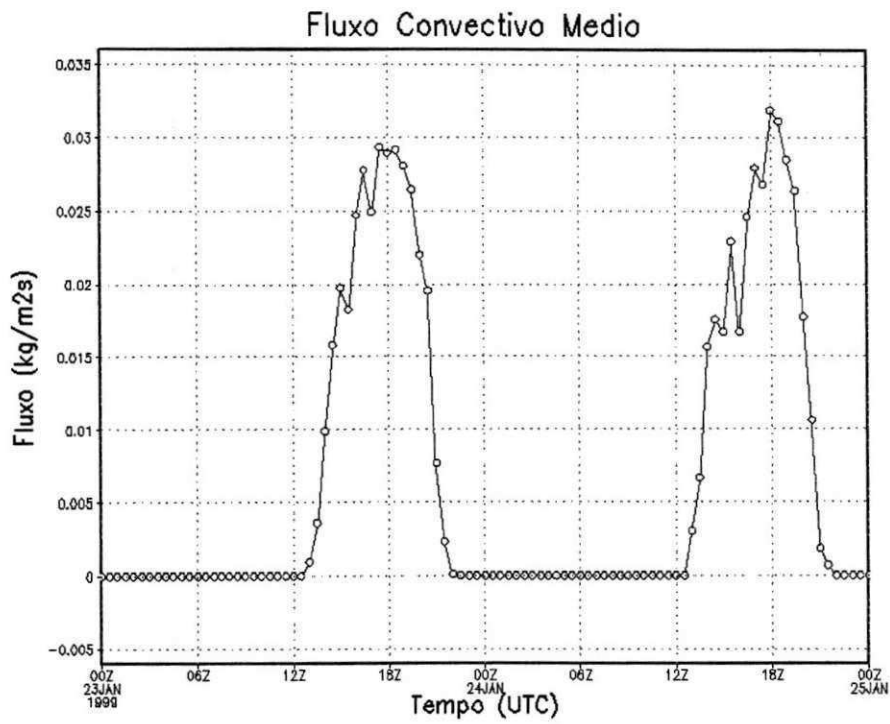


Fig. 32 – Fluxo de massa convectivo médio na base dos cúmulos rasos EXPZ5.

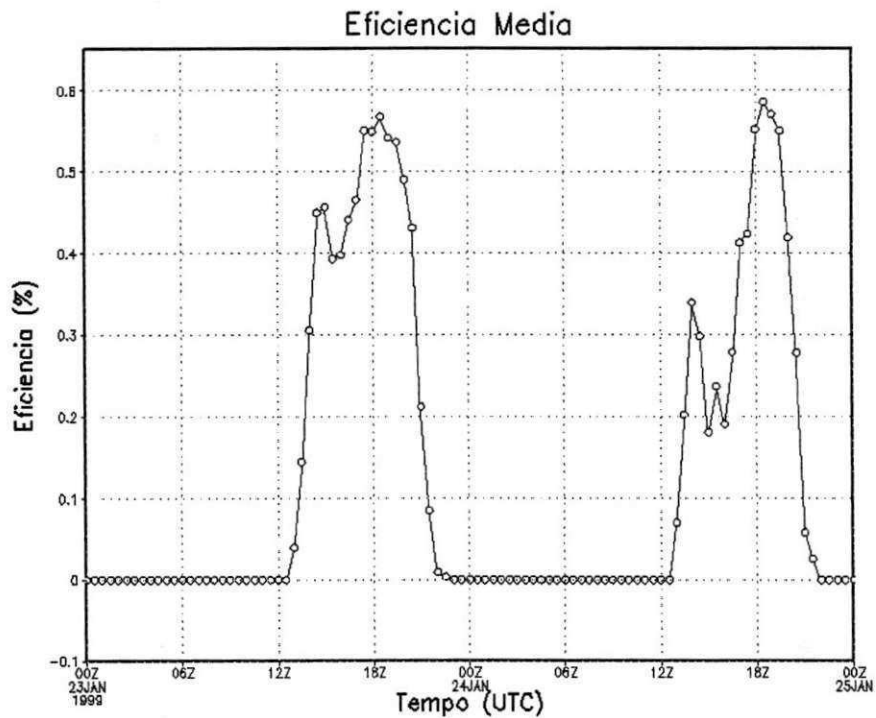


Fig. 33 – Eficiência termodinâmica média dos cúmulos rasos, EXPZ5.

Teoricamente, a redução do fluxo convectivo deveria estar associada a uma diminuição dos fluxos de superfície. No presente caso, a diminuição da atividade convectiva atua para diminuir a quantidade de vapor d'água que é retirada da superfície e transportada para a média atmosfera pelos cúmulos rasos. Com isso, há menos absorção de radiação de onda curta pela atmosfera e, conseqüentemente, maior forçamento dos fluxos em superfície. Esse quadro é bastante alterado se a absorção de radiação de onda longa e onda curta for considerada no modelo. Nesse caso, há uma atenuação substancial na radiação solar e os fluxos da superfície são reduzidos, conforme mostrado por Souza & Silva Dias (2004).

O empuxo total convectivo médio é mostrado na Figura 35. Dentre todos os elementos da Equação (9), TCAPE se mostra o mais sensível, principalmente no segundo dia. O interessante é que essa redução é compensada por redução na eficiência e o fluxo convectivo não aumenta de forma descontrolada.

O resultado geral que se tira deste trabalho é que o fechamento do fluxo de massa baseado na teoria da convecção como uma máquina térmica é uma alternativa robusta para uso em modelos de tempo e clima. Infelizmente, não foi possível realizar um número maior de simulações em alta resolução para obter o fluxo convectivo para outros dias, para outras campanhas observacionais e até para outras regiões como, por exemplo, o Nordeste do Brasil. O ajuste do esquema baseado em apenas uma simulação cria um viés que não permite afirmar com segurança qual seria o comportamento do esquema em outras situações. Isso é portanto, uma lacuna que precisa ser preenchida.

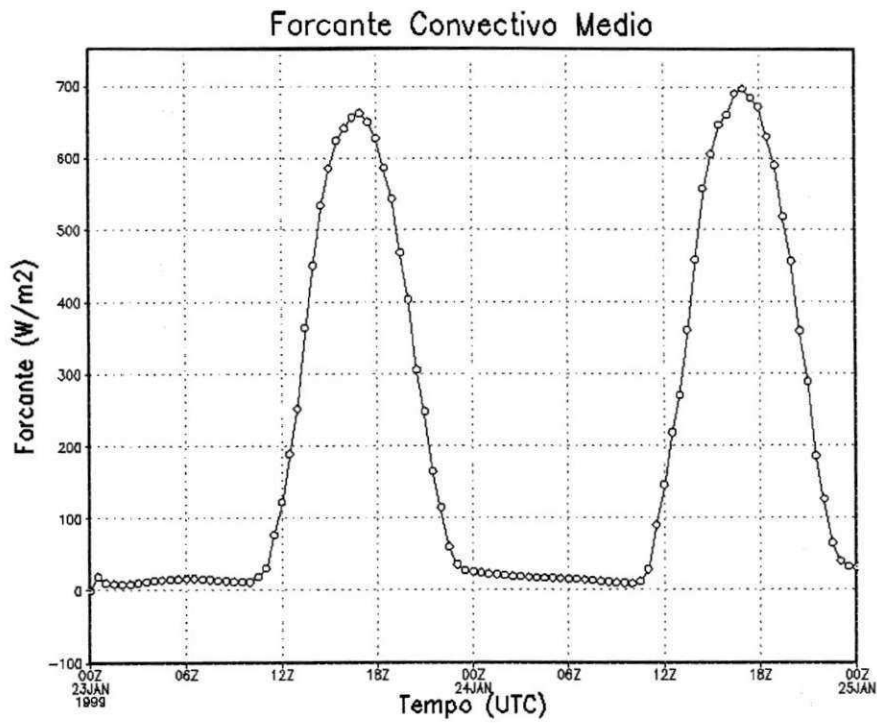


Fig. 34 – Forçante convectivo médio dos cúmulos rasos, EXPZ5.

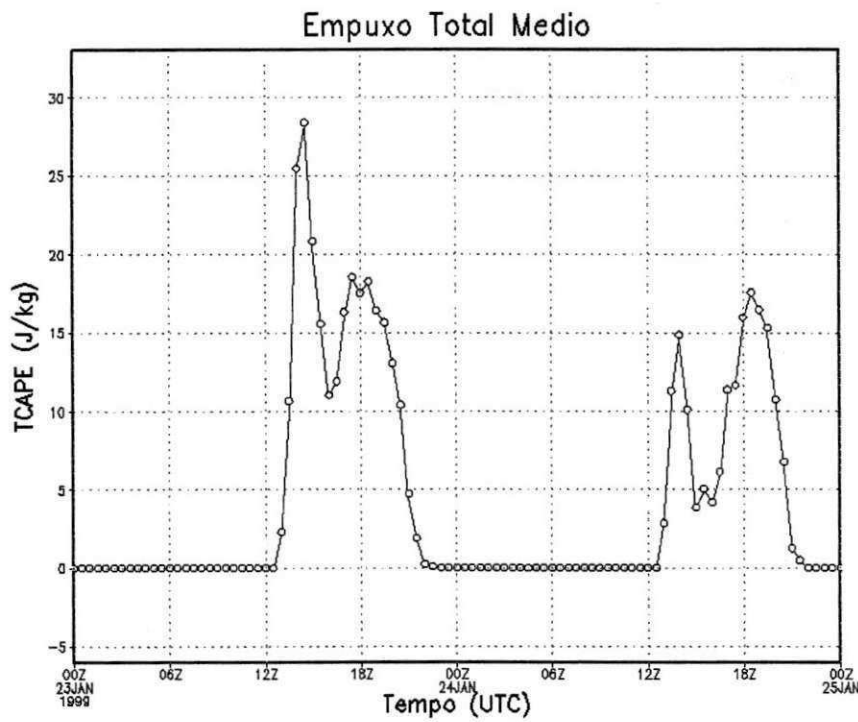


Fig. 35 – Empuxo total médio dos cúmulos rasos, EXPZ5.

CAPÍTULO 5

5. CONCLUSÕES

Devido a problemas relacionados a infraestrutura para realizar as simulações, não foi possível executar o modelo em diferentes regiões para garantir sua confiabilidade. Sendo assim, o ajuste para o esquema de Souza que foi encontrado é baseado em resultados obtidos apenas para uma região (Rondônia - região amazônica). Com base nos experimentos numéricos de alta resolução e de baixa resolução que foram realizados nesse trabalho, procurou-se estudar o fluxo de massa convectivo associado aos cúmulos rasos. As principais conclusões foram:

1 – Mesmo em simulações de alta resolução os fluxos de superfície (calor sensível e calor latente) são superestimados pelo modelo BRAMS.

2 – O ciclo diurno da convecção rasa é bem representado, com máxima atividade convectiva ocorrendo por volta das 18 UTC (14 HL) e valores máximos acima de $0,01 \text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

3 – O esquema de Souza (1999) representa bem o ciclo diurno da convecção, porém, com a formulação do entranhamento que vem sendo usada, tende a superestimar os valores de fluxo.

4 – Com um ajuste que aumenta o entranhamento, a representação do fluxo convectivo passa a ocorrer de acordo com a ordem de magnitude observada em diversos estudos e confirmada na simulação de alta resolução.

4.1 – Sugestões para trabalhos futuros

Conforme mencionado no texto, este trabalho deixa algumas lacunas que precisam ser preenchidas em trabalhos futuros. As principais são:

1 – Realização de mais experimentos de alta resolução para que se possa ajustar o esquema em diferentes situações.

2 – Estudar os fluxos em uma situação em que os processos físicos que determinam a interação entre solo-nuvem-radiação.

3 – Realizar experimentos com a umidade do solo de forma heterogênea no modelo.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ALBRECHT, B.A.; RAMANATHAN, V.; BOVILLE, B.A. The effects of cumulus moisture transports on the simulation of climate with a general circulation model. **Journal of the Atmospheric Sciences**. vol. 43, 2443-2462, 1986.
- ARAKAWA, A.; SCHUBERT W. H. Interaction of a cumulus cloud ensemble with the larger-scale environment. Part I. **Journal of the Atmospheric Sciences**. vol 31, 674-701, 1974.
- BETTS, A. K. Non-precipitating cumulus convection and its parameterization. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**. Vol. 99, 178-196, 1973.
- BETTS, A. K. Parametric interpretation of trade-wind cumulus budget studies. **Journal of the Atmospheric Sciences**. vol. 32, 1934-1945, 1975.
- BETTS, A. K.; MILLER, M. J. A new convective adjustment scheme. Part II: Single column tests using GATE wave, BOMEX, ATEX and arctic air_{mass} data set. **Journal of the Atmospheric Sciences**. vol. 112, 693-709, 1986.
- BROWN A. R. Large-Eddy Simulation and Parametrization of the Effects of Shear on Shallow Cumulus Convection. **Boundary-Layer Meteorology**. Vol.91: 65-80,1999.

- CHEN, F.; COTTON, W. R. A one-dimensional simulation of the stratocumulus capped mixed layer. **Boundary-Layer Meteorology**. vol. 25, 289-321, 1983.
- COTTON, W. R.; ANTHES, R. A. **Storm and Cloud Dynamics**. Academic Press. Inc., San Diego, 883pp, 1989.
- DEARDORFF, J. W. Convective velocity and temperature scales for the unstable planetary boundary layer and for Rayleigh convection. **Journal of the Atmospheric Sciences**. vol. 27, 1211-1213, 1970.
- ESBENSEN, S. Bulk thermodynamic effects and properties of small tropical cumuli. **Journal of the Atmospheric Sciences**. vol. 35, 826-837, 1978.
- GREGORY, D.; ROWNTREE, P. R. A mass flux convection scheme with representation of cloud ensemble characteristics and stability-dependent closure. **Monthly Weather Review**. vol. 118, 1483-1506, 1990.
- LAMONTAGNE, R. G.; TELFORD, J. W. Cloud top mixing in small cumuli. **Journal of the Atmospheric Sciences**. vol. 40, 2148-2156, 1983.
- LIN, C. Some Bulk Properties of Cumulus Ensembles by a Cloud-Resolving Model. Part II: Entrainment Profiles. **Journal of the Atmospheric Sciences**. vol. 56, 3736-3748, 1999.
- MALKUS, J. S. On the structure of the trade wind moist layer. Papers. **Physics and Oceanography Meteorology**. vol. 13, No. 2, 47p., 1958.
- MOLINARI, J. A general form of Kuo's cumulus parameterization. **Monthly Weather Review**. vol. 113, 1411-1416, 1985.
- MOLINARI, J.; CORSETTI, T. Incorporation of cloud-scale and mesoscale downdrafts into a cumulus parameterization: Results of one-and three-dimensional integrations. **Monthly Weather Review**. Vol. 113, 485-501, 1985.

- NEGGERS R.A.J.; DUYNKERKE P.G.; RODTS S.M.A. Shallow cumulus convection: A validation of large-eddy simulation against aircraft and Landsat observations. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**. Vol. 129, pp. 2671-2696, 2003.
- NICHOLLS, S., LEMONE, M.A., SOMMERIA, G. The simulation of a fair weather marine boundary layer in GATE using a three-dimensional model. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**. Vol. 108, pp. 167-190, 1982.
- NITTA, T. Observational determination of cloud mass flux distributions **Journal of the Atmospheric Sciences**. vol. 32, 73-91, 1975.
- PALUCH, I. R. The entrainment mechanism in Colorado cumuli. **Journal of the Atmospheric Sciences**. vol. 36, 2467-2478, 1979.
- PIELKE, R. A.; COTTON, W. R.; WALKO R. L.; TREMBACK, C. J.; LYONS, W. A.; GRASSO, L. D.; NICHOLS, M. E.; MORAN, M. D.; WESLEY, D. A.; LEE, T. J.; COPELAND J. H. A comprehensive meteorological modeling system-RAMS. **Meteorology and Atmospheric Physics**. vol. 49, 69-91, 1992.
- RENNÓ, N. O. and INGERSOLL, A. P. Natural convection as a heat engine: A theory for CAPE. **Journal of the Atmospheric Sciences**. vol. 53, 572-585, 1996.
- SIEBESMA, A. P.; CUIJPERS, J.W.M. Evaluation of parametric assumptions for shallow cumulus convection. **Journal of the Atmospheric Sciences**. vol. 52, 650-666, 1995.

SIEBESMA, A. P.; BRETHERTON C. S.; BROWN A.; CHLOND A.; CUXART J.; DUYNKERKE P. G.; JIANG H.; KHAIROUTDINOV M.; LEWELLEN D.; MOENG C.; SANCHEZ E.; STEVENS B.; STEVENS D. E. A large eddy simulation intercomparison study of shallow cumulus convection. **Journal of the Atmospheric Sciences**. vol. 60, 1201-1218, 2003.

SILVA, E. M. **Impacto da Convecção Rasa em um Modelo de Meso-Escala**. Dissertação de Mestrado. DCA-CCT-UFPB. 69p., 2001.

SILVA DIAS, M. A. F.; PETERSEN, W.; DIAS, P. L. S.; CIFELLI, R.; BETTS, A. K.; LONGO, M.; GOMES, A. M.; FISCH, G.F.; LIMA, M.A.; ANTONIO, M. A., ALBRECHT, R. I. A case study of convective organization into precipitating lines in the southwest Amazon during the WETAMC and TRMM-LBA. **Journal of Geophysical Research**. V. 107, D20, 2002.

SOMMERIA, G. Three-dimensional simulation of turbulent processes in an undisturbed trade-wind boundary layer. . **Journal of the Atmospheric Sciences**. vol. 33, 216-241, 1976.

SOUZA, E. P. **Estudo Teórico e Numérico da Relação entre Convecção e Superfícies Heterogêneas na Região Amazônica**. Tese de Doutorado. Universidade de São Paulo. 121 p., 1999.

SOUZA, E. P.; RENNÓ, N. O; SILVA DIAS, M. A. F. Convective circulations induced by surface heterogeneities. **Journal of the Atmospheric Sciences**. vol. 57, 2915-2922, 2000.

- SOUZA, E. P.; SILVA, E. M. Impacto da implementação de uma parametrização de convecção rasa em um modelo de mesoescala. Descrição e testes de sensibilidade do esquema. **Revista Brasileira de Meteorologia**. vol. 18 n.1, 33-42, 2003.
- SOUZA, E.P., SILVA DIAS, P.L. Interação entre nuvens convectivas não precipitantes e radiação. ANAIS do XIII CBMet, em CD, Fortaleza-CE, 2004.
- STULL, R. B. A fair-weather cumulus cloud classification scheme for mixed-layer studies. **Journal of Climate and Applied Meteorology**. vol. 24, 49-56, 1985.
- TELFORD, J. W. Turbulence, entrainment and mixing in cloud dynamics. **Pure and Applied Geophysics**. vol. 113, 1067-1084, 1975
- TIEDTKE, M. A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models. **Monthly Weather Review**. vol. 117, 1779-1800, 1989.
- YANAI, M.; ESBENSEN, S.; CHU, J. -H. Determination of bulk properties of tropical cloud clusters from large-scale heat and moisture budgets. **Journal of the Atmospheric Sciences**. vol. 30, 611-627, 1973.
- YANAI, M.; CHU, J. -H.; STARK, T. E.; NITTA, T. Response of deep and shallow tropical maritime cumuli to large-scale processes. **Journal of the Atmospheric Sciences**. vol. 33, 976-991, 1976.
- WALKO, R. L., COTTON, W.R., MEYERS, M.P., HARRINGTON, J.Y. New RAMS cloud microphysics parameterization. I. The single-moment ccheme. **Atmospheric Research**. vol.38, p.29-62, 1995.

WALKO, R.L. BAND, L.E., BARON, J., KITTEL, T.G.F, LAMMERS, R., LEE, T.J.,
OJIMA, D., PIELKE Sr, R., TAYLOR, C., TAGUE, C., TREMBACK, C.J.,
VIDALE, P.L. Coupled atmosphere-biophysics-hydrology models for
environmental modeling. *Journal of Applied meteorology*, vol. 39, p. 931-944,
2000.

WILDE, N. P.; STULL, R. B. and ELORANTA, E. W. The LCL zone and cumulus
onset. ***Journal of Climate and Applied Meteorology***. vol. 24, 640-657, 1985.