

Universidade de São Paulo
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas – IAG

Rodrigo Yamamoto

Investigando Linhas de Instabilidade na Amazônia através da
sensibilidade à parametrização de convecção

São Paulo
2016

Rodrigo Yamamoto

Investigando Linhas de Instabilidade na Amazônia através da
sensibilidade à parametrização de convecção

Dissertação apresentada ao Instituto de Astronomia,
Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade
de São Paulo para a obtenção do título Mestre em
Ciências Atmosféricas

Área de concentração: Meteorologia tropical

Orientadora: Prof^a. Dra. Rosmeri Porfírio da Rocha

Versão Corrigida. O original encontra-se disponível
na Unidade.

São Paulo
2016

*à minha mãe, que não me deu a luz
mas trouxe-me a luz*

AGRADECIMENTOS

A minha família que me trouxe até aqui;

A minha orientadora Profa. Dra. Rosmeri Porfírio da Rocha, pela amizade, apoio, orientação e muita paciência, que foram fundamentais para realização desse trabalho;

Ao pessoal do suporte de informática do IAG/USP, Djalma, Samuel e Sebastião, pelo auxílio com a infraestrutura de TI e pelas discussões construtivas;

ao CNPq pela concessão da bolsa e auxílio financeiro que possibilitaram o desenvolvimento da pesquisa;

A todos os amigos dessa jornada;

*" ...Steht Wolke hoch, zum herrlichsten geballt,
Verkündet, festgebildet, Machtgewalt,
Und was ihr fürchtet und wohl auch erlebt,
Wie's oben drohet, so es unten bebt."*

Johann Wolfgang von Goethe

RESUMO

Yamamoto, R. **Investigando Linhas de Instabilidade na Amazônia através da sensibilidade à parametrização de convecção**. 2016. 131 p. Dissertação (Mestrado em Meteorologia) – Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2016.

As linhas de instabilidade são sistemas convectivos de mesoescala responsáveis por importante parte da precipitação na bacia Amazônica e estão associadas com uma parcela da mortalidade de árvores em virtude de fortes rajadas de ventos. Através de experimentos de sensibilidade, usando o modelo regional climático RegCM4, foram testados diferentes esquemas de parametrização cúmulos (Emanuel, Kain-Fritsch, Tiedtke e Grell) com o objetivo de avaliar o impacto da representação da convecção cúmulos na simulação de sistemas convectivos de mesoescala tropicais. Os esquemas convectivos comparados são esquemas de fluxo de massa com diferentes abordagens de entranhamento (simples, pluma-bulk e episódico), gatilho e fechamentos baseados no ajustamento (instantâneo, relaxado e formulação explícita de transientes) em torno de um estado de equilíbrio. As simulações foram realizadas para um evento de linha de instabilidade (LI) que se iniciou no dia 16 de janeiro 2005 a sudoeste da bacia Amazônica, associada inicialmente a uma frente fria situada no sudeste do Brasil, e se propagou para leste-nordeste atingindo em 18 de janeiro a costa norte do Brasil. As simulações foram comparadas com as observações de precipitação do GSMaP (acumulada em 1 hora com resolução espacial de $0,1^\circ$) e com a reanálise do ERA-Interim (grade horizontal de $0,75^\circ$). A LI simulada usando os esquemas Emanuel, Kain-Fritsch e Tiedtke propagou-se desde o sudoeste da bacia Amazônica até o litoral norte do Brasil, mas deslocada 250 km à frente da observada. Estas simulações mostraram velocidade de propagação média da LI de 12 m s^{-1} similar à observada no GSMaP ($12,2 \text{ m s}^{-1}$) e também dos valores reportados na literatura para sistemas semelhantes ($12\text{-}12,8 \text{ m s}^{-1}$). O esquema Grell não simulou todo o ciclo de vida da LI, a qual se dissipou 12 horas após o início. Na área de atuação da LI, todos esquemas subestimaram a precipitação média acumulada quando comparado com o GSMaP. No entanto, o esquema cúmulos Emanuel apresentou taxa de precipitação média mais próxima do GSMaP e menor RMSE, seguido dos esquema Kain-Fritsch e Tiedtke. Quanto à distribuição da precipitação todos os esquemas simularam uma frequência maior para taxas de precipitação menos intensas do que a observada no GSMaP. O cisalhamento vertical do vento horizontal, com a presença de um jato de baixos níveis, e sua interação com a região de piscina fria em baixos níveis mostrou-se importante para a intensidade e propagação da LI. Desta forma nas simulações que apresentaram um ambiente de cisalhamento intenso (Emanuel e Kain-Fritsch), da ordem de 2×10^{-3} à $3 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ entre 925-500 hPa, houve a presença de intensa convecção organizada propagando-se para leste-nordeste de acordo com as observações.

Palavras-chave: RegCM4, Linha de Instabilidade Tropical Amazônica, Parametrização Cúmulos

ABSTRACT

Yamamoto, R. **Investigating Amazon Squall Lines through sensitivity to convective parameterization**. 2016. 131 p. Dissertação (Mestrado em Meteorologia) – Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2016.

Squall lines (SL) are mesoscale convective systems responsible for significant portion of precipitation over the Amazon basin and they are also associated with tree mortality due to strong winds gust. In order to evaluate the impacts of cumulus convection schemes in the simulation of a SL over Amazon basin sensitivity numerical experiments were conducted. Different cumulus parameterization schemes were tested (Emanuel, Kain-Fritsch, Tiedtke and Grell) using the regional climate model RegCM4. The compared parameterizations are mass flux schemes with different entrainment approaches (simple, plume-bulk and episodic), triggering and closures based on the adjustment towards an equilibrium state (instantaneous, relaxed and explicit formulation of transient process). The simulations were made for a SL event initiated on January 16th of 2005 over southwest Amazon basin. SL was initially associated with a cold front located over southeast Brazil. After initiated SL displaces to east-northeast reaching the north coast of Brazil on January 18th. The simulations were compared with precipitation from GSMaP observations (accumulated at each 1 hour and with a spatial grid spacing of 0.1°) and with ERA-Interim reanalysis (horizontal grid of 0.75°). Using the Emanuel, Kain-Fritsch and Tiedtke schemes the simulated SL propagated from the southwestern of Amazon basin to the northern coast of Brazil, but displaced 250 km northward of the observed one. In these simulations SL moved with average velocity of 12 m s⁻¹, which is similar to the observed in GSMaP (12.2 m s⁻¹) and also reported in literature for these systems (12 to 12.8 m s⁻¹). The Grell scheme does not simulated all life cycle of the SL, which dissipated 12 hours after onset. Considering SL area of activity, all schemes underestimated the accumulated rainfall compared to GSMaP. However, Emanuel cumulus scheme simulated lower RMSE and average precipitation rate closer to GSMaP, followed by Kain-Fritsch and Tiedtke schemes. In relation to rainfall distribution: all schemes provided higher frequencies to less intense precipitation rates than GSMaP observation. The vertical wind shear of horizontal wind, with the presence of a low levels jet, and its interaction with the cold pool at low levels showed to be important for the SL intensity and propagation. Thus in the simulations (Emanuel e Kain-Fritsch) presenting an environment with intense wind shear, 2×10^{-3} to 3×10^{-3} s⁻¹ between 500-925 hPa, there was the presence of intense organized convection propagating to east-northeast according to observations.

Keywords: RegCM4, Amazon Tropical Squall Lines, Cumulus Parameterization

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1.1 – (a) Mapa idealizado de refletividade. (b) Divisão estrutural em região convectiva e estratiforme para uma linha de instabilidade. (Houze, 1997).....	23
Figura 2.1.2 – Modelo conceitual de uma nuvem cúmulos composta por conjunto de parcelas ascendendo a partir da base da nuvem, parcelas as quais ao atingir níveis discretos acima são divididas em subparcelas, cada qual representando o espectro de mistura do fluxo da nuvem com o ambiente e que posteriormente sofrem desentranhamento. Fonte: Houze (1993).....	24
Figura 2.1.3 – Modelo conceitual de um corte vertical em um sistema convectivo precipitante (a)-(c) jovem e (d)-(f) velho. Fonte: Houze (1997).....	25
Figura 2.1.4 – Modelo conceitual da estrutura dinâmica, microfísica e de eco de radar de uma LI mostrada em um corte vertical paralelo ao sentido de sua propagação. Refletividade do radar em sombreado. Fonte: Houze (1989).	26
Figura 2.1.5 – Modelo idealizado de um sistema de convectivo de mesoescala oceânico com a estrutura de linha convectiva anterior e estratiforme posterior. Parcelas da camada abaixo da nuvem ascendem formando a corrente ascendente as quais quando entranhada pelo ar ambiental com baixo θ_e e formam a região de “crossover” onde as correntes ascendentes e descendentes coexistem. Fonte: Zipser (1997).....	27
Figura 2.2.6 – Estrutura vertical de uma tempestade e o papel do cisalhamento vertical do vento: (a) sem cisalhamento em baixos níveis, a circulação da piscina fria inibe o levantamento profundo e assim não pode provocar uma célula convectiva. (b) o cisalhamento em baixos níveis atua contra a circulação da piscina fria e promove o levantamento profundo do ar iniciando uma nova célula. Fonte: Thorpe (1982).....	29
Figura 2.2.7 – Simulação tridimensional em $t=60$ min (II) e $t=160$ min (II). (a) Perspectiva tridimensional da superfície de $\theta_e= 335K$ com trajetória uma parcela particular selecionada. Sombreado mostra ar de nível médio com baixo θ_e circundado por ar com alto θ_e . (b) Visão do fluxo no plano x-z através da corrente ascendente (Plano A). (c) Visão do fluxo onde a corrente descendente ocorreu (Plano B). Fonte: Rotunno et al. (1988)..	30

Figura 2.2.8 – Corte horizontal do tempo de simulação $t=4h$ em 3 km dos campos de vento, razão de mistura de água de chuva (sombreado, 0,001 até 0,004 $g\ kg^{-1}$) e velocidade vertical do vento (contorno em 3 ms^{-1}), para o cisalhamento vertical do vento de (a) $U_s=0\ ms^{-1}$, (b) $U_s=10\ ms^{-1}$, (c) $U_s=20\ ms^{-1}$, (d) $U_s=30\ ms^{-1}$ em 5 km de espessura. Área da piscina fria delimitada por linha tracejada. Fonte: Rotunno et al. (2004). 31

Figura 2.2.9 – Corte vertical do tempo de simulação $t=4h$ em 3 km dos campos de vento, campo de empuxo negativo (sombreado, -0.01 e -0.1 ms^{-1}), para o cisalhamento de (a) $U_s=0\ ms^{-1}$, (b) $U_s=10\ ms^{-1}$, (c) $U_s=20\ ms^{-1}$, (d) $U_s=30\ ms^{-1}$ em 5 km de espessura. Campo da nuvem linha sólida grossa. Fonte: Rotunno et al. (2004). 32

Figura 2.4.1 – Representação de um conjunto de nuvens, incluindo a representação do entranhamento de nuvem e desentranhamento. Fonte: Arakawa (1974). 34

Figura 2.4.2 – Modelo idealizado da convecção de parcelas na escala sub-nuvem: (a) Ascensão reversível de uma camada sub-nuvem até um nível arbitrário i entre a base da nuvem (ICB) e o nível de empuxo neutro (INB); (b) fração ϵ_i de água condensada é convertida em precipitação, a qual é adicionada a uma única corrente descendente não saturada; (c) ar saturado restante é misturado de acordo a igual distribuição de probabilidade com o ar do ambiente no nível i ; (d) a mistura então ascende ou descende até um nível no qual a sua temperatura potencial de água líquida é igual à temperatura do ambiente. Fonte: Emanuel (1991). 39

Figura 2.4.3 – Esquema do modelo episódico de mistura. Fonte: Emanuel (1991). 40

Figura 2.4.4 – Modelo conceitual do esquema de convecção Grell. Fonte Grell (1994). 48

Figura 3.3.1 – Domínio da simulação 55

Figura 4.1.1 – Sequência de imagens do satélite GOES 12 das 05:45 (a)-(d)-(g), 11:45 (b)-(e)-(h) e 23:45 (e)-(f)-(i) UTC dos dias 16 (a)-(b)-(c), 17 (d)-(e)-(f) e 18 (g)-(h)-(i) de janeiro de 2005, respectivamente, linhas 1, 2 e 3. Posição da LI delimitada pela linha tracejada vermelha. 58

Figura 4.1.2 – Vento horizontal ($m\ s^{-1}$, vetor), temperatura ($^{\circ}C$, linha sólida) e divergência do fluxo de umidade ($\times 10^{-4}\ g\ kg^{-1}\ s^{-1}$, sombreado) nível de 950 hPa, para: (a) 00:00 e (b) 06:00 UTC do dia 16 de Janeiro de 2005. Posição da frente delimitada pela linha tracejada vermelha. 60

Figura 4.1.3 – Precipitação acumulada em 1 h do GSMaP (0.5, 5, 10, 20, 40 mm h ⁻¹ , contorno linha sólida) e temperatura em 1000 hPa (°C, linha sólida), vento horizontal (m s ⁻¹) no nível de 500 hPa e CAPE (J kg ⁻¹ , sombreado) da ERA-Interim para: (a) 00:00 e (b) 06:00 UTC do dia 16 de Janeiro de 2005.	61
Figura 4.1.4 – Skew-T entre 1000-100 hPa do aeroporto de Corumbá nos horários de: (a) 00:00 UTC e (b) 12:00 UTC do dia 16 de janeiro de 2005.	62
Figura 4.2.1 – Topografia (m, em contorno) e campo de precipitação acumulada horária (mm, em sombreado) para 00 UTC do dia 16 até as 00 UTC do dia 19 de janeiro de 2005 do GSMaP, a área da LI está demarcada pela caixa em linha sólida vermelha.	64
Figura 4.3.1 - Campo de precipitação acumulada em 1 h (mm h ⁻¹ , sombreado) a 00 UTC do dia 16 de janeiro de 2005 GSMaP (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e). Área da linha de instabilidade delimitada pela caixa.	66
Figura 4.3.2 - Campo de precipitação acumulada em 1 h (mm h ⁻¹ , sombreado) a 06 UTC do dia 16 de janeiro de 2005 GSMaP (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e). Área da linha de instabilidade delimitada pela caixa.	67
Figura 4.3.3 - Campo de precipitação acumulada em 1 h (mm h ⁻¹ , sombreado) a 12 UTC do dia 16 de janeiro de 2005 GSMaP (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e). Área da linha de instabilidade delimitada pela caixa.	68
Figura 4.3.4 - Campo de precipitação acumulada em 1 h (mm h ⁻¹ , sombreado) a 18 UTC do dia 16 de janeiro de 2005 GSMaP (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e). Área da linha de instabilidade delimitada pela caixa.	69
Figura 4.3.5 - Campo de precipitação acumulada em 1 h (mm h ⁻¹ , sombreado) a 00 UTC do dia 17 de janeiro de 2005 GSMaP (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e). Área da linha de instabilidade delimitada pela caixa.	71

Figura 4.3.6 - Campo de precipitação acumulada em 1 h (mm h^{-1} , sombreado) a 06 UTC do dia 17 de janeiro de 2005 GSMaP (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e). Área da linha de instabilidade delimitada pela caixa.	72
Figura 4.3.7 - Campo de precipitação acumulada em 1 h (mm h^{-1} , sombreado) a 12 UTC do dia 17 de janeiro de 2005 GSMaP (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e). Área da linha de instabilidade delimitada pela caixa.	73
Figura 4.3.8 - Campo de precipitação acumulada em 1 h (mm h^{-1} , sombreado) a 18 UTC do dia 17 de janeiro de 2005 GSMaP (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e). Área da linha de instabilidade delimitada pela caixa.	74
Figura 4.3.9 - Campo de precipitação acumulada em 1 h (mm h^{-1} , sombreado) a 00 UTC do dia 18 de janeiro de 2005 GSMaP (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e). Área da linha de instabilidade delimitada pela caixa.	75
Figura 4.3.10 - Campo de precipitação acumulada em 1 h (mm h^{-1} , sombreado) a 06 UTC do dia 18 de janeiro de 2005 GSMaP (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e). Área da linha de instabilidade delimitada pela caixa.	76
Figura 4.3.11 - Campo de precipitação acumulada em 1 h (mm h^{-1} , sombreado) a 12 UTC do dia 18 de janeiro de 2005 GSMaP (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e). Área da linha de instabilidade delimitada pela caixa.	77
Figura 4.3.12 - Campo de precipitação acumulada em 1 h (mm h^{-1} , sombreado) a 18 UTC do dia 18 de janeiro de 2005 GSMaP (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e). Área da linha de instabilidade delimitada pela caixa.	78
Figura 4.3.13 - Localização do corte para o Hovemöller.	79
Figura 4.3.14 - Hovemöller entre os pontos 17°S - 65°W até 2°S - 50°W do campo de precipitação acumulada em 1 h (mm h^{-1}) GSMaP (a) e da simulação usando os esquemas cúmulos EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e) abscissa em km.	80

Figura 4.3.15 - Média espacial da taxa de precipitação acumulada em 3 h (mm) na área da LI (áreas mostradas nas figuras 11-23) para o GSMaP e para as simulações usando os esquemas cúmulos: EM, KF e TK.	81
Figura 4.3.16 – Distribuição normalizada da frequência relativa da taxa de precipitação (mm) na área da LI para o GSMaP e para as simulações usando os esquemas cúmulos EM, KF e TK no período das 00 UTC do dia 16 às 00 UTC do dia 19.....	82
Figura 4.3.17 – Distribuição normalizada da frequência relativa acumulada da taxa de precipitação (mm) na área da LI para o GSMaP e para as simulações usando os esquemas cúmulos EM, KF e TK no período das 00 UTC do dia 16 às 00 UTC do dia 19.....	82
Figura 4.3.18 - Campo de cisalhamento vertical do vento (500-925 hPa) às 00 UTC do dia 16 de janeiro de 2005 ($\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, sombreado) e precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 mm h^{-1} , linha sólida); ERA-Interim-GSMaP(a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e).	84
Figura 4.3.19 - Campo de cisalhamento vertical do vento (500-925 hPa) às 06 UTC do dia 16 de janeiro de 2005 ($\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, sombreado) e precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 mm h^{-1} , linha sólida); ERA-Interim-GSMaP(a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e).	85
Figura 4.3.20 - Campo de cisalhamento vertical do vento (500-925 hPa) às 12 UTC do dia 16 de janeiro de 2005 ($\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, sombreado) e precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 mm h^{-1} , linha sólida); ERA-Interim-GSMaP(a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e).	86
Figura 4.3.21 - Campo de cisalhamento vertical do vento (500-925 hPa) às 18 UTC do dia 16 de janeiro de 2005 ($\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, sombreado) e precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 mm h^{-1} , linha sólida); ERA-Interim-GSMaP(a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e).	87
Figura 4.3.22 - Campo de cisalhamento vertical do vento (500-925 hPa) às 00 UTC do dia 17 de janeiro de 2005 ($\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, sombreado) e precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 mm h^{-1} , linha sólida); ERA-Interim-GSMaP(a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e).	89

Figura 4.3.23 - Campo de cisalhamento vertical do vento (500-925 hPa) às 06 UTC do dia 17 de janeiro de 2005 ($s \times 10^{-3} s^{-1}$, sombreado) e precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 $mm h^{-1}$, linha sólida); ERA-Interim-GSMaP(a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e).	90
Figura 4.3.24 - Campo de cisalhamento vertical do vento (500-925 hPa) às 12 UTC do dia 17 de janeiro de 2005 ($x 10^{-3} s^{-1}$, sombreado) e precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 $mm h^{-1}$, linha sólida); ERA-Interim-GSMaP(a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e).	91
Figura 4.3.25 - Campo de cisalhamento vertical do vento (500-925 hPa) às 18 UTC do dia 17 de janeiro de 2005 ($x 10^{-3} s^{-1}$, sombreado) e precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 $mm h^{-1}$, linha sólida); ERA-Interim-GSMaP(a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e).	92
Figura 4.3.26 - Campo de cisalhamento vertical do vento (500-925 hPa) à 00 UTC do dia 18 de janeiro de 2005 ($x 10^{-3} s^{-1}$, sombreado) e precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 $mm h^{-1}$, linha sólida); ERA-Interim-GSMaP(a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e).	94
Figura 4.3.27 - Campo de cisalhamento vertical do vento (500-925 hPa) à 06 UTC do dia 18 de janeiro de 2005 ($x 10^{-3} s^{-1}$, sombreado) e precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 $mm h^{-1}$, linha sólida); ERA-Interim-GSMaP(a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e).	95
Figura 4.3.28 - Campo de cisalhamento vertical do vento (500-925 hPa) à 12 UTC do dia 18 de janeiro de 2005 ($x 10^{-3} s^{-1}$, sombreado) e precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 $mm h^{-1}$, linha sólida); ERA-Interim-GSMaP(a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e).	96
Figura 4.3.29 - Campo de cisalhamento vertical do vento (500-925 hPa) à 18 UTC do dia 18 de janeiro de 2005 ($x 10^{-3} s^{-1}$, sombreado) e precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 $mm h^{-1}$, linha sólida); ERA-Interim-GSMaP(a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e).	97

- Figura 4.3.30 - Campo da temperatura em 950 hPa às 00 UTC do dia 16 de janeiro de 2005 (C°, sombreado), precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 mm h⁻¹, contorno em linha sólida) e vento em 950 hPa (m s⁻¹, vetor): GSMaP-Era-Interim (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e). 99
- Figura 4.3.31 - Campo da temperatura em 950 hPa às 06 UTC do dia 16 de janeiro de 2005 (C°, sombreado), precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 mm h⁻¹, contorno em linha sólida) e vento em 950 hPa (m s⁻¹, vetor): GSMaP-Era-Interim (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e) 100
- Figura 4.4.1 – Localização do corte vertical apresentado nas figuras 4.4.1 até 4.4.5. 101
- Figura 4.4.2 - Corte vertical (entre 1000-100 hPa) transversal (acima) entre os pontos 6,2°S-60,9°W a 3,8°S-57,9°W nas simulações com os esquemas cúmulos EM (a), KF (b), TK (c) e GD (d) às 22 UTC de 16 de janeiro de 2005. No painel I apresenta o campo do vento horizontal e vertical ($w \times 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$, vetor), conteúdo de água líquida de nuvem ($x \times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$, sombreado), temperatura potencial equivalente (K, linha sólida preta) e isoterma de 0° C (linha sólida azul). Abaixo, no painel II: cisalhamento vertical do vento horizontal ($x \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, linha sólida preta) entre os níveis de 500 e 850 hPa e CAPE (J kg⁻¹, linha sólida vermelha); no painel III: umidade específica ($x \times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$, linha sólida verde) no nível de 500 hPa e precipitação horária (mm h⁻¹, linha sólida azul). 106
- Figura 4.4.3 - Corte vertical (entre 1000-100 hPa) transversal (acima) entre os pontos 6,2°S-60,9°W a 3,8°S-57,9°W nas simulações com os esquemas cúmulos EM (a), KF (b), TK (c) e GD (d) às 23 UTC de 16 de janeiro de 2005. No painel I apresenta o campo do vento horizontal e vertical ($w \times 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$, vetor), conteúdo de água líquida de nuvem ($x \times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$, sombreado), temperatura potencial equivalente (K, linha sólida preta) e isoterma de 0° C (linha sólida azul). Abaixo, no painel II: cisalhamento vertical do vento horizontal ($x \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, linha sólida preta) entre os níveis de 500 e 850 hPa e CAPE (J kg⁻¹, linha sólida vermelha); no painel III: umidade específica ($x \times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$, linha sólida verde) no nível de 500 hPa e precipitação horária (mm h⁻¹, linha sólida azul). 107

Figura 4.4.4 - Corte vertical (entre 1000-100 hPa) transversal (acima) entre os pontos 6,2°S-60,9°W a 3,8°S-57,9°W nas simulações com os esquemas cúmulos EM (a), KF (b), TK (c) e GD (d) às 00 UTC de 17 de janeiro de 2005. No painel I apresenta o campo do vento horizontal e vertical ($w \times 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$, vetor), conteúdo de água líquida de nuvem ($\times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$, sombreado), temperatura potencial equivalente (K, linha sólida preta) e isoterma de 0° C (linha sólida azul). Abaixo, no painel II: cisalhamento vertical do vento horizontal ($\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, linha sólida preta) entre os níveis de 500 e 850 hPa e CAPE (J kg^{-1} , linha sólida vermelha); no painel III: umidade específica ($\times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$, linha sólida verde) no nível de 500 hPa e precipitação horária (mm h^{-1} , linha sólida azul). 108

Figura 4.4.5 - Corte vertical (entre 1000-100 hPa) transversal (acima) entre os pontos 6,2°S-60,9°W a 3,8°S-57,9°W nas simulações com os esquemas cúmulos EM (a), KF (b), TK (c) e GD (d) às 01 UTC de 17 de janeiro de 2005. No painel I apresenta o campo do vento horizontal e vertical ($w \times 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$, vetor), conteúdo de água líquida de nuvem ($\times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$, sombreado), temperatura potencial equivalente (K, linha sólida preta) e isoterma de 0° C (linha sólida azul). Abaixo, no painel II: cisalhamento vertical do vento horizontal ($\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, linha sólida preta) entre os níveis de 500 e 850 hPa e CAPE (J kg^{-1} , linha sólida vermelha); no painel III: umidade específica ($\times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$, linha sólida verde) no nível de 500 hPa e precipitação horária (mm h^{-1} , linha sólida azul). 109

Figura 4.4.6 - Corte vertical (entre 1000-100 hPa) transversal (acima) entre os pontos 6,2°S-60,9°W a 3,8°S-57,9°W nas simulações com os esquemas cúmulos EM (a), KF (b), TK (c) e GD (d) às 02 UTC de 17 de janeiro de 2005. No painel I apresenta o campo do vento horizontal e vertical ($w \times 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$, vetor), conteúdo de água líquida de nuvem ($\times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$, sombreado), temperatura potencial equivalente (K, linha sólida preta) e isoterma de 0° C (linha sólida azul). Abaixo, no painel II: cisalhamento vertical do vento horizontal ($\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, linha sólida preta) entre os níveis de 500 e 850 hPa e CAPE (J kg^{-1} , linha sólida vermelha); no painel III: umidade específica ($\times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$, linha sólida verde) no nível de 500 hPa e precipitação horária (mm h^{-1} , linha sólida azul). 110

Figura 4.5.1 – Skew-T na coordenada de 5°S-59,6°W entre 1000-100 hPa na simulação usando o esquema cúmulos EM nos horário de (a) 21 UTC do dia 16 e (b) 03 UTC do dia 17 de janeiro de 2005..... 112

Figura 4.5.2 – Skew-T na coordenada de 5°S-59,6°W entre 1000-100 hPa na simulação usando o esquema cúmulos KF nos horário de (a) 21 UTC do dia 16 e (b) 03 UTC do dia 17 de janeiro de 2005..... 112

Figura 4.5.3 – Skew-T na coordenada de 3.5°S-58,5°W entre 1000-100 hPa na simulação usando o esquema cúmulos TK nos horário de 21 UTC do dia 16 e 03 UTC do dia 17 de janeiro de 2005.	113
Figura 4.5.4 – Skew-T na coordenada de 5°S-59,6°W entre 1000-100 hPa na simulação usando o esquema cúmulos GD nos horário de (a) 21 UTC do dia 16 e (b) 03 UTC do dia 17 de janeiro de 2005.....	113

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.3.1 - Parametrizações físicas usadas nas simulações com o RegCM4.	53
Tabela 4.3.2 – Velocidade de propagação (m s-1) da LI na simulação com os esquema de parametrização cúmulos e GSMaP.	78
Tabela 4.3.3 – Média temporal, desvio padrão (SD), RMSE da média espacial da taxa de precipitação acumulada em 3h e taxa máxima da média acumulada e <i>grid point storm</i> da precipitação na área da LI para as simulações com os esquemas de parametrização cúmulos EM, KF e TK e da precipitação observada do GSMaP.	80

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ABLE 2B - Amazon Boundary Layer Experiment

BATS - Biosphere-Atmosphere Transfer Scheme

CAPE - Energia Disponível para Convecção

CCM3 - Community Climate Model 3

CLM - Community Land Model

CLP - Camada Limite Planetária

CREST - Core Research for Evolutional Science and Technology

ECMWF - European Centre for Medium-Range Weather Forecasts

ECT - Energia Cinética Turbulenta

EM - Esquema de parametrização cúmulos Emanuel/MIT

ERA-Interim - ECMWF Reanalysis
ESP - Earth System Physics

GATE - Global Atlantic Tropical Experiment

GD - Esquema de parametrização cúmulos Grell-Devenyi

GOES - Geostationary Operational Environmental Satellite

GSMaP - Global Satellite Mapping of Precipitation

GSMaP - Global Satellite Mapping of Precipitation

ICTP - International Center for Theoretical Physics

IR - Infrared

JST - Japan Science and Technology Agency

KF - Esquema de parametrização cúmulos Kain-Fritsch

MM5 - Fifth-Generation Penn State/NCAR Mesoscale Model

MWR - Microwave Radiometer

NCAR - National Center for Atmospheric Research

NCL - Nível de Condensação por Levantamento

NWP - Numerical Weather Prediction

RegCM4- Modelo Regional Climate Model System

SCM - Sistemas Convectivos de Mesoescala

TK - Esquema de parametrização cúmulos Tiedtke

TOGA COARE - Tropical Ocean-Global Atmosphere Coupled Ocean-Atmosphere Response Experiment

USL - Updraft Source Layer

UTC - Coordinated Universal Time

UW-PBL - University of Washington PBL scheme

SUMÁRIO

RESUMO	v
ABSTRACT	vi
LISTA DE FIGURAS	vii
LISTA DE TABELAS	xvi
LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS	xvii
1 Introdução.....	21
2 Revisão Bibliográfica.....	23
2.1 Estrutura dinâmica e termodinâmica de linhas de instabilidade	23
2.2 Papel do cisalhamento vertical vento e da piscina fria na propagação da LI.....	28
2.3 Papel do jato de baixos níveis na propagação de LI na Amazônia	33
2.4 Fundamentos teóricos dos esquemas de parametrização cúmulos.....	34
2.4.1 A teoria do quase-equilíbrio	36
2.4.2 Esquema Emanuel-MIT.....	39
2.4.3 Esquema Kain-Fritsch	43
2.4.4 Esquema Tiedtke	45
2.4.5 Esquema Grell	47
3 Dados e Metodologia	50
3.1 Dados	50
3.2 Modelo RegCM4.....	51
3.3 Configuração das simulações com o RegCM	54
4 Resultados e Discussão	57
4.1 Análise sinótica	57
4.2 LI no campo de precipitação observado pelo GSMaP	63

4.3	Teste de sensibilidade com esquemas de parametrização cúmulos	64
4.3.1	Campo de precipitação	64
4.3.2	Propagação da LI.....	79
4.3.3	Estatísticas descritivas da precipitação da LI.....	81
4.3.4	Cisalhamento vertical do vento.....	83
4.3.5	Campo da temperatura	98
4.4	Estrutura vertical e mecanismos de propagação da LI nas simulações.....	101
4.5	Perfil vertical - diagrama termodinâmico	111
5	Conclusões e sugestões	115
6	Referências bibliográficas.....	119

1 Introdução e objetivos

Os sistemas convectivos de mesoescala (SCM), e.g. linhas de instabilidade (LIs), são fenômenos meteorológicos responsáveis por importante parte da precipitação na bacia Amazônica. Segundo Negrón-Juárez et al. (2010), os SCM estão associados com o aumento da mortalidade de árvores em virtude de rajadas de ventos produzidas durante o ciclo de vida destes sistemas.

Segundo Cohen et al. (2009), a maioria das LIs na Amazônia formam-se ao longo da costa norte-nordeste da América do Sul e propagam-se para dentro do continente, induzidas pelo efeito de brisa marítima, podendo atingir o extremo oeste da Amazônia. Além disso, as LIs podem ser geradas sobre a Amazônia, por sistemas frontais extratropicais, e propagarem-se para leste. Quanto a sua ocorrência, Greco et al. (1990) classificaram os sistemas convectivos que se formam na bacia em três tipos: linhas que se formam na costa norte/nordeste do Brasil e se propagam para dentro da bacia Amazônica; no interior da bacia Amazônica, majoritariamente ao norte e leste de Manaus; e convecções localizadas, de pequena extensão e curta duração (1 h). Estudo de Negrón-Juárez et al. (2010), indica que as LIs são responsáveis pela mortalidade de árvores em virtude de rajadas de ventos produzidas, sendo responsável por 30% do desmatamento anual, como relatado por exemplo em 2005 na área de Manaus e considerando a bacia Amazônica toda. Esta percentagem é equivalente a 23% da biomassa média acumulada no período de um ano.

Segundo, Houze (1997), quase toda precipitação, desconsiderando as associadas com ciclones extratropicais, é produto da atividade convectiva. O trabalho de Greco et al. (1990) durante o Amazon Boundary Layer Experiment (ABLE 2B), mostrou que na região e período coberto pelo experimento as LIs que ocorreram na costa e na bacia Amazônica foram responsáveis por 41% da chuva de todo o experimento na região de Manaus. Similarmente foi constatado por Houze e Cheng (1977) e Riehl (1979), durante o experimento Global Atlantic Tropical Experiment (GATE), que também mostraram que a maior parte da precipitação na região de estudo é produzida por sistemas convectivos organizados, contra 18% resultante de convecção local.

Do ponto de vista de previsão numérica, da Rocha et al. (2009) mostraram que os modelos numéricos atmosféricos, em escala regional na região tropical da América do Sul, apresentam erros sistemáticos ao simular a chuva.

O objetivo desse trabalho é estudar o impacto das parametrizações de convecção cúmulos na simulação de uma linha de instabilidade na Amazônica continental que se propaga de oeste. Esse tipo de LI são eventos mais raros, ocorrendo em menor frequência do que as de propagação de leste e de difícil simulação pelos modelos atmosféricos. Através de experimentos de sensibilidade usando o modelo RegCM4, foram testados diferentes esquemas de parametrização cúmulos (Emanuel, Kain-Fritsch, Tiedtke e Grell), esquemas do tipo fluxo de massa (que representam os processos convectivos em cada ponto de grade explicitamente) com diferentes abordagens de entranhamento (simples, pluma-bulk e episódico), gatilho e fechamentos baseados no ajustamento em torno de um estado de equilíbrio (esquemas de ajuste instantâneos, relaxados e formulação explícita de transientes). Esse estudo tem também o objetivo de avaliar a estrutura termodinâmica e dinâmica que atuam na formação e desenvolvimento desse tipo de LI do ponto de vista da simulação numérica e compará-las com as características observadas na literatura.

Foi estudado o caso de uma LI que foi observada propagando de sudoeste a nordeste da bacia Amazônica entre 16 a 18 de janeiro de 2005. Essa LI foi desencadeada pela convecção induzida por uma frente fria que chegou do sudeste do Brasil no dia 16 de janeiro de 2005.

A melhor compreensão dos efeitos de diferentes parametrizações físicas na habilidade do modelo numérico atmosférico em representar os mecanismos dinâmicos e termodinâmicos dos sistemas presentes na região Amazônica é importante para a melhora na previsão de tempo e clima na Amazônia.

2 Revisão Bibliográfica

2.1 Estrutura dinâmica e termodinâmica de linhas de instabilidade

Linhas de instabilidade (LI) tropicais são descritas pela literatura (Newton, 1950; Chalon, 1988; Houze, 1993; Weisman 2004) como bandas de tempestades multicelulares compostas por uma linha anterior de torres de nuvens cumulonimbus (figura 2.1.1a) em diferentes estágios de desenvolvimento, seguidas por uma região posterior de característica estratiforme produzida em parte pela dissipação das células convectivas velhas e em parte devido ao levantamento de camadas de mesoescala, como ilustrado na figura 2.1.1b. Segundo Houze (1997), apesar dos sistemas de precipitação tropicais, como a LI, serem associados à presença de convecção quando observados pelo radar, estes apresentam uma substancial componente estratiforme.

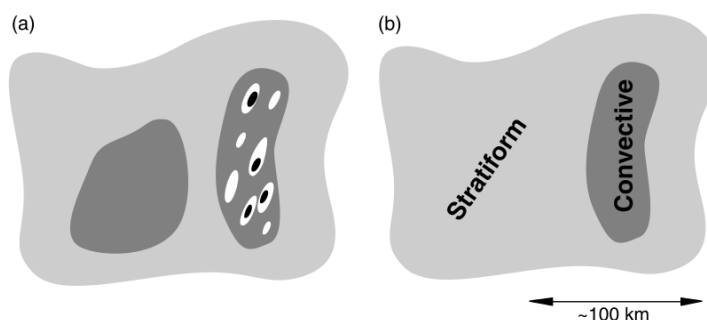


Figura 2.1.1 – (a) Mapa idealizado de refletividade. (b) Divisão estrutural em região convectiva e estratiforme para uma linha de instabilidade. Fonte: Houze (1997).

As dimensões típicas das LIs são da ordem 1000-2000 km de comprimento e largura de 200 km (Cohen et al., 2009; Garstang et al., 1994), sendo que em caso de ocorrência costeira de grande intensidade as LIs podem atingir comprimentos de até 3500 km segundo Greco et al. (1990). O desenvolvimento de tais sistemas está associado a um ambiente com a presença de instabilidade termodinâmica e cisalhamento vertical do vento em baixos níveis (Newton 1959). O tempo de vida típico de LIs é mais longo que o tempo de vida das células convectivas que os compõem, geralmente entre 24 a 48 horas de duração segundo os estudos de Greco et al. (1990) e até 72 horas segundo Houze (1993). A velocidade de propagação média das LIs é da ordem de 12-16 m s⁻¹ (Garstang et al., 1994; Cohen et al., 2009; Pereira Filho et al., 2015). Estudos que remetem às primeiras tentativas de simular a formação das LI,

já mostravam a importância do cisalhamento vertical do vento e corrente de jato de baixo nível (Sasaki, 1959).

Conforme Houze, (1997), o principal fator responsável pelo surgimento das nuvens convectivas é o levantamento vertical de massas de ar devido ao empuxo pelo ambiente termodinamicamente estratificado, compressível e contendo vapor de água. Sob estas condições, uma circulação é gerada no processo de estabilização da estratificação da energia estática úmida, apresentando um padrão de circulação similar ao previsto pelo modelo simplificado idealizado de Bernard para a convecção. No processo convectivo o transporte ascendente de massa produz liberação de calor latente pela condensação do vapor de água e produz convergência de massa em níveis baixos e divergência de massa na alta troposfera. A corrente ascendente está sujeita à mistura com o ar do ambiente via o entranhamento lateral turbulento e então desacelera até cessar o movimento ascendente e desentranhar no nível de equilíbrio (Yuter e Houze 1995c), como ilustrado na figura 2.1.2. Modelos de nuvens convectivas, como o de Raymond e Blyth (1986) entre outros, são inspirados no conceito de levantamento de parcelas de ar.

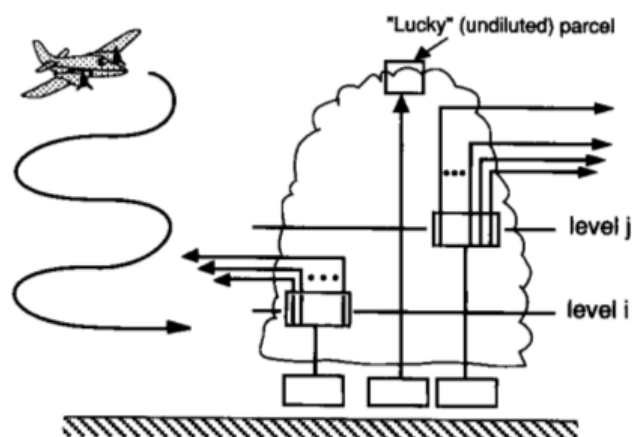


Figura 2.1.2 – Modelo conceitual de uma nuvem cúmulos composta por conjunto de parcelas ascendendo a partir da base da nuvem, parcelas as quais ao atingir níveis discretos acima são divididas em subparcelas, cada qual representando o espectro de mistura do fluxo da nuvem com o ambiente e que posteriormente sofrem desentranhamento Fonte: Houze (1993).

Segundo Houze (1997), fortes correntes verticais geradas nesse transporte ascendente de massa são responsáveis pela produção de grandes quantidades de água líquida, devido ao resfriamento adiabático associado e posterior condensação do vapor de água (figura 2.1.3(a)). Além disso, essas correntes ascendentes também promovem o crescimento dos hidrometeoros através do processo de coalescência devido ao aumento do tempo de residências dos mesmos

dentro da nuvem (figura 2.1.3(b)). No entanto essa massa de água precipita dentro de alguns quilômetros da região ascendente criando um padrão de refletividade como mostrado na figura 2.1.3(c).

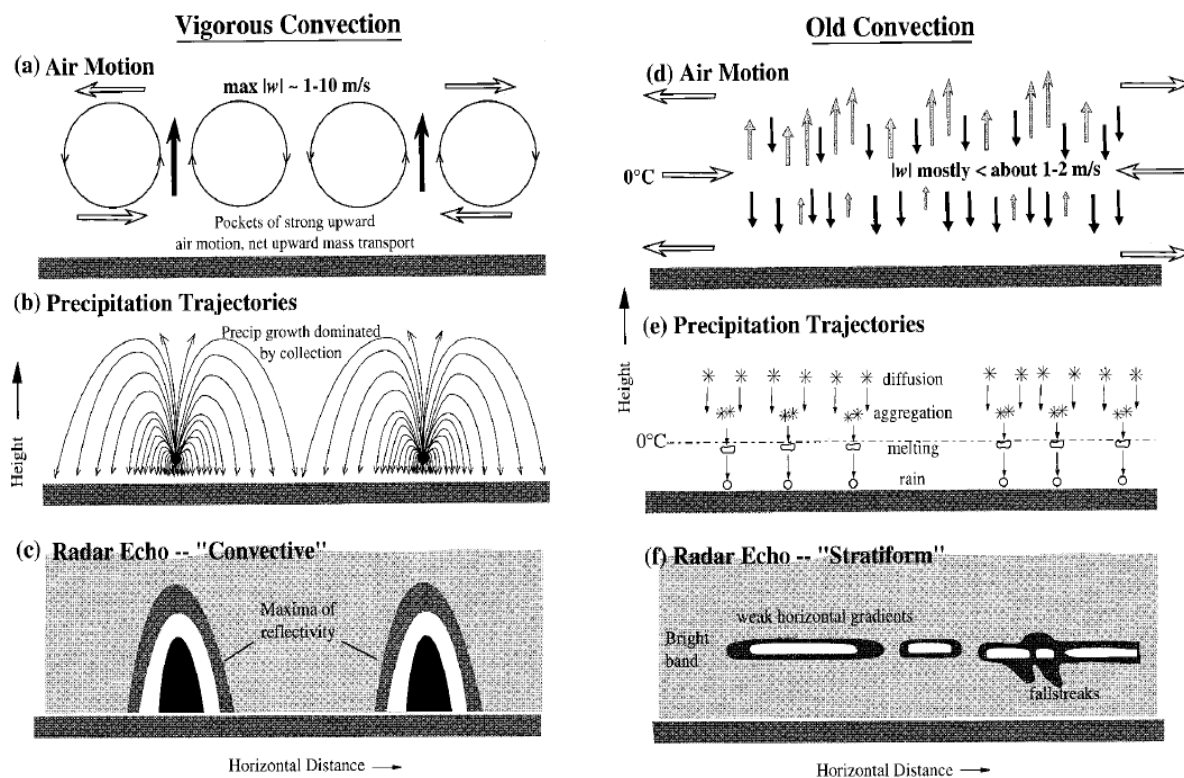


Figura 2.1.3 – Modelo conceitual de um corte vertical em um sistema convectivo precipitante (a)-(c) jovem e (d)-(f) velho. Fonte: Houze (1997).

A região onde as células convectivas são mais velhas e em processo de dissipação apresenta uma característica estratiforme, com uma estrutura de células em camadas (Houze 1997). As correntes ascendentes nessa região são menos intensas, no entanto suficientes para permitir o crescimento por difusão de vapor das partículas de gelo, mas não para sustentar grandes concentrações de água líquida de nuvem (figura 2.1.3(d)-(e)). Essa região apresenta correntes descendentes nos níveis mais baixos da troposfera e ascendentes na porção mais alta. Zipser e LeMone (1980) descrevem a presença de correntes ascendentes e descendentes na parte estratiforme de cumulonimbus encontradas nas observações do GATE. Na figura 2.1.3(f) o padrão de refletividade apresenta uma pronunciada banda brilhante em uma camada estreita, logo abaixo da isoterma de 0°C, devido ao derretimento do gelo e neve, indicando a presença de precipitação estratiforme.

O conceito de levantamento de parcelas ajuda a explicar nuvens convectivas menores, a circulação vertical em sistemas convectivo de larga escala assume um tipo diferente de organização melhor descrito pelo levantamento de camadas (Houze, 2004).

Segundo Houze (2004), a teoria de levantamento de camadas (Moncrieff e Miller, 1976; Thorpe et al., 1982, Crook e Moncrieff, 1988) estabelece que as tempestades seriam caracterizadas pela diminuição da pressão hidrostática através da corrente ascendente no nível médio, assim em um ambiente de grande escala instavelmente estratificado e com presença de cisalhamento vertical do vento o ar deve fluir através da tempestade ao longo de um conjunto de linhas de corrente. Portanto em um ambiente com forte cisalhamento vertical do vento a corrente ascendente é caracterizada por uma camada obliquamente ascendente através da tempestade, cuja temperatura potencial equivalente é conservada. Estudos realizados por Kingsmill e Houze (1999a) usando as observações realizadas pelo Tropical Ocean-Global Atmosphere Coupled Ocean-Atmosphere Response Experiment (TOGA COARE) mostraram que essas camadas ascendentes têm a profundidade de 0,5 a 4,4 km, mais profundas do que a espessura típica da camada limite planetária sendo consistente com os resultados do modelo de Moncrieff (figura 2.1.4).

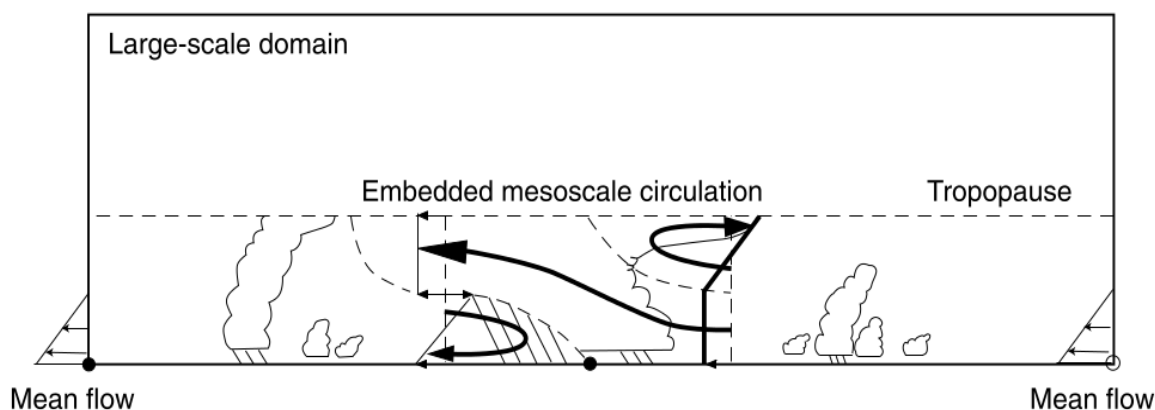


Figura 2.1.4 – Diagrama esquemático mostrando o fluxo de ar em relação a um sistema convectivo bidimensional de mesoescala de estado estacionário em um ambiente de grande escala com cisalhamento do vento. Fonte: Moncrieff (1992).

Simulações feitas por Moncrieff e Klinker (1997) usando um modelo global de 80 km de resolução espacial, que inclui parametrizações de convecção cúmulos e microfísica de nuvens, reproduziram a camada obliquamente ascendente através do sistema de nuvens para um caso particular observado pelo TOGA COARE.

Zipser (1977) sugere uma combinação do modelo de parcelas e de camada para explicar a mistura de pequena escala na corrente ascendente (figura 2.1.5). Betts (1976) propõe a

existência de uma região conhecida como “crossover zone”, onde ocorre a mistura do ar do ambiente no nível da nuvem e as correntes ascendentes oriundas das camadas abaixo da nuvem. Segundo Zipser (1977), parcelas que ascendem entram na “crossover zone” e são enranhadas pelo ar ambiente de níveis médios com baixos valores de θ_e , e assim ascendem ou descendem atingindo o nível de equilíbrio de igual θ_e .

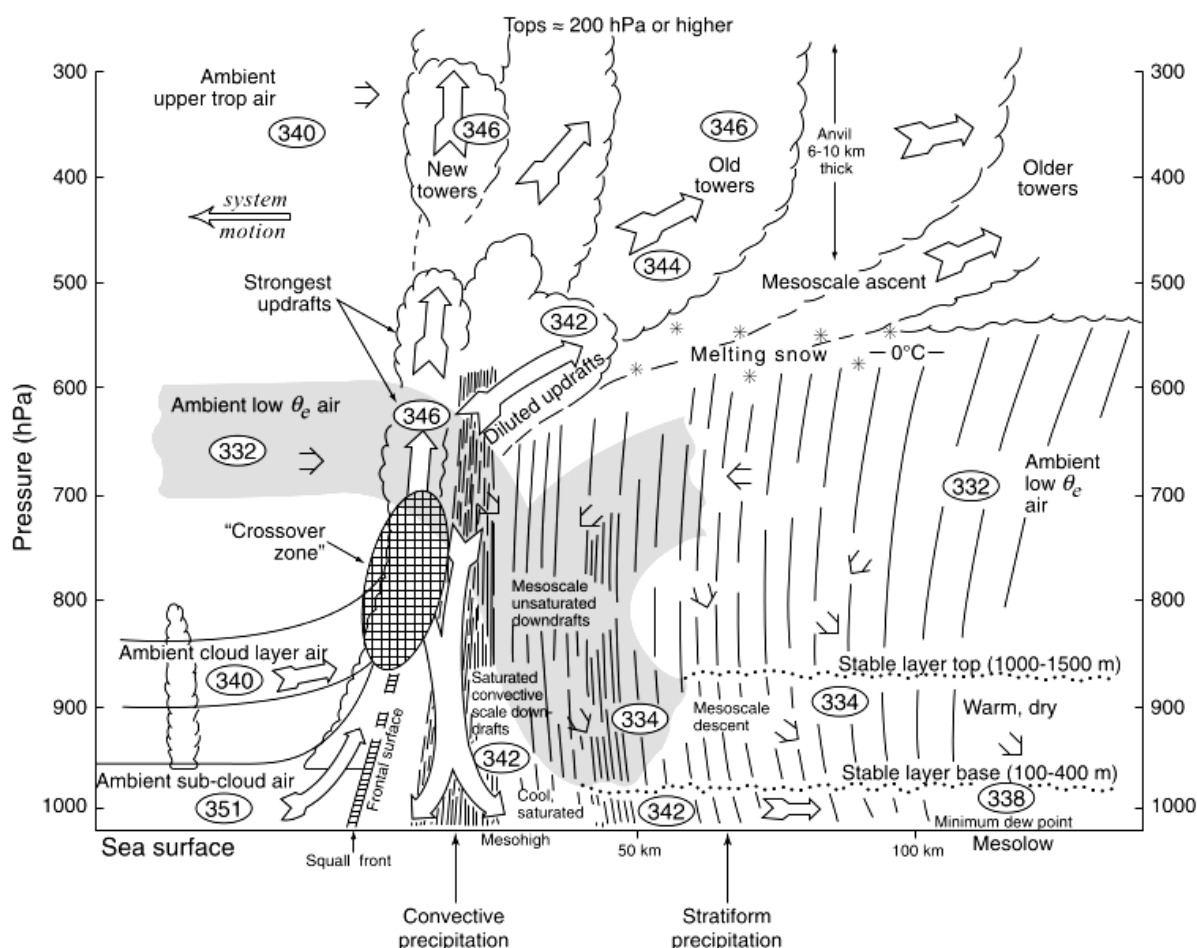


Figura 2.1.5 – Modelo idealizado de um sistema de convectivo de mesoescala oceânico com a estrutura de linha convectiva anterior e estratiforme posterior. Parcelas da camada abaixo da nuvem ascendem formando a corrente ascendente as quais quando enranhadas pelo ar ambiental com baixo θ_e e formam a região de “crossover” onde as correntes ascendentes e descendentes coexistem. Fonte: Zipser (1997).

O fluxo descendente de ar com baixo θ_e oriundo da parte posterior da LI, abaixo da região de característica estratiforme (bigorna), desce gradualmente em direção à linha convectiva na parte anterior do sistema enquanto próximo da região convectivamente ativa o fluxo desce de forma acentuada (figura 2.1.5). Processos associados ao resfriamento evaporativo, fusão e sublimação das partículas na camada de nuvem estratiforme na parte posterior da LI são

considerados como a causa comum para o surgimento dessa corrente posterior. Simulações numéricas de uma LI feitas por Schmidt e Cotton (1990) mostraram evidências de que esses fluxos poderiam ser uma parte integral da resposta à propagação de ondas de gravidade geradas pela liberação de calor latente na região convectiva, que alterariam a estrutura do vento e produziriam um canal de fluxo posterior.

O estudo de Yang e Houze (1995b) mostrou que a evaporação, fusão e sublimação na região estratiforme contribuíram substancialmente para a evolução e a força do fluxo posterior à LI. Segundo Houze (2004), esse fluxo descendente posterior sob a camada estratiforme de nuvens da LI seria uma resposta às ondas de gravidade que se intensifica pelo efeito do resfriamento da evaporação, fusão e sublimação das partículas. Essa corrente posterior vinda da região estratiforme é importante para a piscina fria sob a região convectiva, agindo como fonte de vorticidade e fonte de massa, alimentando a piscina fria com empuxo negativo e assim através da interação da piscina fria com o meio ambiente, intensificando e mantendo as correntes ascendentes à frente do sistema, Houze (1993).

2.2 Papel do cisalhamento vertical vento e da piscina fria na propagação da LI

O desenvolvimento de tempestades convectivas é fortemente associado às condições de instabilidade termodinâmica e do cisalhamento vertical do vento presentes no ambiente.

Segundo Weisman (2004) a instabilidade está diretamente ligada à aceleração das parcelas de ar (efeito do empuxo) e ao cisalhamento, este último define se o sistema de tempestade se manterá por um longo período de tempo e também a sua organização espacial. A propagação de uma LI ocorre por meio da regeneração das células convectivas que a compõe através da dinâmica de piscina fria. Esta piscina é formada com o ar com empuxo negativo que constitui a corrente descendente, que espalhando-se na superfície abaixo da célula convectiva força o levantamento do ar ambiente condicionalmente instável ao longo do perímetro da piscina fria, agindo como um gatilho para novas células convectivas. Em um ambiente sem cisalhamento vertical do vento, tal levantamento na borda da piscina fria limita-se à profundidade da mesma (figura 2.2.6(a)). Assim, em uma situação na qual o nível de convecção livre é mais alto do que a camada de ar que compõe a piscina fria é pouco provável que novas células sejam desencadeadas.

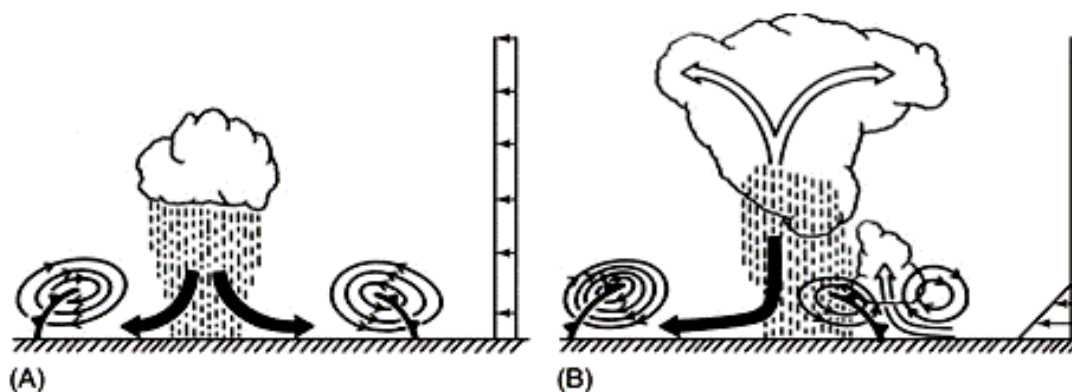


Figura 2.2.6 – Estrutura vertical de uma tempestade e o papel do cisalhamento vertical do vento: (a) sem cisalhamento em baixos níveis, a circulação da piscina fria inibe o levantamento profundo e assim não pode provocar uma célula convectiva. (b) o cisalhamento em baixos níveis atua contra a circulação da piscina fria e promove o levantamento profundo do ar iniciando uma nova célula. Fonte Thorpe (1982).

Rotunno et al. (1988) mostram que em um ambiente com a presença de cisalhamento vertical do vento a vorticidade, resultante da interação da circulação associada ao cisalhamento do vento à frente da borda da piscina fria e a da descendente associada com a corrente descendente que alimenta a piscina fria, geram o levantamento profundo. O levantamento profundo e o potencial para disparar novas células convectivas ocorrem quando ambas as circulações produzidas pela piscina fria e o cisalhamento estão em equilíbrio (figura 2.2.6(b)).

Simulações com um modelo tridimensional feitas por Rotunno et al. (1988) reproduzem o desenvolvimento de uma LI, semelhante às simulações em modelos bidimensionais para condições de cisalhamento vertical do vento fraco a moderado. Diferente do modelo bidimensional as células convectivas simuladas tridimensionalmente continuam se regenerando de forma vigorosa quando o cisalhamento vertical do vento é intenso. Após 60 minutos do início da simulação o ar com baixo θ_e à frente da célula convectiva original desce em direção à superfície e forma a piscina fria (figura 2.2.7(c)-I). Correntes ascendentes formam-se na interação da piscina formada com o fluxo externo anterior de baixos níveis (figura 2.2.7(a)). Em 160 minutos de simulação a corrente que alimenta a piscina fria se origina a parte posterior bem como da parte anterior da LI, como no modelo de Zipser na figura 2.2.7(a)-(c)-II.

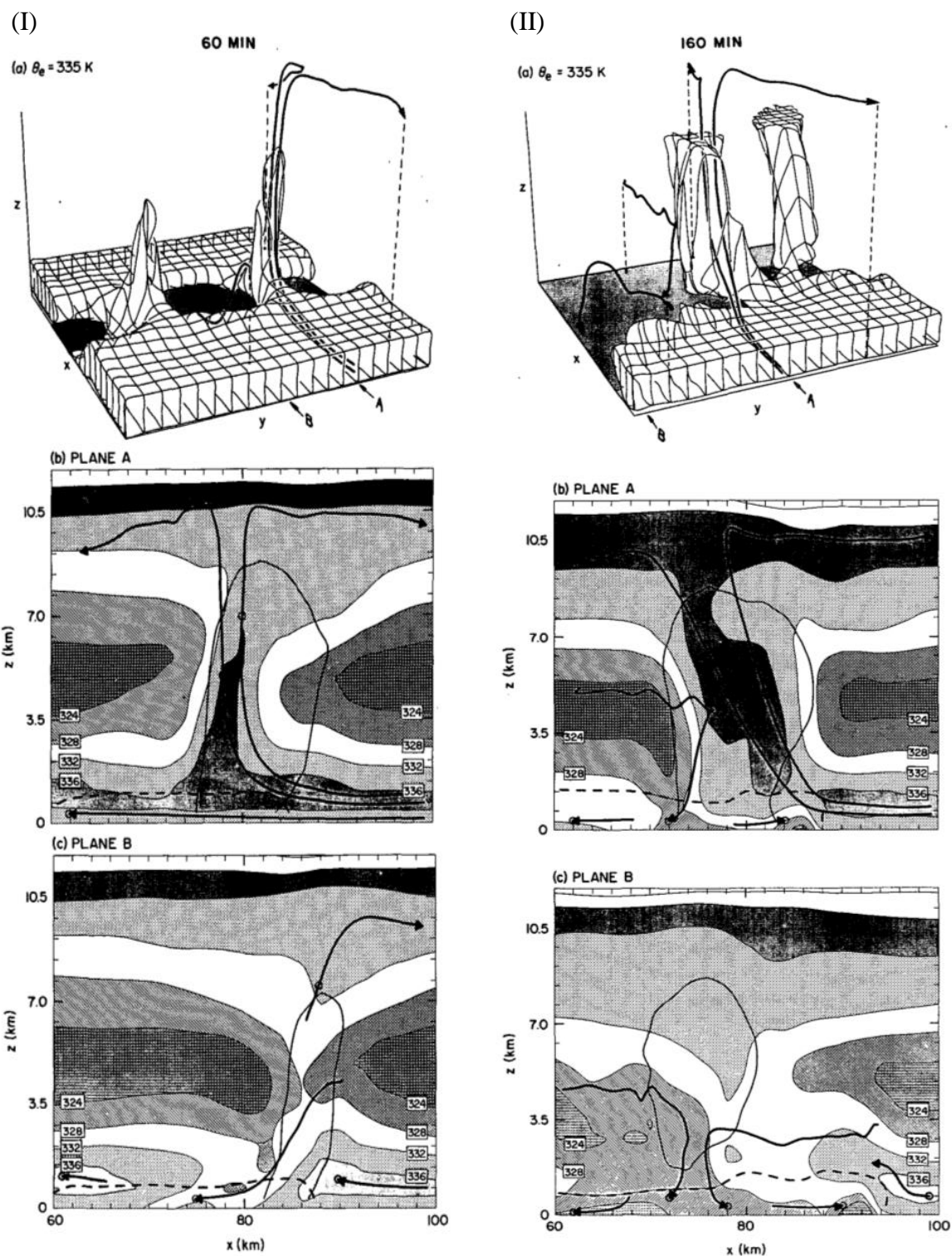


Figura 2.2.7 – Simulação tridimensional em $t=60\text{ min}$ (II) e $t=160\text{ min}$ (II). (a) Perspectiva tridimensional da superfície de $\theta_e = 335\text{ K}$ com trajetória uma parcela particular selecionada. Sombreado mostra ar de nível médio com baixo θ_e circundado por ar com alto θ_e . (b) Visão do fluxo no plano x-z através da corrente ascendente (Plano A). (c) Visão do fluxo onde a corrente descendente ocorreu (Plano B). Fonte: Rotunno et al. (1988).

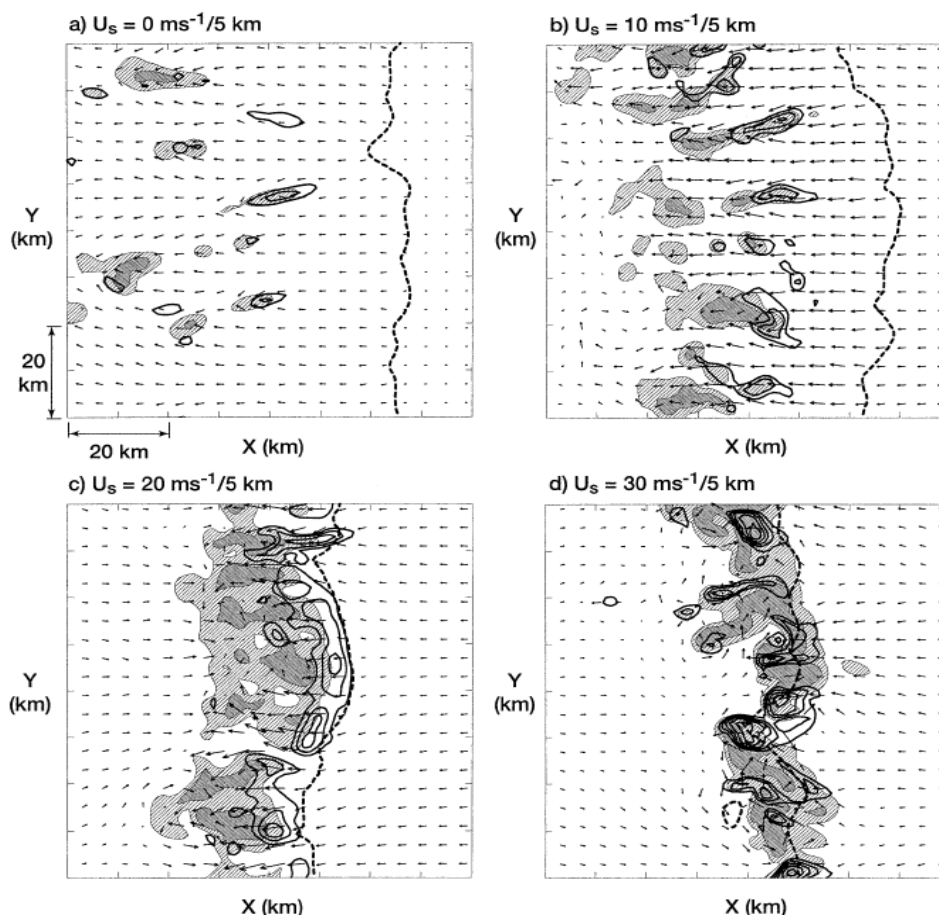


Figura 2.2.8 – Corte horizontal do tempo de simulação $t=4h$ em 3 km dos campos de vento, razão de mistura de água de chuva (sombreado, 0,001 até 0,004 $g\ kg^{-1}$) e velocidade vertical do vento (contorno em $3\ ms^{-1}$), para o cisalhamento vertical do vento de (a) $U_s=0\ ms^{-1}$, (b) $U_s=10\ ms^{-1}$, (c) $U_s=20\ ms^{-1}$, (d) $U_s=30\ ms^{-1}$ em 5 km de espessura. Área da piscina fria delimitada por linha tracejada. Fonte: Rotunno et al. (2004).

Weisman e Rotunno (2004) estudaram através de simulações o papel do cisalhamento vertical do vento ambiente na estrutura de uma LI. A figura 2.2.8 apresenta as propriedades básicas da nuvem (média na vertical até 3 km) para o cisalhamento correspondente a 0, 10, 20, 30 $m\ s^{-1}$ em 5 km de espessura. Para o caso de um ambiente sem cisalhamento ($U_s=0\ ms^{-1}/5\ km$), os sistemas convectivos apresentam uma estrutura desorganizada, com células convectivas dispersas e tempo de curta vida (figura 2.2.8(a) e 2.2.9(a)). Com $U_s=10\ ms^{-1}/5\ km$, a LI simulada é mais organizada, apresentando células convectivas menos intensas e dispersas posicionadas atrás da borda da linha dianteira da piscina fria em superfície (figura 2.2.8-(b) e 2.2.9(b)). Com o aumento do cisalhamento ($U_s=20\ ms^{-1}/5\ km$), as correntes ascendente e as células convectivas formam uma linha mais contínua logo atrás e ao longo da borda da piscina fria (figuras 2.2.8(c) e 2.2.9(c)). Para $U_s=10\ ms^{-1}/5\ km$ as células convectivas são intensas e

altamente tridimensionais, com características de supercélulas estendendo à frente da área da piscina fria (figura 2.2.8(d) e 2.2.9(d)).

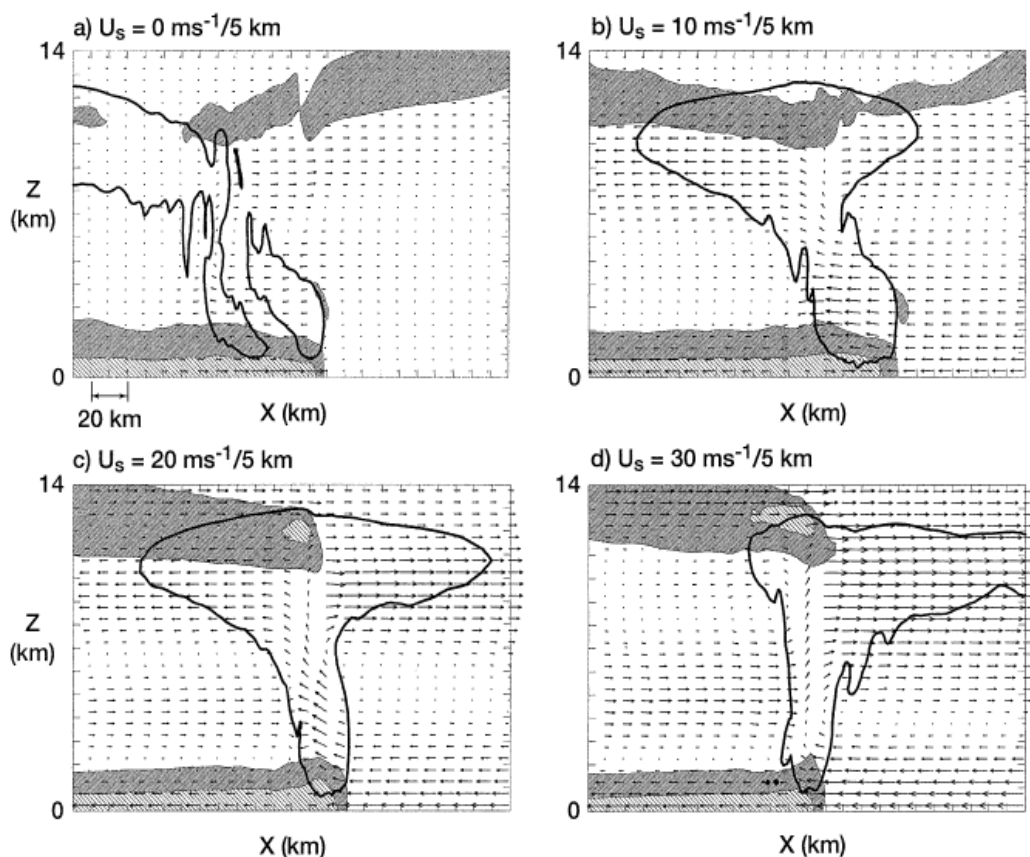


Figura 2.2.9 – Corte vertical do tempo de simulação $t=4h$ em 3 km dos campos de vento, campo de empuxo negativo (sombreado, -0.01 e -0.1 ms^{-1}), para o cisalhamento de (a) $U_s=0 \text{ ms}^{-1}$, (b) $U_s=10 \text{ ms}^{-1}$, (c) $U_s=20 \text{ ms}^{-1}$, (d) $U_s=30 \text{ ms}^{-1}$ em 5 km de espessura. Campo da nuvem em linha sólida grossa. Fonte: Rotunno et al. (2004).

Segundo Houze (2004), em uma região de precipitação convectiva, o efeito da liberação do calor latente pode disparar ondas. O espectro de perturbações, geradas pelo deslocamento vertical do ar devido à perturbação no empuxo, move-se com velocidade inversamente proporcional ao seu comprimento de onda, cujo comprimento de onda mais curto permanece mais tempo nas imediações do sistema convectivo de mesoescala e assim pode disparar novas células convectivas. Crook e Moncrieff (1988) encontraram levantamento de massa à frente de um sistema convectivo de mesoescala favorecendo a formação de novas células, sem a necessidade do levantamento promovido pela piscina fria.

2.3 Papel do jato de baixos níveis na propagação de LI na Amazônia

Segundo Alcântara et al. (2011 e 2014), a propagação de LIs na Amazônia é fortemente dependente da existência de um jato de baixos níveis. Através de simulações numéricas com uma condição inicial homogênea para vários perfis verticais de vento, constatou-se que a presença de um jato de baixos níveis se mostrou mais favorável para o desenvolvimento de uma LI com velocidade de propagação e intensidade semelhantes à observada. Há um consenso que jatos de baixos níveis são responsáveis pela organização das torres convectivas em linha, no entanto, o desenvolvimento destes sistemas na atmosfera também depende de fatores de grande escala e termodinâmicos.

Simulações realizadas por Silva Dias e Ferreira (1992) em um modelo linear simples, no qual o sistema convectivo é representado como um pacote de ondas de gravidade internas mostraram que a velocidade do vento e a profundidade dos jatos de baixos níveis são importantes para a propagação da LI. Teste de sensibilidade com jatos de baixos e altos níveis mostraram que a ausência dos jatos de altos níveis não alterou substancialmente a propagação da LI, porém a ausência do jato de baixos níveis removeu os modos de solução mais instáveis. Assim a presença do jato de baixos níveis possibilita a ocorrência dos modos cuja velocidade de propagação concorda com a das LI observadas. No teste de sensibilidade para a profundidade do jato de baixos níveis, Silva Dias e Ferreira (1992) sugerem que para ocorrer a propagação da LI é necessário a presença de uma camada profunda de ventos moderados.

Observações e simulações numéricas de vários autores (Stensrud, 1996; Cohen et al. 1995, Whiteman et al., 1997; Parsons et al., 2000; Lackman, 2002) mostram que os jatos de baixos níveis associado a vários sistemas, têm um importante papel na circulação geral, na geração e manutenção dos processos de convecção em latitudes médias e tropicais (Alcântara et al 2011, 2014).

2.4 Fundamentos teóricos dos esquemas de parametrização cúmulos

A convecção cúmulos é o processo chave no controle da distribuição de vapor de água na atmosfera. O vapor de água representa a substância mais importante no efeito estufa na atmosfera, responsável pela absorção majoritária de radiação de onda longa e em menor escala na absorção de radiação de onda curta. Segundo Arakawa (2004), as nuvens e os processos físicos associados influenciam fortemente os sistemas de tempo e clima, interagindo de forma bidirecional, pelo acoplamento dos processos dinâmicos, hidrológicos e radioativos na atmosfera através do transporte de calor sensível, momento e umidade; liberação do calor latente; precipitação; reflexão, absorção e emissão de radiação. A interação entre a convecção cúmulos e as circulações de grande escala é um processo complexo e altamente não linear, porém as nuvens, nas quais a condensação acontece, são de escala sub-grade em relação ao espaçamento de grade dos modelos de circulação global e regionais que têm o tamanho de dezenas a centenas de quilômetros, e dessa forma não resolvem explicitamente nuvens cúmulos com diâmetro da ordem de 1 a 20 km. Assim para que o conjunto de equações do modelo possa ser resolvido, o efeito coletivo das nuvens da escala sub-grade deve ser formulado em termos das variáveis prognósticas na escala de grade, ilustrado na figura 2.4.1. A formulação desse problema é conhecida como parametrização cúmulos (Arakawa, 1994).

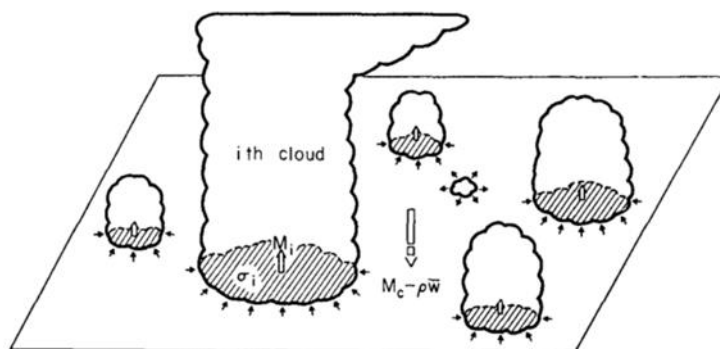


Figura 2.4.1 – Representação de um conjunto de nuvens, incluindo a representação do entranhamento de nuvem e desentranhamento. Fonte: Arakawa (1974).

Conforme Krueger (2002), em termos do balanço energético, o aquecimento associado à conversão do calor latente em sensível pela condensação na convecção cúmulos equilibra em grande parte o resfriamento radiativo da atmosfera. Em uma atmosfera sem nuvens prevalece o equilíbrio radiativo puro, que é absolutamente instável para deslocamentos adiabáticos. Dessa forma a parametrização cúmulos, em conjunto com as parametrizações de camada limite, transferência radiativa são capazes de reproduzir as principais características da estrutura termodinâmica da atmosfera. Segundo Arakawa (1994), o problema da parametrização cúmulos

pode ser definido como “o problema da formulação dos efeitos estatísticos da convecção úmida para obter um sistema fechado para previsão de tempo e clima”.

De acordo com Wu (2012), é possível agrupar os esquemas cúmulos em três classes: (1) esquemas Kuo, baseados no balanço de umidade (Kuo 1965; Kuo 1974); (2) esquemas de ajustamento, incluindo ajustamento convectivo de umidade e esquemas de ajustamento penetrativos (Betts e Miller 1986); (3) esquema de fluxo de massa, que inclui entranhamento múltiplo-modelo espectral, modelo pluma-bulk de entranhamento /desentranhamento único, e esquema de mistura episódica (Emanuel 1991; Gregory 1997; Emanuel e Zivkovic-Rothman 1999).

Conforme Arakawa (2004), os esquemas de parametrização podem ser classificados em seis grupos:

1. **Esquemas de fechamento diagnósticos baseado na convergência de massa ou umidade de grande escala:** relacionam os efeitos cúmulos diretamente com a convergência horizontal em grande escala ou advecção de umidade e incluem o de Kuo (1974), variações do Anthes (1977) e a versão original do Tiedtke (1989) entre outros. O esquema Kuo estabelece o equilíbrio de umidade, tal que a convecção consome a água (e não energia) na taxa na qual é suprida pela atmosfera (Raymond e Emanuel, 1993).
2. **Esquemas de fechamento diagnóstico baseado no quase-equilíbrio:** explicitamente define o estado de equilíbrio da convecção úmida e assume que deve ter um balanço entre o efeito de grande escala, que tende a destruir o equilíbrio, e o efeito da convecção cúmulos, que tende a restaurar o equilíbrio. O esquema de Arakawa e Schubert (1974) é exemplo desse fechamento.
3. **Esquemas de ajustamento instantâneo:** nesse esquema o ajustamento em torno do estado de equilíbrio é implícito e a forçante explícita, onde a escala de tempo para o ajustamento é virtualmente instantânea, ou seja, dentro do passo de tempo de integração do modelo. Estão incluídos nesse grupo: Arakawa e Schubert (1974) como implementado por Lord et al. (1982) e Grell (1988, 1993; Grell et al. 1991).
4. **Esquemas de ajustamento-relaxamento e/ou “triggered”:** também é definido um estado de equilíbrio, no entanto o ajustamento em torno desse estado é relaxado e/ou realizado somente quando certas condições para disparo (“triggered”) são encontradas. Esquemas que usam essa estratégia são entre outros: Betts e Miller (1986); Betts e Miller (1993); Janjic (1994), Fritsch e Chappel (1980); Kain e Fritsch (1990, 1993); versão atualizada do Tiedtke (Nordeng 1994).

5. **Esquemas de fechamento prognóstico com formulação explícita de processos transientes:** nesse esquema o ajustamento em torno do estado de quase-equilíbrio é efetivamente alcançado durante o tempo de integração do processo explícito. A formulação deste processo por si só pode efetivamente servir como fechamento principal. Exemplos desse esquema são: Emanuel (1991a; 1993a, 1997; Emanuel e Zivkovic-Rothman, 1999) e Randall e Pan (1993).
6. **Esquemas de fechamento estocásticos:** como Lin e Neelin (2000, 2002, 2003).

2.4.1 A teoria do quase-equilíbrio

Arakawa e Schubert introduziram o conceito de equilíbrio estatístico para a convecção úmida em meados de 1974, aplicando a ideia usada na parametrização de turbulência que considera a que geração e a dissipação da energia cinética turbulenta estão próximas do equilíbrio. A proposição fundamentada na teoria do quase-equilíbrio propõe que a convecção rapidamente ajusta o perfil da temperatura em direção à adiabática úmida de maneira que preserva a entalpia integrada verticalmente (Randall, 2000).

Segundo Adams (2003), a teoria do quase-equilíbrio é a base para muitas teorias e estudos de modelagem de convecção atmosférica de grande escala. Essa teoria estabelece que sobre uma grande área, a produção de instabilidade pelas forçantes de grande escala, como fluxos de calor sensível e calor latente, resfriamento radiativo são equilibradas pela sua remoção através da convecção cúmulos.

Randall, (2000) aponta os principais pontos do estudo de Emanuel (1994) sobre a teoria de quase-equilíbrio:

- O calor latente é um conceito que se aplica à dinâmica de uma nuvem individual, não tendo papel na energética do conjunto de cúmulos;
- O estado de equilíbrio radiativo-convectivo é a base do estado de equilíbrio para o quase-equilíbrio;
- Perturbações com escala espacial e temporal muito maior que a escala de tempo da atividade convectiva que caracterizam estado de equilíbrio radiativo-convectivo podem ser considerados como em quase-equilíbrio com as nuvens convectivas.

A equação fundamental da teoria quase-equilíbrio é dada em Arakawa e Schubert (1974):

$$\frac{dA}{dt} = \left(\frac{dA}{dt}\right)_C + \left(\frac{dA}{dt}\right)_{LS}, \quad (2.4.1)$$

Estabelecendo que a taxa de variação da “função trabalho da nuvem” A (definida como o trabalho feito pelo empuxo no levantamento de uma parcela entranhada e é equivalente à energia potencial convectiva disponível (CAPE) quando o efeito do entranhamento é fraco) está em equilíbrio entre a produção de instabilidade pela forçantes de grande escala, $(dA/dt)_{LS}$, e sua remoção pelo conjunto de nuvens cúmulos na escala de sub-grade, $(dA/dt)_C$, (Adams, 2003; Yano, 1999). Em um estado quase estacionário dA/dt deve ser aproximadamente zero.

Devido à taxa de variação da “função trabalho da nuvem” na grande escala ser muito menor que a convectiva, $(dA/dt)_{LS} \ll (dA/dt)_C$, o quase-equilíbrio convectivo é equivalente ao estabelecido pelo princípio de separação de escala de tempo, onde duas escalas de tempo respondem pela forçante de grande escala τ_{LS} e do ajustamento convectivo τ_C . Essa separação de escala de tempo permite à convecção cúmulos responder rapidamente às variações das forçantes de grande escala, mantendo o quase-equilíbrio que Arakawa e Schubert (1974) definem implicitamente como a escala de tempo para a corrente ascendente viajar da superfície até o topo da camada convectiva (Adams, 2003), matematicamente definida como:

$$\left|\left(\frac{dA}{dt}\right)_C\right| \sim \frac{A}{\tau_C}, \quad (2.4.2)$$

$$\left|\left(\frac{dA}{dt}\right)_{LS}\right| \sim \frac{A}{\tau_{LS}}, \quad (2.4.3)$$

onde $\tau_C \ll \tau_{LS}$

Na presença de CAPE e algum mecanismo de gatilho, a convecção se desenvolverá, e se não houver nenhuma forçante de grande escala, a instabilidade presente na grade de grande escala será consumida pelo conjunto de cúmulos. Desta forma restitui a atmosfera a um estado neutro dentro de um determinado período de tempo definido por τ_C (a escala de tempo das “propriedades estatísticas do conjunto de nuvens”), conforme Adams (2003). Arakawa e Schubert (1974) definem que $\tau_C \sim 10^3\text{--}10^4$ s (equivalente a 20 min–3 h), velocidade vertical $w \sim 1\text{--}10$ m s⁻¹ e profundidade da camada convectiva da ordem $H \sim 10^4$ m. A escala de tempo τ_{LS} é definida como a escala de tempo na qual as forçantes de grande escala variam.

Conforme Adams (2003), também é possível analisar a teoria do quase-equilíbrio pela teoria de máquina térmica proposta por Renno e Ingersoll (1996). Para uma dada temperatura superficial fixa, em uma atmosfera em equilíbrio radiativo-convectivo na grande escala, ocorrerá o aumento da atividade convectiva em resposta ao surgimento de instabilidade ($A \sim \text{CAPE}$) devido ao resfriamento radiativo. Usando o resfriamento de Newton para estimar a escala de tempo para a atmosfera relaxar radiativamente de volta para o estado de estabilidade, o termo da forçante de grande escala pode ser estimado como:

$$\left| \left(\frac{dA}{dt} \right)_{LS} \right| \sim \frac{g}{\Delta p} \eta F_{in}, \quad (2.4.4)$$

onde Δp é a espessura da camada (troposfera), η a eficiência da máquina térmica convectiva e F_{in} o fluxo de calor para a máquina (sensível, latente e resfriamento radiativo). Assim a forçante de grande escala é estimada como:

$$\frac{g}{\Delta p} \eta F_{in} \sim \frac{A}{\tau_{LS}^{RI}} \quad (2.4.5)$$

onde $\tau_{LS}^{RI} \sim \tau_R$ é o tempo de relaxamento radiativo e $A \sim \text{CAPE}$. Rearranjando os termos:

$$\frac{A}{\tau_{LS}^{RI}} \approx \frac{g}{\Delta p} \rho \sigma w A \Rightarrow \frac{A}{\tau_{LS}^{RI}} \approx \frac{\sigma A}{\tau_C^{RI}} \quad (2.4.6)$$

onde $\tau_C^{RI} \approx H/w$, $H \sim \Delta p/\sigma$ e σ é a fração da área coberta pela corrente ascendente convectiva. Assim a escala de tempo efetiva pode ser definida como $\tau_{EFE} \equiv \tau_C^{RI}/\sigma$, e sob uma condição de equilíbrio radiativo-convectivo a eq. 2.4.1 pode ser reescrita como:

$$\frac{dA}{dt} \sim \frac{-A}{\tau_{EFE}} + \frac{A}{\tau_C^{RI}}, \quad (2.4.7)$$

Portanto em quase-equilíbrio a escala de tempo efetivo do ajustamento é aproximadamente igual à escala de tempo de grande escala, desde que a fração de área coberta pela corrente ascendente convectiva seja menor que um ($\sigma \ll 1$) e $\tau_{EFE} \gg \tau_C^{RI} \approx \tau_C$.

2.4.2 Esquema Emanuel-MIT

O esquema Emanuel-MIT utiliza hipótese de fechamento prognóstica com formulação de processos transientes, onde o ajustamento na direção do quase-equilíbrio é alcançado durante o tempo de integração de um processo explicitamente formulado (Arakawa, 2004).

Segundo Emanuel (1991), o esquema tem por objetivo representar o conjunto dos fluxos convectivos individuais na escala de $O(100\text{ m})$ em lugar de conjuntos de nuvens de escala da $O(1\text{ km})$, baseado em um modelo de correntes ascendente/descendente sub-nuvem. A idealização do processo de convecção segue o modelo de Raymond e Blyth (1986) e Telford (1975), ilustrada na figura 2.4.2. Este parte da estrutura termodinâmica vertical da atmosfera, o nível da base da nuvem (ICB) e o primeiro nível de empuxo neutro (INB), para o início do levantamento reversível da massa não diluída.

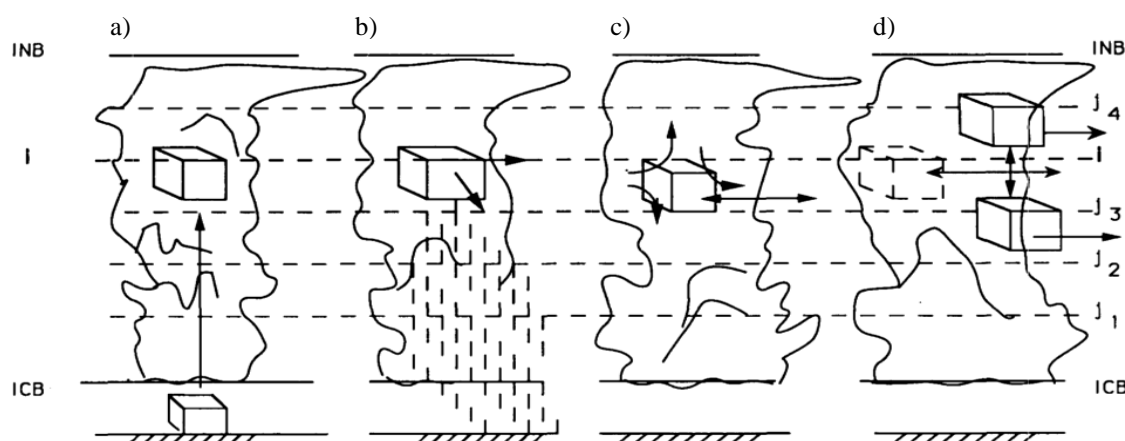


Figura 2.4.2 – Modelo idealizado da convecção de parcelas na escala sub-nuvem: (a) Ascensão reversível de uma camada sub-nuvem até um nível arbitrário i entre a base da nuvem (ICB) e o nível de empuxo neutro (INB); (b) fração ϵ^i de água condensada é convertida em precipitação, a qual é adicionada a uma única corrente descendente não saturada; (c) ar saturado restante é misturado de acordo a igual distribuição de probabilidade com o ar do ambiente no nível i ; (d) a mistura então ascende ou descende até um nível no qual a sua temperatura potencial de água líquida é igual à temperatura do ambiente. Fonte: Emanuel (1991).

Assumindo a atmosfera composta por um número finito de camadas (cada uma associada a uma temperatura, razão de mistura de vapor de água e pressão) a possibilidade de convecção é testada considerando que a parcela levantada até o ICB (t_{vp}) deve ter a temperatura maior que o ambiente (t_v) perturbado (dt_{max}) onde:

$$t_{vp}(ICB) \geq (t_v(ICB) - dt_{max}) \quad (2.4.2.1)$$

Supondo que tal condição seja satisfeita, o ar é levantado da camada abaixo da base da nuvem até um nível i arbitrário entre a base e o topo da nuvem ($ICB \leq INB$), onde uma fração de água condensada ε_i é convertida em precipitação, e uma quantidade permanecendo na nuvem:

$$l_c^i = (1 - \varepsilon^i)l_a^i \quad (2.4.2.2)$$

onde l_c^i é a razão de mistura de água de nuvem em i , l_a^i razão de mistura do nível de origem da parcela.

O ar da nuvem sofre mistura com o ar do ambiente no nível i , assumindo uma distribuição de probabilidade para a fração de mistura σ_i conforme o modelo de Raymond e Blyth (1986), e ascende ou descende até um novo nível no qual sua temperatura potencial de água líquida (θ_l^i) é igual a do ambiente (θ_l). No modelo de Raymond e Blyth (1986) este processo pode envolver sucessivos episódios de mistura em uma árvore de seleção de empuxo, como ilustrado na figura 2.4.3.

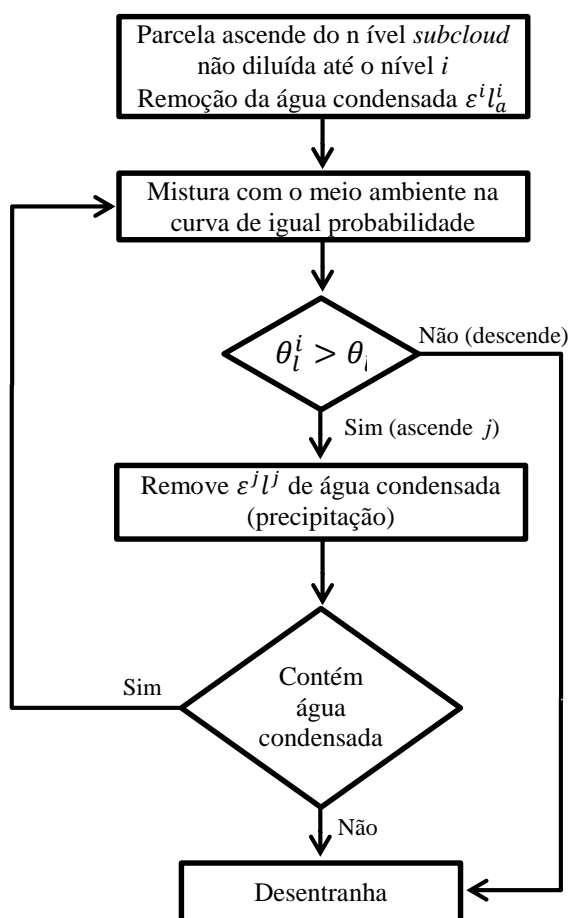


Figura 2.4.3 – Esquema do modelo episódico de mistura. Fonte: Emanuel (1991).

A fração de mistura σ^{ij} de ar ambiente entranhado dentro da nuvem forma um espectro de um número j misturas que terá a temperatura potencial de água líquida θ_l^{ij} levando a duas situações: (a) caso esta temperatura seja menor que a temperatura potencial de água líquida do ambiente ($\theta_l^{ij} < \theta^j$) descenderá ao nível j onde $\theta_l^{ij} = \theta^j$ sem a ocorrência de precipitação: caso esta temperatura seja maior que a temperatura potencial de água líquida do ambiente ($\theta_l^{ij} > \theta^j$) ela ascenderá a um novo nível j após a água condensada na mistura (l_c^i) ser removida pela precipitação. Desta forma:

$$l_{novo}^i = (1 - \varepsilon^i)l^{ij} \quad (2.4.2.3)$$

Segundo Emanuel (1991), a hipótese do desentranhamento ocorrer no nível de igual θ_l não é fisicamente possível, mas isso evita que a o ar desentranhado tenha empuxo negativo nas misturas seguintes. O θ_l da mistura (θ_{lm}^{ij}) em um dado nível j é dado por:

$$\theta_{lm}^{ij} = \sigma^{ij}\theta_l^{ij} + (1 - \sigma^{ij})\theta_{lp}^{ij} \quad (2.4.2.4)$$

onde o θ_l^{ij} é o θ_l do ambiente no nível j e θ_{lp}^{ij} o θ_l do ar da sub-nuvem levantado até o nível i , removido pela precipitação e deslocado até o nível j .

Tomando $\theta_{lm}^{ij} = \theta^j$, ou seja, que θ_l da mistura deslocada até j seria igual a θ_l do ambiente em j (θ^j) a fração de mistura em função das temperaturas é dada pela relação:

$$\sigma^{ij} = \frac{\theta^j - \theta_{lp}^{ij}}{\theta_l^{ij} - \theta_{lp}^{ij}} \quad (2.4.2.5)$$

A partir de σ^{ij} o fluxo de massa da corrente ascendente é particionada em várias misturas. Emanuel (1997) apresenta uma hipótese para a mistura, onde as taxas de entranhamento e desentranhamento são funções do gradiente vertical do empuxo nas nuvens, assim a fração total de massa através da base da nuvem que mistura com o ambiente é dada por:

$$\frac{\delta M_i}{M_b} = \left[\frac{|\delta B_i| + \lambda \delta p}{\sum_{i=1}^N (|\delta B_i| + \lambda \delta p)} \right] \quad (2.4.2.6)$$

onde δM_i é a taxa de mistura de ar não diluído da nuvem, δp é a espessura da camada, δB_i é a taxa de variação do empuxo com a altura no nível i , M_b é o fluxo de massa na base da nuvem ($\approx 2\rho\sigma\text{CAPE}$). De acordo com o empuxo da mistura δM_i pode representar um entranhamento ou desentranhamento.

Conforme Emanuel (1997), a hipótese de seleção de empuxo em conjunto com a hipótese de mistura determina o fluxo de massa total, a partir do fluxo de massa ascendente pela base da nuvem. Posteriormente, se utiliza a hipótese do quase-equilíbrio na camada sub-nuvem (Raymond 1995) no qual o fluxo convectivo de massa será ajustado de forma que o ar no interior da camada da sub-nuvem permanece com empuxo neutro quando deslocada no nível adjacente acima. É efetuado o relaxamento no fluxo de massa ascendente pela base da nuvem (M_b) no sentido de alcançar a condição de quase-equilíbrio da camada sub-nuvem:

$$\frac{\partial M_b}{\partial t} = \frac{\alpha}{\Delta t} (T_{\rho p} - T_{\rho} + \Delta T_k)_{LCL} - \frac{D}{\Delta t} M_b \quad (2.4.2.7)$$

onde α é um parâmetro fixo, $T_{\rho p}$ corresponde à temperatura de uma parcela levantada adiabaticamente a partir da camada sub-nuvem, T_{ρ} é a temperatura ambiental, ΔT_k é uma temperatura de perturbação, que representa o efeito da turbulência da camada limite em vencer o empuxo negativo no NLC e D um parâmetro de atenuação.

A precipitação é baseada na autoconversão da água na nuvem em água de chuva, onde toda água de nuvem que exceder um patamar l_c é convertida em precipitação. Os processos de gelo são grosseiramente representados, sendo l_c dado em função da temperatura:

$$\begin{cases} l_0 & T \geq 0 \\ l_0 \left(1 - \frac{T}{T_{crit}}\right) & T_{crit} < T < 0 \\ 0 & T \leq T_{crit} \end{cases} \quad (2.4.2.6)$$

onde l_0 é um limiar de autoconversão de nuvem quente e T_{crit} é a temperatura crítica abaixo da qual toda água de nuvem é convertida em precipitação.

Parte da água condensada precipita através da nuvem não sofrendo evaporação e parte, correspondente σ_s , cai através do ambiente estando sujeita à evaporação. Nesta última situação, o resfriamento evaporativo resultante produz correntes descendentes, cujo fluxo de massa é governado pela taxa de evaporação e da estratificação do ambiente. Essa corrente descendente entranha massa do ambiente ou desentranha para o ambiente em função do sinal do gradiente do fluxo de massa, advectando calor e umidade através da atmosfera.

As tendências de temperatura e umidade são obtidas pela taxa de subsidência, do entranhamento da água da nuvem, da corrente descendente não saturada, da evaporação da precipitação e outros fatores.

2.4.3 Esquema Kain-Fritsch

Kain-Fritsch é um esquema de parametrização de fluxo de massa que usa o método Lagrangeano de parcelas (Simpson e Wiggert 1969; Kreitzberg e Perkey 1976) e tem como base os princípios do esquema Fritsch-Chappell (1980), no qual a convecção é responsável por remover a CAPE dentro do período de tempo necessário para advectar a convecção na grade. Basicamente, o Kain-Fritsch simula a troca de massa da “nuvem” e o ambiente como uma função do empuxo das sub-parcelas da “nuvem” e o ambiente, garantindo a conservação de massa, energia, umidade e momento. Segundo Kain e Fritsch (2004), o esquema pode ser dividido em três processos: função de gatilho convectivo, formulação do fluxo de massa e hipótese de fechamento.

A função de gatilho convectivo identifica as possíveis camadas propensas à convecção, tomando as propriedades termodinâmicas médias da camada formada pela mistura das camadas adjacente com 60 hPa de profundidade. Partindo da superfície, como camada fonte de corrente ascendente ou "Updraft Source Layer" (USL), a mistura é ascendida até o nível de condensação por levantamento (NCL) e compara-se sua temperatura com a do ambiente. Dessa forma, determinam-se as características do empuxo da mistura.

Segundo Fritsch e Chappell (1980), movimento vertical do ambiente favorece a convecção e desta forma tal efeito pode ser adicionado como uma perturbação à temperatura da mistura no NCL, associando-se o efeito da velocidade vertical (w_g) na grade a uma perturbação na temperatura (T_{vv}):

$$\delta T_{vv} = k[w_g - c(z)]^{\frac{1}{3}}, \text{ onde } c(z) = \begin{cases} w_0(z_{NCL}/2000) & z \leq 2000 \text{ m} \\ w_0 & z > 2000 \text{ m} \end{cases} \quad (2.4.3.1)$$

onde k é uma constante $\text{K s}^{1/3} \text{ cm}^{-1/3}$ e $w_0 \approx 2 \text{ cm s}^{-1}$ (1). Após a adição desta perturbação, existe duas situações: (a) se temperatura resultante mais fria que a do ambiente a mistura inicial é eliminada e o processo recomeça a partir de uma base do USL em um nível acima; (b) se a temperatura for maior que a do ambiente, a mistura é liberada no NCL com a temperatura não perturbada.

Usando o modelo Lagrangeano de parcela, a velocidade vertical pode contribuir para o levantamento da parcela através da relação:

$$w_{p0} = 1 + 1.1 \left[(z_{NCL} - z_{USL}) \frac{\delta T_{vv}}{T_{env}} \right]^{1/2} \quad (2.4.3.2)$$

Para velocidade vertical positiva além da profundidade mínima de nuvem (3-4 km), que depende da temperatura no NCL, o USL é utilizado como origem da “nuvem”, caso contrário move-se a base do USL (z_{usl}) um nível acima e este processo é repetido até atingir o nível de 300 hPa.

As corrente ascendentes são representadas usando um modelo de pluma de entranhamento-desentranhamento estacionário. A formulação de fluxo de massa considera troca de massa entre as “nuvens” e o ambiente, em níveis de pressão regularmente espaçados, primeiramente assumindo que as misturas com empuxo negativo desentranham e com empuxo positivo entranham ar para dentro da “nuvem”. A massa total entranhada assume uma distribuição Gaussiana para a mistura da sub-parcela da corrente ascendente e o ambiente:

$$f(x) = A \left\{ \exp \left[\frac{(-x-m)^2}{2\sigma^2} \right] - k \right\} \quad (2.4.3.3)$$

onde x é a fração de ar do ambiente misturado na sub-parcela, $k = e^{-4.5}$ para $f(x) = 0$ para $x = [0,1]$, m o valor médio da distribuição e $A = \int_0^1 f(x) dx = 1$.

Assumindo que o tamanho da sub-parcela independe da proporção da mistura, as sub-parcelas misturadas (ascendente δM_u e ambiente δM_e) podem ser representadas em função da sua massa total δM_t :

$$\delta M_e = \delta M_t \int_0^1 x f(x) dx \quad (2.4.3.4)$$

$$\delta M_u = \delta M_t \int_0^1 (1-x) f(x) dx \quad (2.4.3.5)$$

Segundo Turner (1962), o aumento na taxa do fluxo de massa em função da altura é inversamente proporcional ao raio da nuvem. No trabalho de Frank e Cohen (1985) a taxa com que o ar ambiente se mistura na corrente ascendente é dada por: $\delta M_e = M_{u0} (-0.03 \delta p/R)$, sendo R o raio da corrente ascendente e M_{u0} o fluxo de massa (kg s^{-1}). As características termodinâmicas das correntes ascendentes, ambiente e região de mistura são obtidas considerando a temperatura potencial equivalente e massa de água total.

A condensação (sólida ou líquida) é removida através do processo de precipitação (δr_c) através da relação:

$$\delta r_c = r_{c0} \left[1 - \exp \left(1 - c_1 \frac{\delta z}{w} \right) \right] \quad (2.4.3.6)$$

onde c_1 é a taxa de conversão da precipitação (0.005 à 0.05 s^{-1}), tipicamente 0.01 s^{-1} , r_{c0} a concentração de condensado na parte inferior da camada, δz espessura da camada.

A hipótese de fechamento leva em consideração que 90% do CAPE no elemento da grade é removido através da redução da temperatura potencial equivalente (θ_e) na USL e no aquecimento do ambiente, em um período de tempo entre 30 e 60 minutos. Com isto, calculam-se as tendências convectivas da temperatura e razão de mistura de vapor de água na escala da grade. Caso não alcance o limiar de 90% as variáveis da corrente ascendente são ajustadas por um fator baseado no CAPE original e atual.

2.4.4 Esquema Tiedtke

O esquema Tiedtke considera a hipótese de uma população de nuvens descrita por um modelo unidimensional “bulk” de fluxo de massa (Reboita et al., 2013) incluindo convecção rasa, média e profunda. O esquema assume que todas as nuvens que estão embebidas no ambiente de grande escala compartilham a mesma altura de base de nuvem, porém diferentes alturas de topo devido aos diferentes tamanhos com diferentes taxas de entranhamento/desentranhamento (Tiedtke 1989). Segundo Yanai et al. (1976), evidências observacionais indicam que o modelo bulk pode ser mais adequado para convecção tropical.

Segundo Kang (2012), em um esquema de convecção de fluxo de massa a taxa de entranhamento com a altura é inversamente proporcional à altura do topo da nuvem. Portanto, o entranhamento para a convecção profunda é menor do que para a convecção rasa, quando o mesmo esquema é usado separadamente para simular ambos os tipos de convecção. Assim para representar vários tipos de nuvens cúmulos é necessário estabelecer diferentes valores de entranhamento.

No esquema de Tiedtke, o modelo de nuvens assume que o conjunto de nuvens consiste de um conjunto de correntes ascendentes e descendentes com efeito acumulativo que contribui para a

dinâmica de grande escala. As equações de estado estacionário para as correntes ascendentes estabelecidas por Yanai et al. (1973) são:

$$\begin{aligned}\frac{\partial M_u}{\partial z} &= E_u - D_u \\ \frac{\partial(M_u s_u)}{\partial z} &= E_u \bar{s} - D_u \bar{s} + L \bar{\rho} c_u \\ \frac{\partial(M_u q_u)}{\partial z} &= E_u \bar{q} - D_u \bar{q} + \bar{\rho} c_u \\ \frac{\partial(M_u l_u)}{\partial z} &= -D_u \bar{l} + \bar{\rho} c_u - \bar{\rho} G_u\end{aligned}\quad (2.4.4.1)$$

onde E e D são as taxas de entranhamento e desentranhamento respectivamente, l o conteúdo de água líquida, c refere-se à liberação de calor latente e G_p o conteúdo de água ($G_p=0$ para $z \leq Z_{\text{base}}+1.5$ km).

Conforme Tiedtke (1989) é necessário determinar o fluxo de massa e a massa entranhada/desentranhada para integrar na vertical as equações 2.4.4.1. O entranhamento e desentranhamento de massa ocorrem: (1) da troca turbulenta de massa através da fronteira da nuvem; (2) do efeito de grande escala, na forma de um fluxo organizado para dentro da nuvem:

$$E_u = E_u^{(1)} + E_u^{(2)}, \quad D_u = D_u^{(1)} + D_u^{(2)}, \quad (2.4.4.2)$$

O entranhamento e desentranhamento turbulentos são parametrizados seguindo Turner (1963):

$$E_u^{(1)} = \varepsilon_u M_u, \quad D_u^{(1)} = \delta_u M_u, \quad (2.4.4.3)$$

onde a taxa fracional de entranhamento depende inversamente do raio da nuvem (R_u) (Simpson e Wiggert, 1969; Simpson 1971):

$$\varepsilon_u = \frac{0,2}{R_u}, \quad \delta_u = \frac{0,2}{R_u}, \quad (2.4.4.4)$$

De acordo com Tiedtke (1989), são considerados os seguintes valores típicos de nuvens: raio típico médio para nuvens convectivas profundas da ordem de 2 km e para as rasas 0,67 km, $\varepsilon_u = \delta_u$ de 10^{-4} m^{-1} para convecção profunda e média e $3 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ para convecção rasa. Portanto a taxa de entranhamento para convecções profundas é menor do que em convecções rasas.

A corrente descendente é representada assumindo que se origina pela mistura do ar ambiente com o ar da nuvem, que sofreu o efeito do resfriamento evaporativo da precipitação na corrente ascendente e o efeito do entranhamento/desentranhamento turbulento.

Segundo Nordeng (1994) o fechamento relaciona as variáveis da nuvem com as variáveis da grande escala. Para os tipos de convecção profunda e rasa o esquema Tiedtke usa um fechamento híbrido, baseado na convergência de umidade e no CAPE, e para a convecção de níveis médios usa o momento vertical de grande escala para determinar o fluxo de massa. O ajustamento de fechamento escolhido para a convecção profunda relaciona o fluxo de massa na base da nuvem ao grau de instabilidade convectiva dentro de um tempo de relaxamento τ , da mesma forma que o fechamento do tipo Fritsch e Chappel. Neste caso, o fluxo de massa necessário para o ajustamento do fechamento é dado por:

$$M_b = \frac{CAPE}{\tau} \frac{M_b^*}{\int_{nuvem} \left(\frac{1+\delta q \partial s}{c_p T_v \partial z} + \delta \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \right) M_b^* \frac{g dz}{\rho}} \quad (2.4.4.5)$$

onde c_p é calor específico à pressão constante, s a energia estática seca, q a razão de mistura, g a aceleração da gravidade, o CAPE definido a presença de água e M_b^* um valor arbitrário inicial para o fluxo de massa (inicialmente $M_b = M_b^*$), τ é o tempo de relaxamento. Segundo Kin and Kang (2012) τ é proporcional ao tempo necessário para uma parcela se deslocar da superfície até o topo da nuvem com valor típico de $\tau = 3600$ s.

2.4.5 Esquema Grell

A parametrização de Grell é um esquema simples onde as nuvens são caracterizadas a partir de dois estados estacionários de circulação, causados por uma corrente ascendente e outra descendente (figura 2.4.4), sem ocorrer mistura entre o ar da nuvem e o ar ambiente, exceto no topo e base da circulação (Grell 1993). Os fluxos de massa são constantes com a altura, não há entranhamento ou desentranhamento ao longo das bordas laterais, definidos como:

$$M_u(z) = M_u(z_b) = M_b, \quad M_d(z) = M_d(z_0) = M_0 \quad 2.4.5.1$$

onde M_u é o fluxo de massa ascendente, M_b o fluxo de massa descendente e M_0 e M_b os fluxos de massa ascendente e descendente, respectivamente, em seus respectivos níveis de origem.

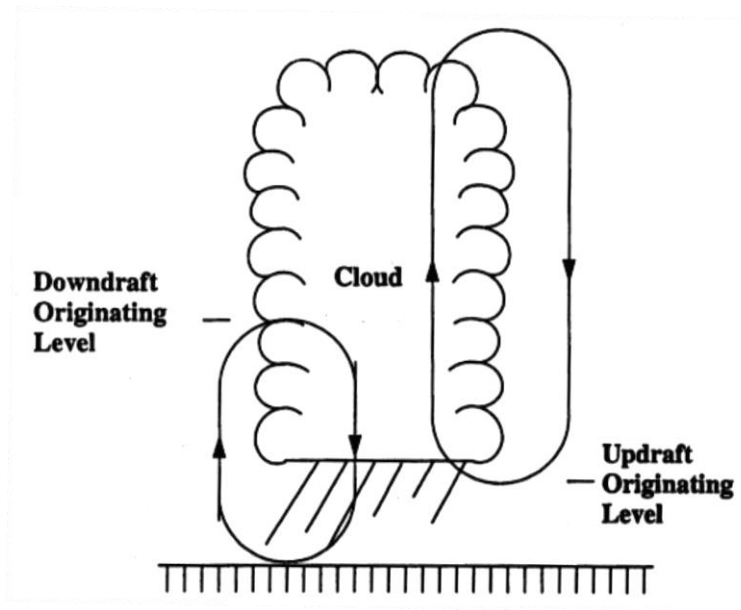


Figura 2.4.4 – Modelo conceitual do esquema de convecção Grell. Fonte: Grell (1994)

Conforme Grell (1994), ao assumir que as condições no nível de origem da nuvem são dadas pelo ambiente, qualquer variável termodinâmica no interior da nuvem segue o balanço descrito através de:

$$\alpha_u = \tilde{\alpha}(z_b) + S_u(z), \quad (2.4.5.2)$$

$$\alpha_d = \tilde{\alpha}(z_b) + S_d(z), \quad (2.4.5.3)$$

Onde α representa uma variável termodinâmica, $\tilde{\alpha}$ a variável do ambiente e S uma fonte ou sumidouro.

Aplicando as relações acima à equação de energia estática úmida:

$$\tilde{h} = c_p \tilde{T}(z) + gz + L\tilde{q}(z) \quad (2.4.5.4)$$

e então:

$$h_u = \tilde{h}(z_b), \quad h_d = \tilde{h}(z_0) \quad (2.4.5.5)$$

Dada as condições de contorno as equações 2.4.5.2-2.4.5.5 dependem dos fluxos de massa m_b (base) e m_0 (origem da descendente), podendo ser resolvidas usando a relação:

$$m_0 = \varepsilon m_b \quad (2.4.5.6)$$

assume que o fluxo de massa da corrente descendente é função do fluxo de massa ascendente e da evaporação da água condensada (Grell, 1994). O *feedback* para a grande escala depende

inteiramente da compensação do fluxo de massa e desentranhamento no topo e no entranhamento na base da nuvem, assim os efeitos da convecção podem ser representados pelo controle estático dado por:

$$\left(\frac{\partial \tilde{h}(k)}{\partial t}\right)_{CU} = m_b \frac{\partial \tilde{h}(z)}{\partial z} (1 - \varepsilon) + m_b \left(\frac{\partial \tilde{h}_u(z)}{\partial z} - \varepsilon \frac{\partial \tilde{h}_d(z)}{\partial z}\right) \quad (2.4.5.7)$$

$$\left(\frac{\partial \tilde{q}(k)}{\partial t}\right)_{CU} = m_b \frac{\partial \tilde{q}(z)}{\partial z} (1 - \varepsilon) + m_b \left(\frac{\partial \tilde{q}_u(z)}{\partial z} - \varepsilon \frac{\partial \tilde{q}_d(z)}{\partial z}\right) \quad (2.4.5.8)$$

O primeiro e segundo termos de 2.4.5.7 e 2.4.5.8 representam o efeito da corrente ascendente e descendente, respectivamente. A precipitação é calculada como:

$$R \equiv I_1 m_b (1 - \beta) \quad (2.4.5.9)$$

O esquema de Grell pode assumir fechamento baseado na convergência de umidade (tipo Kuo) ou na estabilidade do ambiente. Neste último caso, a energia de empuxo pode ser liberada imediatamente a cada passo de tempo, quando usa o fechamento proposto por Arakawa-Schubert, ou dentro de 30 minutos, no caso do fechamento do tipo Fritsch-Chappell, (Giorgi et al. 2012).

Conforme Grell (1993) o fechamento de estabilidade assume que a energia de empuxo disponível é conhecida e que pode ser separada em um termo de grande escala e na escala cúmulos (equação 2.4.2). Assumindo a hipótese de quase-equilíbrio entre os termos no lado direito da equação 2.4.2 tem-se:

$$\frac{dA}{dt} \approx 0 \quad (2.4.5.10)$$

Em uma verdadeira hipótese quase-equilíbrio a equação 2.4.5.10 não pode ser resolvida exatamente, mas minimizada através de um método linear, produzindo:

$$\left(\frac{dA}{dt}\right)_C = -\frac{A}{\Delta\tau} \quad (2.4.5.11)$$

Onde $\Delta\tau$ é um intervalo de tempo específico sob o qual a instabilidade é removida

3 Dados e Metodologia

3.1 Dados

Para as condições de fronteira lateral e inicial para a simulação foram utilizados os dados de reanálise do ERA-Interim da “European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF)” (Dee et. al., 2011), com resolução espacial de 0.75° latitude por longitude em 37 níveis verticais de pressão em quatro horários por dia: 0000, 0600, 1200 e 1800 UTC, disponível desde janeiro de 1979 até o presente. A reanálise do ERA-Interim é produzida com uso de uma versão fixa do modelo de previsão de tempo (NWP) atmosférica, superfície e de oceano acoplados (ECMWF-IFS - Cy31r2), em conjunto com um sistema de assimilação de dados 4D-Var para a atmosfera, produzindo dados espacialmente completos e fisicamente coerentes da evolução da circulação atmosférica global condicionada pelas observações disponíveis no período da reanálise. Como é produzida por uma única versão de sistema de assimilação de dados e modelo, a reanálise tem por característica não ser afetada por mudanças dos métodos e tendência espúrias causadas pela atualização do modelo como ocorre com análises de sistemas operacionais de previsão. Assim a reanálise produz um registro da evolução da atmosfera livre de saltos e outros sinais espúrios introduzidos por mudanças no sistema de modelo e assimilação.

Também foram utilizados dados de precipitação de alta resolução temporal e espacial do projeto GSMaP (Global Satellite Mapping of Precipitation) desenvolvido pela CREST (Core Research for Evolutional Science and Technology) da JST (Japan Science and Technology Agency) conforme descrito em Okamoto et al (2005). Estes dados estão disponíveis desde o ano de 2003 para todo o globo, entre 60°N e 60°S , com a resolução espacial de $0,1^\circ$ de latitude por longitude e a cada 1 hora.

Segundo Ushio et al. (2009), o produto GSMaP_MVK (versão 5.222.1) obtêm a distribuição global da precipitação pela integração dos dados de radiômetros de micro-ondas (MWR), satélites de órbita baixa, radiômetro no infravermelho (IR) e de satélites órbita geostacionária. Usando a combinação das técnicas “morphing”, CMORPH descrita por Joyce et al. (2004) e filtragem Kalman, para estender a técnica de propagação. Desta forma, a taxa de precipitação é obtida a partir da taxa de precipitação do MWR, a qual é ponderada e interpolada no tempo entre as passagens dos satélites (3h) por meio de um vetor de deslocamento atmosférico obtido através de sucessivas imagens no IR, com o objetivo obter

mapas de precipitação com alta resolução temporal (1 hora). Posteriormente a estimativa de precipitação é refinada aplicando o filtro Kalman na relação entre a temperatura de brilho das observações no IR e a taxa de precipitação superficial para os pixels de chuva interpolados. Dessa forma o efeito de intensificação/decaimento durante o ciclo de vida das tempestades no período de 1 h pode ser mais realisticamente representado através do uso de medidas do sensor IR, os quais apresentam a vantagem de estar disponível com alta frequência temporal sobre todo o globo.

3.2 Modelo RegCM4

Desenvolvido inicialmente no National Center for Atmospheric Research (NCAR), o modelo Regional Climate Model system (RegCM) é atualmente mantido pelo Earth System Physics (ESP) do International Center for Theoretical Physics (ICTP). A versão utilizada, RegCM4, é um modelo hidrostático que inclui esquemas de microfísica de nuvens, convecção, CLP (camada limite planetária), podendo ser aplicado para qualquer região do globo com espaçamento de grade de até aproximadamente 10 km (limite hidrostático) em estudos para simulações climáticas paleolíticas e futuras. A execução do modelo RegCM4 é composta de 4 componentes: terrain (constrói arquivos de topografia e uso do solo) e ICBC (constrói arquivos com condições inicial e de fronteira) responsáveis pelo pré-processamento, RegCM4 (gera a previsão) e o pós-processamento (sintetiza os resultados da previsão preparando arquivos para construir gráficos).

O modelo dinâmico do RegCM4 básico permanece praticamente o mesmo do RegCM3 (Pal et al. 2007) e RegCM2 (Giorgi et al. 1993a,b), sendo essencialmente igual à versão hidrostática do MM5 (Grell et al. 1994). Segundo Giorgi (2012), o RegCM4 é um modelo de equações primitivas, hidrostático, que resolve as equações para uma atmosfera compressível, usando o sistema de coordenadas verticais sigma-pressão e grade horizontal do tipo Arakawa-B, onde as variáveis relacionadas à massa são definidas nos vértices da grade e as variáveis u, v são definidas no centro da grade. O modelo é integrado no tempo usando um esquema semi-implícito, no qual os dois modos de gravidade mais rápidos são integrados separadamente da solução do modelo com passo de tempo menor, permitindo assim o uso de um passo de tempo mais longo para outros componentes do modelo. Também possui um algoritmo para reduzir a difusão horizontal na presença de gradiente topográfico acentuado (Reboita et al., 2014).

No RegCM4, os processos transferência radiativa são resolvidos baseado no esquema do modelo global CCM3 (Kiehl et al. 1996) que incluem o cálculo para as ondas curtas e longas, levando em conta a contribuição de todos os principais gases do efeito estufa, o efeito do espalhamento e absorção da radiação solar pelos aerossóis, bem como o efeito das nuvens sobre as propriedades ópticas do espectro solar e infravermelho.

Para descrever os processos físicos na CLP o RegCM4 utiliza: (a) uma versão modificada da parametrização Holtslag (Holtslag et al. 1990), baseada em um perfil vertical de difusão turbulento não-local para as propriedades da CLP obtido através da altura desta camada, obtida a partir da formulação do número “bulk Richardson”; ou (b) o esquema de UW-PBL (Grenier & Bretherton 2001, Bretherton et al. 2004) que é uma parametrização de difusão de contra-gradiente com fechamento local de ordem 1,5 em que a escala de velocidade é obtida da energia cinética turbulenta (ECT).

O RegCM4 disponibiliza 5 tipos de parametrizações para descrever os processos físico associados à convecção cúmulos: Kuo (Anthes 1977, Anthes et al 1987), MIT ou Emanuel (Emanuel 1991, Emanuel & Zivkovic-Rothman 1999), Kain-Fritsch (Kain-Fritsch 1990, Kain 2004), Tiedtke (1989), Grell (1993), permitindo ainda selecionar diferentes parametrizações para terra e oceano. No esquema Kuo, o fechamento prognóstico é baseado na convergência de massa/umidade de grande escala, onde a convecção é ativada após a convergência de umidade na coluna vertical ultrapassar determinado limiar estabelecido (Giorgi et al. 2012). Segundo Reboita et al. (2013) este esquema produz condições muito secas sobre a América do Sul.

A parametrização de Grell tem a hipótese de quase-equilíbrio cujo fluxo de massa, dado em função do raio da nuvem, é composto por correntes descendente e ascendente. A corrente ascendente é disparada quando após levantamento a parcela atinge o nível de convecção úmida. Nesta parametrização, o entranhamento/desentranhamento é permitido somente na base e topo da nuvem. O esquema pode assumir fechamento no qual a energia de empuxo é liberada imediatamente a cada passo de tempo, como no fechamento de Arakawa-Schubert, ou dentro de 30 minutos, no fechamento Fritsch-Chappell (Giorgi et al. 2012).

O esquema Emanuel/MIT usa uma hipótese de fechamento prognóstica com formulação de processos transientes, onde o ajustamento na direção do quase-equilíbrio é alcançado durante o tempo de integração de um processo explicitamente formulado (Arakawa, 2004). Nesse esquema a convecção é disparada quando o nível de empuxo é mais alto que a base da nuvem e na qual a mistura do fluxo de massa na nuvem com o ambiente é considerado episódico, não

homogêneo (oposto ao contínuo entranhamento de pluma). Segundo Giorgi et al. (2012), as taxas de entranhamento e desentranhamento são proporcionalmente dependentes do gradiente vertical do empuxo, baseado em um modelo de seleção pelo empuxo de Raymond e Blyth (1986), modelo o qual o fluxo de massa da corrente ascendente é particionado em várias misturas do ar da nuvem e o ambiental e desentranhada após ascender ou descender até seus respectivos níveis de empuxo neutro. A taxa de precipitação é obtida a partir da autoconversão da água na nuvem em água de chuva.

O Kain-Fritsch é uma parametrização de fluxo de massa que inclui o efeito do momento vertical para estimar a condição de instabilidade e assume que a convecção tem o papel de remover a energia potencial disponível para convecção (CAPE) no elemento de grade dentro de um período de tempo (tipicamente entre 30-60 minutos). Através de um modelo de pluma para o entranhamento-desentranhamento, o esquema modula as trocas de massa entre a nuvem e o ambiente em função do empuxo característico de várias mistura de ar da nuvem e o ambiente externo (Kain and Fritsch 1990 e Kain 2004).

Por último, o esquema Tiedtke considera a hipótese de uma população de nuvens descrita por um modelo unidimensional “bulk” de fluxo de massa (Reboita et al. 2014) com fechamento baseado no CAPE na qual as convecções rasas, profundas e de níveis médios são tratadas separadamente em função das alturas da base e topo de nuvem (Wang 2007). A taxa de entranhamento nesse esquema é inversamente proporcional ao raio da nuvem, e segundo Tiedtke (1989) o raio típico médio para nuvens convectivas profundas é da ordem de 2 km e para as rasas 0,67 km. Assim a taxa de entranhamento para convecções profundas é menor do que em convecções rasas.

O esquema de precipitação resolvida na escala da grade foi desenvolvido por Pal et al. (2000) e denominado SUBEX, e parametriza a precipitação e nuvens não convectivas incluindo uma equação prognóstica para a água de nuvem. Usando a formulação do tipo Kessler a água de nuvem é convertida em precipitação via auto conversão e um termo de acreção na fração de nuvens, que depende da umidade relativa local. Abaixo da nuvem, a evaporação das gotículas de chuva é contabilizada em função da umidade relativa e do coeficiente de evaporação (Giorgi et al., 2012).

No RegCM4, a parametrização da física de superfície é descrita pelos esquemas: Biosphere-Atmosphere Transfer Scheme (BATS; Dickinson et al. 1993) e o Community Land Model, version CLM4.5 (Tawfik e Steiner 2011). O esquema BATS descreve o papel da vegetação e umidade do solo em modificar as trocas turbulentas superfície-atmosfera de momento, energia e vapor de água. O esquema utiliza 3 camadas de solo para o cálculo de umidade, 1 camada

de neve e 1 camada de vegetação (Reboita, 2014). O BATS utiliza equações prognósticas para a temperatura das camadas do solo usando uma generalização do método de “force-restore” de Deardoff. Os fluxos de calor sensível, vapor de água e momento são obtidos usando uma formulação padrão de coeficiente de arrasto baseada na teoria da similaridade, onde o coeficiente de arrasto depende do comprimento de rugosidade da superfície e da estabilidade da atmosfera. O BATS inclui uma parametrização simplificada para o escoamento superficial cujas taxas dependem da taxa de precipitação e grau de saturação do solo (Elguindi et al., 2010). O esquema utiliza 20 tipos de superfícies e 12 tipos de cores e texturas de solo para o cálculo do albedo.

O CLM usa uma série de parametrizações baseadas na geobiofísica para descrever os fluxos superfície-atmosfera de energia, momento, umidade e carbono, que são calculados para cada unidade do terreno, coluna e tipo funcional de vegetação e retornados para o modelo atmosférico. A geobiofísica inclui um modelo acoplado de condutância fotossíntese-estômato, esquema de radiação no dossel, parametrização de neve e um modelo hidrológico de superfície com escoamento distribuído de rios (Elguindi et al., 2010). Comparado ao BATS o CLM possui uma física mais avançada segundo Oleson et al. (2008).

3.3 Configuração das simulações com o RegCM

Para as simulações da LI, foi utilizada a versão 4.4.5 do RegCM4 em domínio com 264x264 pontos de grade nas direções norte-sul (entre 19,25N e 36,88S) e oeste-leste (entre 89,68W e 30,32W), ilustrado na figura 3.3.1, com espaçamento de grade de 25 km, 23 níveis na vertical e passo de tempo de integração de 40 segundos. Foram feitas 4 simulações para período das 00 UTC do dia 15 até 20 de janeiro de 2005 e utilizando as configurações descritas na tabela 3.3.1 .

Tabela 3.3.1 - Parametrizações físicas usadas nas simulações com o RegCM4.

Cumulus	Emanuel/MIT Kain-Fritsch Tiedtke Grell-Freitas
CLP	Holtslag
Radiação	NCAR CCM3
Modelo de superfície	BATS

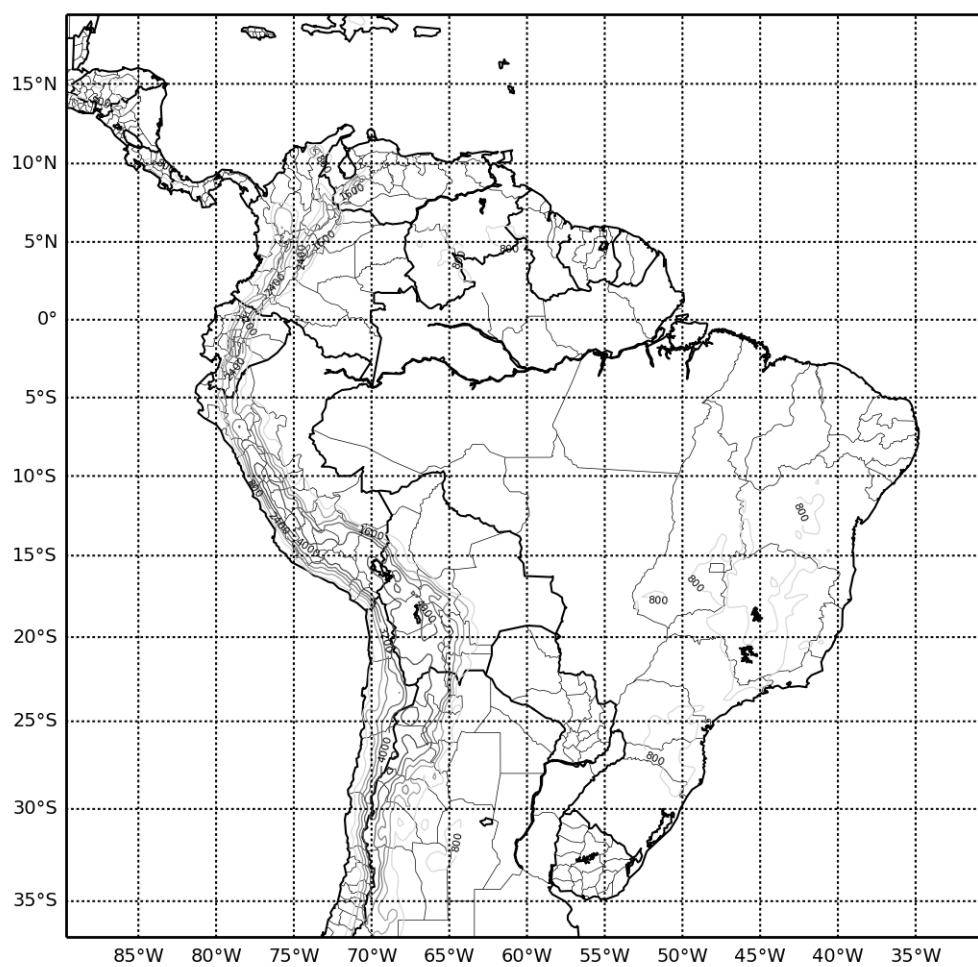


Figura 3.3.1 – Domínio da simulação.

4 Resultados e Discussão

4.1 Análise sinótica

A LI foi desencadeada pela convecção induzida por uma frente fria que chegou do sudeste do Brasil no dia 16 de janeiro de 2005 na região da Bolívia/Mato Grosso. Segundo Negrón-Juárez (2010), essa LI se propagou de sudoeste para nordeste, atravessando toda bacia Amazônica, com velocidade aproximada de 19 ms^{-1} e que produziu rajadas de vento da ordem de $26\text{-}41 \text{ m s}^{-1}$.

A figura 4.1.1 apresenta a sequência de imagens do canal 4 (IR $10,7 \mu\text{m}$) do satélite GOES-12 no período de 16 a 18 de janeiro de 2005, ou seja, desde a formação sobre a Bolívia/Mato Grosso até propagação da LI pela bacia Amazônica. Na imagem de satélite referente às 05:45 UTC do dia 16 (figura 4.1.1(a)) nota-se uma banda de nebulosidade associada à frente fria, que atuou como forçante para o desenvolvimento da LI em questão. Nas imediações de 12°S - 73°W a 20°S - 57°W é possível visualizar a presença de células convectivas profundas alinhadas em meio às nuvens altas (Cirrus) associadas à fase de dissipação de células convectivas mais velhas que seguem na retaguarda de novos Cumulonimbus. Às 11:45 UTC (figura 4.1.1(b)) houve o aumento na área coberta pelas nuvens na região da LI, em especial na retaguarda da mesma, associado ao estágio de dissipação das células convectivas mais velhas. Na figura 4.1(c), correspondente às 23:45 UTC do dia 16 a LI se deslocou até as imediações de 7°S - 72°W a 11°S - 60°W e apresenta um caráter mais espacialmente definido como uma linha de nuvens profundas alinhadas e embebidas entre as nuvens altas.

Às 05:45 UTC do dia 17 (figura 4.1.1(d)) a LI está posicionada entre 5°S - 70°W a 8°S - 61°W e às 11 h45min UTC (figura 4.1.1(e)) a LI desloca-se até porção central da bacia Amazônica nas imediações entre 1°S - 70°W a 8°S - 60°W tornando-se alinhada com a costa norte do Brasil, apresentando seu limite frontal espacialmente bem definido. Na figura 4.1.1(f), às 23h45 UTC do dia 17, a banda de nuvens correspondente à LI atinge tem sua maior extensão indo 2°N - 65°W a 7°S - 52°W .

No dia 18 às 05:45 UTC (figura 4.1.1(g)) a LI aproxima-se da costa norte do Brasil, entre 5°N - 60°W e 9°S - 50°W , e a partir das 11:45 UTC (figura 4.1.1(h)) a mesma apresenta sinais de desintensificação. Na imagem das 23:45 UTC do dia 18 a LI começa a dissipar-se (figura 4.1.1(i)).

A frente fria que desencadeou o início da LI é marcada pelo gradiente horizontal de temperatura e pela inversão na direção do vento, de norte para sul, como mostram as figuras 4.1.2(a)-(b). No entanto, a forçante principal que induziu o levantamento do ar e o desenvolvimento da LI é mostrada através do campo de temperatura como uma massa de ar frio que se projeta até o sudoeste da bacia Amazônica transportada por ventos intensos, em 16°S - 62°W , como apresenta a figura 4.1.2(a) referente às 00 UTC do dia 16 do Era Interim. Na região à frente dessa massa de ar frio é possível notar intensa convergência do fluxo de umidade. A proximidade da cordilheira dos Andes provavelmente atuou como um fator na intensificação do efeito dessa massa de ar frio, gerando levantamento de massa e convergência de massa.

Na figura 4.1.2(b), às 06 UTC do dia 16, horário de início da LI, no campo de temperatura nota-se o deslocamento para norte, adentrando a Bacia Amazônica, da intrusão de ar frio associado à frente fria chegando até a latitude 15°S , criando assim, um ambiente propício ao desenvolvimento da LI. No campo de divergência do fluxo de umidade no nível de 950 hPa nota-se intensa convergência fluxo de umidade, entre 12°S - 73°W a 20°S - 57°W , diretamente localizada na região onde ocorreu o desenvolvimento da estrutura das nuvens e torres convectivas associada à LI também em destaque na imagem de satélite (figura 4.1.1(a)).

A 00 UTC do dia 16 (figura 4.1.3(a)), na região à frente da frente fria e também sobre a bacia amazônica os valores de CAPE são intensos, superando em alguns pontos 3500 J kg^{-1} , indicando um ambiente propício para a formação de tempestades convectivas. Na região de desenvolvimento da LI o CAPE atinge valores altos, com máximo em torno de 2500 J kg^{-1} e acima de 750 J kg^{-1} para a totalidade da região. Nas 6 horas seguintes, às 06 UTC (figura 4.1.3(b)), observa-se a região da LI, delimitada pelo campo de precipitação do GSMaP acumulada em uma hora, a ocorrência de valores de CAPE à frente da LI e a remoção pela convecção da mesma na parte posterior da LI, onde os valores de CAPE são da ordem de 1500 - 2250 J kg^{-1} . Os ventos de oeste em 500 hPa (figuras 4.1.3(a)-(b)) favorecem a propagação da LI para leste/nordeste, conforme mostrou as imagens no IR na figura 4.1.1.

Tanto às 00 como 06 UTC é possível observar o jato de baixos níveis de norte responsável em criar circulação ascendente na sua interação com as bordas da piscina fria formada abaixo das células convectivas (figuras 4.1.2(a)-(b)). Além disso, o efeito da penetração da massa de ar frio, oriunda da frente fria, em conjunto com a convergência do fluxo de umidade em baixos níveis atuando como principal forçante para o início da LI.

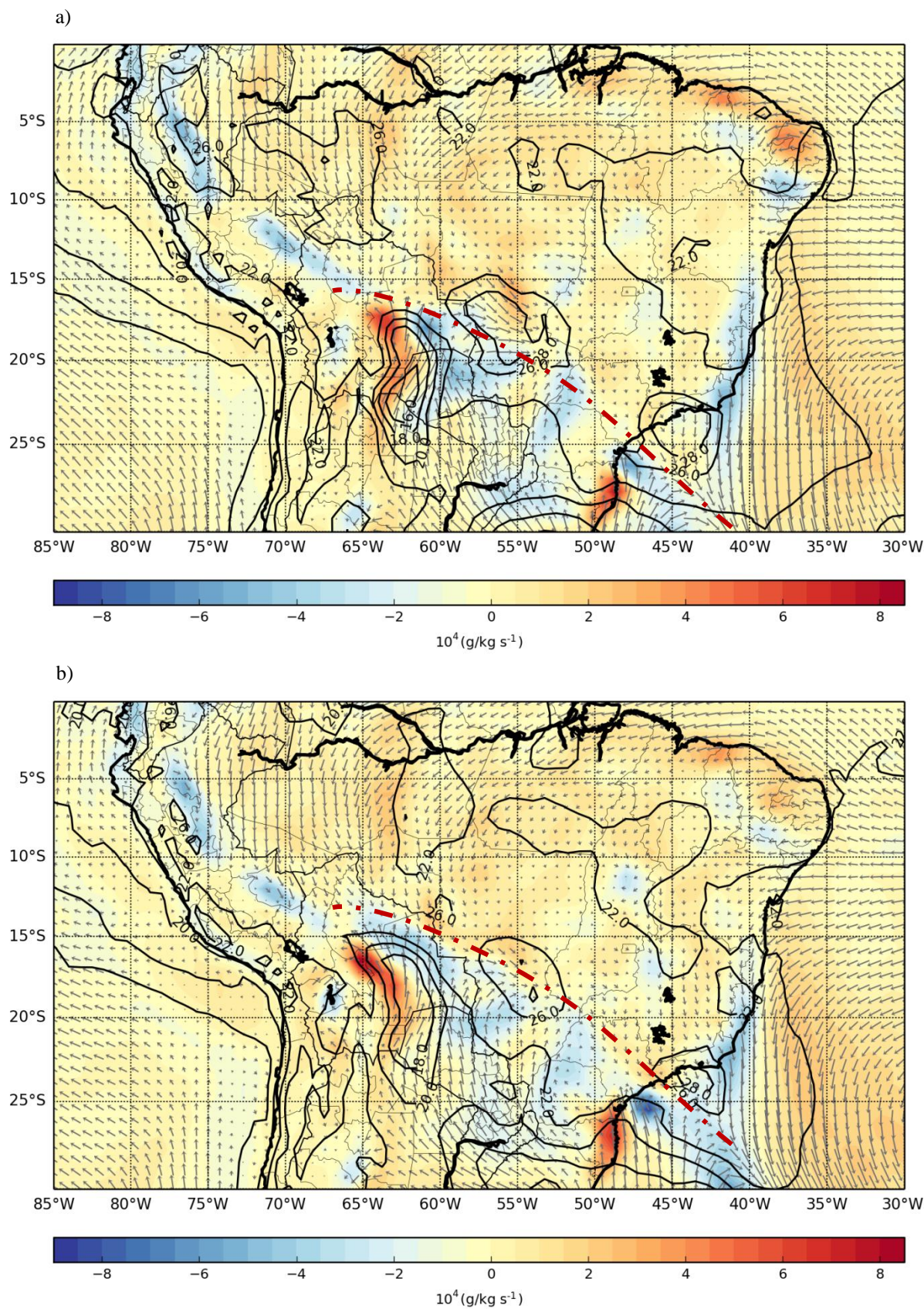


Figura 4.1.2 – Vento horizontal (m s^{-1} , vetor), temperatura ($^{\circ}\text{C}$, linha sólida) e divergência do fluxo de umidade ($\times 10^{-4} \text{ g kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$, sombreado) nível de 950 hPa do Era Interim, para: (a) 00:00 e (b) 06:00 UTC do dia 16 de Janeiro de 2005. Posição da frente delimitada pela linha tracejada vermelha.

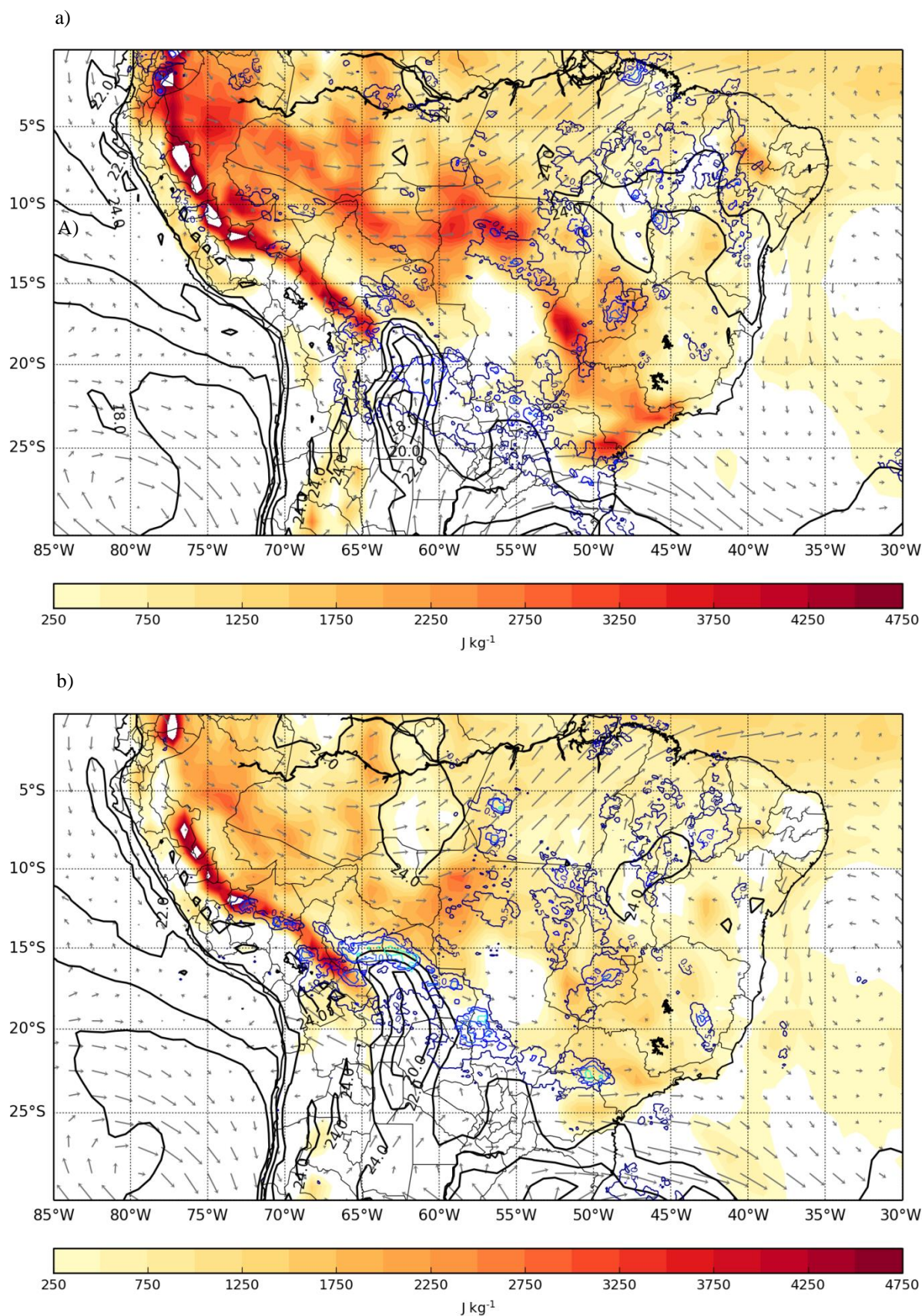


Figura 4.1.3 – Precipitação acumulada em 1 h do GSMaP (0.5, 5, 10, 20, 40 mm h⁻¹, contorno linha sólida) e temperatura em 1000 hPa (°C, linha sólida), vento horizontal (m s⁻¹) no nível de 500 hPa e CAPE (J kg⁻¹, sombreado) do ERA-Interim para: (a) 00 e (b) 06 UTC do dia 16 de Janeiro de 2005.

Os diagramas skew-t das 00 e 12 UTC mostram o comportamento termodinâmico antes e depois da passagem da LI no aeroporto de Corumbá (19°S-57,67°W) para o Era-Interim (figuras 4.1.4(a)-(b)). No tempo que antecede à passagem da LI às 00 UTC do dia 16 de janeiro de 2005 (figuras 3.1.4(a)) tem-se a presença de moderada instabilidade termodinâmica, representada pelo valor do CAPE em 765 J kg^{-1} , com a presença de um jato de baixos níveis direcionado em sentido da propagação da LI. Após a passagem da LI, a sondagem das 12 UTC mostra a remoção da instabilidade termodinâmica pela convecção denotada pelo valor de $\text{CAPE}=0 \text{ J kg}^{-1}$, assim estabilizando a troposfera (figura 3.1.4 (b)). O perfil do vento na baixa troposfera, entre o níveis 1000-600 hPa, apresenta a inversão na direção do vento de oeste/noroeste para leste/sudeste, devido as correntes descendentes geradas pelo resfriamento evaporativo da precipitação. Também nota-se o umedecimento da média/alta troposfera promovido pela convecção.

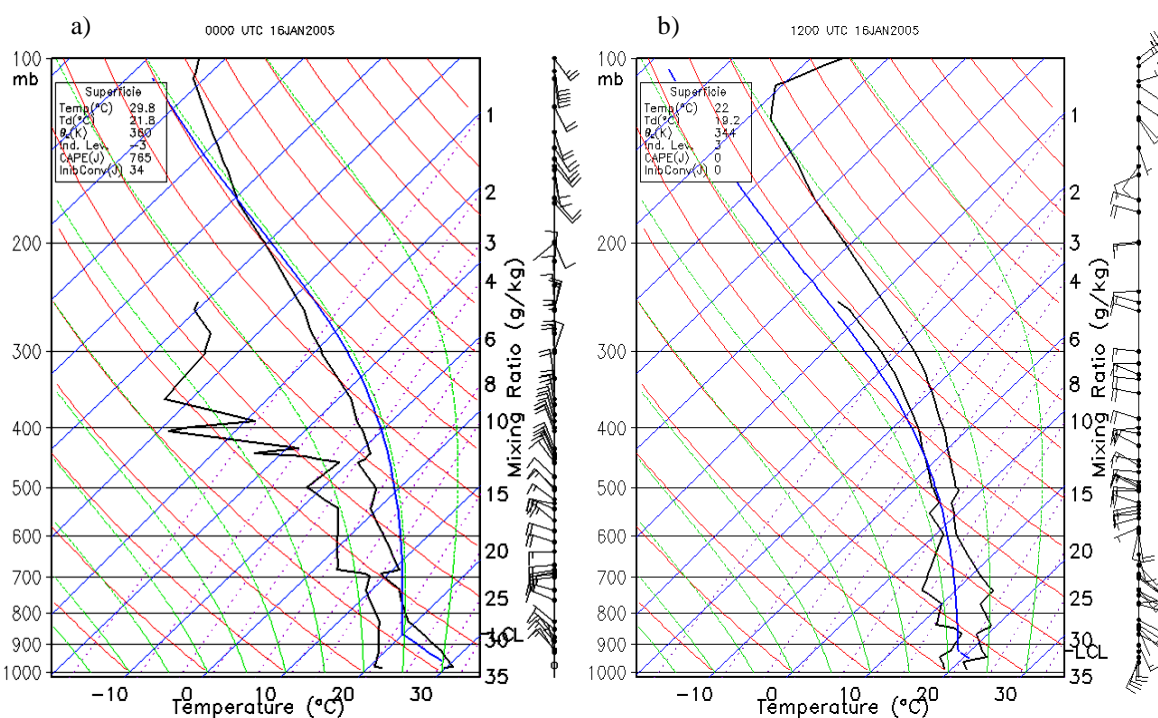


Figura 4.1.4 – Skew-T entre 1000-100 hPa do aeroporto de Corumbá nos horários de: (a) 00 UTC e (b) 12 UTC do dia 16 de janeiro de 2005.

4.2 LI no campo de precipitação observado pelo GSMaP

A LI se inicia no sudoeste da bacia Amazônica às 06 UTC do dia 16 e propaga-se até a costa norte do Brasil até as 00 UTC do dia 19 de 2005, como mostra a sequência de 6h no campo de precipitação acumulada horária do GSMaP na figura 4.2.1, onde a área da LI está delimitada por uma caixa em vermelho.

Inicialmente a LI se origina, às 06 UTC do dia 16, na porção sudoeste da bacia Amazônica próxima à cordilheira dos Andes, na extensão de 15°S-66°W a 20°S-57°W, como mostra a figura 4.2.1(a). Provavelmente a orografia tem um papel como um dos forçantes para a formação e intensificação inicial da LI, cuja contribuição para o levantamento das massas de ar e convergência em baixos níveis se mostra mais marcante às 12 UTC do dia 16. Neste horário, a LI intensifica-se, com a ocorrência de precipitação intensa na sua porção noroeste, aproximadamente em 14°S-67°W (figura 4.2.1(b)), atingindo uma taxa de precipitação de 30 mm h⁻¹ em uma substancial porção da área da linha. A chuva mais intensa está ocorrendo nas proximidades de uma região com um forte gradiente na topografia, como mostram nas linhas de contorno da topografia. Às 18 UTC a LI desintensifica e desloca-se para nordeste, em 11°S-72°W a 12°S -59°W (figura 4.2.1(c)), tornando a se intensificar novamente às 00 UTC do dia 17 (figura 4.2.1(d)), quando deslocam-se mais para dentro da bacia Amazônica, posicionada nas imediações de 8°S-72°W a 11°S-60°W. Observar-se o deslocamento a LI das 06 UTC do dia 17 até às 00 UTC do dia 18, figuras 4.2.1(e)-(f)-(g)-(h), para norte na mesma proporção que adentra a bacia Amazônica e posteriormente alinhando-se paralela à costa norte do Brasil a partir das 06 UTC do dia 18 (figura 4.2.1(i)). Neste horário a LI apresenta uma intensificação no campo de precipitação e sua organização espacial mais definida ao atingir a região mais noroeste da bacia Amazônica, nas imediações de 2°N-57°W a 10°S-50°W. A LI segue então se propagando para nordeste até dissipar após as 00 UTC do dia 19 ao atingir a costa do Pará, em 5°N-50°W a 10°S -48°W.

Nota-se também que a chuva associada à LI é bastante intensa e tem a organização das células convectivas mais definidas nos horários da 00 e 06 UTC (figuras 4.2.1d, e, h, i, l) quando comparado aos horários das 18 UTC (figuras 4.2.1(k)-(g)-(c)). Comparando os horários das 18 UTC do dia 17 e 00 UTC do dia 18, temos para uma área semelhante com precipitação, uma taxa de precipitação mais intensa às 00 UTC (até 7,5 mm h⁻¹) do que às 18 UTC (até 2, 5 mm h⁻¹). O mesmo padrão é observado comparando 18 UTC dos dias 16 e 18 e 00 e 06 UTC

dos dias 17 e 19 de janeiro de 2005. Assim ciclo diurno da precipitação convectiva parece não ser um fator relevante na organização e intensidade da LI.

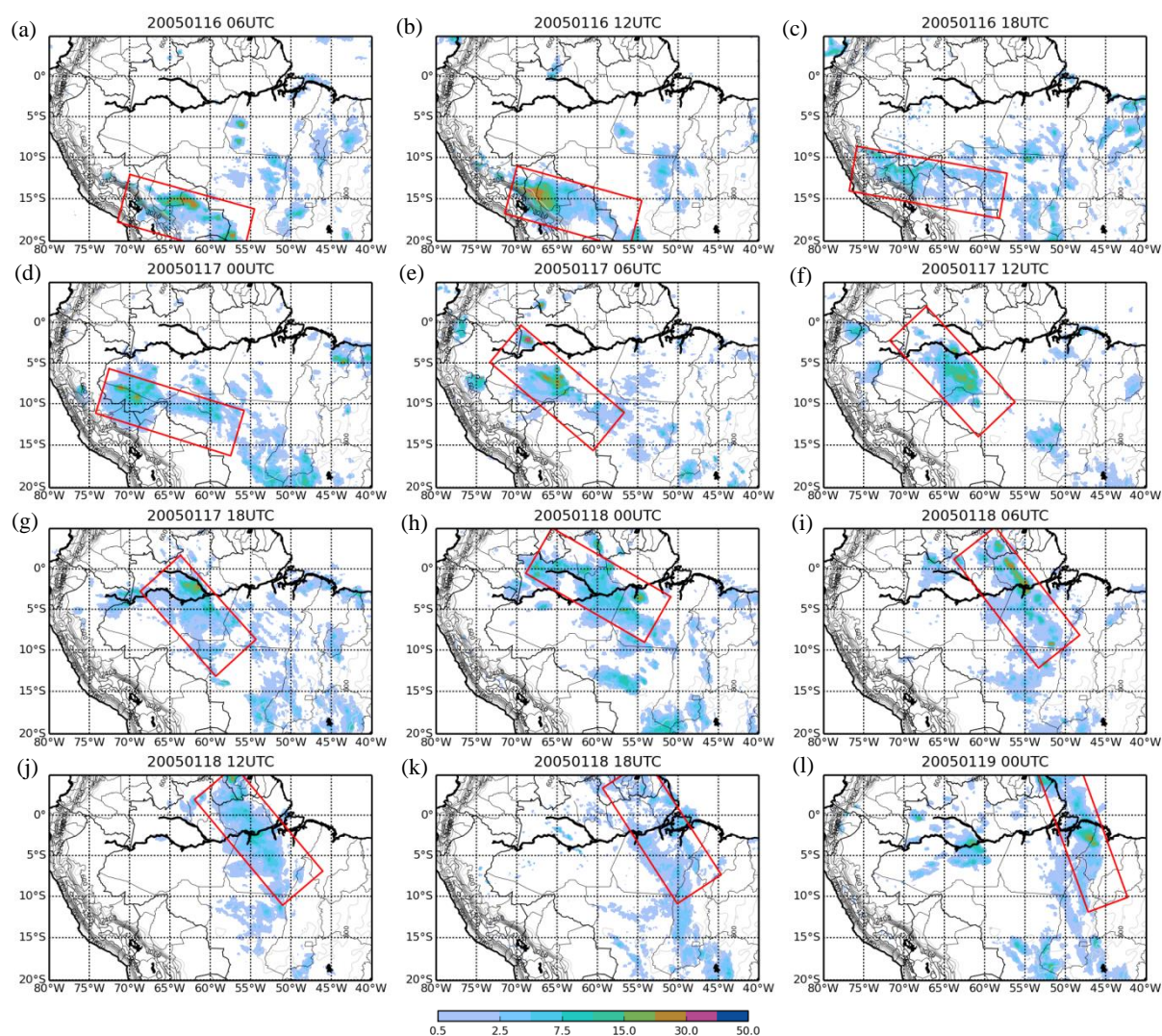


Figura 4.2.1 – Topografia (m, em contorno) e campo de precipitação acumulada horária (mm, em sombreado) para 00 UTC do dia 16 até as 00 UTC do dia 19 de janeiro de 2005 do GSMaP, a área da LI está demarcada pela caixa em linha sólida vermelha.

4.3 Teste de sensibilidade com esquemas de parametrização cúmulos

4.3.1 Campo de precipitação

A LI é reproduzida pelo modelo RegCM4 usando os esquemas de parametrização EM, KF, TK e GD (figuras 4.3.1-4.3.12(b)-(c)-(d)-(e) respectivamente), ocorrendo a organização dos sistemas convectivos que se deslocam desde o sudoeste até o noroeste da bacia amazônica como o observado no campo de chuva do GSMaP (figuras 4.3.1-4.3.12(a)) para todos os esquemas convectivo exceto para o esquema GD.

a) Dia 16 de janeiro de 2005

A LI se inicia na simulação para todos os esquemas testados às 00 UTC, na porção sudoeste da bacia Amazônica próxima à cordilheira dos Andes no norte da Bolívia, com uma extensão de aproximadamente 1200 km de comprimento, figura 4.3.1(b)-(c)-(d)-(e). O esquema EM e KF, figura 4.3.1(b)-(c) respectivamente, apresentaram maior intensidade e definição na organização espacial das células convectivas quando comparado aos esquemas TK e GD, figuras 4.3.1(d)-(e). A chuva simulada encontra-se à norte da observada pelo GSMaP.

Às 06 UTC a LI simulada está aproximadamente 250 km à frente da LI observada pelo GSMaP, posicionada aproximadamente na região entre 13°S-70°W e 14°S -58°W, figuras 4.3.2(a)-(b)-(c)-(d), propagando-se em direção ao norte. Na simulação com o esquema EM a LI está mais bem definida espacialmente do que em todos os outros esquemas, figura 4.3.2(b), exibindo uma área cobertura equivalente e com precipitação na mesma ordem de magnitude à observada, porém em algumas regiões superestimando a precipitação simulada, com valores excedendo 50 mm e similarmente ao esquema EM, o esquema KF reproduziu a LI, no entanto menos definida espacialmente, apresentando interrupções na banda de precipitação. Para o esquema TK temos a LI simulada como uma banda ligeiramente mais larga que os esquemas EM e TK apresentando e valores de precipitação menores. A simulação com o esquema GD nesse momento começa a apresentar precipitação distribuída por uma área extensa e com pequena intensidade, valores abaixo de 2,5 a 5,0 mm, e dificultando a identificação da LI espacialmente.

A LI simulada propaga-se em direção norte mais adentro da bacia Amazônica às 12 UTC, figuras 4.3.3(b)-(c)-(d)-(e) apresentando-se como uma banda relativamente estreita de precipitação quando comparada à observada, nas imediações de 11°S-70°W a 11°S-60°W. Quanto à intensidade da precipitação, as simulações independentes dos esquemas convectivos usados subestimaram a intensidade. Comparando a extensão da área da LI simulada de semelhante taxa de precipitação, temos uma menor área na simulação do que na LI observada nos dados do GSMaP, figura 4.3.3(a). Particularmente no esquema GD os campos de precipitação estão dispersos em uma banda de baixa intensidade, até 7,5 mm (figura 4.3.3(e)). O esquema TK, apresenta um deslocamento mais ao norte da LI quando comparado com a simulação usando os esquemas EM e KF, os quais também simulam a LI organizada e deslocada para norte em relação ao GSMaP.

Às 18 UTC a LI simulada com os esquemas EM, KF e TK avança para nordeste até posição delimitada em 2,5°S-70°W a 10°S-55°W, tornando-se mais alinhada na distribuição das suas

células convectivas e aproximadamente 500 km à frente da LI observada, figuras (4.3.4(b)-(c)-(d)). O ciclo diurno no campo de precipitação torna-se evidente, denotado pelo surgimento de células convectivas em uma larga porção da bacia Amazônica devido ao aumento da instabilidade termodinâmica e na maior disponibilidade do CAPE. Isso é visualizado especialmente na simulação do esquema GD, onde temos uma área extensa de inúmeras regiões com convecção pouco profundas disparadas pelo esquema e não há a organização das células convectivas para a formação da LI, figura 4.3.4(e).

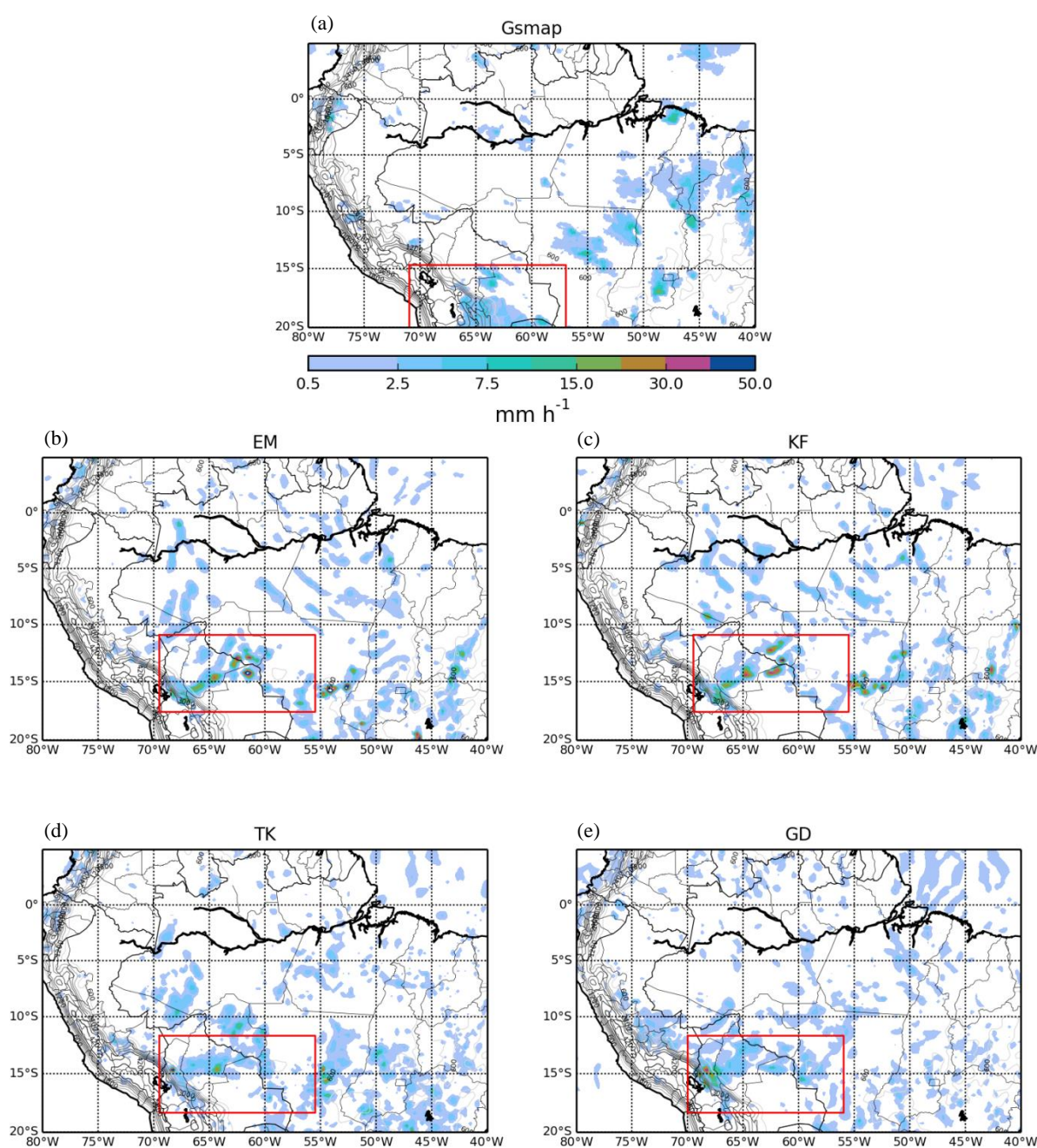


Figura 4.3.1 - Campo de precipitação acumulada em 1 h (mm h^{-1} , sombreado) a 00 UTC do dia 16 de janeiro de 2005 GSMaP (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e). Área da linha de instabilidade delimitada pela caixa.

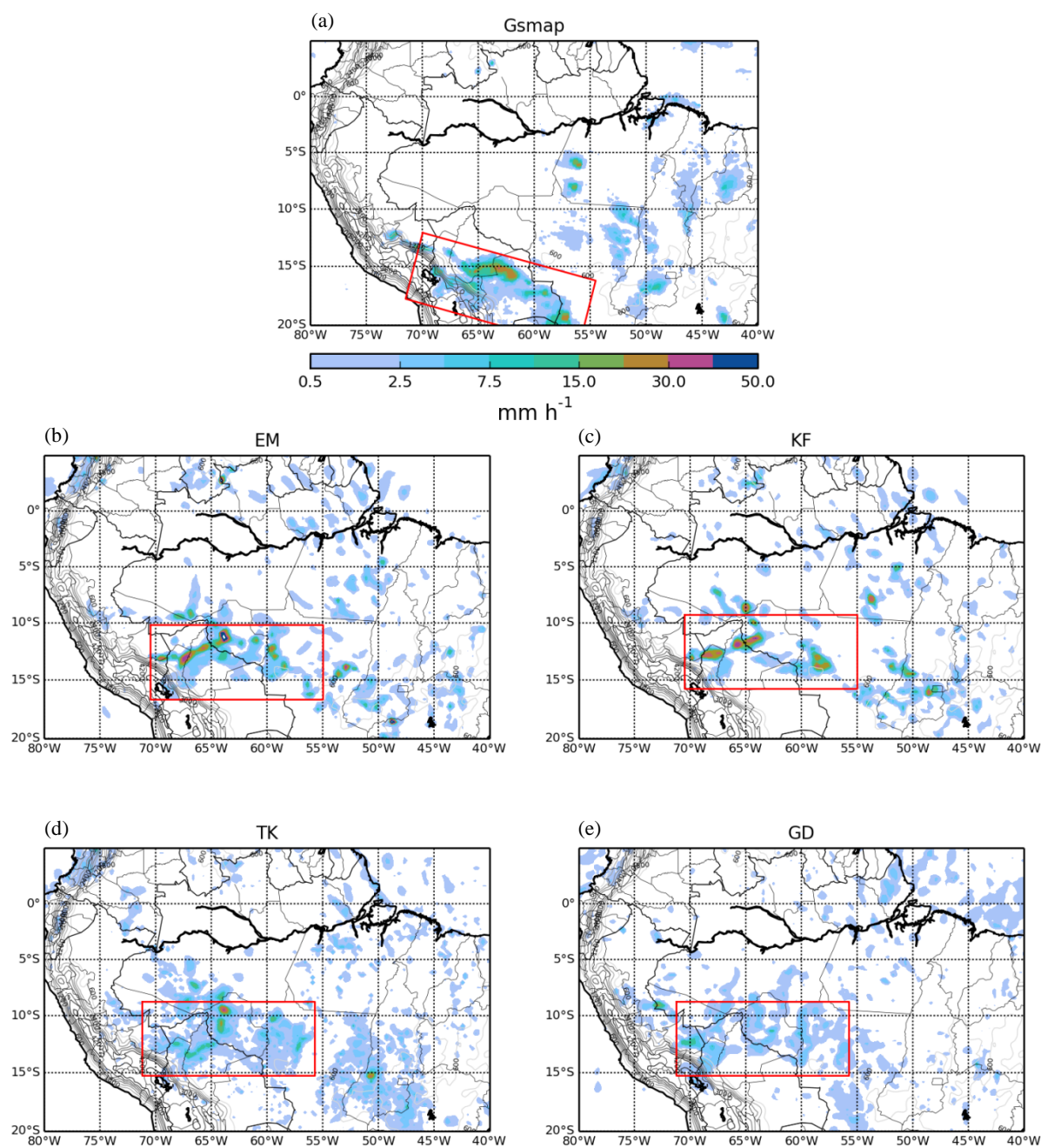


Figura 4.3.2 - Campo de precipitação acumulada em 1 h (mm h^{-1} , sombreado) a 06 UTC do dia 16 de janeiro de 2005 GSMaP (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e). Área da linha de instabilidade delimitada pela caixa.

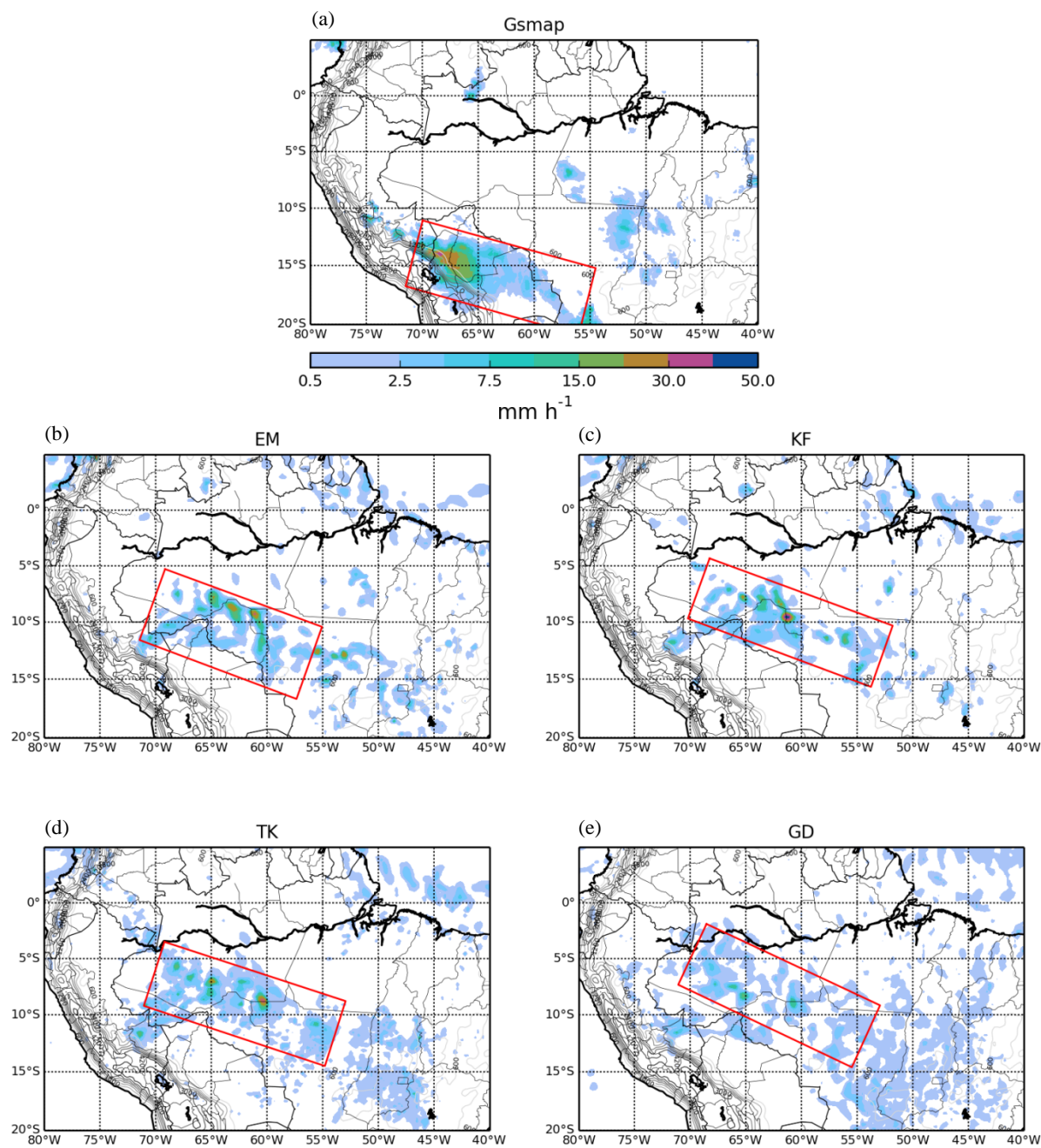


Figura 4.3.3 - Campo de precipitação acumulada em 1 h (mm h^{-1} , sombreado) a 12 UTC do dia 16 de janeiro de 2005 GSMaP (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e). Área da linha de instabilidade delimitada pela caixa.

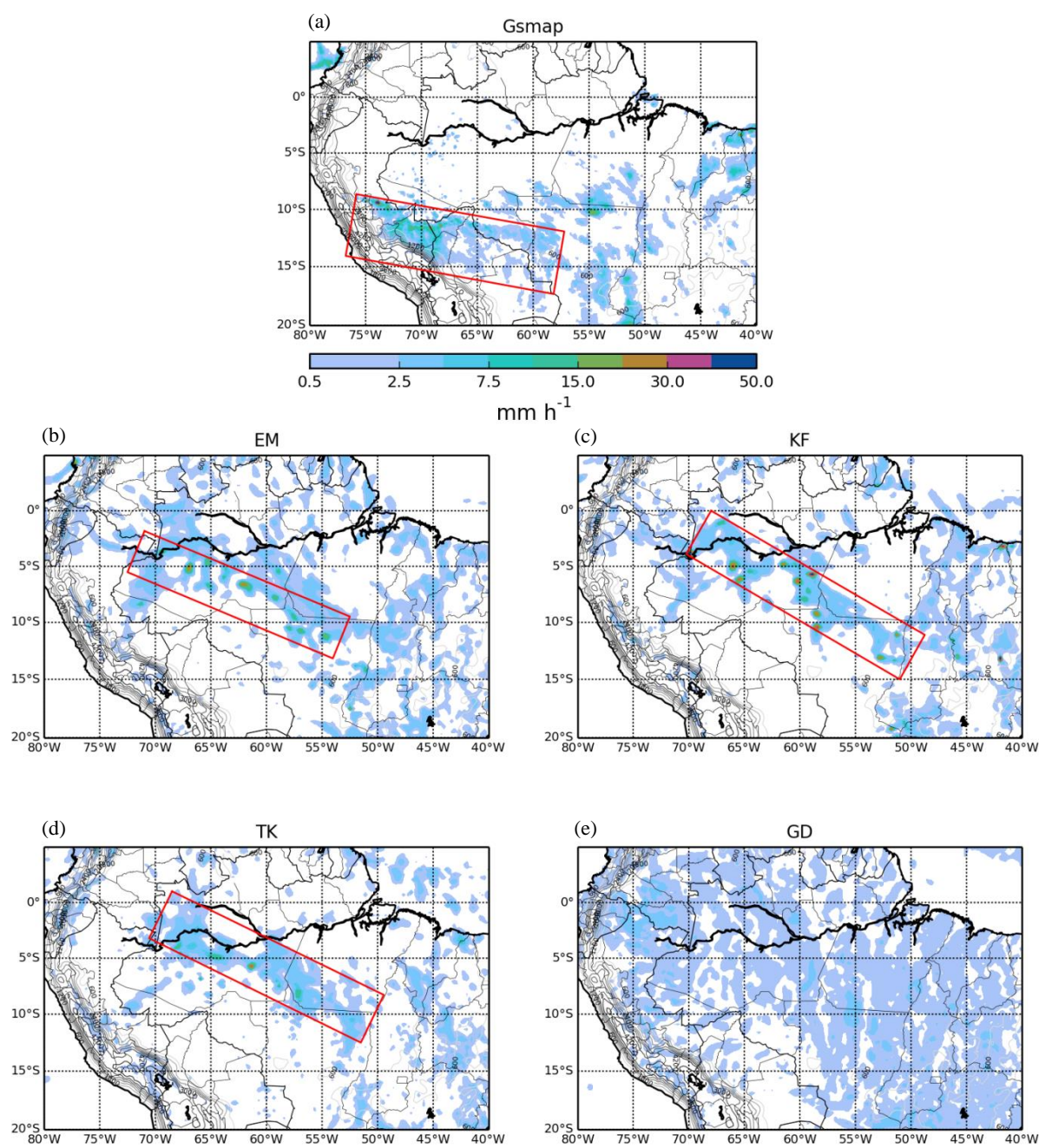


Figura 4.3.4 - Campo de precipitação acumulada em 1 h (mm h^{-1} , sombreado) a 18 UTC do dia 16 de janeiro de 2005 GSMaP (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e). Área da linha de instabilidade delimitada pela caixa.

b) Dia 17 de janeiro de 2005

A 00 UTC as LI simuladas deslocam-se até a posição delimitada em 2,5°S-67°W a 12,5°S-50°W (figuras 4.3.5(b)-(c)-(d)). Na simulação com o esquema EM temos a organização espacial das células convectivas bem definidas em uma banda linear estreita sem interrupções, composta de regiões de convecção profunda, com taxa de precipitação da ordem de 50 mm h⁻¹ (figura 4.3.5b). O mesmo acontece na simulação com o esquema KF, figura 4.3.5(c), porém com menor intensidade e organização espacial apresentando interrupções na estrutura da LI. Para o esquema TK, temos a presença de células convectivas menos profundas e com taxas de precipitação menores do que as obtidas nas simulações anteriores, da ordem de até 15 mm h⁻¹ (figura 4.3.5(d)), dispersas em uma área muito maior do que nos esquemas EM e KF. Na simulação com o esquema GD não há a presença da LI, figura 4.3.5(e), somente áreas aleatoriamente dispersas com precipitação abaixo de 2,5 mm h⁻¹.

A LI às 06 UTC localiza-se nas imediações de Manaus nas simulações (figuras 4.3.6(b)-(c)-(d)), entre as posições 0°S-65°W a 10°S-50°W, e começa a desintensificar, deixando de apresentar espacialmente uma organização linear contínua, especialmente com o esquema KF (figura 4.3.6(c)). O esquema TK reproduz uma banda de precipitação mais uniforme e larga, no entanto com menor intensidade quando comparado aos outros esquemas, na ordem de até 10 mm h⁻¹, figura 4.3.6(d). Quanto à propagação é possível notar uma ligeira diminuição da velocidade de propagação em todas as simulações, em menor escala para o esquema TK e maior no esquema EM. Mesmo assim, a LI simulada situa-se a nordeste da observada pelo GSMaP (figura 4.3.6(a)).

Na simulação das 12 UTC é notória a redução na velocidade de propagação em todos os experimentos passando de aproximadamente 500 km a cada 6h para aproximadamente 250 km a cada 6h, figuras 4.3.7(b)-(c) em maior escala no esquema EM e menor no esquema TK.

Às 18 UTC a LI da simulada com os esquemas EM e KF figuras 4.3.8(b)-(c), avança até a região delimitada em 2°N-62°W a 10°S-50°W, aproximadamente 200 km à frente da LI observada e para a LI simulada pelo esquema TK situa-se posição em torno de 2.5°N-60°W a 10°S-47°W (figura 4.3.8(d)), aproximadamente 500 km à frente da LI observada. O ciclo diurno da precipitação é claramente reproduzido por um pulso de ocorrência de células convectivas em uma grande porção da bacia Amazônica, principalmente no experimento usando o esquema GD (figura 4.3.8(e)), o qual dispara células convectivas por toda a área da bacia Amazônica, com intensidade da ordem de até 2,5 mm h⁻¹.

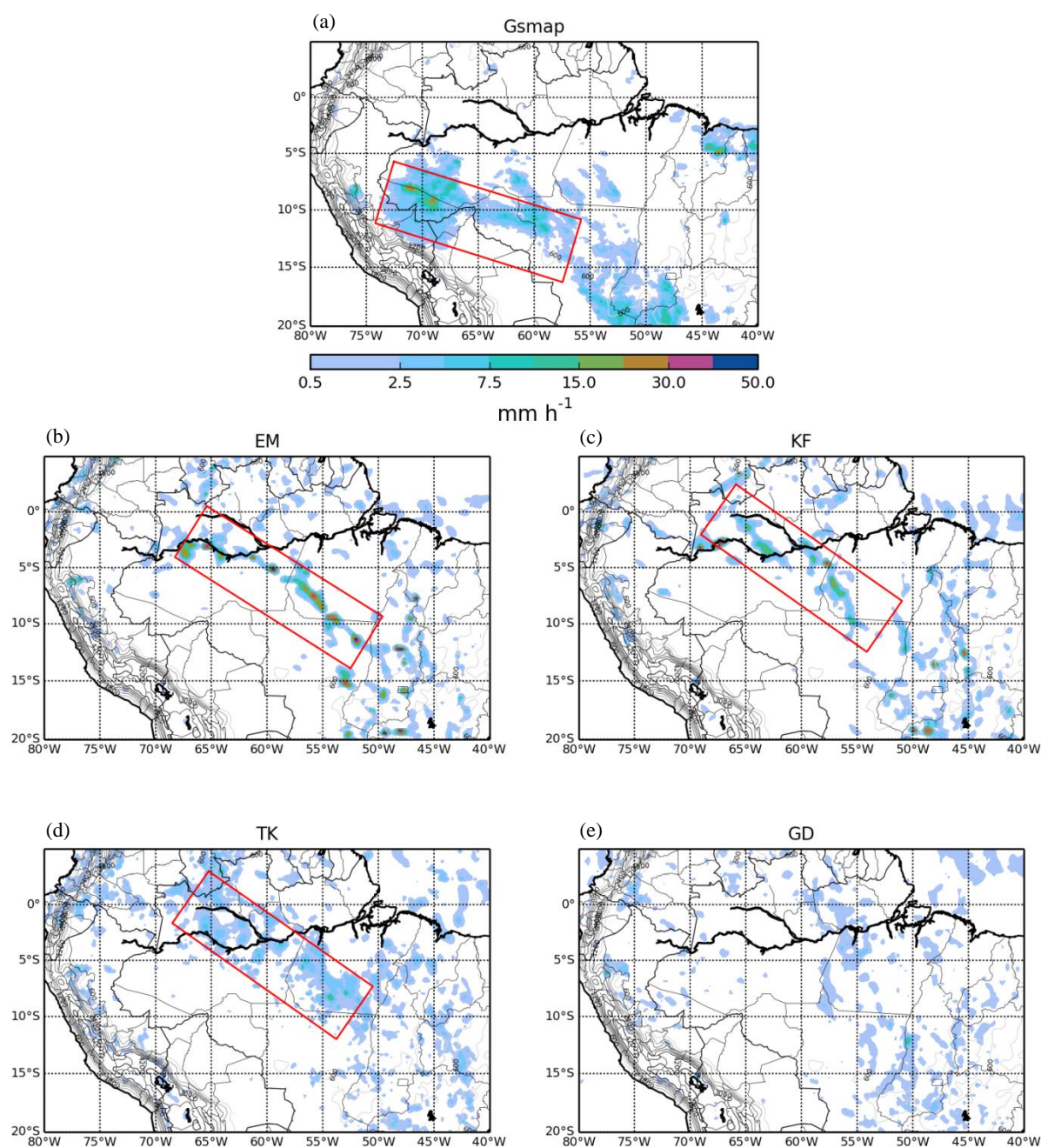


Figura 4.3.5 - Campo de precipitação acumulada em 1 h (mm h^{-1} , sombreado) a 00 UTC do dia 17 de janeiro de 2005 GSMaP (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e). Área da linha de instabilidade delimitada pela caixa.

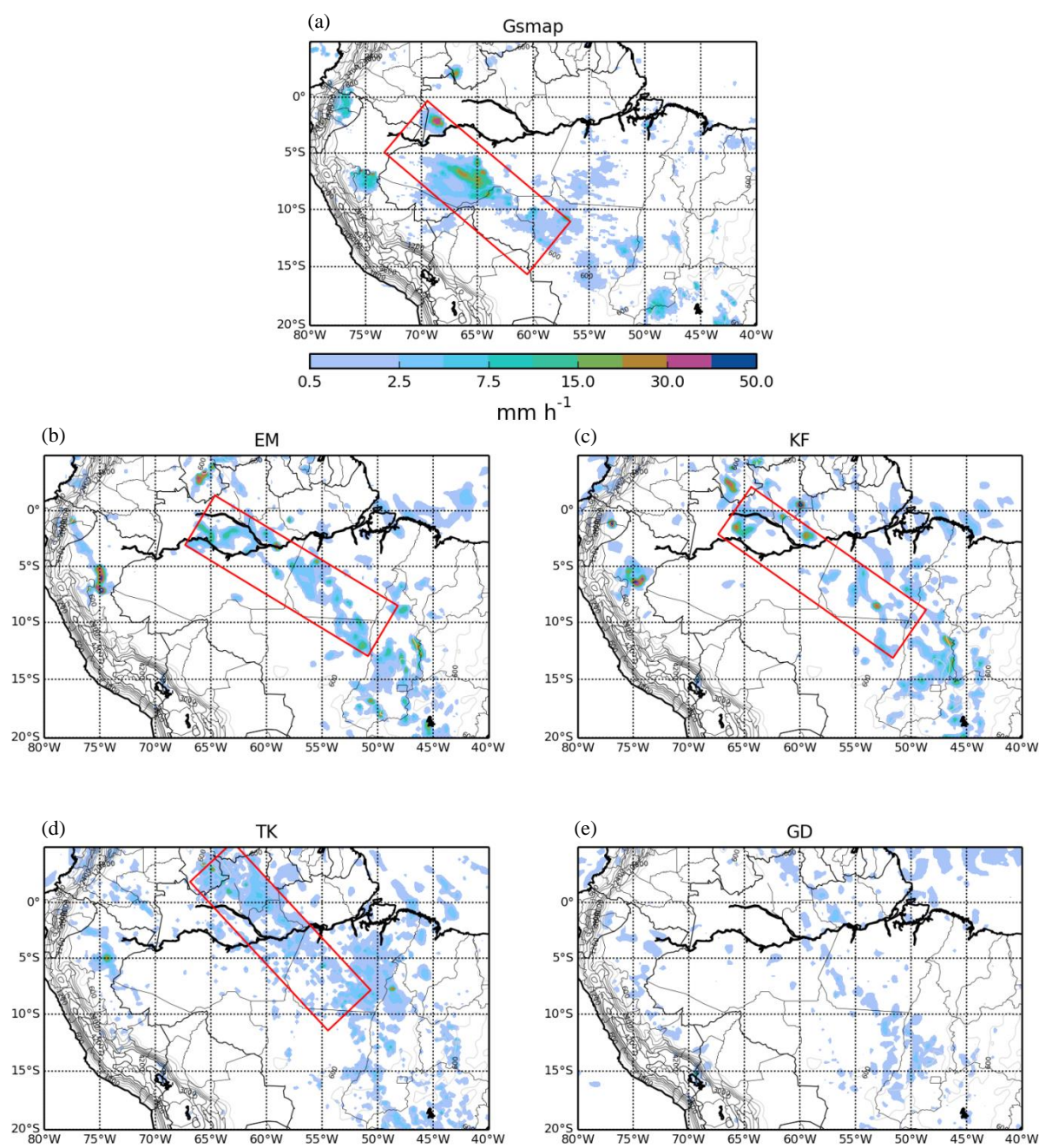


Figura 4.3.6 - Campo de precipitação acumulada em 1 h (mm h^{-1} , sombreado) a 06 UTC do dia 17 de janeiro de 2005 GSMaP (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e). Área da linha de instabilidade delimitada pela caixa.

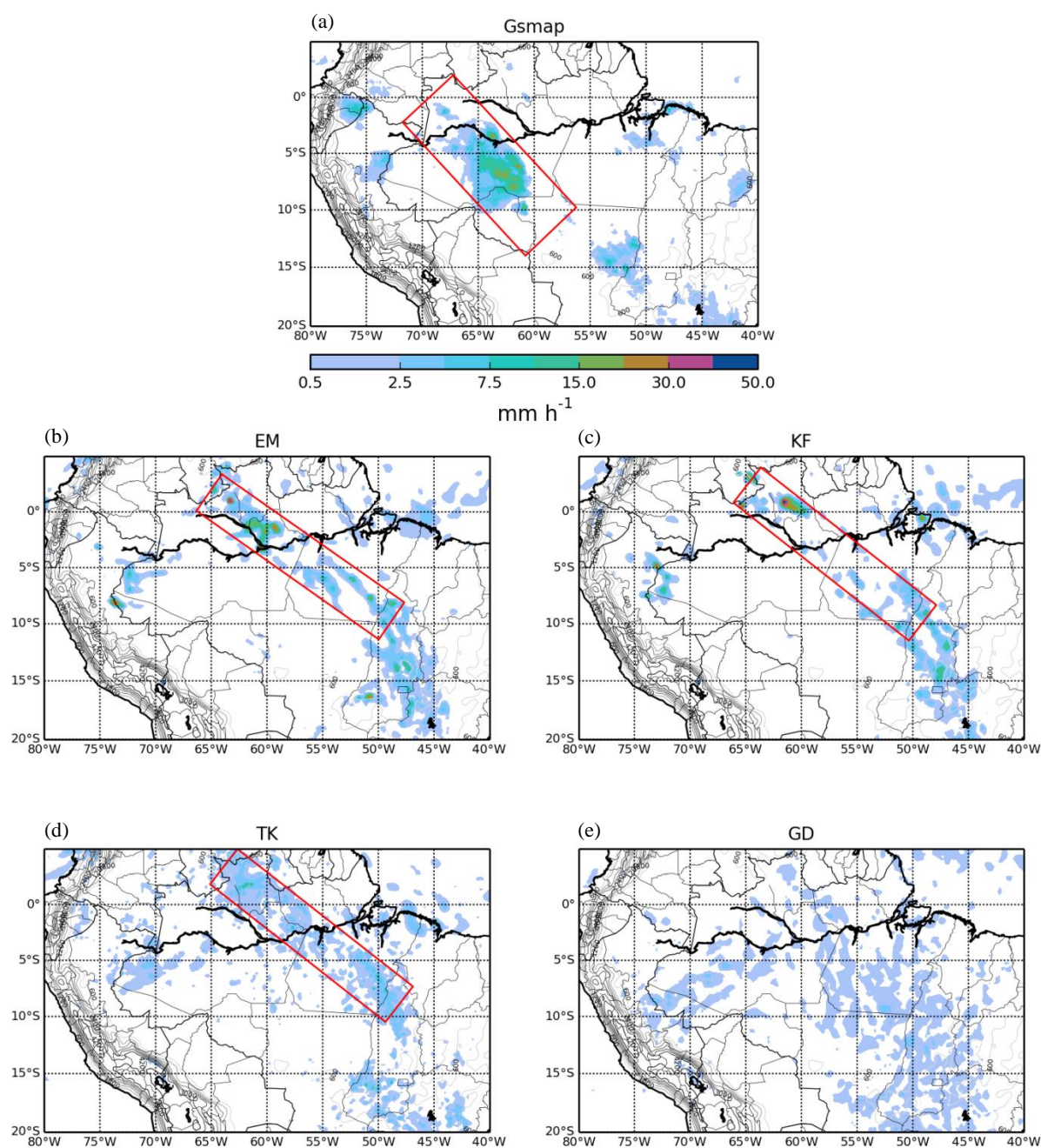


Figura 4.3.7 - Campo de precipitação acumulada em 1 h (mm h^{-1} , sombreado) a 12 UTC do dia 17 de janeiro de 2005 GSMaP (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e). Área da linha de instabilidade delimitada pela caixa.

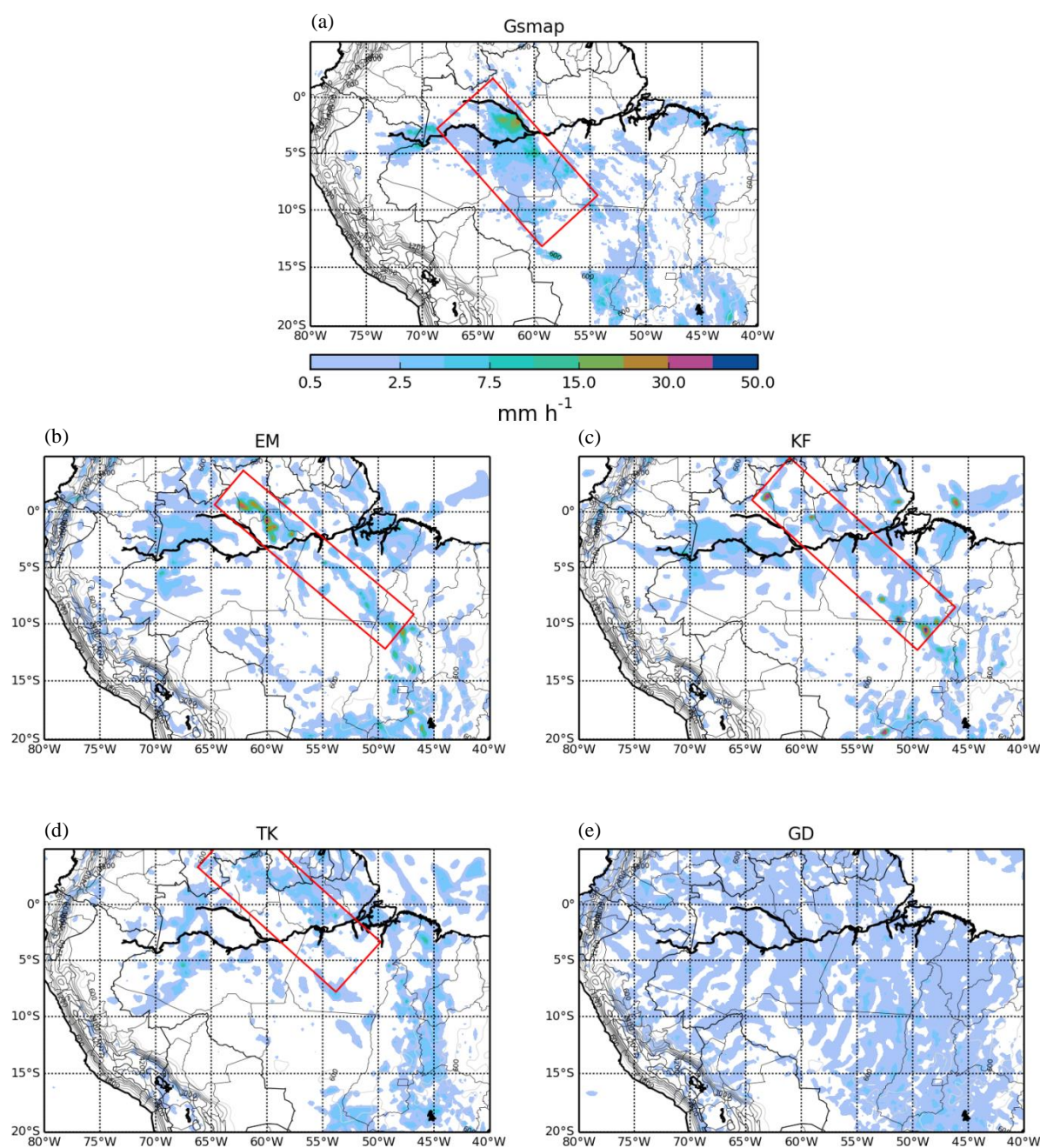


Figura 4.3.8 - Campo de precipitação acumulada em 1 h (mm h^{-1} , sombreado) a 18 UTC do dia 17 de janeiro de 2005 GSMaP (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e). Área da linha de instabilidade delimitada pela caixa.

c) Dia 18 de janeiro de 2005

Às 00 UTC as simulações indicam a LI próxima da costa do Pará, onde para o experimento com o esquema EM temos a LI posicionada entre 2°N-60°W e 10°S-54°W (figura 4.3.9(b)), começando a apresentar sinais de dissipação na sua porção sul. O mesmo ocorre na simulação com o esquema KF, o qual apresenta uma banda de precipitação mais dispersa e localizada

mais adiante, entre 2°N-55°W e 5°S-52°W (figura 4.3.9(c)). Em ambos os esquemas a LI tem taxa de precipitação de 7,5-30,0 mm h⁻¹ na maior parte de sua área e com diversos pontos de convecção profunda, chegando a 40-50 mm h⁻¹. No entanto, para o esquema TK a LI apresenta uma banda de precipitação mais extensa e uniforme que os outros esquemas, com intensidade menor, que atinge valores de até 3 mm h⁻¹ e uma pequena porção de até 30 mm h⁻¹ (figura 4.3.9(d)). No Esquema GD, não há ocorrência da LI somente pontos de chuva isolados (figura 4.3.9(d)).

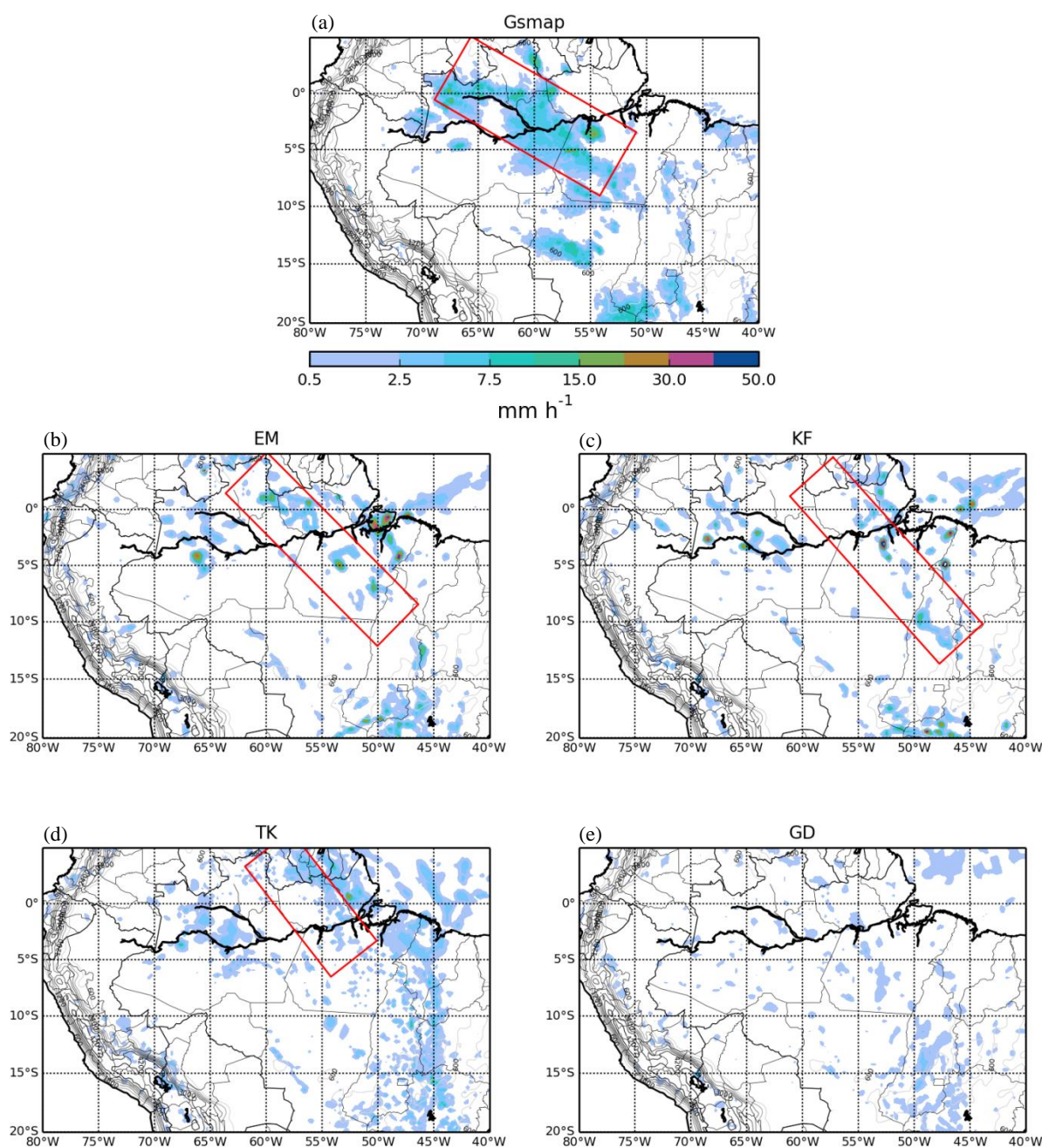


Figura 4.3.9 - Campo de precipitação acumulada em 1 h (mm h⁻¹, sombreado) a 00 UTC do dia 18 de janeiro de 2005 GSMaP (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e). Área da linha de instabilidade delimitada pela caixa.

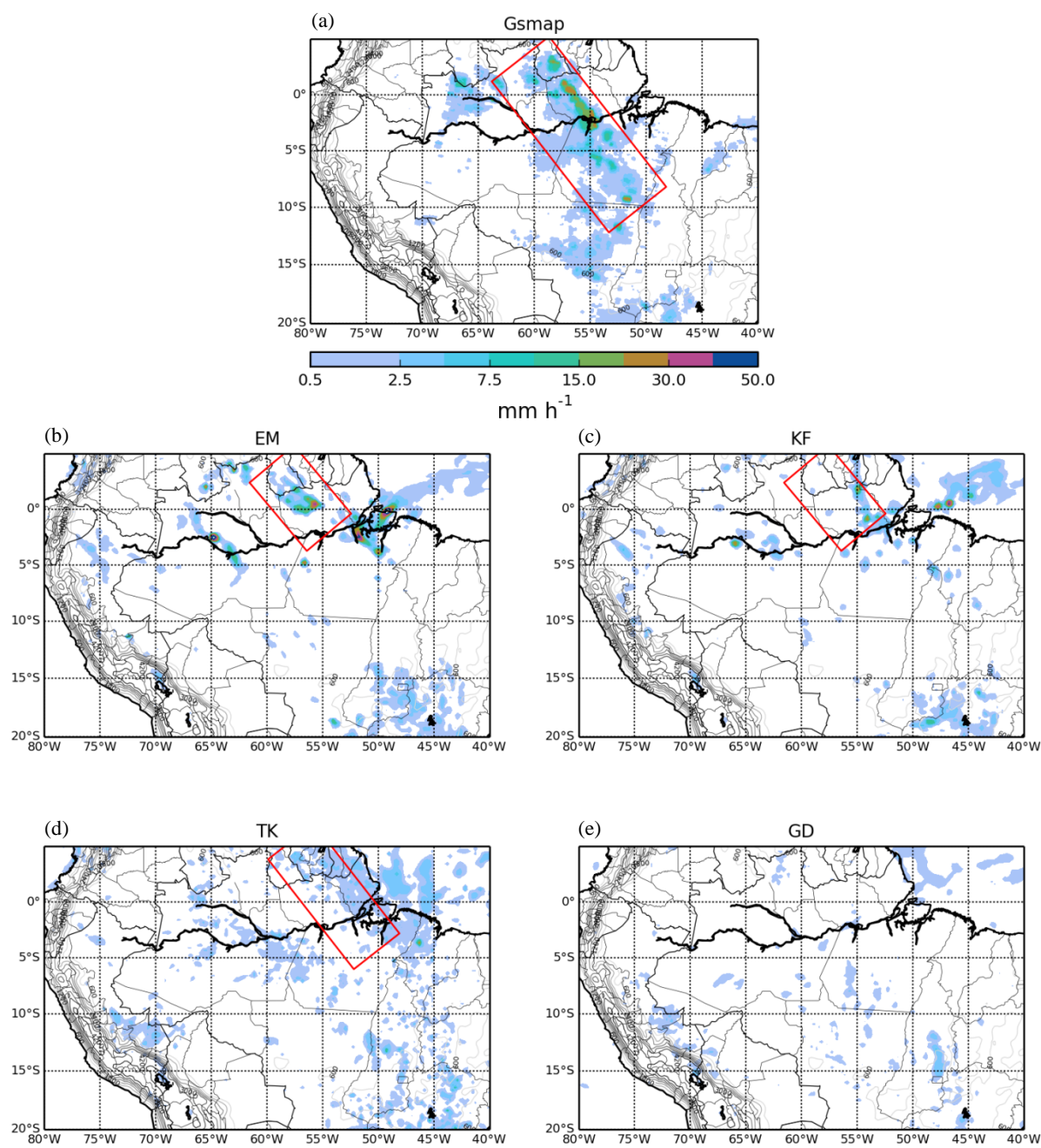


Figura 4.3.10 - Campo de precipitação acumulada em 1 h (mm h^{-1} , sombreado) a 06 UTC do dia 18 de janeiro de 2005 GSMaP (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e). Área da linha de instabilidade delimitada pela caixa.

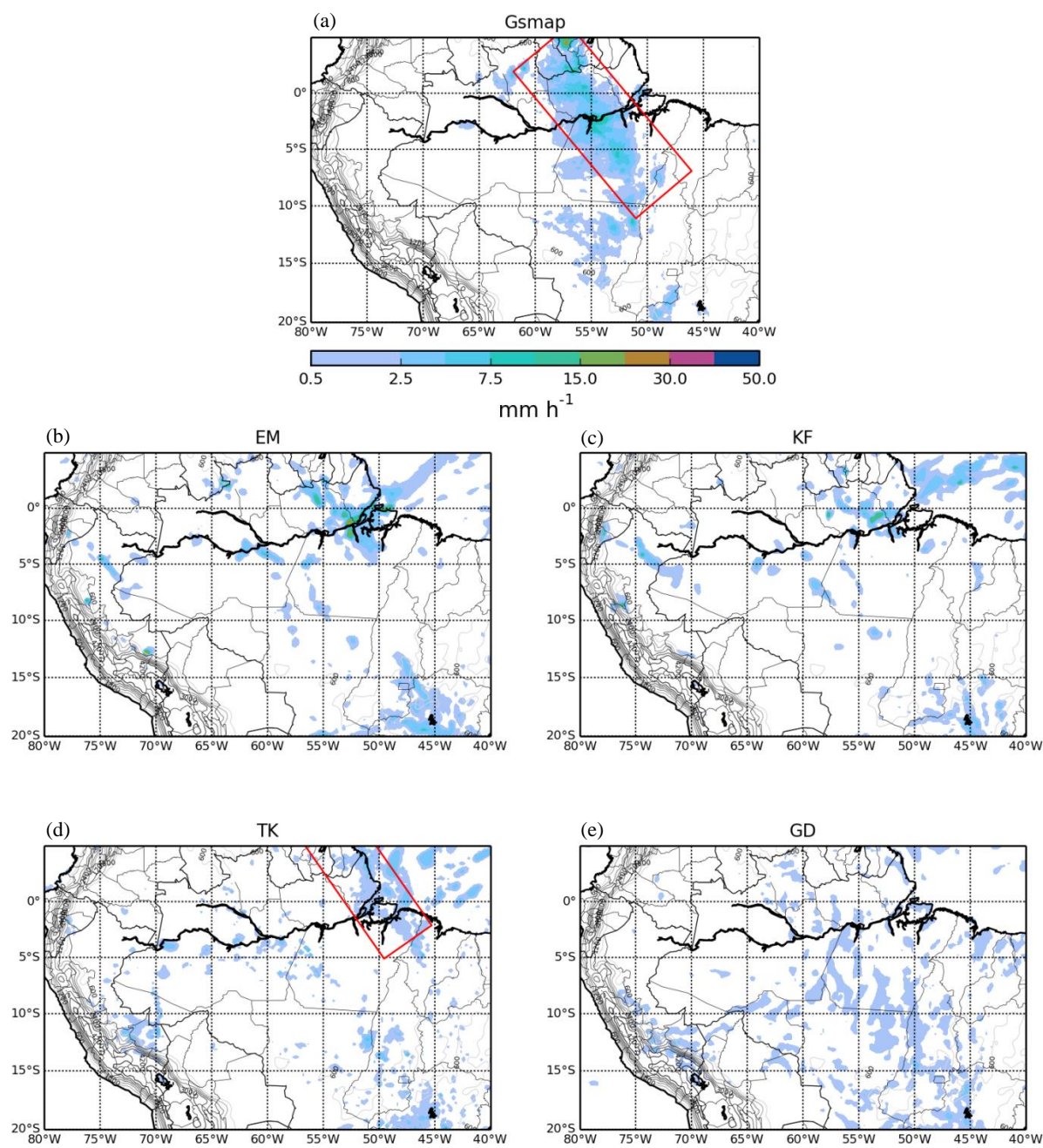


Figura 4.3.11 - Campo de precipitação acumulada em 1 h (mm h^{-1} , sombreado) a 12 UTC do dia 18 de janeiro de 2005 GSMaP (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e). Área da linha de instabilidade delimitada pela caixa.

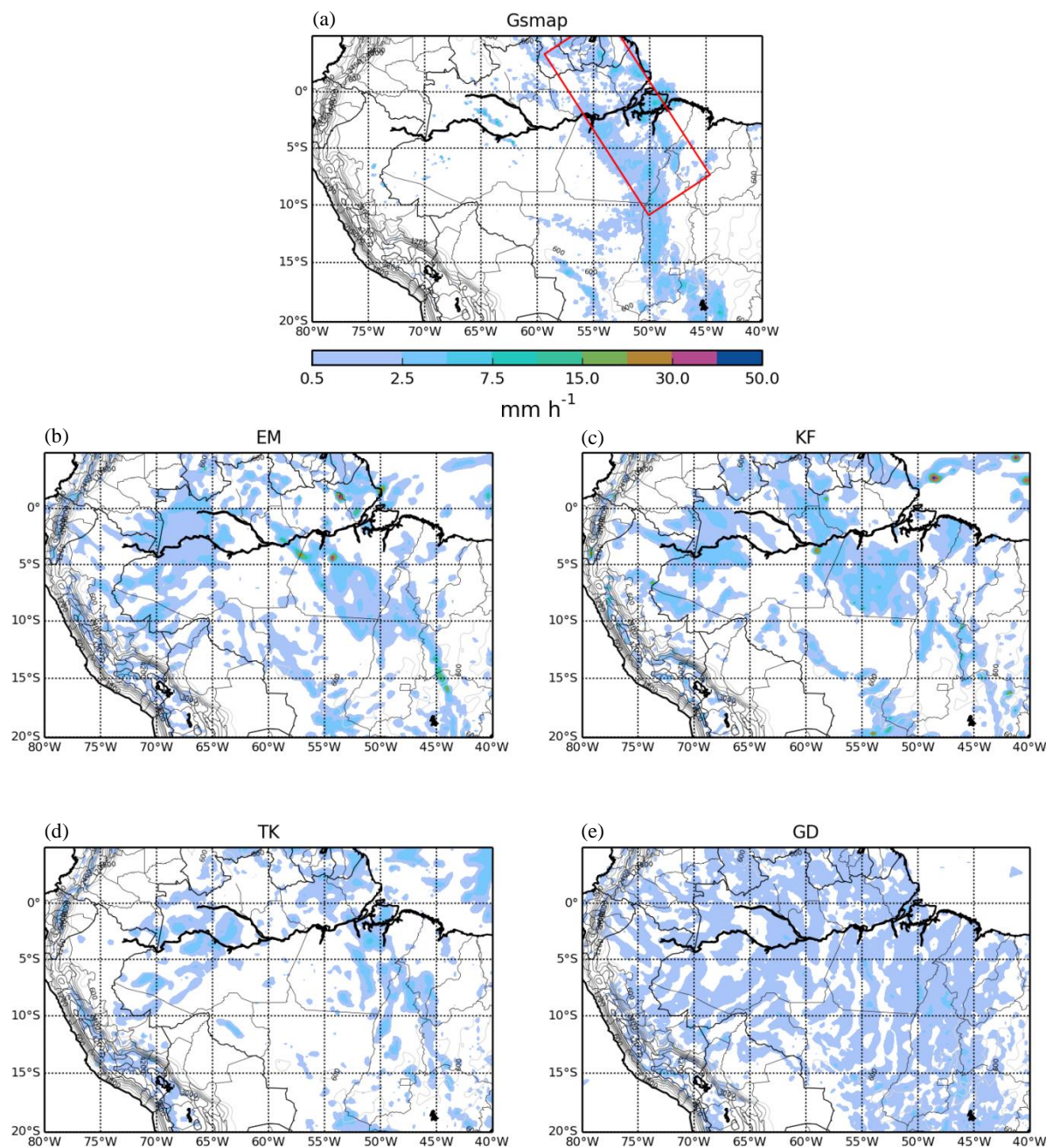


Figura 4.3.12 - Campo de precipitação acumulada em 1 h em 1 h (mm h^{-1} , sombreado) a 18 UTC do dia 18 de janeiro de 2005 GSMaP (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e). Área da linha de instabilidade delimitada pela caixa.

A partir das 06 UTC as simulações da LI com todos os esquemas param de se propagar entrando em fase de dissipação (figuras 4.3.10(b)-(c)-(d)). Nos esquemas EM e KF temos ainda uma organização espacial definida das células convectivas, porém a extensão da LI é muito menor que a observada nos períodos anteriores da simulação, aproximadamente 600 km na sua extensão maior. A LI simulada pelo esquema EM está na mesma posição da observada (figura 4.3.10(a)-(b)). No esquema TK, a LI chega à costa do Pará, cujo campo de precipitação se estende em uma banda larga de aproximadamente 300 km de largura e mostrando sinais de dissipação (figura 4.3.10(d)). No

experimento usando os esquemas de cúmulos EM e KF a chuva associada à LI apresenta um padrão espacialmente organizado, contudo em uma banda visivelmente mais estreita do que observada no GSMaP. A LI em todos os esquemas às 12 UTC (figura 4.3.11(b)-(c)-(d)), está estacionária e em processo de dissipação, como na simulação do esquema TK ou dissipada como vemos na simulação com os esquemas EM e KF. Às 18 UTC a LI já se dissipou em todas as simulações e somente temos o pulso de precipitação devido o ciclo diurno da precipitação na bacia Amazônica.

4.3.2 - Propagação da LI

Através análise dos campos de precipitação acumulada a cada hora para o GSMaP e das simulações usando os esquemas cúmulos EM, KF, TK e GD contrui-se o diagrama de Hovmöller (Figura 4.3.14) no corte entre os pontos 10°S-60.5°W até 2°S-51.75°W (figura 4.3.13) que permite determinar a velocidade de propagação da LI. Usando regressão linear nos painéis da Figura 4.3.13(a)-(b)-(c)-(d)-(e); podemos ver o sinal de um sistema se propagando com velocidade positiva no sentido do corte.



Figura 4.3.13 – Localização do corte para o Hovmöller.

Obtemos a velocidade de propagação média da LI cujo valor foi de 12,0 e 12,2 m/s, para a média das simulações e o GSMaP respectivamente (Tabela 4.3.2). Os valores de velocidade de propagação da LI encontrados são compatíveis com a ordem de magnitude observadas no trabalho Filho et al (2015) cujo valor médio de propagação das LI na bacia amazônica é de 12 m s⁻¹ e para sistemas convectivos com propagação para leste no período de DJF de 15,5 m s⁻¹. No trabalho de Cohen et al (2009), temos o valor médio de 12,8 ms⁻¹ para LIs com propagação para oeste.

Tabela 4.3.2 – Velocidade de propagação (m s⁻¹) da LI na simulação com os esquema de parametrização cúmulos e GSMaP.

	GSMaP	EM	KF	TK	GD	Média simulações
Velocidade de propagação	12,2	11,0	11,9	12,4	-	12,0

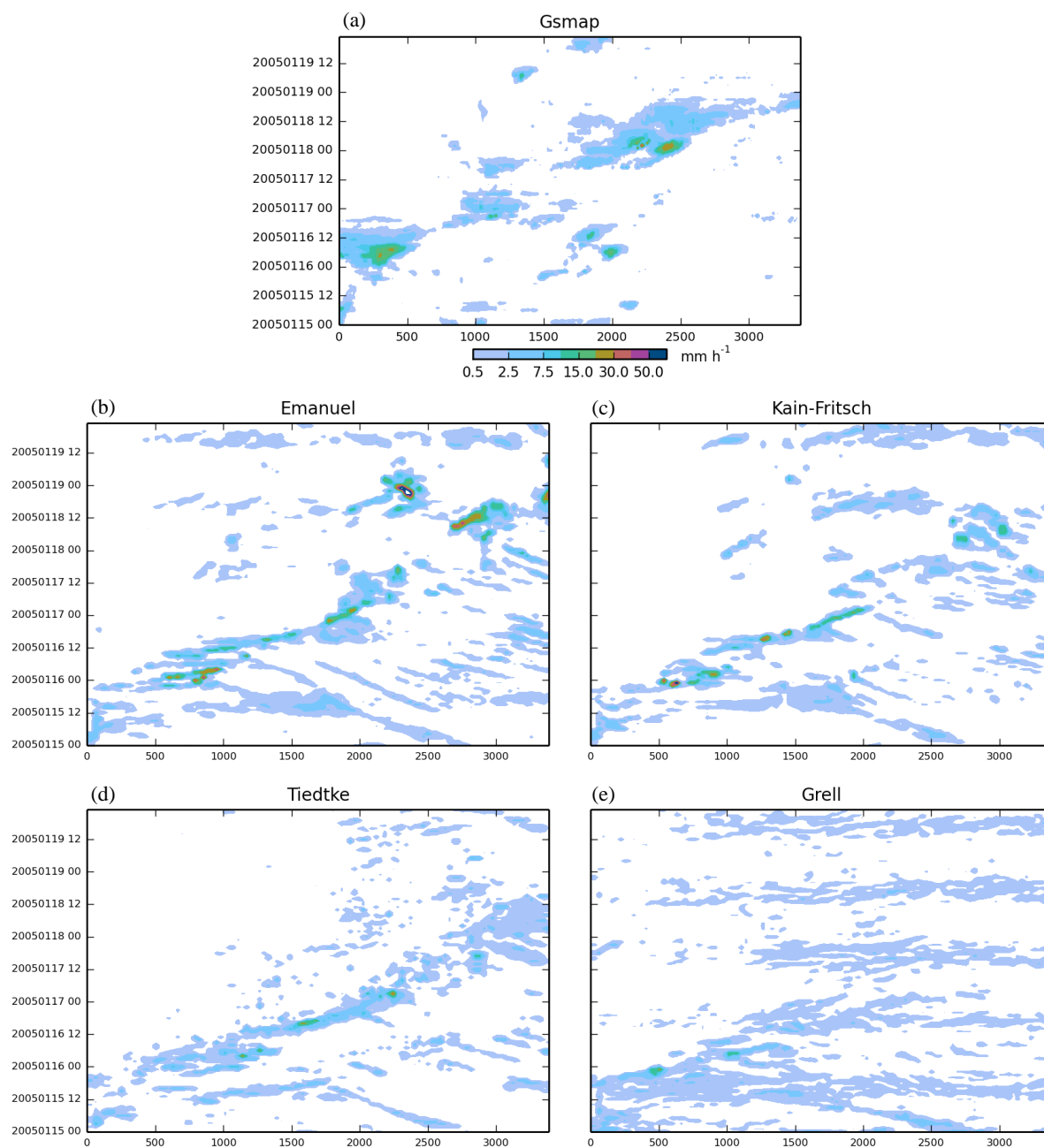


Figura 4.3.14 - Hovemöller entre os pontos 17°S-65°W até 2°S-50°W do campo de precipitação acumulada em 1 h (mm h^{-1}) GSMaP (a) e da simulação usando os esquemas cúmulos EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e) abscissa em km.

Em todas as simulações observa-se uma redução na velocidade de propagação da LI a partir das 00 UTC do dia 17 de janeiro de 2005. No esquema cúmulos EM a LI propaga-se até às 00 UTC do dia 17 com velocidade de $15,3 \text{ m s}^{-1}$ reduzindo posteriormente para $6,4 \text{ m s}^{-1}$. O mesmo foi observado para o esquema KF, inicialmente propagando com a velocidade de $17,1 \text{ m s}^{-1}$ e depois diminuindo para $7,2 \text{ m s}^{-1}$ e para o esquema TK reduzindo de $18,1 \text{ m s}^{-1}$ para $8,1 \text{ m s}^{-1}$ posteriormente. No esquema GD o sinal da LI é visível somente entre 00 UTC até as 12 UTC do dia 17 com velocidade de propagação de $18,2 \text{ m s}^{-1}$, foi descartado este valor para o cálculo da média.

4.3.3 Estatísticas descritivas da precipitação da LI

As estatísticas principais do campo de precipitação para o GSMaP e para as simulações testadas na área da LI (demarcada pelo caixa vermelha nas figuras 4.3.1-4.3.12), exceto para o esquema GD, que não conseguiu simular a LI, são apresentadas nas figuras 4.3.15-4.3.17 e sumarizadas na tabela 4.3.3. A variação temporal da média espacial da precipitação acumulada em 3h é mostrada na figura 4.3.15, onde se observa que entre todas as parametrizações cúmulus avaliadas, para o esquema EM temos a taxa de precipitação é ligeiramente mais intensa que os outros esquemas, em especial no período após as 00 UTC do dia 17. Comparando com o GSMaP, todas as simulações subestimam na intensidade média da precipitação em especial o esquema TK.

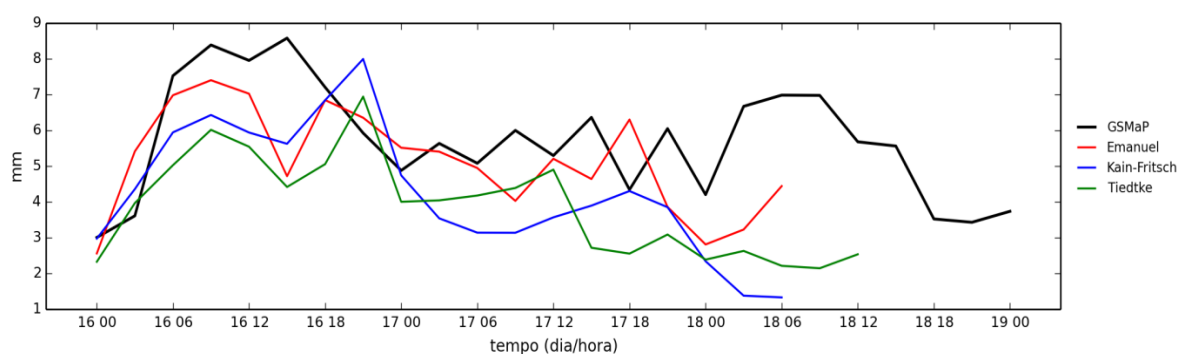


Figura 4.3.15 – Média espacial da taxa de precipitação acumulada em 3 h (mm) na área da LI (áreas mostradas nas figuras 11-23) para o GSMaP e para as simulações usando os esquemas cúmulus: EM, KF e TK.

O esquema KF apresentou a maior taxa máxima de precipitação no ponto de grade (grid point storm), seguido pelo esquema EM e TK, como mostrado na tabela 4.4.3, sendo entre 3 a 4 vezes maior do que a taxa observadas no GSMaP, O valor médio da média espacial da taxa de precipitação na área da LI apresentaram um valor médio inferior ao observado em todas os experimentos utilizando diferentes esquemas, o qual o esquema EM em média representou melhor a LI. Também observa-se o RMSE menor para o esquema EM seguido pelo esquema KF. Quanto ao desvio padrão, temos uma maior amplitude para o esquema KF e menor para o esquema TK.

Tabela 4.3.3 – Média temporal, desvio padrão (SD), RMSE da média espacial da taxa de precipitação acumulada em 3h e taxa máxima da média acumulada e grid point storm da precipitação na área da LI para as simulações com os esquemas de parametrização cúmulus EM, KF e TK e da precipitação observada do GSMaP.

	GSMaP	EM	KF	TK
Média (mm/3h)	5,6	5,0	4,2	3,8
SD (mm/3h)	1,6	1,5	1,7	1,4
RMSE (mm/3h)	0,0	1,7	2,4	2,6
Máximo média acc (mm/3h)	8,6	7,4	8,0	6,9
Grid point storm (mm/3h)	95,7	178,0	255,8	148,5

Comparando a distribuição de frequência da taxa de precipitação na área da LI (figura 4.3.16), nota-se que todos os esquema apresentam para taxas de precipitação menos intensas uma frequência maior do que a observada no GSMaP, em maior percentual nos esquemas TK, KF e menor para o esquema EM. Na figura 4.3.17, o histograma da frequência acumulada mostra que o esquema TK reproduz precipitações de menor intensidade, até 25 mm h⁻¹, do que os esquema EM e KF.

No histograma da figura 4.3.16 mostra que esquema EM e KF têm uma cauda muito mais longa para as taxas de maior intensidade, apresentando a ocorrência de precipitação mais intensas do que as observadas pelo GSMaP e o esquema TK, em especial em torno de 25 mm h⁻¹ para o esquema EM. Assim em função da distribuição da precipitação, o esquema EM em sua configuração padrão representa melhor as observações do GSMaP do que os outros esquema avaliados, seguido pelo esquema KF.

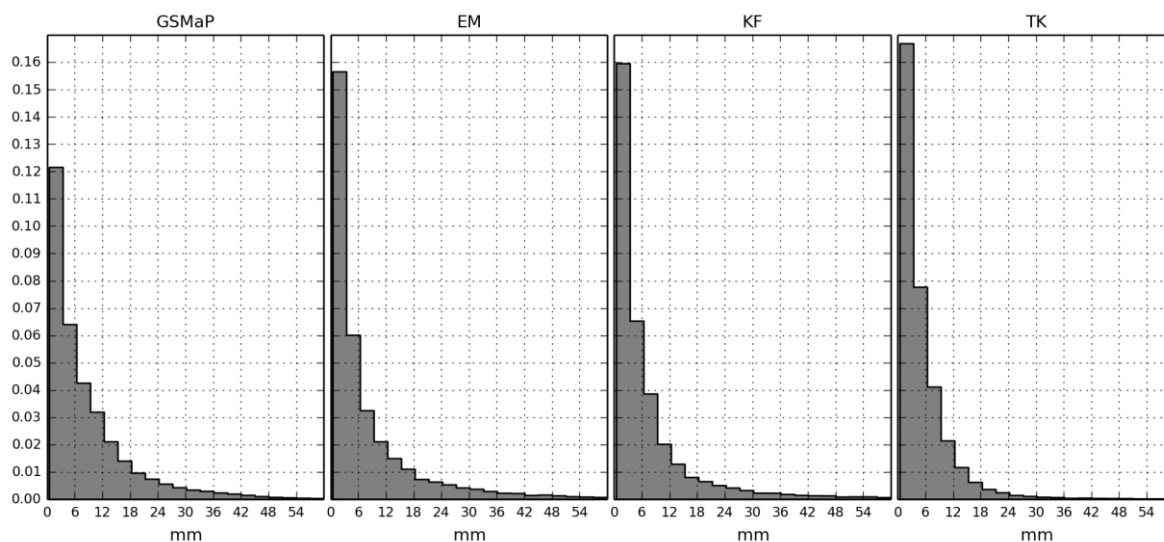


Figura 4.3.16 – Distribuição normalizada da frequência relativa da taxa de precipitação acumulada em 3 h (mm) na área da LI para o GSMaP e para as simulações usando os esquemas cùmulos EM, KF e TK no período das 00 UTC do dia 16 às 00 UTC do dia 19.

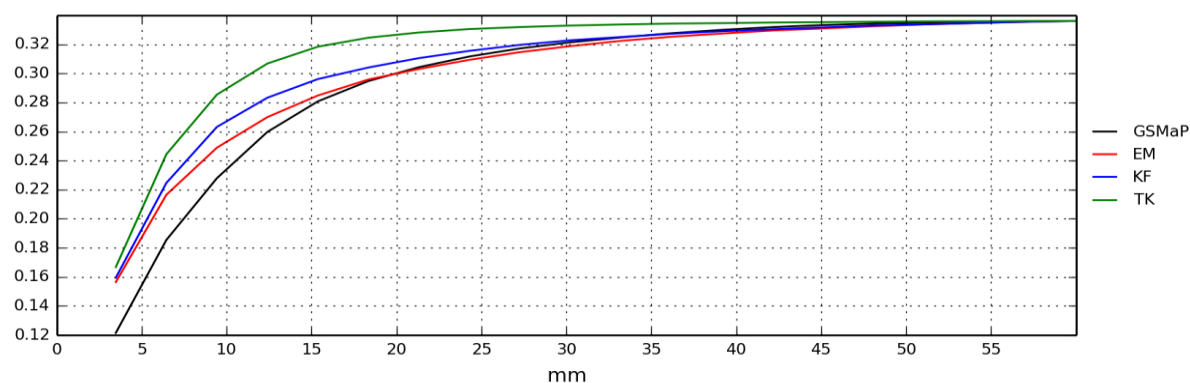


Figura 4.3.17 – Distribuição normalizada da frequência relativa acumulada da taxa de precipitação acumulada em 3 h (mm) na área da LI para o GSMaP e para as simulações usando os esquemas cùmulos EM, KF e TK no período das 00 UTC do dia 16 às 00 UTC do dia 19.

4.3.4 Cisalhamento vertical do vento

a) Dia 16 de janeiro de 2005

Às 00 UTC do dia 16, a LI se inicia em um ambiente de intenso cisalhamento vertical do vento entre os níveis de 925 e 500 hPa, esta característica está presente na reanálise da ERA-Interim, figura 4.3.18(a), quanto nas simulações do RegCM4 (figuras 4.3.18(b)-(e)). Observam-se intensidades de cisalhamento vertical do vento nas simulações superiores aos da ERA-Interim, assim como a presença de núcleos menores e intensos nas simulações. A posição logo à frente e na retaguarda da LI, apresentam valores intensos de cisalhamento, da ordem de $4 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ e $5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, especialmente configurando uma faixa alinhada paralela à Cordilheira dos Andes e interrompida na região abaixo da LI nas simulações. Comparando os esquemas utilizados, nota-se para o esquema GD e em menor escala para o de TK, que o cisalhamento na região da bacia Amazônica, especialmente na retaguarda da LI, valores menores do que os simulados nos os esquemas EM e KF.

A faixa alinhada com a Cordilheira dos Andes de cisalhamento vertical do vento perde a intensidade às 06 UTC do dia 16, exceto nas proximidades da LI como indicam as figuras 4.3.19(b)-(c)-(d)-(e). Às 12 UTC, os campos de cisalhamento da LI simulados pelos esquemas TK e GD (figuras 4.3.20(d)-(e)) são pelo menos $3 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ mais fracos do que nos esquemas EM e KF (figuras 4.3.20(b)-(c)). É possível notar em todos os experimentos que a presença de cisalhamento à frente da LI tem um papel importante para o aumento da organização espacial das células convectivas e do sistema em si e que a LI alinha-se paralelamente, orientando-se na direção noroeste-sudeste, ao campo de cisalhamento vertical do vento.

A figura 4.3.21 mostra uma grande redução na intensidade do cisalhamento vertical do vento na região da bacia Amazônica, quando comparado com as horas anteriores tanto nas simulações como na reanálise. Às 18 UTC o aumento da ocorrência de áreas com convecção devido ao ciclo diurno da precipitação está diretamente associado com a redução da intensidade do cisalhamento vertical do vento (figura 4.3.21). Comparando os esquemas, a parametrização cúmulos GD (figura 4.3.21(e)) apresenta uma maior diminuição da intensidade do cisalhamento vertical do vento, sendo mais sensível ao ciclo diurno da precipitação, disparando assim inúmeros pontos de convecção de fraca intensidade em toda área da bacia Amazônica (figura 4.3.21(e)). Em menor escala efeito semelhante ocorre com o esquema TK (figura 4.3.21(d)), seguido pelo KF e EM (figuras 4.3.21(c)-(b)).

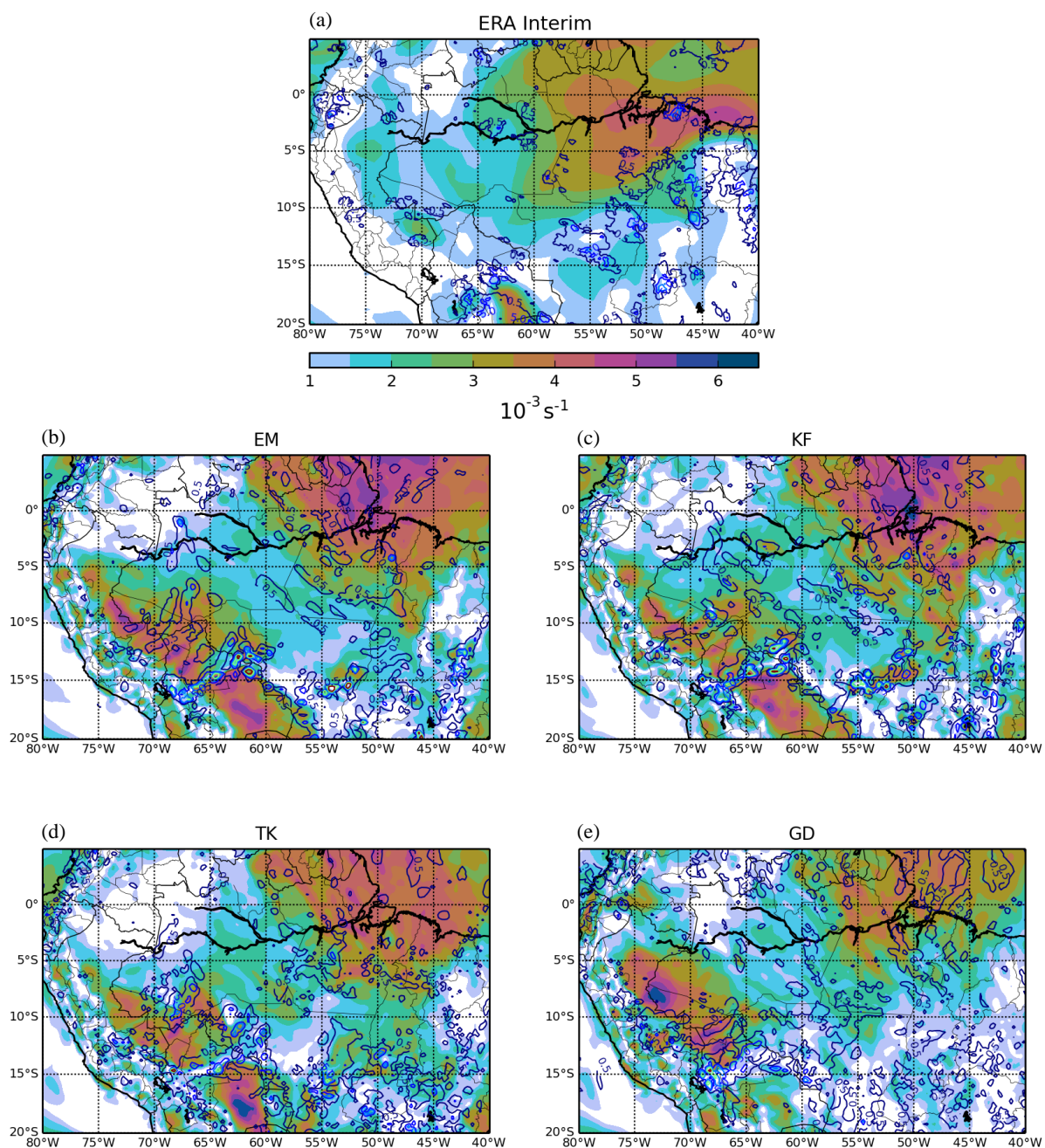


Figura 4.3.18 - Campo de cisalhamento vertical do vento (500-925 hPa) às 00 UTC do dia 16 de janeiro de 2005 ($\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, sombreado) e precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 mm h^{-1} , linha sólida); ERA-Interim-GSMaP (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e).

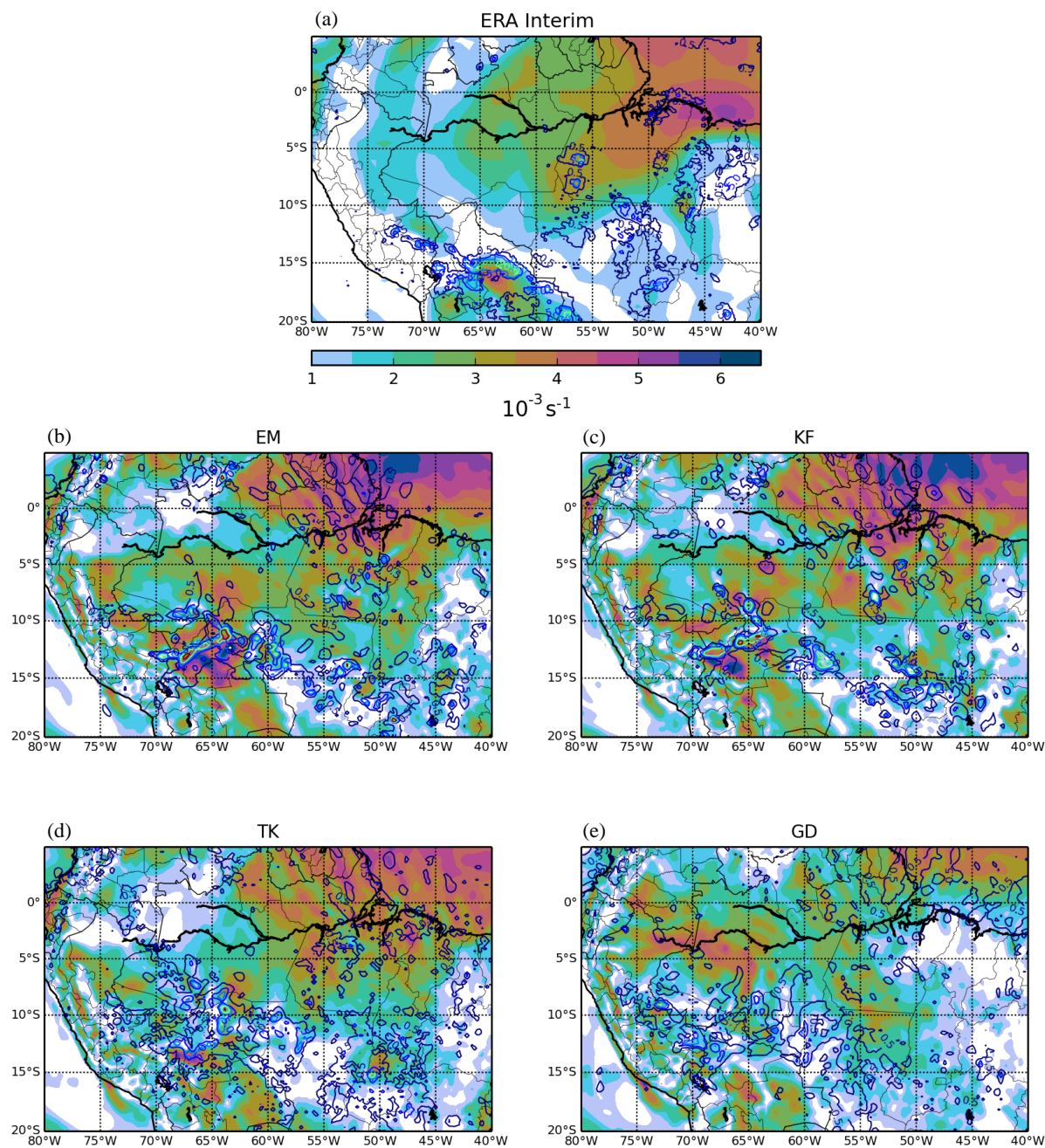


Figura 4.3.19 - Campo de cisalhamento vertical do vento (500-925 hPa) às 06 UTC do dia 16 de janeiro de 2005 ($\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, sombreado) e precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 mm h^{-1} , linha sólida); Era-Interim-GSMaP (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e).

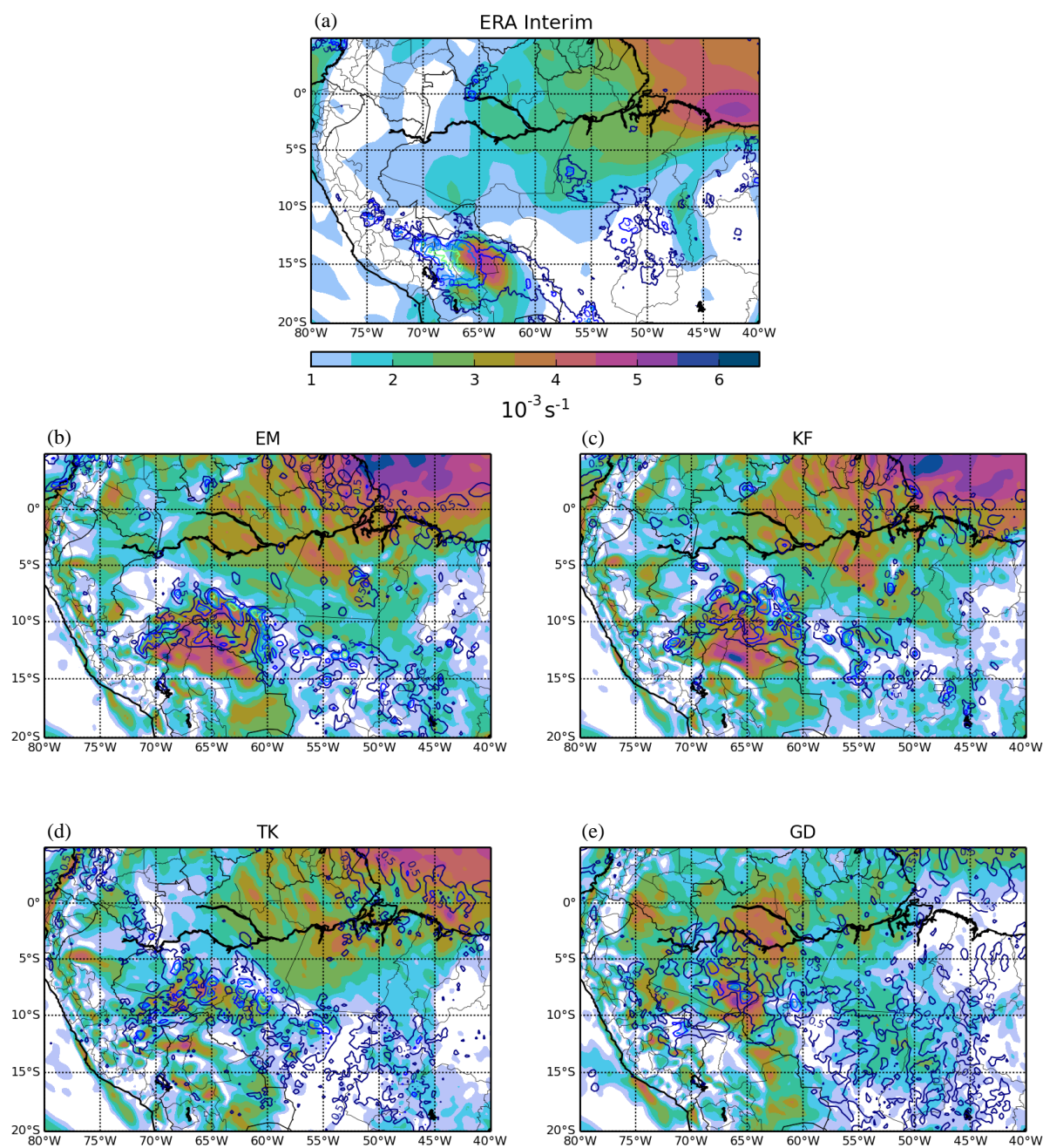


Figura 4.3.20 - Campo de cisalhamento vertical do vento (500-925 hPa) às 12 UTC do dia 16 de janeiro de 2005 ($\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, sombreado) e precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 mm h^{-1} , linha sólida); ERA-Interim-GSMaP(a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e).

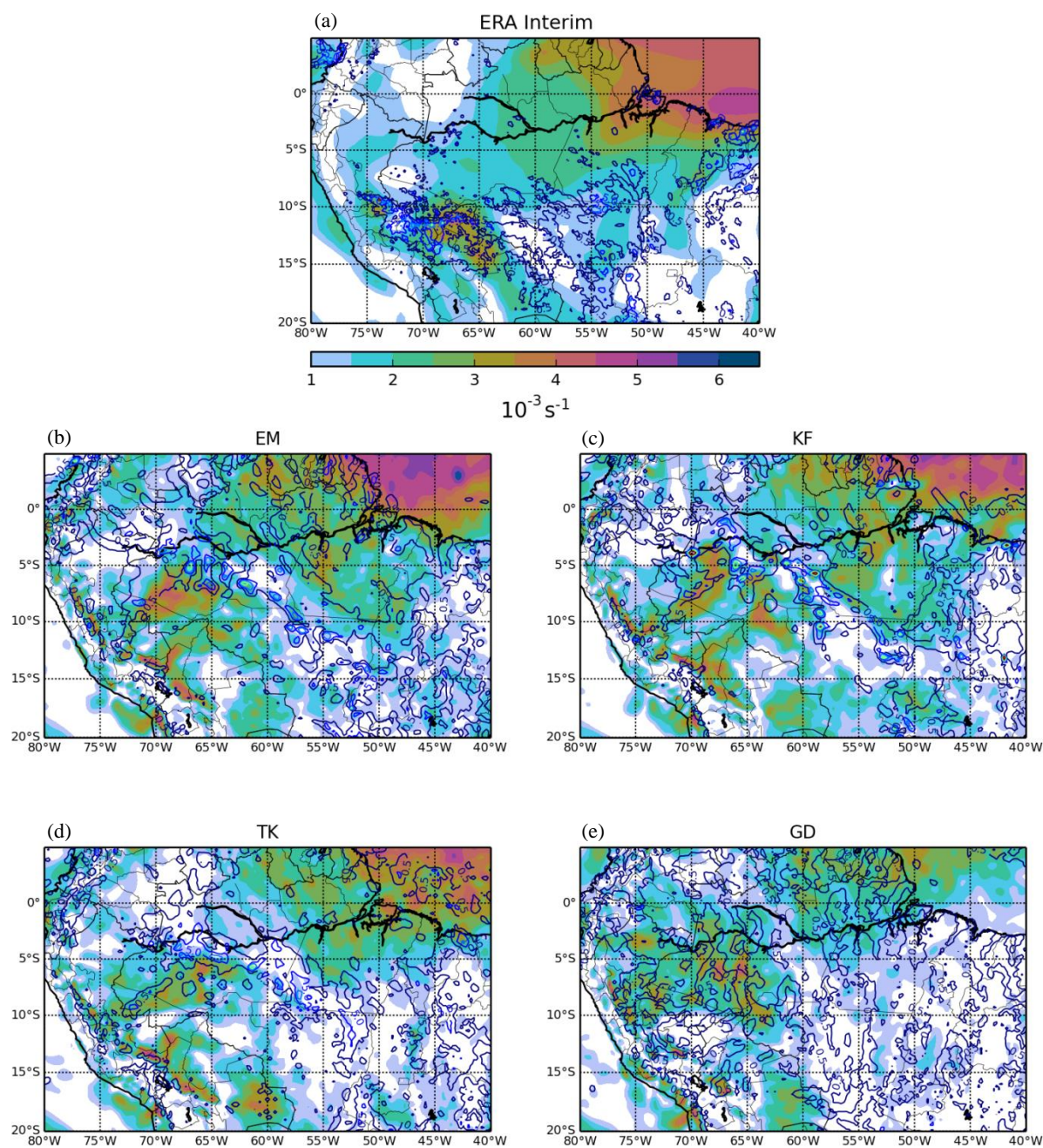


Figura 4.3.21 - Campo de cisalhamento vertical do vento (500-925 hPa) às 18 UTC do dia 16 de janeiro de 2005 ($\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, sombreado) e precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 mm h^{-1} , linha sólida); ERA-Interim-GSMaP(a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e).

b) Dia 17 de janeiro de 2005

A LI mantém-se com orientação noroeste-sudeste, paralelamente ao campo de cisalhamento vertical do vento em todas as simulações, sendo que na parte anterior há um ambiente de cisalhamento mais intenso, da ordem de $2-3 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, do que na parte posterior, abaixo de $1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, às 00 UTC do dia 17 (figura 4.3.22). O alinhamento e a definição espacial da LI estão diretamente associados à presença de cisalhamento vertical do vento intenso à frente, como mostram as simulações usando os esquemas EM e KF (figuras 4.3.22(b)-(c)), em menor escala para o esquema TK (figura 4.3.22(d)) e este mecanismo é praticamente inexistente no esquema GD (figura 4.3.22(e)). A LI observada às 00 UTC apresenta no campo de cisalhamento vertical do vento, obtido do vento da ERA-Interim, elevada intensidade, até $5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, em uma ampla faixa na retaguarda da LI paralela com a cordilheira dos Andes (figura 4.3.22(a)).

Às 06 UTC, a LI simulada já ocupa a porção central da bacia Amazônica, e nos esquemas EM e KF apresenta uma organização espacial mais fragmentada (figuras 4.3.23(b)-(c)), como indica uma menor intensidade de precipitação, e pelo fato da LI estar imersa em um ambiente de cisalhamento vertical do vento com ligeira redução na intensidade. O cisalhamento vertical do vento configura-se como uma banda orientada no sentido noroeste-sudeste logo após a chuva associada à LI.

Na figura 4.3.24(b), às 12 UTC do dia 17, a LI apresenta maior intensidade e organização espacial da banda de precipitação na sua porção norte na simulação com o esquema EM, setor da LI que está embebido em um ambiente apresentando cisalhamento vertical do vento mais intenso do que a porção central da LI. O mesmo contraste de intensidade de precipitação e continuidade espacial ocorre no esquema KF (figura 4.3.24(c)), porém a desorganização/enfraquecimento da LI no KF é maior do que o esquema EM. O esquema TK (figura 4.3.24(d)) imerso em um campo de cisalhamento vertical do vento menos intenso do que em outras simulações, apresenta menor interrupção na estrutura espacial LI e menor intensidade de precipitação. A LI no GSMaP apresenta uma configuração espacial semelhante ao das simulações 6 h antes, com o cisalhamento vertical do vento mais intenso à frente da LI e menos intensos na retaguarda.

Às 18 UTC, figura 4.3.25, devido à presença do efeito ciclo diurno na precipitação, tem-se a intensificação das células convectivas na LI simulada e observada, bem como a ocorrência do aumento do número de células convectivas por toda bacia Amazônica. Ao mesmo tempo

nota-se redução da intensidade do cisalhamento vertical do vento quando comparada aos horários anteriores nas simulações.

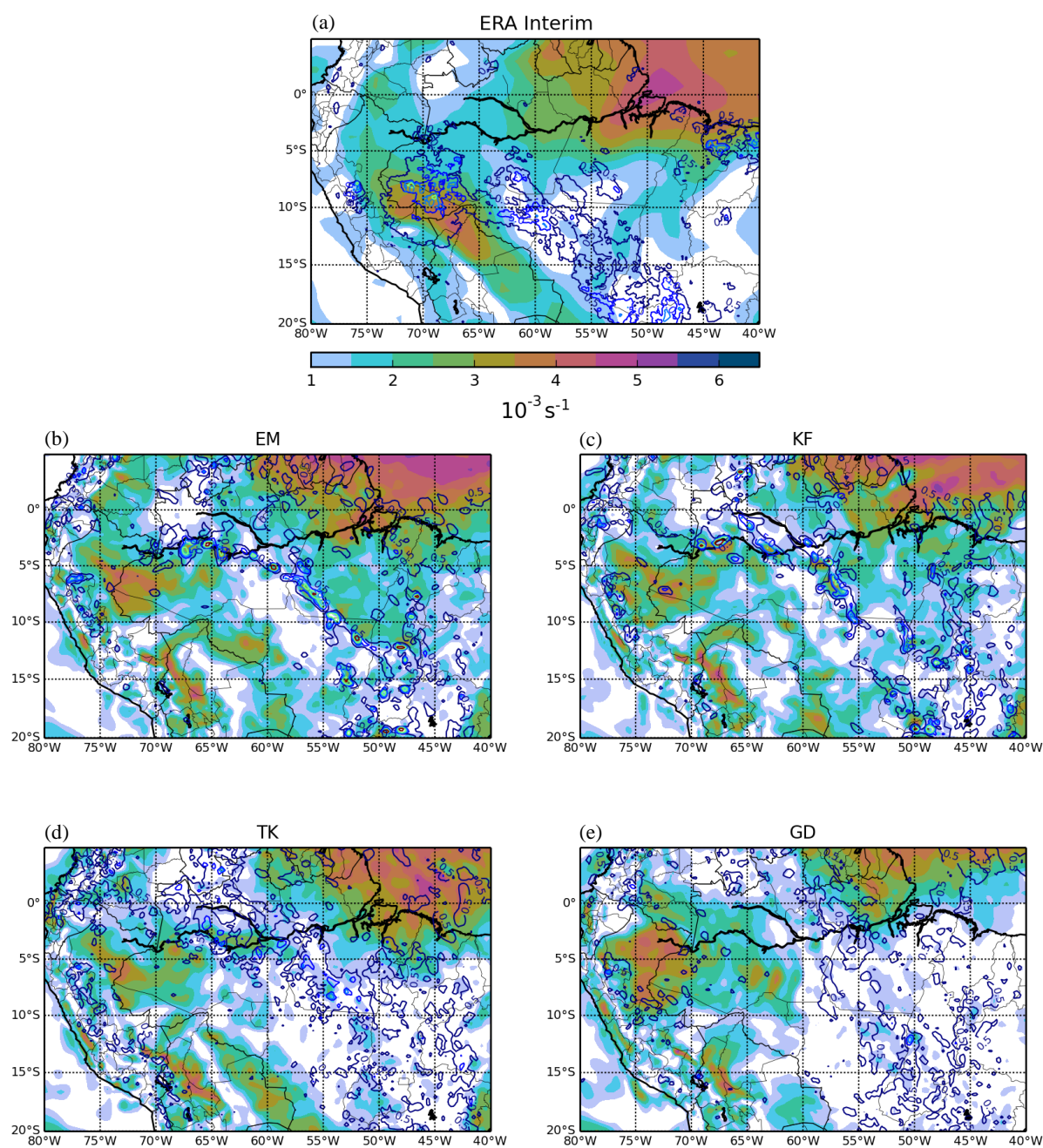


Figura 4.3.22 - Campo de cisalhamento vertical do vento (500-925 hPa) às 00 UTC do dia 17 de janeiro de 2005 ($\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, sombreado) e precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 mm h^{-1} , linha sólida); ERA-Interim-GSMaP(a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e).

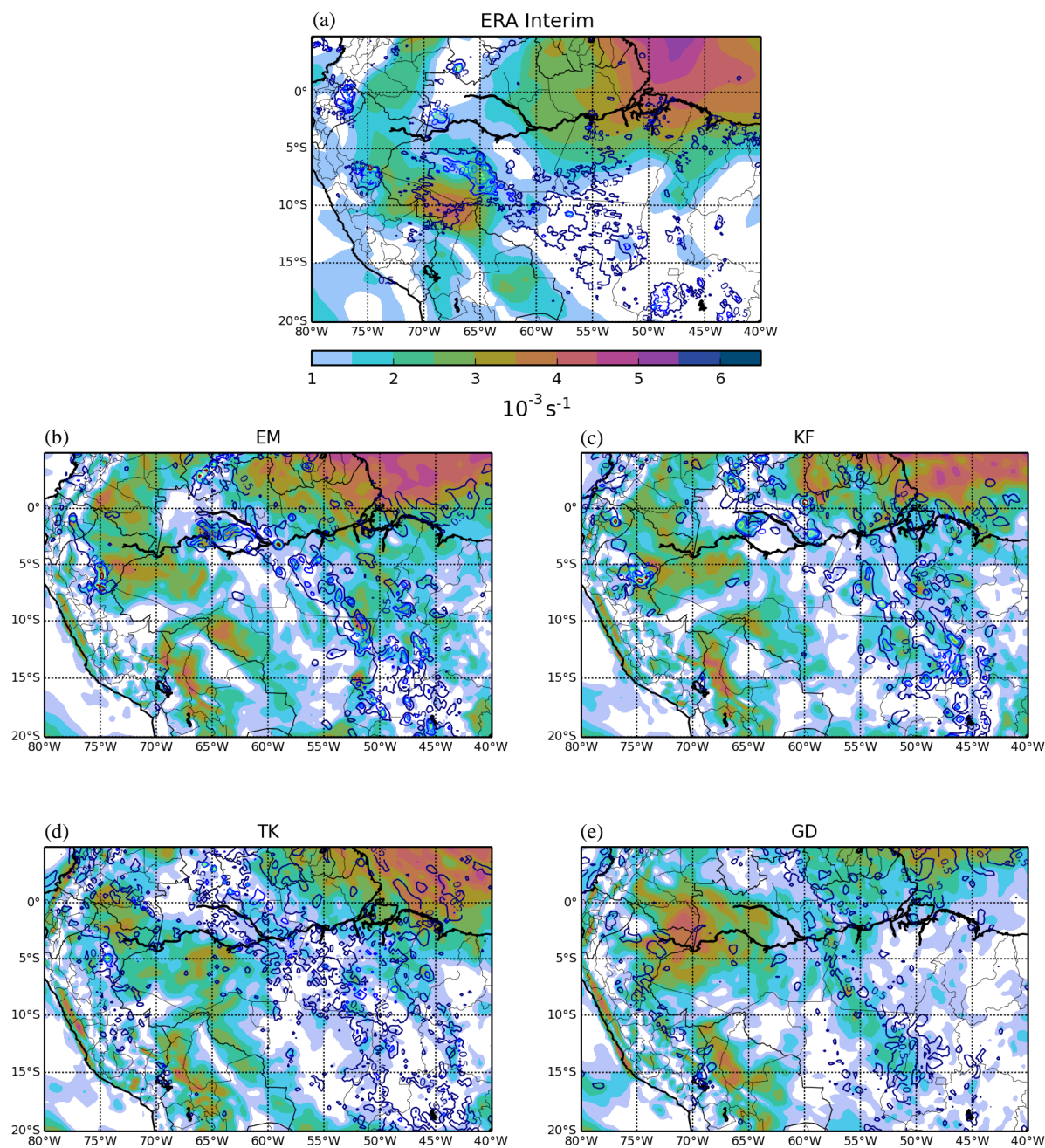


Figura 4.3.23 - Campo de cisalhamento vertical do vento (500-925 hPa) às 06 UTC do dia 17 de janeiro de 2005 ($\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, sombreado) e precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 mm h^{-1} , linha sólida); ERA-Interim-GSMaP(a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e).

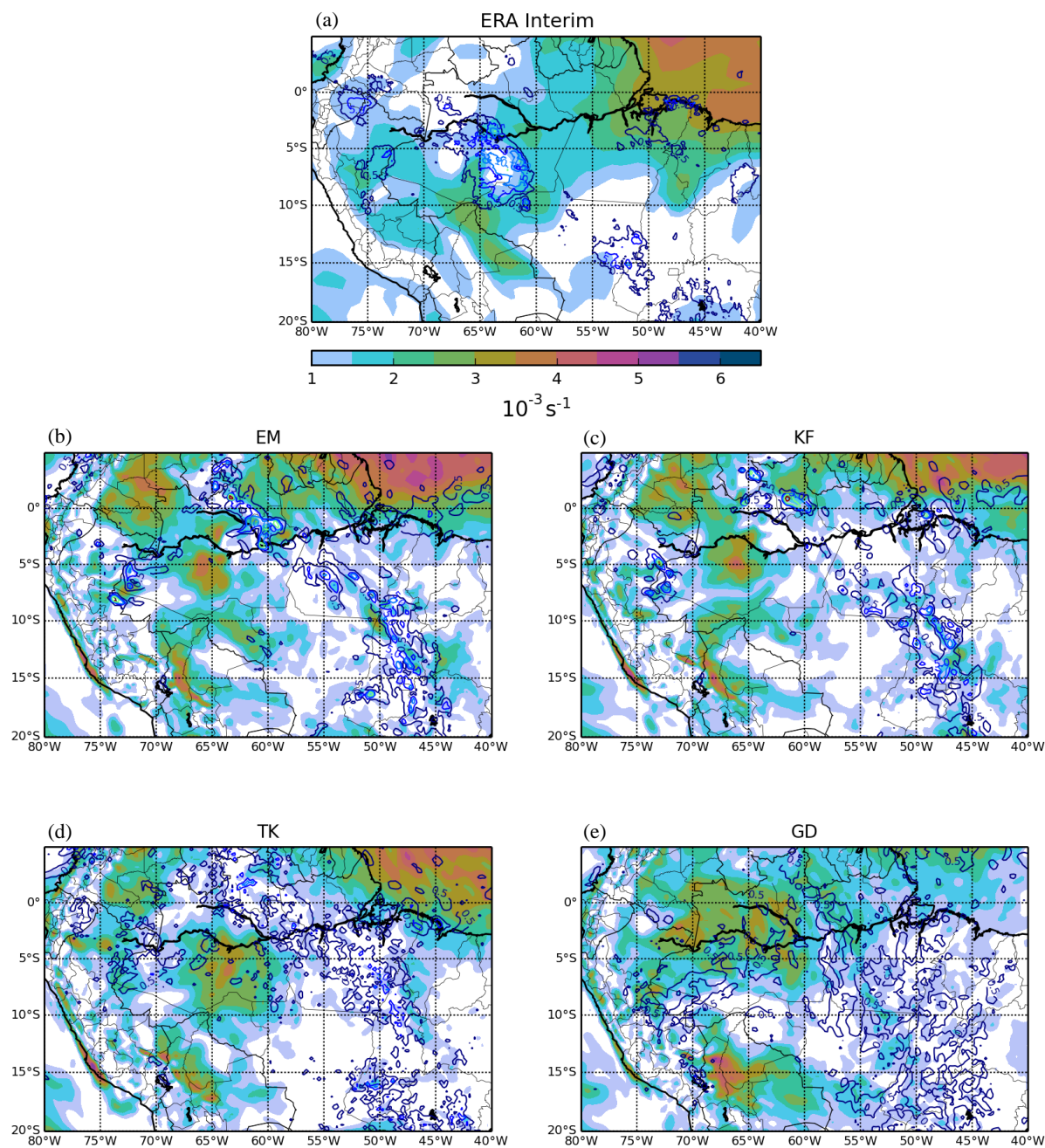


Figura 4.3.24 - Campo de cisalhamento vertical do vento (500-925 hPa) às 12 UTC do dia 17 de janeiro de 2005 ($\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, sombreado) e precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 mm h^{-1} , linha sólida); ERA-Interim-GSMaP(a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e).

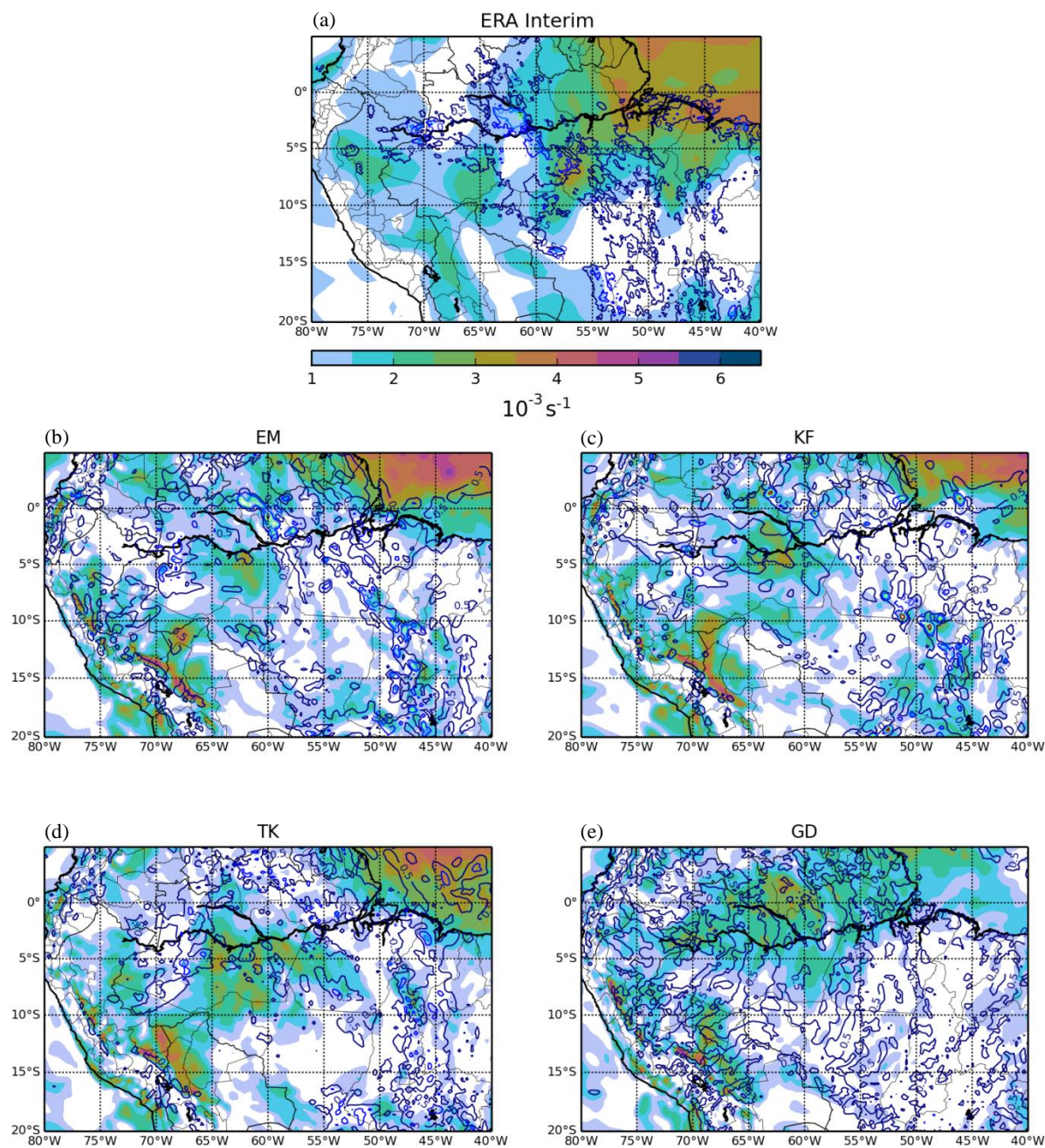


Figura 4.3.25 - Campo de cisalhamento vertical do vento (500-925 hPa) às 18 UTC do dia 17 de janeiro de 2005 ($\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, sombreado) e precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 mm h^{-1} , linha sólida); ERA-Interim-GSMaP(a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e).

c) Dia 18 de janeiro de 2005

No dia 18 às 00 UTC a LI simulada pelos esquemas EM e KF apresenta uma organização espacial fragmentada no campo de precipitação acumulada (figuras 4.3.26(b)-(c)) embebidas em um ambiente com fraco cisalhamento vertical do vento, apresentando sinais de dissipação. No esquema TK a cobertura espacial da chuva é mais uniforme e menos intensa que nos outros esquemas (figura 4.3.26(d)). Quanto ao posicionamento, no esquema EM a banda de chuva associada à LI situa-se entre 1°N - 65°W a 7°S - 50°W , aproximadamente 200 km ao sul da LI simulada pelo esquema KF. Nesta simulação a LI está próxima de 2°N - 68°W a 10°S - 49°W e aproximadamente 500 km atrás da LI simulada com o esquema TK, localizada entre as posições 5°N - 57°W a 5°S - 45°W . A LI simulada pelo EM praticamente alcança a observada pelo GSMaP (figura 4.3.26(a)), posicionando-se entre 0°N - 65°W a 7°S - 53°W . A LI observada é distribuída espacialmente em uma área mais extensa quando comparada com a LI simulada, apresentando cisalhamento vertical do vento mais intenso à frente da LI.

A figura 4.3.27 mostra que a LI às 06 UTC está em fase de dissipação nas simulações com os esquemas KF (figura 4.3.27(c)) e EM (figura 4.3.27(b)). Nesta última simulação, o campo de cisalhamento vertical do vento à frente da LI é mais intenso que nos outros esquemas, e com muitas semelhanças ao obtido da Era-Interim (figura 4.3.27(a)). Em termos de chuva, a LI observada está posicionada praticamente na mesma área que LI simulada pelo esquema EM. A LI simulada pelo esquema TK alcança a costa norte do Brasil, mas mostrando também sinais de dissipação (figura 4.3.27(d)). A simulação com o esquema GD somente apresenta convecções isoladas (figura 4.3.27(e)) fora da região da LI observada.

Nas 6 horas seguintes, ou seja, às 12 UTC, a LI já dissipou nas simulações EM, KF e está em avançado estágio de dissipação na simulação usando o esquema TK. O campo de cisalhamento na costa norte do Brasil tem uma intensidade substancialmente menor que no início da simulação, o mesmo ocorre em toda a área da bacia Amazônica (figuras 4.3.28(a)-(b)-(c)-(d)). No GSMaP a LI aproxima-se da costa já em fase de dissipação (figura 4.3.28(a)).

O efeito do ciclo diurno da precipitação é notado às 18 UTC em todas as simulações e ocorre também redução do cisalhamento vertical do vento na área da bacia Amazônica devido à ocorrência de convecção generalizada em toda a área, em especial este efeito é maior no esquema GD (figuras 4.3.29((b)-(c)-(d)-(e))).

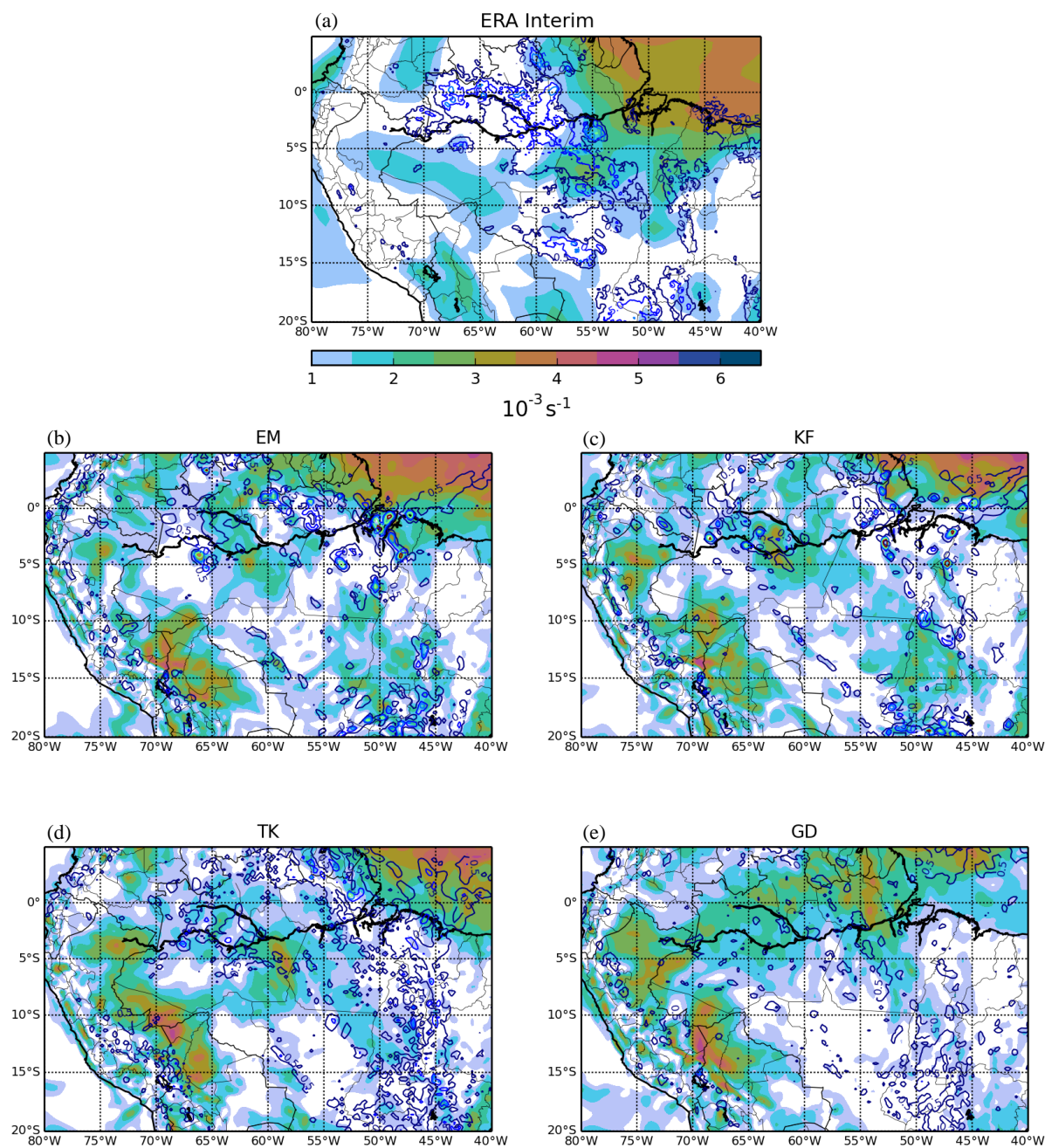


Figura 4.3.26 - Campo de cisalhamento vertical do vento (500-925 hPa) à 00 UTC do dia 18 de janeiro de 2005 ($\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, sombreado) e precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 mm h^{-1} , linha sólida); ERA-Interim-GSMaP(a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e).

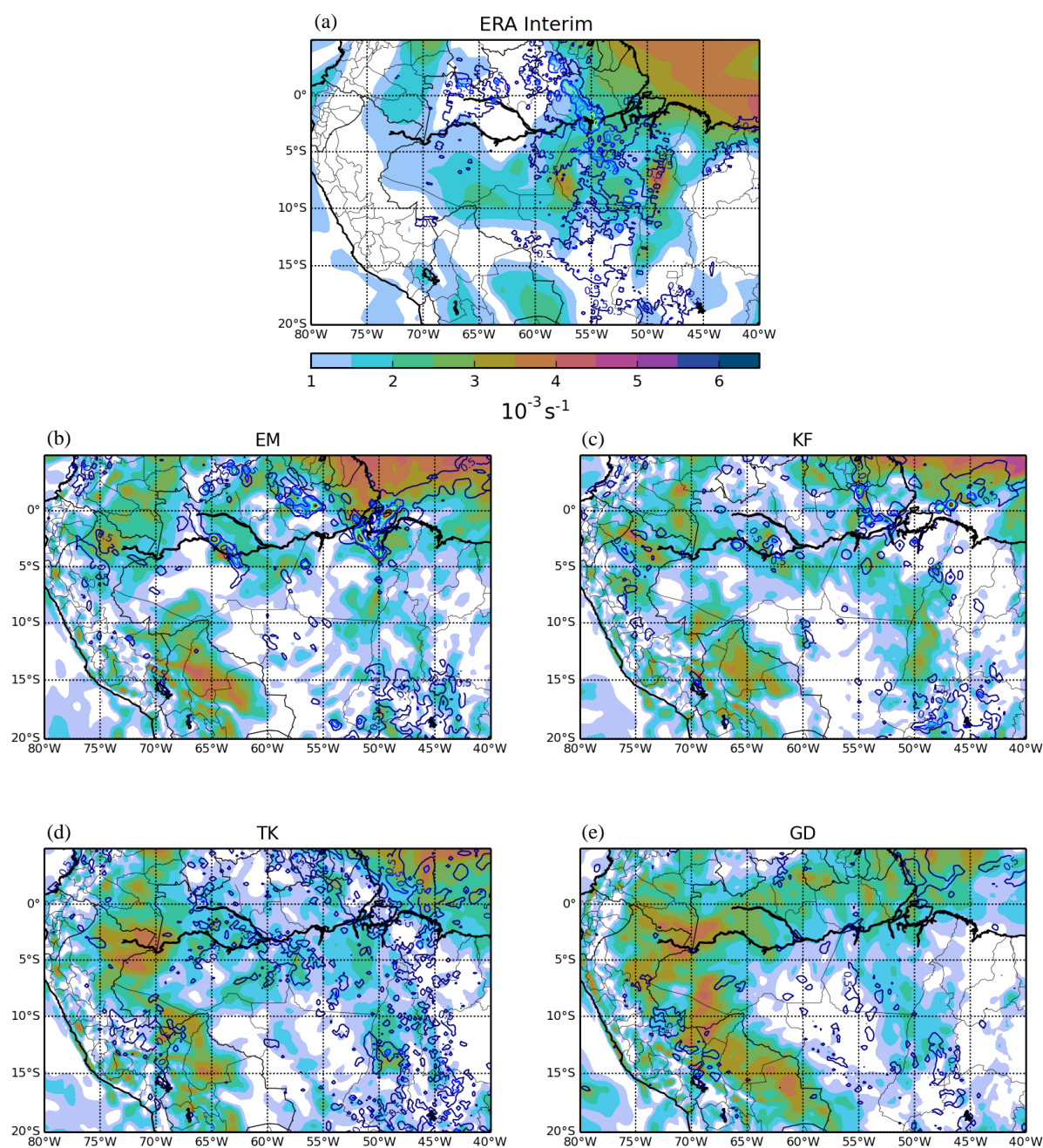


Figura 4.3.27 - Campo de cisalhamento vertical do vento (500-925 hPa) à 06 UTC do dia 18 de janeiro de 2005 ($\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, sombreado) e precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 mm h^{-1} , linha sólida); ERA-Interim-GSMaP(a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e).

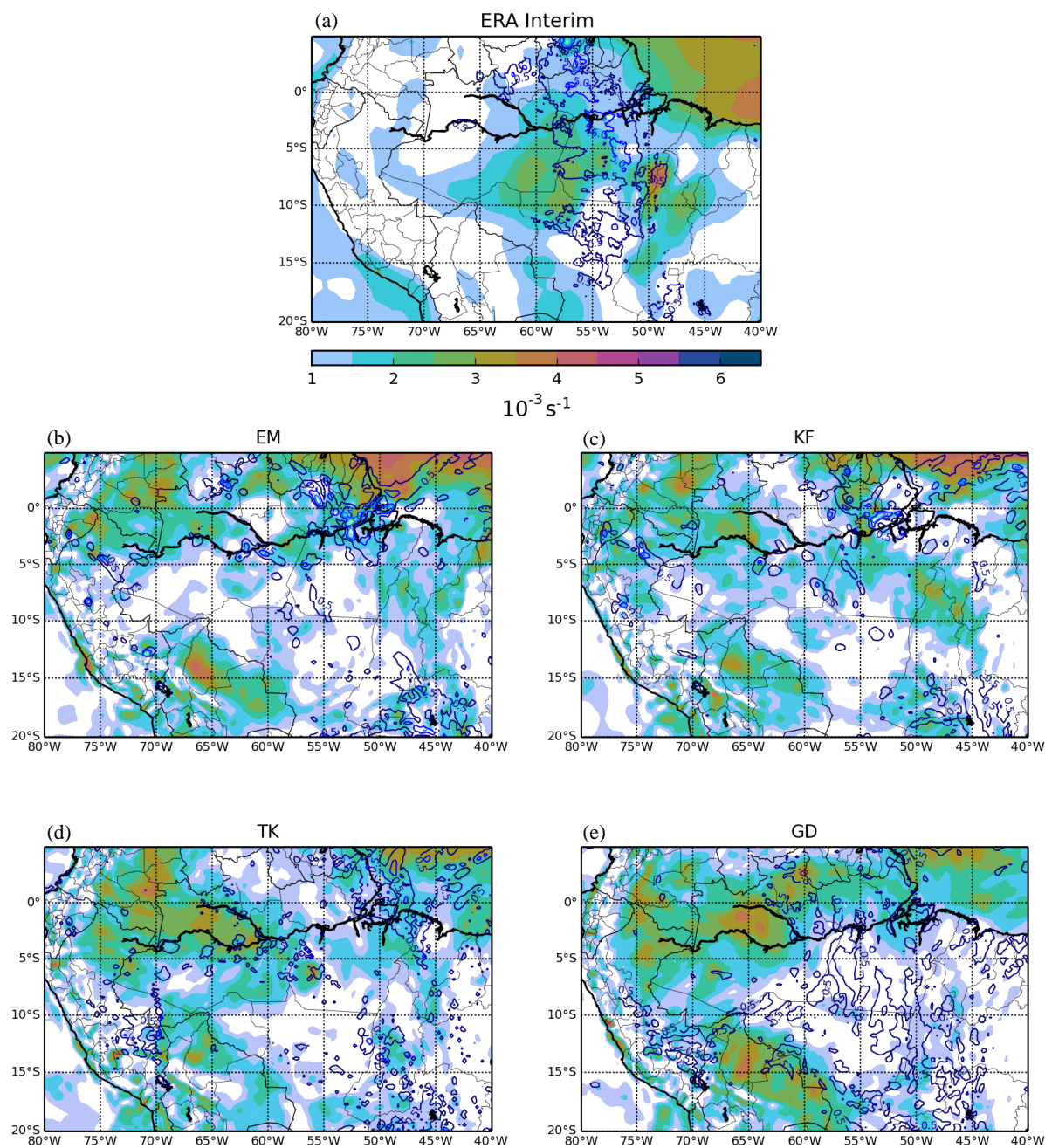


Figura 4.3.28 - Campo de cisalhamento vertical do vento (500-925 hPa) à 12 UTC do dia 18 de janeiro de 2005 ($\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, sombreado) e precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 mm h^{-1} , linha sólida); ERA-Interim-GSMaP(a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e).

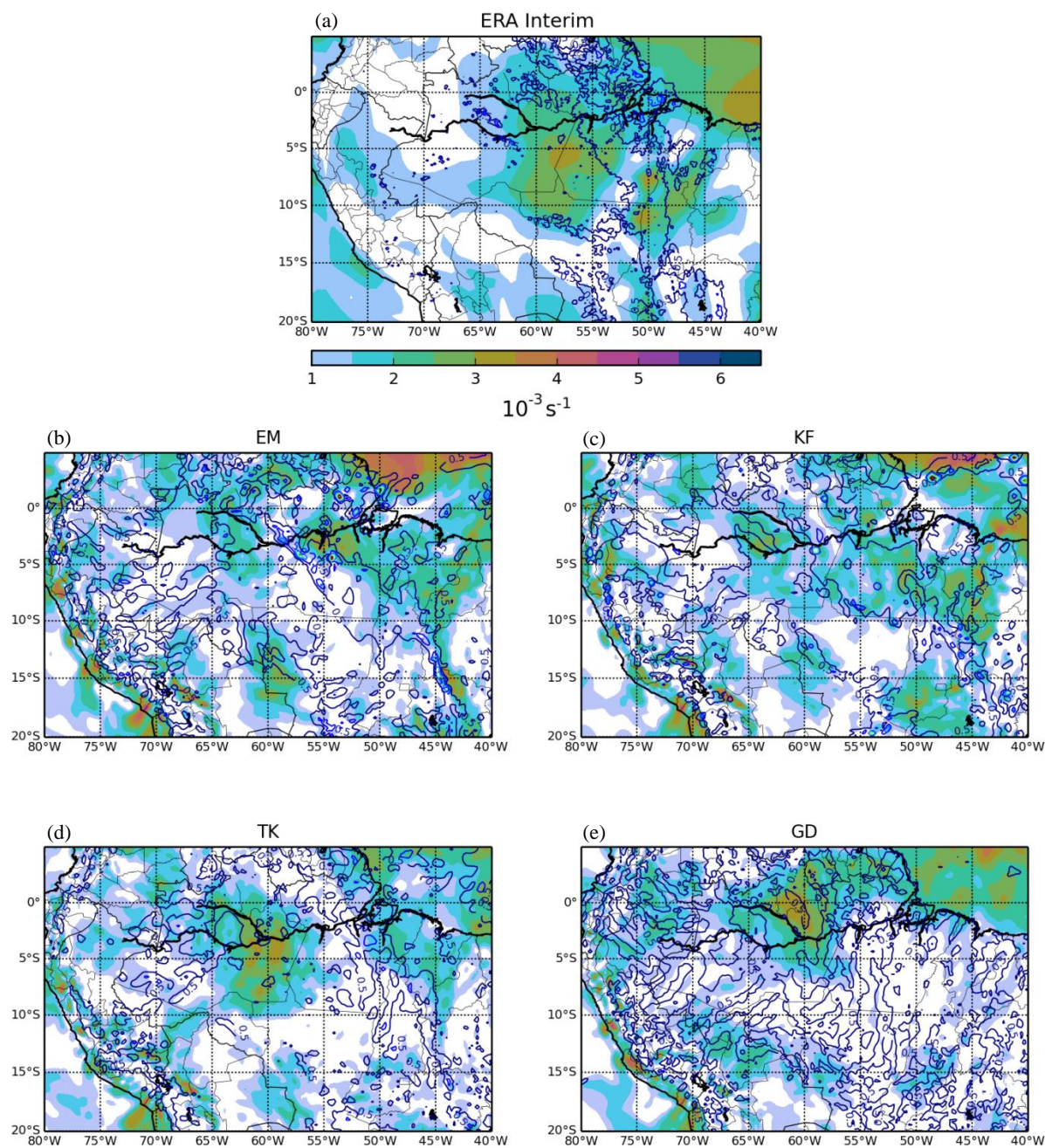


Figura 4.3.29 - Campo de cisalhamento vertical do vento (500-925 hPa) à 18 UTC do dia 18 de janeiro de 2005 ($\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, sombreado) e precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 mm h^{-1} , linha sólida); ERA-Interim-GSMaP(a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e).

A LI observada no campo de precipitação do GsMap quanto nas simulações se propaga à leste em um ambiente cujo campo de cisalhamento vertical do vento é da ordem de $2 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ a $4 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Segundo Alcântara et al (2014), a propagação de LIs é fortemente dependente da existência de um jato de baixos níveis. Conforme já discutido por Weisman (2004), a duração e organização de LIs está diretamente associada à presença do cisalhamento vertical do vento, que estiveram presente e com maior intensidade nas simulações com os esquemas EM, KF e TK desde 00UTC do dia 16 até aproximadamente às 06 UTC do dia 18, (figuras 4.3.18-4.3.27(b)-(c)-(d)). Neste período caracterizou-se um ambiente no qual há a presença de um campo de cisalhamento vertical do vento intenso à frente da LI, da ordem de $2,0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ à $3 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, com consequente alinhamento das células convectivas e aumento de intensidade. Após a passagem da LI ocorre diminuição na intensidade do cisalhamento vertical do vento (em geral menor que $1,0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$). No entanto, na simulação com o esquema GD, onde o cisalhamento vertical do vento é menos intenso do que nos outros esquemas, a ausência de organização das células convectivas em linha, entre 00UTC do dia 17 e 00UTC do dia 18, ocorre em áreas extensas com valores de cisalhamento vertical do vento abaixo de $1,0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

4.3.5 Campo da temperatura

Às 00 UTC o campo de temperatura do Era-Interim no nível de 950 hPa mostra a entrada de uma massa de ar frio, distribuída em uma faixa entre $17,5^{\circ}\text{S}$ - $62,5^{\circ}\text{W}$ e 25°S - $62,5^{\circ}\text{W}$, associada à frente fria que atua no sudeste do Brasil. Neste horário esta frente fria esteve associada à uma banda de precipitação observada pelo GSMaP (figura 4.3.30(a)). A intrusão de ar frio atuou como uma forçante para o desenvolvimento da LI, promovendo movimento ascendente e atividade convectiva. Na mesma região há uma intensa confluência dos ventos adjacente ao local onde a LI se desenvolveu. No campo de temperatura simulado com os esquemas EM, KF, TK e GD, é possível notar o deslocamento mais ao norte da massa de ar fria, em torno de 250 km, explicando o deslocamento para norte da LI simulada na mesma proporção (figuras 4.3.30(b)-(c)-(d)-(e)). Também é possível notar no campo de temperatura simulado que o gradiente térmico é menos intenso do que na ERA-Interim, com máximos e mínimas menos extremos. A banda de precipitação associada à LI também está posicionada mais ao norte nas simulações do que no GsMap e situa-se na interface entre as massas de ar frio e quente. Em especial para o esquema GD, a atmosfera é muito mais fria do que nos outros esquemas, aproximadamente 2°C menos, simulando também menor gradiente horizontal de temperatura e chuva espalhada pela bacia Amazônica. No entanto, as simulações com os esquemas EM e KF apresentam gradiente de temperatura mais intenso e padrão alinhado da precipitação acumulada na última hora.

A banda de precipitação associada à LI se desloca mais ao norte e está substancialmente mais intensa, acompanhada pelo deslocamento das massas de ar frio e quente, tanto no campo da Era-Interim como nas simulações às 06 UTC (figura 4.3.31(a)), atingindo até a posição de 12°S para a ERA-Interim/GSMaP e 15°S nas simulações.

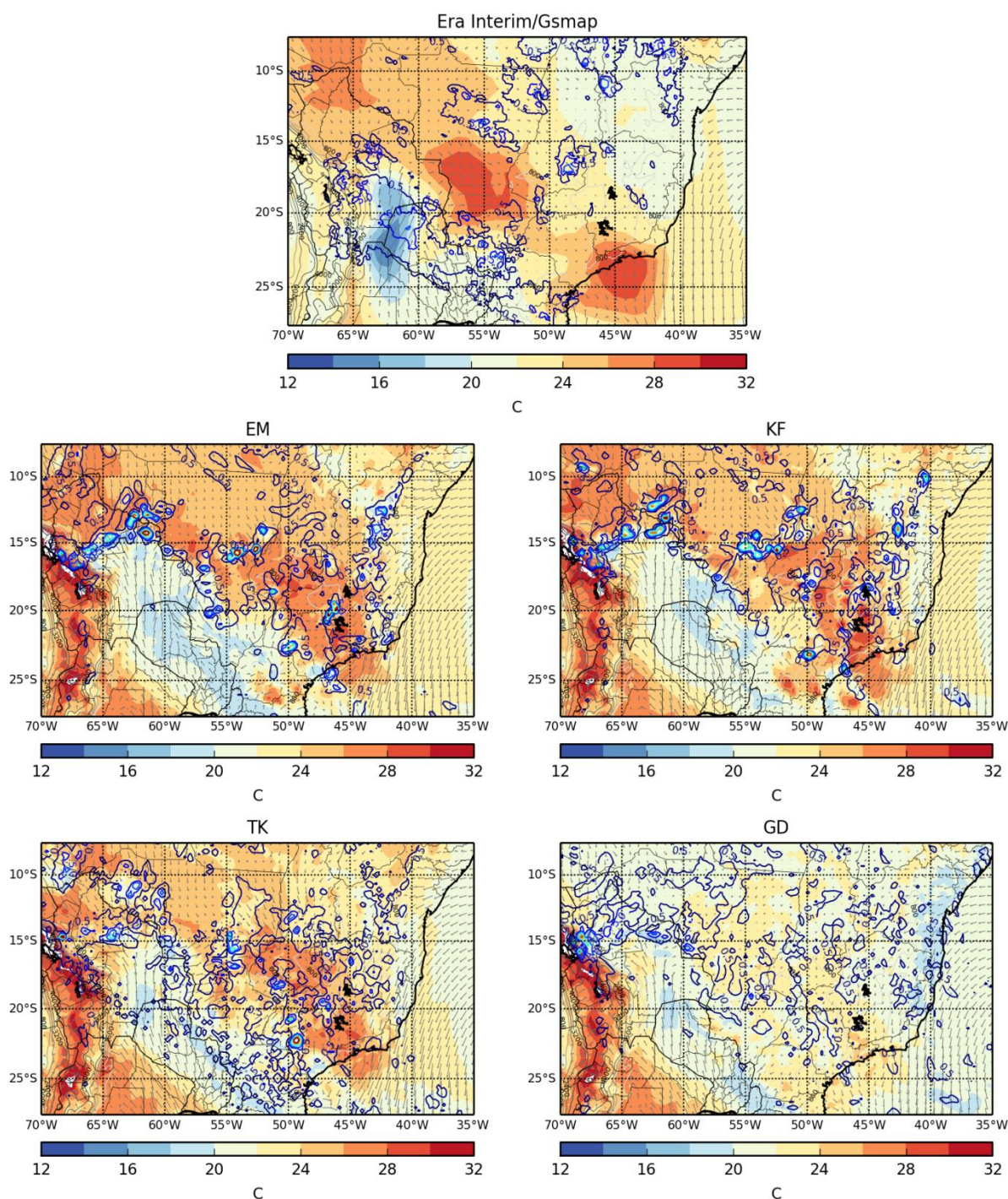


Figura 4.3.30 - Campo da temperatura em 950 hPa às 00 UTC do dia 16 de janeiro de 2005 (C°, sombreado), precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 mm h⁻¹, contorno em linha sólida) e vento em 950 hPa (m s⁻¹, vetor): GSMaP-Era-Interim (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e).

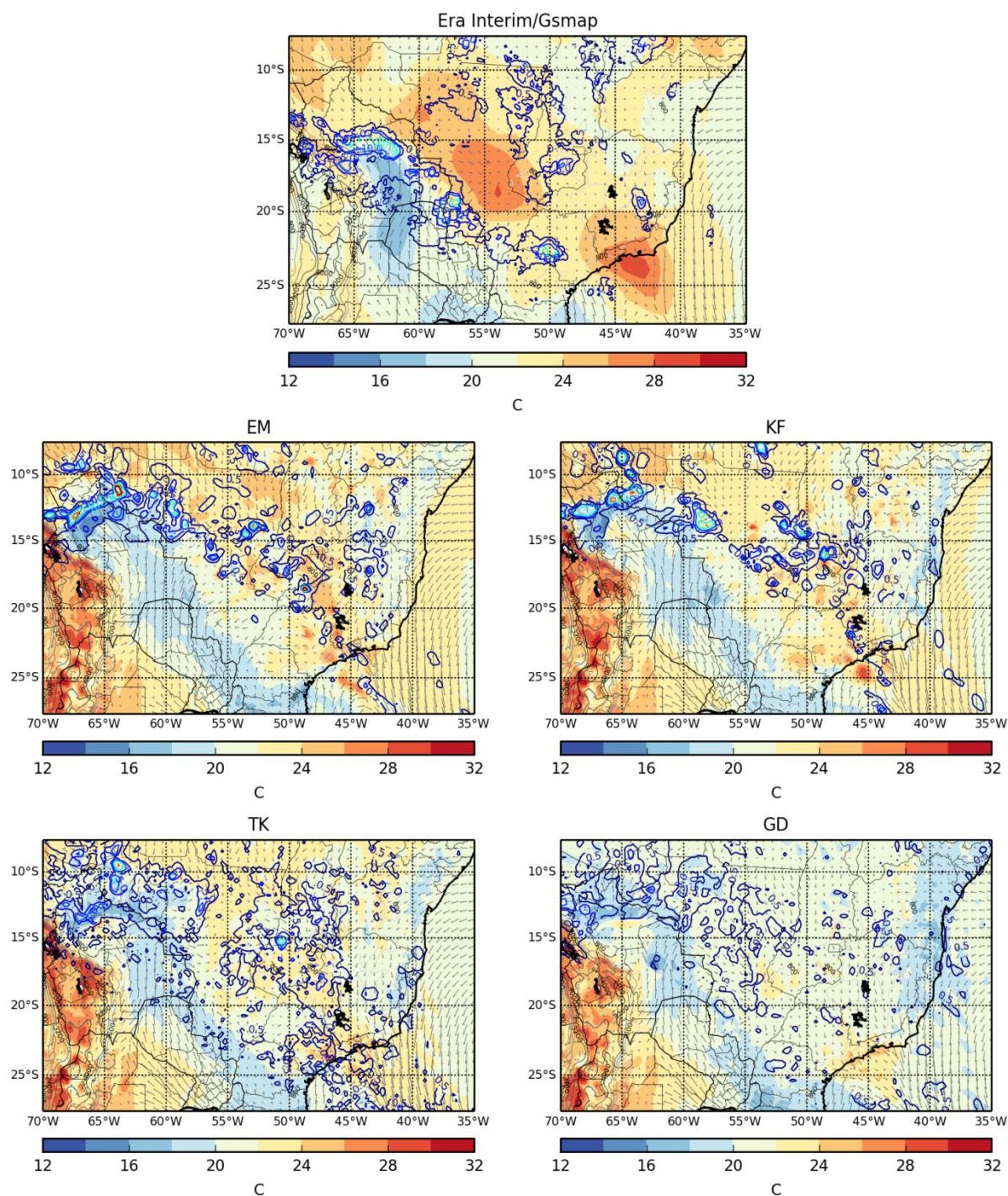


Figura 4.3.31 - Campo da temperatura em 950 hPa às 06 UTC do dia 16 de janeiro de 2005 (C° , sombreado), precipitação acumulada em 1 h (0.5, 5, 10, 20, 40 $mm h^{-1}$, contorno em linha sólida) e vento em 950 hPa ($m s^{-1}$, vetor): GSMaP-Era-Interim (a), simulações no RegCM4 usando os esquemas de parametrização cúmulos: EM (b), KF (c), TK (d) e GD (e).

4.4 Estrutura vertical e mecanismos de propagação da LI nas simulações

Para alguns horários dos dias 16 (22 e 23 UTC) e 17 (00 e 02 UTC) as figuras 4.4.2-4.4.5 apresentam cortes verticais, entre 1000 e 100 hPa, no sentido de propagação da LI, entre as coordenadas 6,2°S-60,9°W a 3,8°S-57,9°W, cortando a LI transversalmente por uma extensão de 500 km, ilustrado na figura 4.4.1. Estas seções mostram a estrutura termodinâmica e dinâmica da LI para os experimentos com os esquemas EM, KF, TK e GD.

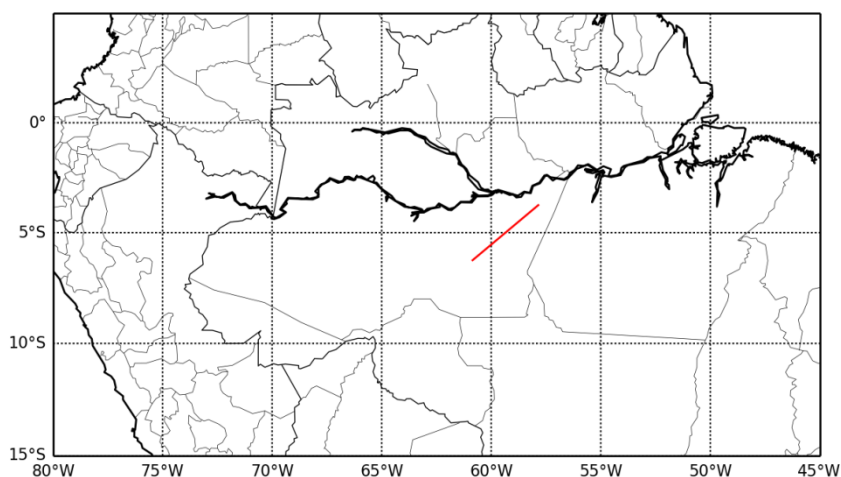


Figura 4.4.1 – Localização do corte vertical apresentado nas figuras 4.4.1 até 4.4.5.

Às 22 UTC do dia 16 tem-se a presença de células convectivas profundas simuladas nos esquemas EM e KF em estágios de desenvolvimento e maduro, respectivamente, (figuras (4.4.2(a)-(b)-I) e em dissipação no esquema TK (figura 4.4.2(c)-I). O campo do vento mostra uma intensa corrente ascendente na região com atividade convectiva, entre os níveis de 700 e 400 hPa. Nota-se a presença de convergência do vento nos níveis abaixo de 800 hPa diretamente abaixo da área convectiva e divergência no topo, acima de 250 hPa. O campo de conteúdo massa de água líquida de nuvem para todos os esquemas avaliados apresenta conversão do vapor de água em água líquida (figuras 4.4.2(a)-(b)-(c)-(d)-I). No esquema EM (figura 4.4.2(a)-I) há a presença de dois núcleos, um mais intenso localizado aproximadamente a 150 km do ponto inicial do corte e outro menos intenso em 275 km, ambos verticalmente posicionados no nível de 500-600 hPa em uma região onde as correntes ascendentes são intensas. Para o esquema KF o núcleo convectivo é mais intenso e com grande extensão horizontal e está posicionado a 350 km do ponto inicial do corte, com máxima intensidade no nível de 500 hPa.

No campo de temperatura potencial equivalente (θ_e), tem-se a presença de aquecimento na região embebida pelos núcleos convectivos, aquecimento visualizado como uma distorção das

linhas de θ_e . Nas figuras 4.4.2(a)-I e 4.4.2(b)-I para as simulações usando os esquemas EM e KF entre os níveis de 700 a 550 hPa, a linha com $\theta_e=335$ K é interrompida pelo corrente de ar ascendente da superfície com maior θ_e , situada logo abaixo e a frente da LI, e pelo aquecimento associada à liberação de calor latente pela convecção. A região logo abaixo e atrás do núcleo convectivo mostra a presença da piscina fria, caracterizada como uma região com baixo θ_e , devido as correntes descendentes e ao resfriamento evaporativo da precipitação, cuja borda se eleva até o nível de 800 hPa (figuras 4.4.2(a)-I e 4.4.2(b)-I).

As figuras 4.4.2(a)-(b)-(c)-II apresentam o cisalhamento vertical do vento entre os níveis de 500 a 850 hPa e CAPE em toda a extensão do corte à frente e diretamente abaixo da região convectiva. Na área com atividade convectiva o cisalhamento vertical do vento é intenso na parte posterior da LI e diminui de intensidade à frente da LI, apresentando um mínimo diretamente abaixo do núcleo convectivo. A simulação EM exibe um ambiente com cisalhamento vertical do vento à frente da LI mais intenso do que no esquema KF. Nos esquemas TK e GD, onde não há ocorrência de convecção intensa, o cisalhamento vertical do vento é espacialmente mais constante e com intensidade menor do que os simulados pelos esquemas EM e KF. Quanto à instabilidade termodinâmica, as simulações EM e KF apresentam CAPE com valores em torno de 1900 J kg^{-1} e 2400 J kg^{-1} respectivamente (figuras 4.4.2(a)-(b)-II) e na simulação com o esquema TK o CAPE atinge até 1600 J kg^{-1} no ambiente à frente da LI (figuras 4.4.2(c)-II).

Nas figuras 4.4.2(a)-(b)-(c)-(d)-III, tem-se a intensidade da taxa de precipitação na extensão do corte da LI simulada, cuja intensidade está diretamente relacionada à intensidade da convecção e ao estágio no qual a atividade convectiva se encontra. No esquema KF, cujo núcleo convectivo está em estágio maduro e mais intenso, a chuva é mais intensa do que no esquema EM, ou seja, da ordem de até 27 e 19 mm h^{-1} , respectivamente. Na simulação com o esquema TK em estágio de dissipação e presença de chuva estratiforme, a chuva atinge valores inferiores a 2 mm h^{-1} . O efeito da atividade convectiva no transporte da umidade dos níveis mais baixos para os níveis mais altos da atmosfera é mostrado no painel III da figura 4.4.2, onde se tem um aumento na umidade específica em 500 hPa nas regiões do corte onde a convecção está ativa. No esquema KF o aumento na umidade específica ocorre exatamente na região do núcleo convectivo da LI simulada no estágio maduro, comportamento semelhante é notado para os esquemas EM e TK, mas em menor escala. No esquema GD também é visível um forte umedecimento da atmosfera em médios níveis devido à atividade convectiva isolada que está ocorrendo em uma atmosfera bastante seca.

Às 23 UTC do dia 16 na simulação com o esquema EM (figura 4.4.3(a)-I) ocorre uma desintensificação do primeiro núcleo convectivo (o da direita na figura 4.4.2(a) que entrou em dissipação) e a intensificação do segundo núcleo. Este último apresenta agora intensas correntes ascendentes, localizadas acima da borda anterior da piscina fria, cuja extensão horizontal aumentou e sua altura eleva-se até o nível de 650 (seguindo $\theta_e=337,5$ K). É possível também observar o aumento nos valores do conteúdo de água líquida de nuvem ($\geq 2,6 \times 10^{-3}$ kg kg⁻¹) na região do núcleo convectivo em processo de desenvolvimento, centrado no nível de 400 hPa. Nesta fase, este conteúdo atinge valores com o dobro daqueles no tempo anterior da simulação para o mesmo núcleo convectivo. Na simulação do esquema KF (figuras 4.4.3(b)-I) o núcleo convectivo está em processo de dissipação apresentando redução na intensidade das correntes ascendentes e do conteúdo de água líquida de nuvem ($\leq 2,2 \times 10^{-3}$ kg kg⁻¹). As simulações dos esquemas TK e GD (figuras 4.4.3(c)-(d)-I) apresentam baixos valores de conteúdo de água líquida de nuvem ($\leq 0,6 \times 10^{-3}$ kg kg⁻¹) em um ambiente ausente de correntes ascendente e atmosfera em níveis médios muito mais fria: 2,5 K para o esquema TK e 5,0 K mais fria para o esquema GD do nos esquemas EM e KF no mesmo horário. Isto indica nos esquemas GD e TK um caráter estratiforme da precipitação associado com a dissipação dos núcleos convectivos que compõe a LI.

Nas figuras 4.4.3(a)-(b)-II, os esquemas EM e KF apresentam um ambiente com moderado/alto CAPE a frente da LI, com valores de até 1000 e 2000 J kg⁻¹ respectivamente, com intenso cisalhamento vertical do vento no esquema EM (LI em fase de desenvolvimento/madura) tanto à frente e atrás do núcleo convectivo, e intenso cisalhamento vertical do vento atrás da LI no esquema KF. Mesmo com CAPE moderado (~ 900 J kg⁻¹) e mesma ordem de magnitude para o cisalhamento vertical do vento não há ocorrência de convecção profunda para o esquema TK (figura 4.4.3(c)-II). Para a simulação com o GD o CAPE é muito fraco (figura 4.4.3(d)-II). Quanto à precipitação valores de até 20 mm h⁻¹ são simulados com os esquemas EM e KF (figuras 4.4.3(a)-(b)-III) e valores próximos de zero nos esquemas de TK e GD associados à precipitação estratiforme (figuras 4.4.3(c)-(d)-III).

No dia 17 às 00 UTC o esquema EM apresenta o núcleo convectivo em pleno estágio maduro com profundidade além de 150 hPa (figura 4.4.4-(a)-I). Neste horário ocorreu intensificação das correntes ascendentes, que atingem até o nível de 250 hPa, e estão embebidas em uma extensa região com elevados valores de conteúdo de água líquida de nuvem (maior que $3,0 \times 10^{-3}$ kg kg⁻¹), centrada no nível de 300 hPa que representa uma elevação comparado ao tempo anterior (figura 4.4.3-(a)-I). No campo da temperatura potencial equivalente ocorreu

um ligeiro resfriamento, em parte devido ao deslocamento do máximo de intensidade do núcleo convecção para níveis mais altos e em parte pelo resfriamento evaporativo na cortina de precipitação abaixo do mesmo, no entanto é notório o aquecimento da atmosfera nos níveis entre 800-500 hPa promovido pela liberação de calor latente devido à convecção. Quanto à piscina fria, formada na região diretamente abaixo da LI, esta atinge até o nível de 800h hPa o que indica uma redução na altura de suas bordas em relação ao tempo anterior.

Na simulação com esquema KF (figura 4.4.4(b)-I) o núcleo convectivo está posicionado em 300 km em avançado estágio desintensificação e um novo núcleo está em desenvolvimento próximo de 400 km às 00 UTC do dia 17. Este último situa-se diretamente acima da borda dianteira da piscina fria, com máximo conteúdo de água líquida de nuvem nas imediações do nível de 500 hPa. No campo θ_e a altura da borda da piscina fria formada à frente da LI é mais definida e alta, chegando até o nível de 700 hPa, do que na simulação com o esquema EM. Esta piscina fria no esquema de KF atua como uma forçante do núcleo em desenvolvimento à frente da LI, onde é possível notar a presença de novas correntes ascendentes. No esquema TK o conteúdo de água líquida na atmosfera é da ordem de até $1,6 \times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$, entre os níveis 700-200 hPa, porém não há presença de fortes correntes ascendentes, exceto na borda de uma porção fria próxima da superfície, possivelmente o resquício da piscina fria, na posição entre 200 à 350 km (figura 4.4.4(c)-I) e induzida pela convergência de massa. O esquema de TK não simula uma circulação direta promovendo o levantamento do ar como nos esquemas EM e KF. O esquema GD apresenta uma atmosfera em geral mais fria com a ausência da piscina fria e de circulação ascendente favorecendo a formação de atividade convectiva profunda (figura 4.4.4(d)-I).

Nas figuras 4.4.4(a)-(b)-II, à frente da LI os valores de CAPE estão abaixo de 800 J kg^{-1} para os esquemas EM e TK e 1800 J kg^{-1} no esquema KF, valores estes ligeiramente menores do que nos tempos anteriores. Na simulação com esquema GD os valores de CAPE são menores ainda, próximos a zero. O cisalhamento vertical do vento (figuras 4.4.4(a)-(b)-(c)-(d)-II) atinge valores de até $3,0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ no ambiente no qual os esquemas obtêm êxito em simular convecção profunda (EM e KF). A chuva chega até $57,5 \text{ mm h}^{-1}$ diretamente sob o núcleo convectivo maduro da LI simulada no esquema EM (figura 4.4.4(a)-III) e até 17 mm h^{-1} abaixo da porção com maior atividade convectiva da LI no esquema KF (figura 4.4.4(b)-III). Para a simulação TK (figura 4.4.4(c)-III) a chuva é bastante fraca, abaixo de 2 mm h^{-1} , e não há registro de precipitação para o esquema GD (figura 4.4.4(d)-III).

Às 01 UTC do dia 17 o núcleo convectivo da LI simulada pelo esquema EM entra em fase de dissipação assim como ocorre com o esquema KF (figuras 4.4.5(a)-(b)-I). Esta fase se caracteriza pela acentuada diminuição na intensidade da corrente ascendente e redução no conteúdo de água líquida de nuvem para valores menores que $1,5 \times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$ o que representa metade do valor da fase madura. No campo de θ_e nota-se um ligeiro resfriamento da atmosfera, denotado pela diminuição da área na média atmosfera (800 a 500 hPa) com $\theta_e > 335 \text{ K}$, ou seja desintensificação do aquecimento devido à liberação de calor latente e do transporte de ar com maior θ_e na região convectiva. O esquema TK (figura 4.4.5(c)-I) simula células convectivas pouco profundas e com baixos valores de conteúdo de água líquida de nuvem, entre os níveis de 500 e 300 hPa, em toda área do corte. Nas figuras 4.4.5(a)-(b)-(c)-II-III para os esquemas EM e KF o CAPE ambiente é moderado/alto (1200 e 2000 J kg^{-1} , respectivamente) à frente da LI simulada e os valores de cisalhamento vertical do vento inferiores a $2 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Neste horário também ocorre uma significativa redução na taxa de precipitação com valores menores que 20 mm h^{-1} no esquema EM e $7,5 \text{ mm h}^{-1}$ no esquema KF.

Ainda no dia 17, às 02 UTC a LI simulada propaga-se para além da linha de corte do perfil vertical enquanto nota-se a fase da dissipação da atividade convectiva nesta seção. No experimento com o esquema EM, o núcleo convectivo posicionado em 275 km está em franca dissipação (figura 4.4.6(a)-I), posicionado acima da borda da piscina fria. Nota-se também o resfriamento da atmosfera denotado pelo recuo da região mais quente ($\theta_e > 335 \text{ K}$) em níveis médios, associado ao estágio de dissipação e enfraquecimento das células convectivas nessa posição. Para o esquema KF (figura 4.4.6(b)-I), abaixo do núcleo convectivo em dissipação (400 km) tem-se a presença de forte circulação descendente originando no nível de 600 hPa, logo abaixo do máximo de conteúdo de água líquida de nuvem. Isto resulta em grande parte do resfriamento evaporativo da cortina de chuva que contribui para formar a frente de rajada presente na LI. No campo de θ_e a atmosfera chega a ser até 2,5 K mais fria do que no tempo anterior (figura 4.4.6(b)-I). Na simulação com o esquema TK estão presentes células convectivas menos profundas associadas a algum resquício de instabilidade termodinâmica da atmosfera não removida pelo esquema.

Nas figuras 4.4.6(a)-(b)-II o CAPE a frente da LI tem valores abaixo de 1200 J kg^{-1} e 400 e o cisalhamento vertical do vento reduziu-se para menos de $1,6 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ nos esquemas EM e KF respectivamente. Neste horário ocorre uma redução substancial na intensidade da taxa de precipitação, para valores abaixo de 10 mm h^{-1} no esquema EM e 15 mm h^{-1} no esquema KF, (figuras 4.4.6(a)-(b)-(c)-II). Também no esquema TK a taxa de precipitação é muito pequena, inferior a 2 mm h^{-1} .

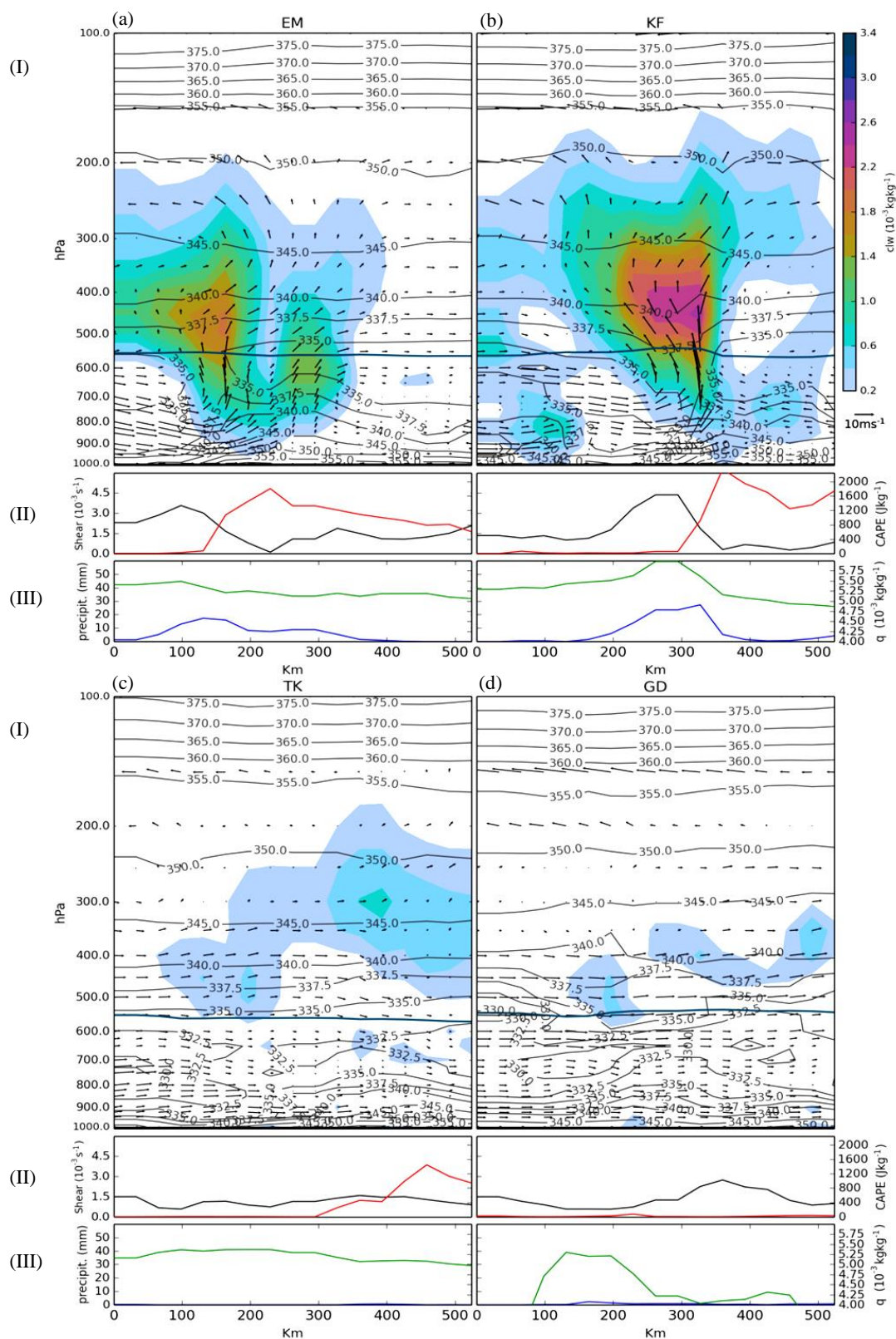


Figura 4.4.2 - Corte vertical (entre 1000-100 hPa) transversal (acima) entre os pontos $6,2^\circ\text{S}$ - $60,9^\circ\text{W}$ a $3,8^\circ\text{S}$ - $57,9^\circ\text{W}$ nas simulações com os esquemas cúmulos EM (a), KF (b), TK (c) e GD (d) às 22 UTC de 16 de janeiro de 2005. No painel I apresenta o campo do vento horizontal e vertical ($w \times 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$, vetor), conteúdo de água líquida de nuvem ($\times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$, sombreado), temperatura potencial equivalente (K, linha sólida preta) e isoterma de 0°C (linha sólida azul). Abaixo, no painel II: cisalhamento vertical do vento horizontal ($\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, linha sólida preta) entre os níveis de 500 e 850 hPa e CAPE (J kg^{-1} , linha sólida vermelha); no painel III: umidade específica ($\times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$, linha sólida verde) no nível de 500 hPa e precipitação horária (mm h^{-1} , linha sólida azul).

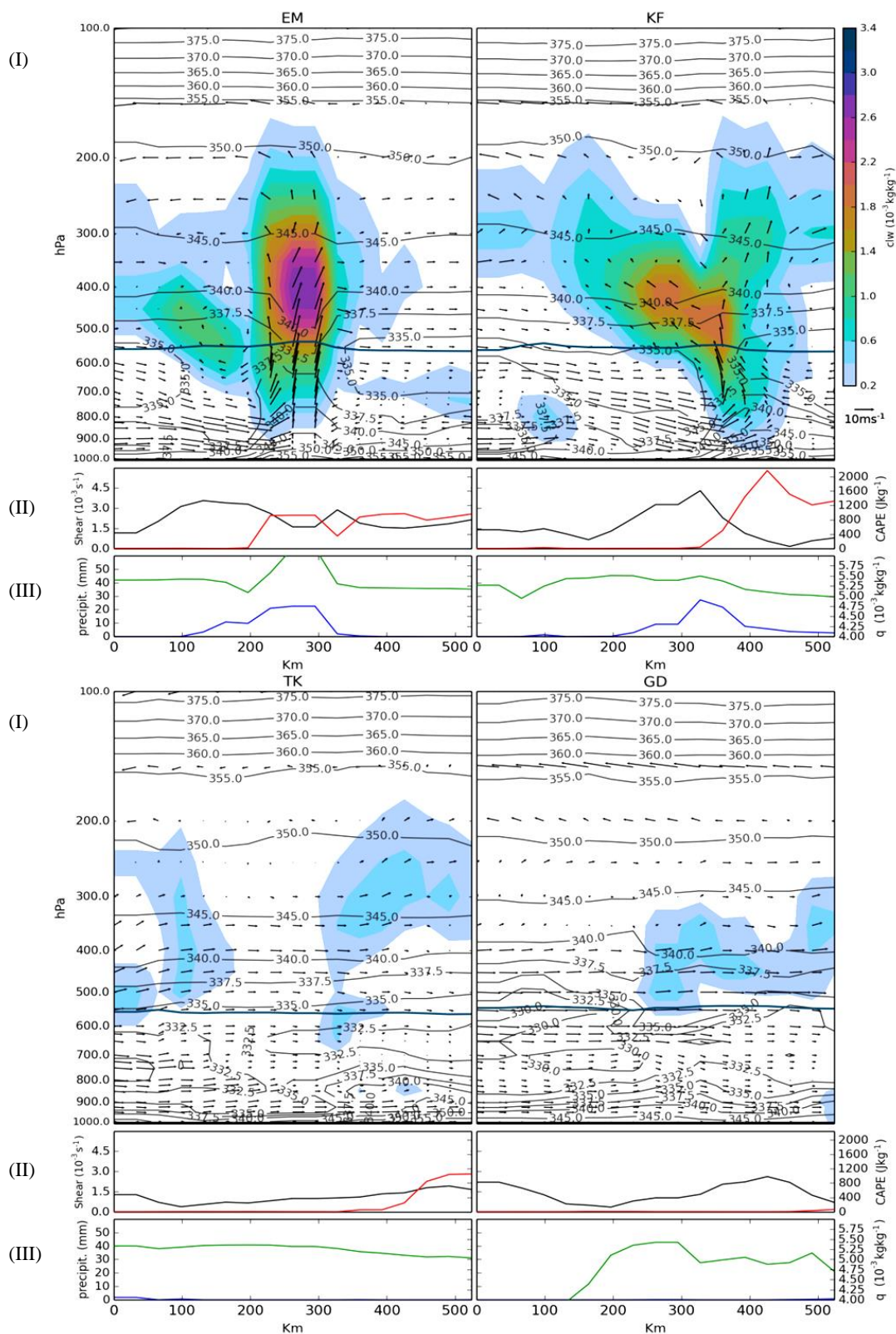


Figura 4.4.3 - Corte vertical (entre 1000-100 hPa) transversal (acima) entre os pontos $6,2^{\circ}\text{S}$ - $60,9^{\circ}\text{W}$ a $3,8^{\circ}\text{S}$ - $57,9^{\circ}\text{W}$ nas simulações com os esquemas cúmulos EM (a), KF (b), TK (c) e GD (d) às 23 UTC de 16 de janeiro de 2005. No painel I apresenta o campo do vento horizontal e vertical ($w \times 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$, vetor), conteúdo de água líquida de nuvem ($\times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$, sombreado), temperatura potencial equivalente (K , linha sólida preta) e isoterma de 0°C (linha sólida azul). Abaixo, no painel II: cisalhamento vertical do vento horizontal ($\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, linha sólida preta) entre os níveis de 500 e 850 hPa e CAPE (J kg^{-1} , linha sólida vermelha); no painel III: umidade específica ($\times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$, linha sólida verde) no nível de 500 hPa e precipitação horária (mm h^{-1} , linha sólida azul).

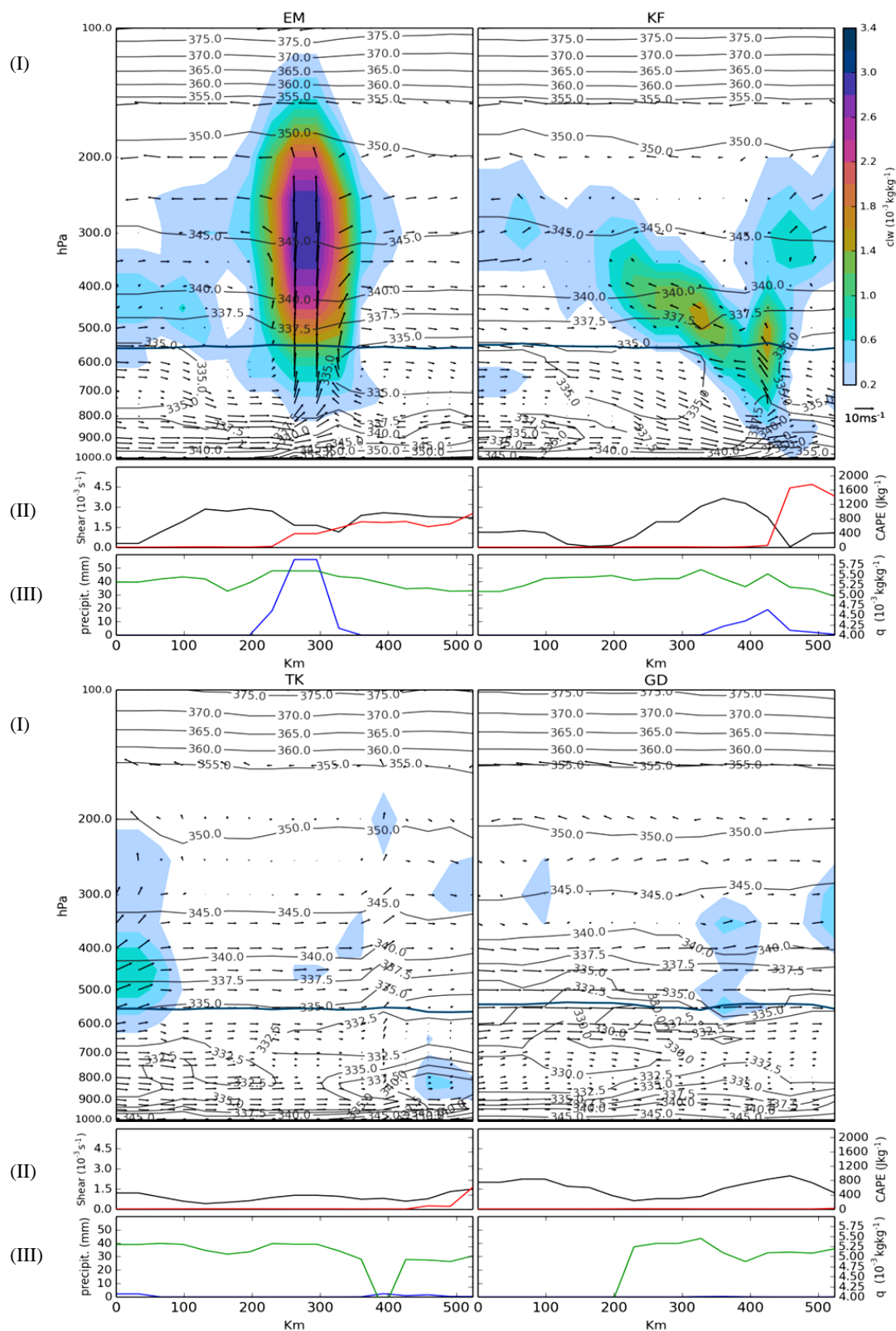


Figura 4.4.4 - Corte vertical (entre 1000-100 hPa) transversal (acima) entre os pontos 6,2°S-60,9°W a 3,8°S-57,9°W nas simulações com os esquemas cúmulos EM (a), KF (b), TK (c) e GD (d) às 00 UTC de 17 de janeiro de 2005. No painel I apresenta o campo do vento horizontal e vertical ($w \times 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$, vetor), conteúdo de água líquida de nuvem ($\times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$, sombreado), temperatura potencial equivalente (K, linha sólida preta) e isoterma de 0° C (linha sólida azul). Abaixo, no painel II: cisalhamento vertical do vento horizontal ($\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, linha sólida preta) entre os níveis de 500 e 850 hPa e CAPE (J kg^{-1} , linha sólida vermelha); no painel III: umidade específica ($\times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$, linha sólida verde) no nível de 500 hPa e precipitação horária (mm h^{-1} , linha sólida azul).

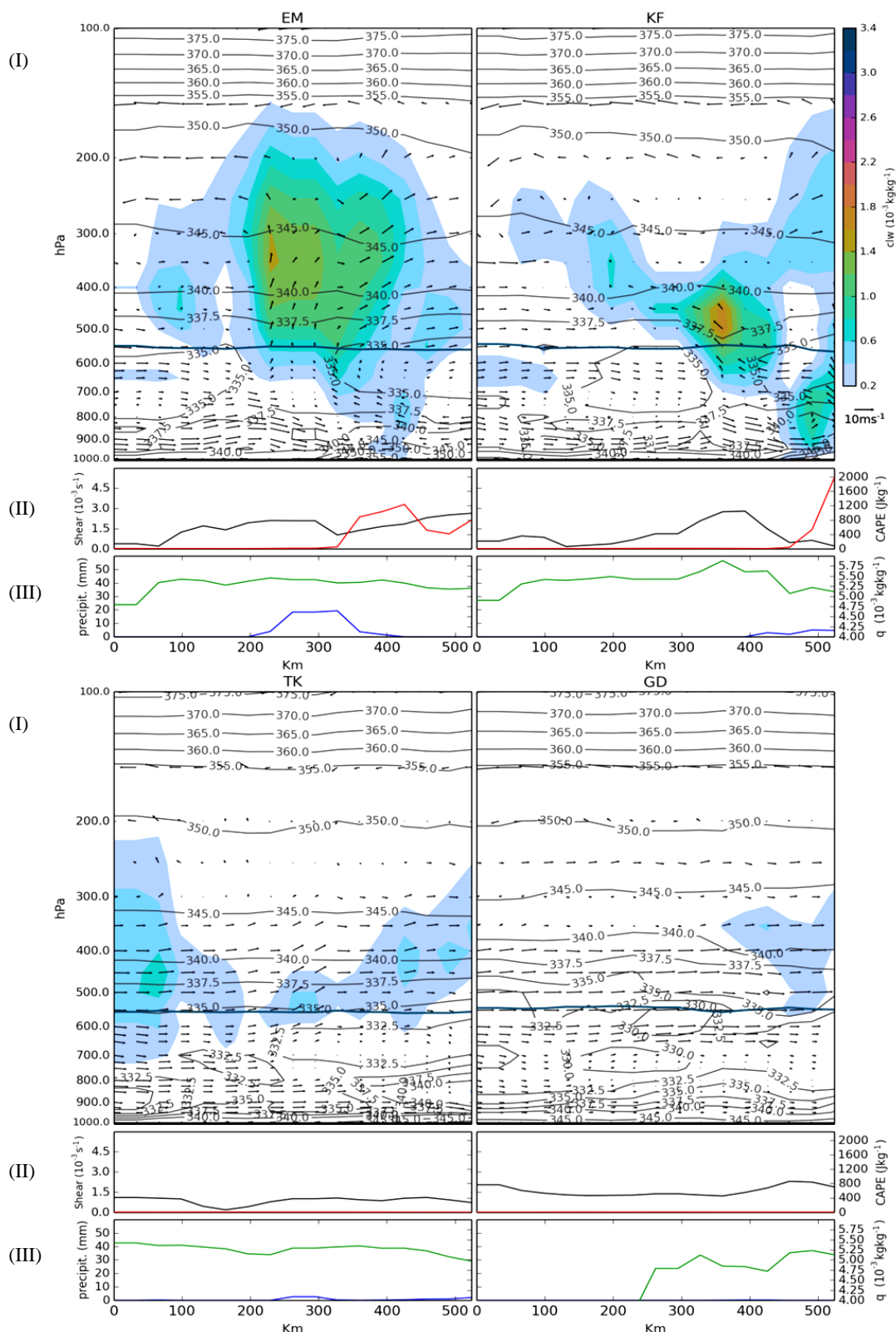


Figura 4.4.5 - Corte vertical (entre 1000-100 hPa) transversal (acima) entre os pontos 6,2°S-60,9°W a 3,8°S-57,9°W nas simulações com os esquemas cúmulos EM (a), KF (b), TK (c) e GD (d) às 01 UTC de 17 de janeiro de 2005. No painel I apresenta o campo do vento horizontal e vertical ($w \times 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$, vetor), conteúdo de água líquida de nuvem ($\times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$, sombreado), temperatura potencial equivalente (K, linha sólida preta) e isoterma de 0° C (linha sólida azul). Abaixo, no painel II: cisalhamento vertical do vento horizontal ($\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, linha sólida preta) entre os níveis de 500 e 850 hPa e CAPE (J kg^{-1} , linha sólida vermelha); no painel III: umidade específica ($\times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$, linha sólida verde) no nível de 500 hPa e precipitação horária (mm h^{-1} , linha sólida azul).

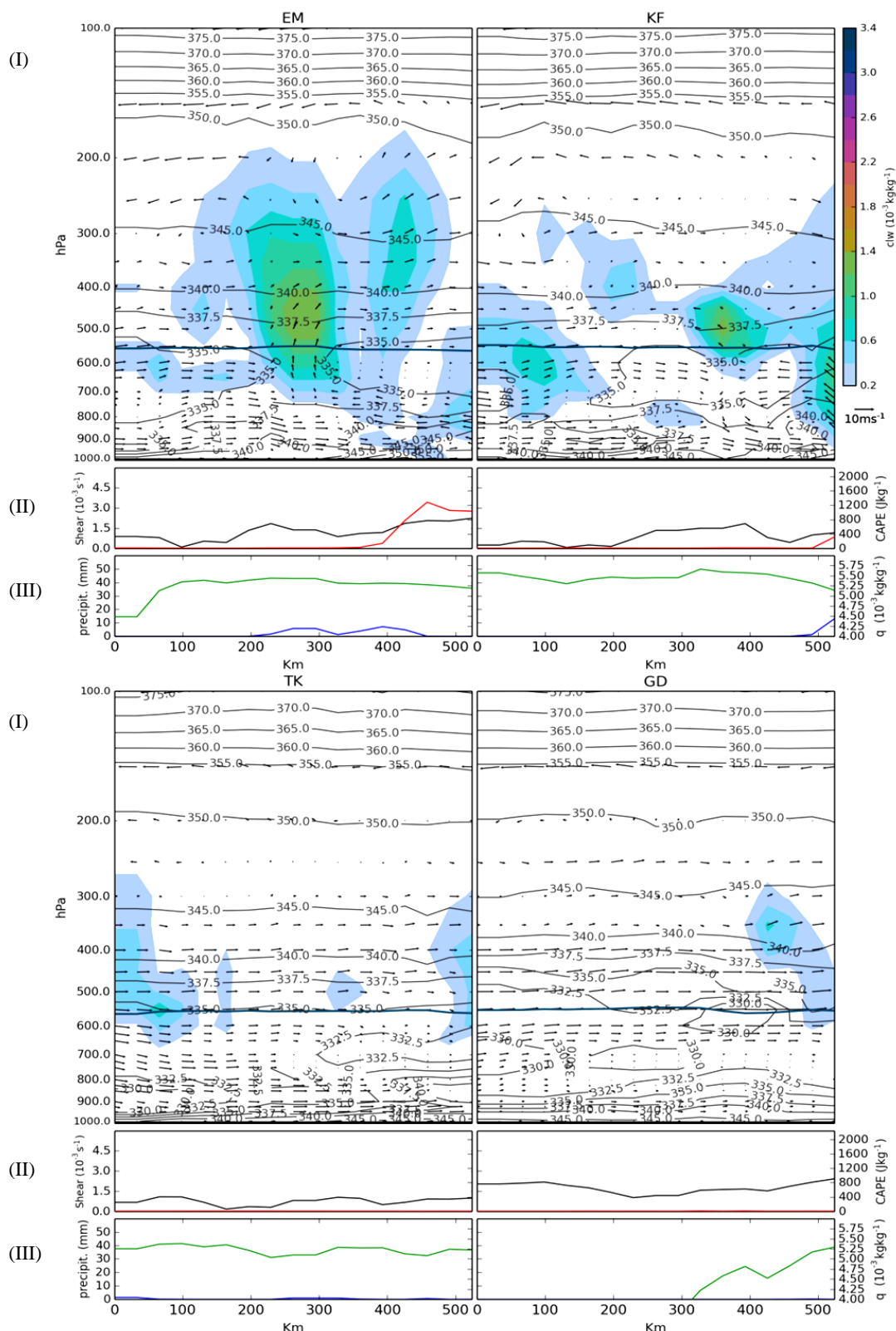


Figura 4.4.6 - Corte vertical (entre 1000-100 hPa) transversal (acima) entre os pontos $6,2^\circ\text{S}-60,9^\circ\text{W}$ a $3,8^\circ\text{S}-57,9^\circ\text{W}$ nas simulações com os esquemas cúmulos EM (a), KF (b), TK (c) e GD (d) às 02 UTC de 17 de janeiro de 2005. No painel I apresenta o campo do vento horizontal e vertical ($w \times 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$, vetor), conteúdo de água líquida de nuvem ($\times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$, sombreado), temperatura potencial equivalente (K, linha sólida preta) e isoterma de 0°C (linha sólida azul). Abaixo, no painel II: cisalhamento vertical do vento horizontal ($\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, linha sólida preta) entre os níveis de 500 e 850 hPa e CAPE (J kg^{-1} , linha sólida vermelha); no painel III: umidade específica ($\times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$, linha sólida verde) no nível de 500 hPa e precipitação horária (mm h^{-1} , linha sólida azul).

Um jato de baixos níveis está presente à frente da LI simulada para o esquema EM, entre os níveis de 1000 e 750 hPa, e um pouco mais alto, entre 1000-650 hPa, para o esquema KF (figuras 4.4.2 a 4.4.6(a)-(b)-I). Segundo Weisman e Rotunno (2004) o cisalhamento vertical do vento estaria confinado aos 2,5 km iniciais da atmosfera. Este estudo associa o desenvolvimento de células convectivas intensas e dispersas ao longo da LI à presença de camadas profundas de cisalhamento vertical do vento e contínuas linhas de correntes ascendentes na presença de camadas menos profundas.

A presença de um ambiente com cisalhamento vertical do vento moderado/forte gera circulação (vórtices) em níveis baixos/médios que intensificam as correntes ascendentes tanto à frente quanto na parte posterior do sistema convectivo (Weisman 1993; Weisman e Davis 1998). Além de promover o deslocamento da piscina fria para a parte posterior da LI estimulando o surgimento de nova atividade convectiva à frente da LI.

4.5 Perfil vertical - diagrama termodinâmico

Os diagramas das figuras 4.5.1-4.5.4 mostram o comportamento termodinâmico antes e depois da passagem da LI em um ponto em 5°S-59,6°W para os esquemas EM, KF, TK nos horários de 21 UTC do dia 16 e 03 UTC do dia 17 de janeiro de 2005.

No tempo que antecede a passagem da LI (figuras 4.5.1-4.5.4(a)) nota-se a presença nas simulações com EM, KF e TK de intensa instabilidade termodinâmica, representada por valores de CAPE superiores a 1500 J kg^{-1} , exceto no esquema GD no qual o $\text{CAPE}=231 \text{ J kg}^{-1}$ representa valor baixo. Em todos os esquemas que simularam a LI intensa apresentam forte cisalhamento vertical do vento em baixos níveis (EM e KF). Todas as sondagens das simulações apresentam perfil vertical similar ao corte vertical observado (item 4.4), onde a média/alta troposfera mostra-se bastante úmida, exceto para o esquema TK.

Após a passagem da LI pelo ponto da sondagem às 03 UTC do dia 17, assim como notado nas observações nas simulações ocorre remoção de todo o CAPE estabilizando a troposfera (figuras 4.5.1-4.5.4(b)).

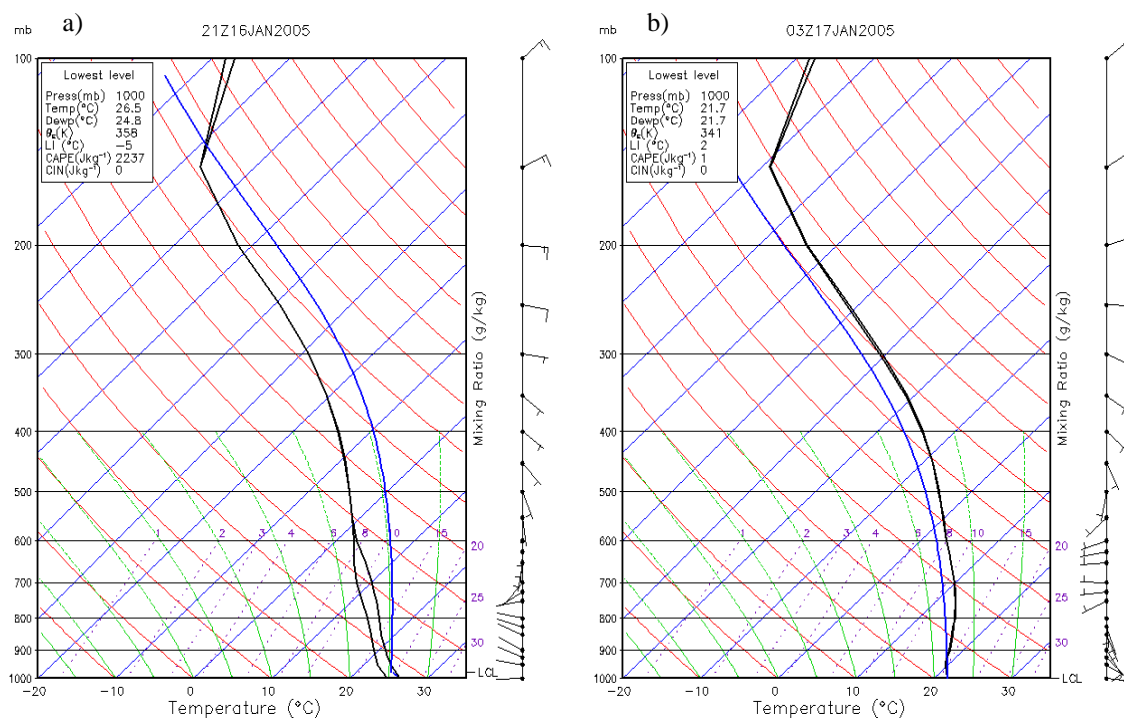


Figura 4.5.1 – Skew-T na coordenada de 5°S-59,6°W entre 1000-100 hPa na simulação usando o esquema cúmulos EM nos horários de (a) 21 UTC do dia 16 e (b) 03 UTC do dia 17 de janeiro de 2005.

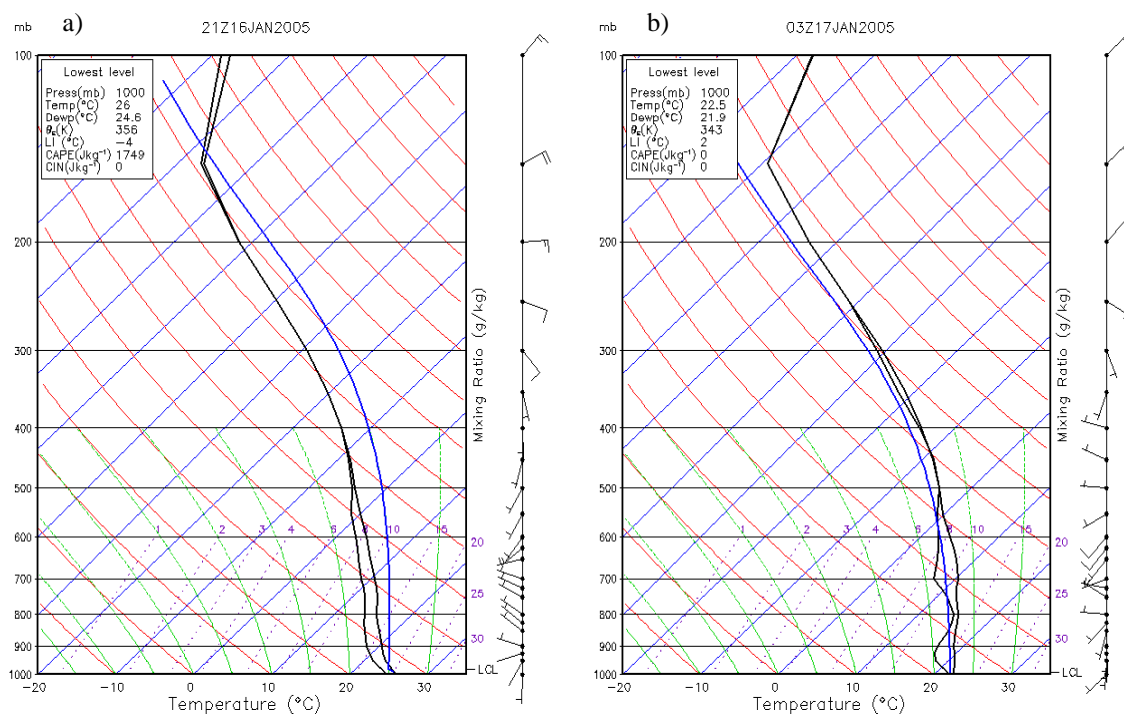


Figura 4.5.2 – Skew-T na coordenada de 5°S-59,6°W entre 1000-100 hPa na simulação usando o esquema cúmulos KF nos horários de (a) 21 UTC do dia 16 e (b) 03 UTC do dia 17 de janeiro de 2005.

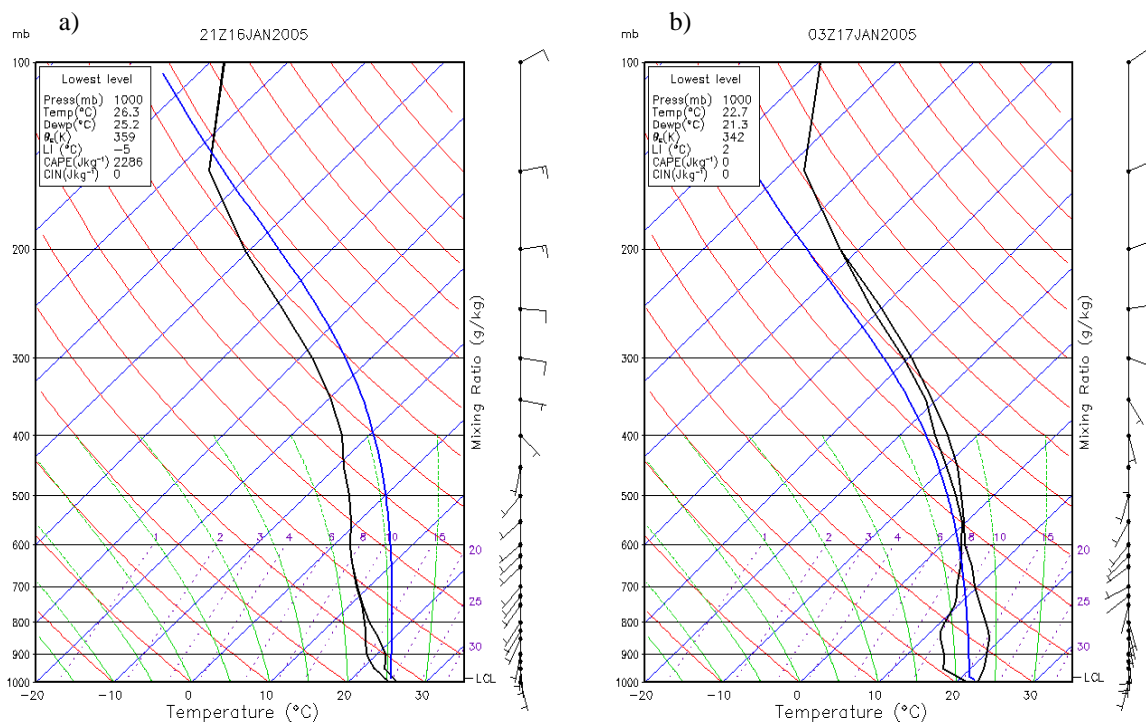


Figura 4.5.3 – Skew-T na coordenada de 5°S-59,6°W entre 1000-100 hPa na simulação usando o esquema cúmulos TK nos horários de (a) 21 UTC do dia 16 e (b) 03 UTC do dia 17 de janeiro de 2005.

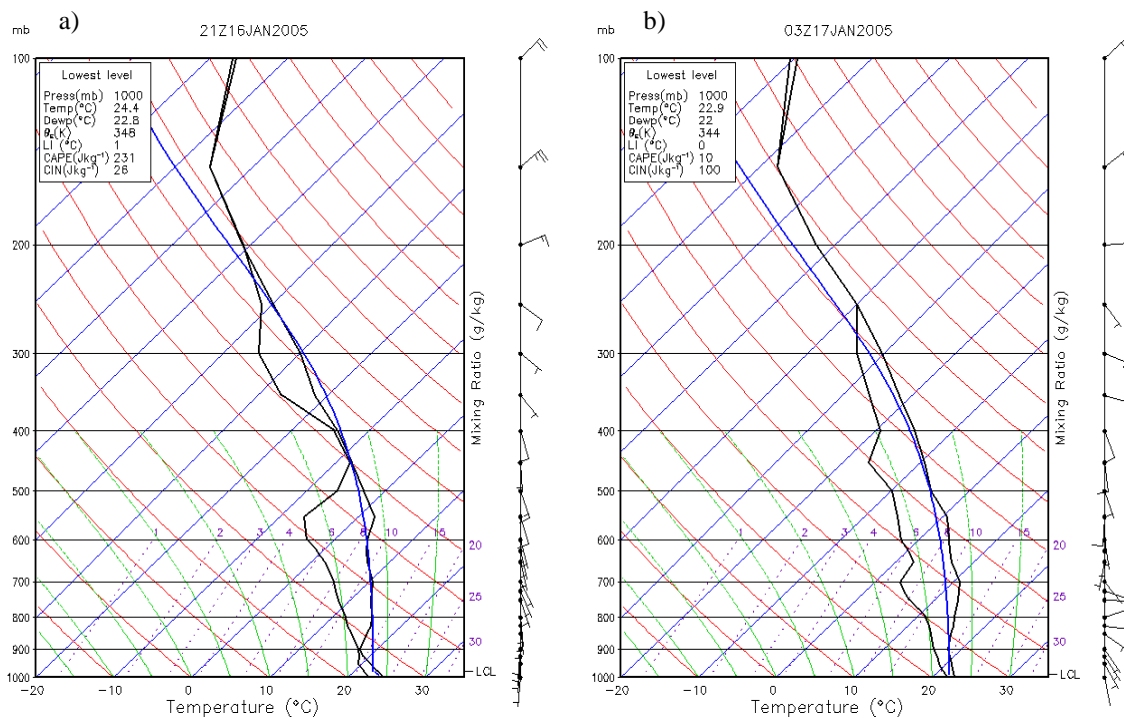


Figura 4.5.4 – Skew-T na coordenada de 3,5°S-58,5°W entre 1000-100 hPa na simulação usando o esquema cúmulos GD nos horários de (a) 21 UTC do dia 16 e (b) 03 UTC do dia 17 de janeiro de 2005.

5 Conclusões e sugestões

Neste trabalho foram realizadas simulações com o modelo atmosférico RegCM4 para investigar a sensibilidade aos esquemas de convecção cúmulos EM (Emanuel), KF (Kain-Fritsch), TK (Tiedke) e GD (Grell) com o objetivo de reproduzir o desenvolvimento e propagação de uma linha de instabilidade (LI) sobre a Amazônia. A sensibilidade aos esquemas convectivos evidenciam os mecanismos dinâmicos e termodinâmicos atuantes durante a propagação da LI.

O desenvolvimento da LI simulada ocorreu às 00 UTC de 16 de janeiro de 2005 sobre a Bolívia e sudoeste da bacia Amazônica, próximo da topografia acentuada dos Andes. Todos os experimentos de sensibilidade mostraram o desenvolvimento inicial de convecção organizada, tendo como mecanismo forçante na escala sinótica a presença de uma frente fria sobre o sudeste do Brasil. Esta frente fria se estendeu até a parte sudoeste da bacia Amazônica e em conjunto com a topografia acentuada próximo dos Andes contribuiu para o levantamento do ar. No entanto, a LI simulada se posicionou em torno de 250 km ao norte (próximo de 12°S) comparada com a observada no campo de precipitação do GSMaP (~15°S). Isso resultou do posicionamento da massa de ar frio, associada à frente fria, que no campo de temperatura em 950 hPa simulado situa-se ao norte da Era Interim. A diferença de posicionamento da massa de ar frio simulada e observada é semelhante à diferença do posicionamento da banda de precipitação associada à LI.

Quanto às características da LI, os esquemas convectivos EM, KF simularam uma LI com tempo de vida de 54 h e o TK com 60 h, tempo de vida similar ao típico observado de 48-72 h (Greco et al., 1990; Houze, 1993). A LI observada no campo de precipitação GSMaP apresentou tempo de vida de 66 h. Para a simulação usando o esquema convectivo GD, a LI durou somente 12 h após iniciada, dissipando-se a seguir. Nas simulações a LI se propagou com velocidade média de 12 m s⁻¹ mesma ordem de magnitude (12-12,8 m s⁻¹) que a literatura indica para sistemas semelhantes (Cohen, 1990; Pereira Filho et al, 2015). Especialmente, a LI simulada quando comparada às observações apresentou uma banda de precipitação mais estreita e com intensidade de moderada a forte no campo de chuva com o esquema EM e mais fragmentada com o esquema KF. O esquema TK simulou a LI como uma banda de precipitação mais larga e com intensidade fraca a moderada.

As taxas de precipitação simuladas foram inferiores à observada. Em média, na LI observada pelo GSMaP a taxa de precipitação foi de 5,6 mm/3h enquanto nas simulações atingiram 5,0 (EM), 4,2 (KF) e 3,8 (TK) mm/3h. Quanto à distribuição de frequência, todos os esquemas

apresentaram uma cauda mais alongada à esquerda, indicando maiores frequências para as chuvas menos intensas. Os esquemas TK, KF e EM simularam frequência maior para precipitação menos intensas do que a observada no GSMaP. No esquema TK precipitações com intensidade menor que 25 mm h^{-1} apresentaram maior frequência do que nos esquemas EM e KF. No outro extremo, os esquemas EM e KF simularam cauda muito mais longa para as taxas maiores de chuva apresentando eventos mais intensos do que observados pelo GSMaP.

O ciclo diurno da precipitação, com um máximo às 18 UTC é reproduzido por todos os esquemas convectivos, mas com maior intensidade no GD. Este esquema simulou um pulso de precipitação espalhada, ou seja, dispara no período da tarde inúmeras áreas convectivas dispersas por toda região da bacia Amazônica, mas com fraca intensidade e isso pode em parte explicar a rápida dissipação da LI (após 12 horas), diminuindo a disponibilidade de energia para a convecção. Estudos observacionais mostram ocorrência de precipitação intensa nos períodos da tarde e início da noite, conforme Lin et al. (2000) mostrou a partir de observações do radar do Tropical Rainfall Measurement Mission (TRMM), com uma taxa máxima de precipitação às 15-16 horas local.

A contribuição do cisalhamento vertical do vento horizontal para a formação e desenvolvimento da convecção organizada, mostrou-se decisiva para a propagação da LI simulada. Cisalhamento vertical intenso, da ordem de 4×10^{-3} a $5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ entre baixos níveis (925 hPa) e a média troposfera (500 hPa), ocorreu nos esquemas EM e KF que simularam uma LI mais intensa e espacialmente mais bem definida. Nestas simulações, o ambiente onde a LI está imersa mostra cisalhamento vertical do vento mais intenso por uma área maior na bacia Amazônica. No entanto, nas simulações usando os esquemas TK e GD o campo de cisalhamento vertical do vento se estende por uma área menor e com menor intensidade do que nos outros esquemas. Isso é visível especialmente no ambiente nos tempos iniciais da vida da LI. Isso confirma as observações que associam a presença de um jato de baixos níveis e cisalhamento vertical do vento horizontal como fatores importantes para o desenvolvimento, organização e propagação das células convectivas (Weisman, 2004; Alcântara et al, 2014), tanto quanto para o tempo de vida do sistema (Rotunno et al. 1988).

Comparando as simulações, nota-se que a menor intensidade do cisalhamento vertical do vento está diretamente associada com o aumento da ocorrência de convecção generalizada devido ao ciclo diurno da precipitação. Comparado com outros horários, às 18 UTC (~ 14-15 horas local) notou-se uma grande redução na intensidade do cisalhamento vertical do vento na região da

bacia Amazônica, tanto nas simulações como na ERA-Interim. Entre os esquemas cúmulo, a parametrização GD mostrou uma maior diminuição deste cisalhamento e atividade convectiva de fraca intensidade generalizada na bacia e curto tempo de vida da LI. Este esquema mostrou-se mais sensível ao ciclo diurno da precipitação. Assim torna-se mais claro o papel da parametrização cúmulo no transporte vertical de momento e seu impacto no campo do vento na simulação de modo geral.

As simulações reproduziram as principais características estruturais da LI, ou seja, uma região predominantemente convectiva à frente, seguida por uma região estratiforme composta por células convectivas em fase de dissipação, conforme o apontado na literatura (Houze, 1997). Na região convectiva tem-se a presença de intensas correntes ascendentes, associadas à altos valores de conteúdo de água de nuvem entre 700 hPa e 200 hPa, na situação de núcleo convectivo maduro. Os esquemas EM e KF simularam mais realisticamente estas características do que os GD e TK.

Os campos de temperatura potencial equivalente (θ_e) simulados pelos esquemas EM, KF e TK, mostram os efeitos do aquecimento pela liberação de calor latente e transporte de calor sensível promovido pela convecção. Nestes campos, a região embebida pelos núcleos convectivos mais quente atravessa a camada mais fria em médios níveis (700 a 550 hPa) da atmosfera ($\theta_e \approx 335$ K) devido tanto ao fluxo de ar ascendente da superfície com maior θ_e , situado logo abaixo e a frente da LI, como ao aquecimento devido à condensação do vapor de água. Este comportamento é semelhante ao simulado por Rotunno et al. (1988). Na região logo abaixo e atrás do núcleo convectivo foi simulada a presença de uma piscina fria, uma região com baixo θ_e , alimentada pelas correntes descendentes associadas ao resfriamento evaporativo da precipitação na parte estratiforme. Este processo é visível na parte posterior da região convectiva da LI, semelhante ao previsto pelas teorias que explicam os mecanismos de formação e manutenção dos sistemas convectivos organizados.

A interação do cisalhamento vertical do vento em níveis baixos com a borda da piscina fria (até aproximadamente o nível de 800 hPa nos experimentos) e a frente de rajada associada produz vortacidade que favorece o levantamento do ar à frente da LI e convergência de massa, favorecendo a formação de novas células à frente. Esse efeito do cisalhamento vertical do vento é visível no perfil vertical da simulação com os esquemas EM e KF, entre 22 UTC do dia 16 e 02 UTC do dia 17 de janeiro, onde há a formação da circulação na parte anterior da LI devido à interação entre os ventos da baixa troposfera e a frente de rajada da piscina fria, logo abaixo da região convectiva.

Nas simulações que não ocorreu a presença de convecção profunda, como no caso dos esquemas TK e GD, não foi possível notar a presença desse mecanismo. Assim parte da energia disponível para o desenvolvimento das correntes ascendentes resulta da energia cinética do vento associada a essa circulação borda da LI/jato de baixos níveis. Isso pode explicar o desenvolvimento da convecção intensa em um ambiente com CAPE de valores moderados/intensos ($\approx 1000-2250 \text{ J kg}^{-1}$ para os esquemas EM e KF e $\approx 1200 \text{ J kg}^{-1}$ para o esquema TK).

Quanto à habilidade dos esquemas convectivos em simular a LI, os esquemas EM e KF produziram atividade convectiva mais intensa em um ambiente de menor instabilidade termodinâmica. Estes esquemas simularam uma banda de precipitação mais intensa e definida, porém com área menor do que a observada. O esquema TK igualmente reproduziu atividade convectiva, porém um pouco menos intensa do que os outros esquemas (EM e KF), embora a banda de precipitação simulada associada à LI apresentou área de cobertura mais próxima à observada do que os outros esquemas avaliados. O esquema GD não simulou adequadamente a LI desde que forçante inicial (frente fria) era mais fraca e a LI dissipou-se não sendo identificada nos tempos posteriores. Isso se deve provavelmente à forma simplificada com que o esquema GD representa a convecção, considerando o feedback para grande escala dependendo do entranhamento somente na base e no topo da convecção, e também à sua característica em simular uma atmosfera mais fria. O efeito do entranhamento na nuvem e como é definido nas parametrizações cúmulos são citados em muitos trabalhos como um fator relevante na simulação da atividade convectiva (e.g. Wang, et al., 2010; Alcântara, 2014), e entre os esquemas avaliados este processo é definido através de diferentes abordagens, podendo ser um dos mecanismos que determinaram a performance das simulações. No entanto as sondagens mostraram a média/alta troposfera saturada, o que segundo da Rocha e Caetano (2012) indica que o efeito do entranhamento não tenha sido um fator majoritário na simulação, mas sim outros parâmetros em conjunto como: gatilho, tipo de fechamento, etc.

Para o melhor entendimento do ponto de vista numérico dos fatores que determinam o desenvolvimento, propagação e intensidade das LIs na Amazônia, em especial as de origem continental, são necessários estudos adicionais que considerem, o efeito do entranhamento na parametrização cúmulos, dos limiares de perturbação no gatilho de convecção e consequente seus efeitos sob o desenvolvimento dos sistemas convectivos (intensidade, duração, etc). A região Amazônica ainda é um desafio para a modelagem atmosférica, dada à escassez de dados tão como a limitação das representações de sistemas convectivos pelos modelos atmosféricos, os quais são responsáveis por uma grande parcela da precipitação na bacia Amazônica.

6 Referências bibliográficas

Adams, K. D., Rennó, O. N., 2003: Remarks on Quasi-Equilibrium Theory. *J. Atmos. Sci.*, 60, 178-181.

Alcântara, C. R., M. A. F. Silva Dias, E. P. Souza, and J. C. P. Cohen, 2011: Verification of the role of the low level jets in Amazon squall lines. *Atmos. Res.*, 100, 36–44

Alcântara, C. R., E. P. Souza, M. A. F. Silva Dias, and B. Biezato, 2014: Influência dos jatos em médios e baixos níveis nos processos de nuvem: estudo numérico de uma linha de instabilidade amazônica. *Rev. Bras. Meteorol.* [online], vol.29, n.1, pp. 29-46

Arakawa, A., and W. H. Schubert, 1974: Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment. Part I. *J. Atmos. Sci.*, 31, 674–701.

Betts, A. K., 1976: The Thermodynamic Transformation of the Tropical Subcloud Layer by Precipitation and Downdrafts. *J. Atmos. Sci.*, 33, 1008–1020;

Arakawa, A., 1994: Closure assumptions in the cumulus parameterization problem. *The Representation of Cumulus Convection in Numerical Models*, Meteor. Monogr., No. 46, Amer. Meteor. Soc., 1-15.

Arakawa, A., 2004: The cumulus parameterization problem: Past, present, and future. *J. Climate*, 17, 2493–2525. Betts, A. K., and M. J. Miller, 1986: A new convective adjustment scheme. Part II: Single column tests using GATE wave, BOMEX, ATEX and arctic air mass data sets. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 112, 693–709.

Betts, A. K., and M. J. Miller, 1993: The Betts–Miller scheme. *The Representation of Cumulus Convection in Numerical Models*, Meteor. Monogr., No. 46, Amer. Meteor. Soc., 107–122.

Bretherton, C. S., and P. K. Smolarkiewicz, 1989: Gravity waves, compensating subsidence and detrainment around cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, 46, 740–759.

Bretherton CS, McCaa JR, Grenier H (2004) A new parameterization for shallow cumulus convection and its application to marine subtropical cloud-topped boundary layers. Description and 1D Results. *Mon Weather Rev* 132: 864–882.

Chalon, J. P., G. Jaubert, J. P. Lafore, and F. Roux, 1988: The West African squall line observed on 23 June 1981 during COPT 81: Mesoscale structure and transports. *J. Atmos. Sci.*, 45, 2744–2763.

Cohen, J. C. P.; Silva Dias, M. A. F.; Nobre, C. A., 1995: Environmental Conditions Associated with Amazonian Squall Lines: A Case Study. *Monthly Weather Review*, v. 123, n. 11, p. 3163–3174.

Cohen, J., I. F. A. Cavalcanti, R. H. M. Braga, and L. S. Neto, 2009: Squall lines along the north-northeast coast of South America, *Weather and Climate in Brazil*, edited by I. F. A. Cavalcanti et al., pp. 75–93, Oficina de Textos, Sao Paulo, Brazil.

Crook, N. A., and M. W. Moncrieff (1988), The effect of large-scale convergence on the generation and maintenance of deep moist convection, *J. Atmos. Sci.*, 45, 3606 – 3624.

da Rocha, R. P., C. A. Morales, S. V. Cuadra, and T. Ambrizzi (2009): Precipitation diurnal cycle and summer climatology assessment over South America: An evaluation of Regional Climate Model version 3 simulations, *J. Geophys. Res.*, 114, D10108

da Rocha, R., Neto, Caetano, E., 2010: The role of convective parameterization in the simulation of a cyclone over the South Atlantic, *Atmósfera (México)*, v. 23, p. 1-23

Dee, D. P., Uppala, S. M., Simmons, A. J., Berrisford, P., Poli, P., Kobayashi, S., Andrae, U., Balmaseda, M. A., Balsamo, G., Bauer, P., Bechtold, P., Beljaars, A. C. M., van de Berg, L., Bidlot, J., Bormann, N., Delsol, C., Dragani, R., Fuentes, M., Geer, A. J., Haimberger, L., Healy, S. B., Hersbach, H., Hólm, E. V., Isaksen, L., Kållberg, P., Köhler, M., Matricardi, M., McNally, A. P., Monge-Sanz, B. M., Morcrette, J.-J., Park, B.-K., Peubey, C., de Rosnay, P., Tavolato, C., Thépaut, J.-N. and Vitart, F., 2011: The ERA-Interim reanalysis: configuration and performance of the data assimilation system. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, 137: 553–597.

Dickinson RE, Henderson-Sellers A, Kennedy P, 1993: Biosphere–atmosphere transfer scheme (BATS) version 1e as coupled to the NCAR community climate model. Tech Rep, National Center for Atmospheric Research Tech Note NCAR.TN-387+ STR, NCAR, Boulder, CO

Donner, L. J., 1993: A cumulus parameterization including mass fluxes, vertical momentum dynamics, and mesoscale effects. *J. Atmos. Sci.*, 50, 889–906.

- Elguindi N., Bi X., Giorgi F., Nagarajan B., Pal J., Solmon F., Rauscher, S., Zakey, A., 2010: RegCM4 version 4.0 User's guide. Physics of Weather and Climate Group. The Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics. Trieste, Italy
- Emanuel, K. A., 1991: A scheme for representing cumulus convection in large-scale models. *J. Atmos. Sci.*, 48, 2313–2335.
- Emanuel, K. A., 1993a: A cumulus representation based on the episodic mixing model: The importance of mixing and microphysics in predicting humidity. *The Representation of Cumulus Convection in Numerical Models*, Meteor. Monogr., No. 46, Amer. Meteor. Soc., 185–194.
- Emanuel, K. A., 1997: The problem of convective moistening. *The Physics and Parameterization of Moist Atmospheric Convection*, R. K. Smith, Ed., NATO ASI Series, Kluwer Academic, 447–462.
- Emanuel, K. A., M. Zivkovic-Rothman, 1999: Development and evaluation of a convection scheme for use in climate models. *J. Atmos. Sci.*, 56, 1766–1782.
- Filho, A., Carbone, R., Tuttle, J. and Karam, H., 2015: Convective Rainfall in Amazonia and Adjacent Tropics. *Atmospheric and Climate Sciences*, 5, 137-161.
- Frank, W. M., and C. Cohen, 1987: Simulation of tropical convective systems. Part I: A cumulus parameterization. *J. Atmos. Sci.*, 44, 3787–3799.
- Fritsch, J. M., and C. F. Chappell, 1980: Numerical prediction of convectively driven mesoscale pressure systems. Part I: Convective parameterization. *J. Atmos. Sci.*, 37, 1722–1733.
- Garstang M.; Massie, H. L.; Halverson J.; Greco S.; Scala J.; 1994: Amazon Coastal Squall Line. Part I: Structure and Kinematics. *Mon. Wea. Rev.*, 122, 608-622.
- Giorgi F, Marinucci MR, Bates G, 1993a: Development of a second generation regional climate model (RegCM2). I. Boundary layer and radiative transfer processes. *Mon Weather Rev* 121: 2794–2813
- Giorgi F, Marinucci MR, Bates G, De Canio G, 1993b: Development of a second generation regional climate model (RegCM2). II. Convective processes and assimilation of lateral boundary conditions. *Mon Weather Rev* 121: 2814–2832

- Giorgi, F., Coppola, E., F. Solmon et al., 2012: “RegCM4: Model description and preliminary tests over multiple CORDEX domains,” *Climate Research*, vol. 52, no. 1, pp. 7–29.
- Greco, S.; Swap, R.; Garstand, M.; Ulanski, S.; Shipham, M.; Harriss, R. C.; Talbot R.; Andreae, M. O.; Artaxo, P.; 1990: Rainfall and surface kinematic conditions over central Amazonia during ABLE 2B. *J. Geophys. Res.*, 95, 17001-17014.
- Grell, A. G., 1988: Semi-prognostic tests of cumulus parameterization schemes in the middle latitudes. Ph.D. dissertation, University of Miami, 225.
- Grell, A. G., Y.-H. Kuo, and R. J. Pasch, 1991: Semiprognostic tests of three cumulus parameterization schemes in middle latitudes. *Mon. Wea. Rev.*, 119, 5–31.
- Grell, A. G., 1993: Prognostic evaluation of assumptions used by cumulus parameterization. *Mon. Wea. Rev.*, 121, 764–787.
- Grell G, Dudhia J, Stauffer DR, 1994: A description of the fifth generation Penn State/NCAR Mesoscale Model (MM5). National Center for Atmospheric Research Tech Note NCAR/TN-398 + STR, NCAR, Boulder, CO.
- Grenier H, Bretherton CS, 2001: A moist PBL parameterization for large scale models and its application to subtropical cloud-topped marine boundary layers. *Mon Weather Rev* 129: 357–377.
- Holtslag A, de Bruijn E, Pan HL, 1990: A high resolution air mass transformation model for short-range weather forecasting. *Mon Weather Rev* 118: 1561–1575.
- Houze, R. A., Jr., S. A. Rutledge, M. I. Biggerstaff, and B. F. Smull, 1989: Interpretation of Doppler weather-radar displays in mid-latitude mesoscale convective systems, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 70, 608 – 619.
- Houze, R. A., Jr., 1993: *Cloud Dynamics*, 1st Edition: v53, Academic Press, p. 348-394.
- Houze, R. A., Jr., 1997: Stratiform precipitation in regions of convection: A meteorological paradox?, *Bull. Am. Meteorol.Soc.*, 78, 2179 – 2196.
- Janjic, Z. I., 1994: The step-mountain eta coordinate model: Further development of the convection, viscous sublayer, and turbulence closure schemes. *Mon. Wea. Rev.*, 122, 927–945.

- Joyce, R., J. E. Janowiak, P. A. Arkin, and P. Xie, 2004: CMORPH: A method that produces global precipitation estimates from passive microwave and infrared data at high spatial and temporal resolution. *J. Hydrometeor.*, 5, 487-503.
- Kain, J. S., 2004: The Kain–Fritsch convective parameterization: An update. *J. Appl. Meteor.*, 43, 170–181.
- Kain, J. S., and J. M. Fritsch, 1990: A one-dimensional entraining/detraining plume model and its application in convective parameterization. *J. Atmos. Sci.*, 47, 2784–2802.
- Kain, J. S., and J. M. Fritsch, 1993: Convective parameterization for mesoscale models: The Kain–Fritsch scheme. *The Representation of Cumulus Convection in Numerical Models*, Meteor. Monogr., No. 46, Amer. Meteor. Soc., 165–170.
- Kiehl J, Hack J, Bonan G, Boville B, Breigleb B, Williamson D, Rasch P, 1996: Description of the NCAR Community Climate Model (CCM3). National Center for Atmospheric Research Tech Note NCAR/TN-420+ STR, NCAR, Boulder, CO.
- Kim, D., and I.-S. Kang, 2012: A bulk mass flux convection scheme for climate model: Description and moisture sensitivity. *Climate Dyn.*, 38, 411–429.
- Kingsmill, D. E., and R. A. Houze Jr., 1999a: Kinematic characteristics of air flowing into and out of precipitating convection over the west Pacific warm pool: An airborne Doppler radar survey, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 125, 1165 – 1207.
- Kreitzberg, C. W., and D. J. Perkey, 1976: Release of potential instability: Part I. A sequential plume model within a hydrostatic primitive equation model. *J. Atmos. Sci.*, 33, 456–475.
- Krueger, S. K., 2002: Current Issues in Cumulus Parameterization. ECMWF Seminar on Key issues in the Parametrization of Subgrid Physical Processes, ECMWF, Reading, 3–7 September 2001, 25–51.
- Kuo, H. L., 1974: Further studies of the parameterization of the influence of cumulus convection on large-scale flow. *J. Atmos. Sci.*, 31, 1232–1240.
- Kuo, H. L., 1965: On formation and intensification of tropical cyclones through latent heat release by cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, 22, 40–63.
- Kuo, H. L., 1974: Further studies of the parameterization of the influence of cumulus convection on large-scale flow. *J. Atmos. Sci.*, 31, 1232–1240.

- Lackman, G. M., 2002: Cold-frontal potential vorticity maxima, the low-level jet, and moisture transport in extratropical cyclones. *Mon. Wea. Rev.*, 130, 59-74.
- Lin, J. W.-B., and J. D. Neelin, 2000: Influence of a stochastic moist convective parameterization on tropical climate variability. *Geophys. Res. Lett.*, 27, 3691–3694.
- Lin, X., D. A. Randall, and L. D. Fowler. 2000. Diurnal variability of the hydrologic cycle and radiative fluxes: Comparisons between observations and a GCM. *J. Climate* 13:4159–4179.
- Lord, S. J., 1982: Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment. Part III. *J. Atmos. Sci.*, 39, 88–103.
- Moncrieff, M. W., and M. J. Miller, 1976: The dynamics and simulation of tropical squall lines, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 102, 373-394.
- Moncrieff, M. W., and E. Klinker, 1997: Organized convective systems in the tropical western Pacific as a process in general circulation models: A TOGA COARE case-study, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 123, 805 – 827.
- Morris L. Weisman, 1993: The Genesis of Severe, Long-Lived Bow Echoes. *J. Atmos. Sci.*, 50, 645–670.
- Negrón-Juárez, R. I. et al., 2010: Widespread Amazon forest tree mortality from a single cross-basin squall line event. *Geophys. Res. Lett.* 37, L16701.
- Newton, C. W., 1950: Structure and mechanism of the prefrontal squall line. *J. Meteor.*, 7, 210–222.
- Newton, Chester W., Harriet Rodebush Newton, 1959: Dynamical interactions between large convective clouds and environment with vertical shear. *J. Meteor.*, 16, 483–496.
- Nordeng, T. E., 1994: Extended version of the convective parameterization scheme at ECMWF and their impact on the mean and transient activity of the model in the Tropics. ECMWF Research Department Tech. Memo. 2006, 41 pp
- Okamoto, K., Iguchi, T., Takahashi, N., Iwanami, K. and Ushio, K., 2005: The Global Satellite Mapping of Precipitation (GSMaP) project, 25th IGARSS Proceedings, pp. 3414-3416.
- Oleson, K. W., et al., 2008: Improvements to the Community Land Model and their impact on the hydrological cycle, *Journal of Geophysical Research-Biogeosciences*, 113(G1).
- Pal, J.S., Giorgi F, Bi X, Elguindi N and others, 2007: Regional climate modeling for the developing world: the ICTP Reg-CM3 and RegCNET. *Bull Am Meteorol Soc* 88: 1395–1409.

- Parsons, D. B.; Shapiro, M. A.; Miller, E.; 2000: The mesoscale structure of a nocturnal dryline and of a frontal-dryline merger. *Mon. Wea. Rev.*, 128, 11, 3824-3838.
- Randall, D. A., and D. M. Pan, 1993: Implementation of the Arakawa–Schubert cumulus parameterization with a prognostic closure. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 74, 137–144.
- Randall, D. A., 2000: *General Circulation Model Development*, 1st Edition: v70, Academic Press, p. 254.
- Raymond, D. J., and A. M. Blyth, 1986: A stochastic model for nonprecipitating cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, 43, 2708–2718.
- Raymond, D. J., and K. Emanuel, 1993: The Kuo cumulus parameterization. *The Representation of Cumulus Convection in Numerical Models*, Meteor. Monogr., No. 46, Amer. Meteor. Soc., 145–150.
- Raymond, D. J., 1995: Regulation of moist convection over the west Pacific warm pool. *J. Atmos. Sci.*, 52, 3945–3959.
- Reboita M S, da Rocha R P, Krüger LF, 2013: Climate forecast to southern Minas Gerais state. Scientific Report 473153/2010-6, CNPq, Brasília.
- Reboita, M S, Fernandez J P R, Pereira Llopart M, Porfirio da Rocha R, Albertani Pampuch L, Cruz FT, 2014: Assessment of RegCM4.3 over the CORDEX South America domain: sensitivity analysis for physical parameterization schemes. *Clim Res* 60:215-234.
- Rennó, N. O., and A. P. Ingersoll, 1996: Natural convection as a heat engine: A theory for CAPE. *J. Atmos. Sci.*, 53, 572–585.
- Rotunno, R., J. B. Klemp, and M. L. Weisman, 1988: A Theory for Strong, Long-Lived Squall Lines. *J. Atmos. Sci.*, 45, 463–485.
- Schmidt, J. M., and W. R. Cotton, 1990: Interactions between upper and lower tropospheric gravity waves on squall line structure and maintenance, *J. Atmos. Sci.*, 47, 1205 – 1222.
- Simpson, J. and V. Wiggert, 1969: Models of precipitating cumulus towers. *Mon. Wea. Rev.*, 97, 471–489.
- Simpson, J, 1971: On cumulus entrainment and one-dimensional models. *J. Atmos. Sci.*, 28, 471-489.

- Stensrud, D. J.; 1996: Importance of low-level jets to climate: a review. *Journal of Climate*, 9, 1698-1711.
- Tawfik AB, Steiner AL (2011) The role of soil ice in land–atmosphere coupling over the United States: a soil moisture precipitation winter feedback mechanism. *J Geophys Res* 116: D02113.
- Telford, G. R., 1975: Turbulence, entrainment and mixing in clouds dynamics. *Pure Appl. Geophys.*, 113, 1067-1084.
- Thorpe, A. J., M. J. Miller, and M. W. Moncrieff, 1982: Two-dimensional convection in non-constant shear: A model of mid-latitude squall lines, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 108, 739-62.
- Tiedtke, M., 1988: Parameterization of cumulus convection in large-scale models. *Physically-Based Modeling and Simulation of Climate and Climate Change, Part I*, M. Schlesinger, Ed., Kluwer Academic, 375–431.
- Tiedtke, M., 1989: A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models. *Mon. Wea. Rev.*, 117, 1779–1800.
- Ushio, T., Kubota, T., Shige, S., Okamoto, K., Aonashi, K., Inoue, T., Takahashi, N., Iguchi, T., Kachi, M., Oki, R., Morimoto, T., and Kawasaki, Z., 2009: A Kalman filter approach to the Global Satellite Mapping of Precipitation (GSMaP) from combined passive microwave and infrared radiometric data. *J. Meteor. Soc. Japan*, 87A, 137-151.
- Wang, Y., Zhou, L., and Hamilton, K., 2007: Effect of Convective Entrainment/Detrainment on the Simulation of the Tropical Precipitation Diurnal Cycle. *Mon. Wea. Rev.*, 135, 567–585.
- Weisman, M L., Rotunno, R, 2004: “A Theory for Strong Long-Lived Squall Lines” Revisited. *J. Atmos. Sci.*, 61, 361–382.
- Whiteman, C. D.; Xindi, B.; Shiyan, Z., 1997: Low-level jet climatology from enhanced rawinsonding observations at a site in the southern great plains. *Journal of Applied Meteorology*, 36, 1363-1376.
- Yanai, M., Esbensen, S.K. and Chu, J.-H., 1973. Determination of bulk properties of tropical cloud clusters from large-scale heat and moisture budgets. *J. Atmos. Sci.*, 30: 611–627.
- Yang, M.-J., and R. A. Houze Jr., 1995b: Sensitivity of squall line rear inflow to ice microphysics and environmental humidity, *Mon. Weather Rev.*, 123, 3175 – 3193.

Yano, J. I., 1999: Scale-separation and quasi-equilibrium principles in Arakawa and Schubert's cumulus parameterization. *J. Atmos. Sci.*, 56, 3821–3823.

Yoshikazu Sasaki, 1959: A numerical experiment of squall line formation. *J. Meteor.*, 16, 347–353

Yuter, S. E., and R. A. Houze Jr., 1995c: Three-dimensional kinematic and microphysical evolution of Florida cumulonimbus. Part III: Vertical mass transport, mass divergence, and synthesis. *Mon. Wea.Rev.*, 123, 1964–1983.

Zipser, E. J., and M. A. LeMone, 1980: Cumulonimbus vertical velocity events in GATE. Part II: Synthesis and model core structure. *J. Atmos. Sci.*, 37, 2458–2469.