

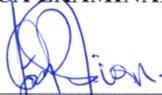
SÉRGIO SOUSA SOMBRA

***Estudo Numérico Bidimensional da Circulação de Walker no
Pacífico Equatorial***

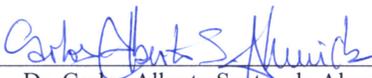
Tese submetida à Coordenação do Curso
de Pós-Graduação em Física, da
Universidade Federal do Ceará, como
requisito parcial para a obtenção do grau
de Doutor em Física .

Aprovada em 05 / 08 / 2005

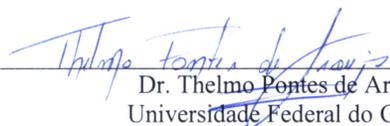
BANCA EXAMINADORA



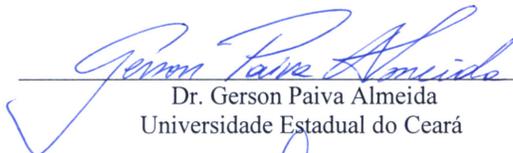
Dr. José Carlos Parente de Oliveira (Orientador)
Universidade Federal do Ceará



Dr. Carlos Alberto Santos de Almeida
Universidade Federal do Ceará



Dr. Thelmo Pontes de Araújo
Universidade Federal do Ceará



Dr. Gerson Paiva Almeida
Universidade Estadual do Ceará



Dr. Jacques Maurice René Raymond Servoin
Institut de Recherche Pour Lé Développement-IRD/França

Sumário

1.	INTRODUÇÃO.....	02
2.	A CIRCULAÇÃO DE WALKER.....	03
2.1	O PAPEL DO GRADIENTE ZONAL DE TSM.....	04
2.2	DINÂMICA DA CÉLULA DE WALKER ACIMA DA CAMADA DE MISTURA ATMOSFÉRICA.....	08
2.3	AS NUVENS NA CIRCULAÇÃO DE WALKER.....	11
2.3.1	CAMADA DE MISTURA NO LESTE.....	11
2.3.2	EFEITO DAS NUVENS NA RADIAÇÃO.....	12
2.4	INTERAÇÃO OCEANO ATMOSFERA NO PACIFICO TROPICAL.....	15
2.4.1	O ESTRESSE DOS VENTOS.....	17
2.4.2	O FORÇANTE TÉRMICO SALINO.....	18
2.4.3	ESTRATIFICAÇÃO SALINA.....	19
2.4.4	VENTOS E TERMOCLINA NO PACÍFICO OESTE.....	20
2.5	PERFIL MÉDIO DA CIRCULAÇÃO DE WALKER EM TORNO DO EQUADOR.....	21
3.	DESCRIÇÃO DOS MODELOS UTILIZADOS.....	24
3.1	MODELO ATMOSFÉRICO (RAMS).....	24
3.2	EQUAÇÕES DO MODELO ATMOSFÉRICO.....	24
3.3	CONSERVAÇÃO DA ÁGUA E MICROFÍSICA.....	26
3.4	ESQUEMA DE RADIAÇÃO.....	29
3.5	ESQUEMA DE DIFUSÃO DO RAMS.....	30
3.6	FLUXOS DE SUPERFÍCIE.....	31
3.7	MODELO OCEÂNICO (POM).....	32
3.8	ACOPLAMENTO ENTRE O RAMS E O POM.....	34

4.	SIMULAÇÕES COM O MODELO OCEANICO (POM).....	36
4.1	RESPOSTA DO OCEANO ÀS PERTURBAÇÕES DO VENTO ZONAL.....	36
4.2	OBJETIVOS E SIMULAÇÕES.....	38
5.	SIMULAÇÕES COM O RAMS.....	52
5.1	OBJETIVOS.....	52
5.2	INICIALIZAÇÃO E FORÇANTES.....	53
5.3	SIMULAÇÕES.....	55
5.4	COMPARAÇÃO DA PRECIPITAÇÃO PARA DIFERENTES GRADIENTES DE TSM.....	61
5.5	FORÇANTE DAS NUVENS SOBRE A RADIAÇÃO NA SUPERFÍCIE.....	67
6.	ACOPLAMENTO.....	77
6.1	ACOPLAMENTO ENTRE O RAMS E O POM.....	77
6.2	SIMULAÇÕES.....	79
7.	CONCLUSÕES.....	95

1. INTRODUÇÃO

Neste trabalho a circulação de Walker em torno do Pacífico equatorial é idealizada em duas dimensões (plano xz) usando-se modelos numéricos. Inicialmente, usou-se um modelo oceânico para simular o perfil médio de temperaturas e a termoclina em torno do Pacífico equatorial e estudar a resposta do oceano às variações no estresse do vento e às variações no forçante de nuvens. Depois se usou um modelo atmosférico, forçado com um gradiente zonal constante de temperaturas da superfície do mar, para se reproduzir uma complexa estrutura física equivalente, em muitos aspectos, à circulação de Walker e se estudar a influência das nuvens sobre os fluxos radiativos na superfície do oceano. E finalmente, foi feito o acoplamento entre os modelos atmosférico e oceânico. Com este acoplamento foi estudado a influencia da precipitação (convecção) na camada de mistura oceânica com a temperatura da superfície do mar calculada dinamicamente pelo modelo oceânico. O trabalho está dividido da seguinte forma: o capítulo 2 trata dos processos físicos e interações na circulação de Walker, como sua dinâmica, interação com a microfísica e influência das nuvens sobre os fluxos superficiais de radiação. O capítulo 3 traz a descrição dos modelos utilizados, as equações resolvidas e as parametrizações físicas. O capítulo 4 trata das simulações feitas exclusivamente com o modelo oceânico. O capítulo 5 trata das simulações com o modelo atmosférico. O acoplamento entre os modelos atmosférico e oceânico e as simulações feitas com o modelo acoplado é tratado no capítulo 6. As conclusões são descritas no capítulo 7.

2. A CIRCULAÇÃO DE WALKER

Chama-se de circulação de Walker a célula termicamente induzida que existe nas vizinhanças do equador com movimento ascendente no oeste do Pacífico e centrado em torno de 130°E - 140°E e movimento descendente no leste do Pacífico e centrado em torno de 140°W - 90°W (Walker, 1923). Abaixo de 700mb o vento zonal sopra de leste para oeste. Entre 100 e 400mb os ventos sopram de oeste para leste. O vento zonal costuma ser pouco intenso entre 400 e 700mb. A figura 2.1a dá um idéia da descrição acima. Esta descrição é, contudo, um perfil médio já que esta circulação apresenta forte variabilidade interanual: o centro do movimento ascendente, região de intensa convecção no Pacífico Oeste, situava-se em Janeiro de 1985 em torno de 140°E e em Janeiro de 1987 (El-Niño) em torno de 180°E . Inicialmente a circulação de Walker referia-se apenas a célula sobre o Pacífico Equatorial (Bjerknes, 1969). O termo foi ampliado para incluir a circulação equivalente sobre o Oceano Índico, ilustrada na figura 2.1b. O presente trabalho, no entanto, trata apenas da célula sobre o Pacífico equatorial. Apesar de apresentar grande variabilidade sazonal, interanual e até interdecadal, existe uma característica comum nestas circulações equatoriais: o movimento ascendente (convecção) no oeste se dá sempre sobre a região de águas mais quentes enquanto o movimento descendente ocorre sobre as águas mais frias no leste. Esta circulação de grande escala não pode, no entanto, ser vista como um circuito fechado já que sobre ela se sobrepõe a circulação de Hadley, que é um fluxo meridional de grande escala, ou seja, uma parcela que se desloca ao longo do Equador é impulsionada para longe do Equador por ventos meridionais. Em razão disto só é possível entender a circulação de Walker em termos estatísticos. O gradiente zonal de temperatura da superfície do mar (TSM) em torno do Equador mantém a circulação, esta, por sua vez, ajuda a manter o gradiente de TSM. A circulação de Walker não é, portanto, um fenômeno atmosférico isolado mas um complexo fenômeno acoplado oceano atmosfera. Na

seção seguinte descrevemos com maiores detalhes o papel do gradiente zonal de TSM na manutenção desta circulação.

2.1 O papel do gradiente zonal de TSM

A circulação de Walker está fortemente relacionada com o gradiente zonal de TSM que existe no Pacífico equatorial. Antes de se entrar nos pormenores desta relação, é útil tentar entender o porquê da existência desta assimetria zonal na TSM. Em termos climatológicos, o leste do Pacífico equatorial é mais frio ($24-25^{\circ}\text{C}$) e o oeste mais quente ($28-30^{\circ}\text{C}$). Isto se dá, provavelmente devido à distribuição dos continentes que influenciam os ventos que forçam os oceanos. Se os continentes não existissem não teríamos esta assimetria zonal na TSM. A presença do continente é responsável pela redução da magnitude dos ventos no Pacífico Oeste, reduzindo tanto a ascensão das águas frias localizadas abaixo da termoclina, fenômeno conhecido como entranhamento, como o fluxo de calor latente na superfície do oceano, o que representa uma tendência ao aumento da TSM. No leste a presença da América do Sul induz, na maior parte do ano, a convergência de fortes ventos de leste para oeste o que intensifica o entranhamento de águas frias por baixo da termoclina e aumenta o fluxo de calor latente na superfície. A presença dos Andes bloqueia parte dos ventos quentes de leste vindo da América do Sul, ajudando a manter a inversão de temperatura no leste, o que facilita o surgimento de estratocúmulos (Xu et al., 2004). Estes fenômenos representam uma tendência à redução da TSM. A presença dos continentes é, pelo descrito acima, um forte determinante do perfil zonal de ventos que forçam o oceano, aumentando/reduzindo o fluxo de calor latente do oceano para a atmosfera e os fluxos entre a camada de mistura oceânica e as águas mais profundas. Estas variações zonais no vento e no fluxo de calor latente representam um importante forçante da TSM nos Trópicos.

A figura 2.2 mostra a climatologia para a temperatura das águas equatoriais (COADS) entre 150°E e 90°W . Observa-se que as águas mais quentes encontram-se no Pacífico Oeste e as mais frias no Pacífico Leste. A região de águas quentes no oeste é conhecida como Poça Quente. A região de águas frias no leste é conhecida como Poça Fria. Embora um considerável gradiente de temperatura exista na Poça Fria, estes gradientes zonais nos Trópicos ainda são pequenos quando comparado com os gradientes meridionais, mas são suficientes para produzir um forte gradiente de pressão entre leste e oeste. O gradiente zonal de pressão, por sua vez, é, em parte, responsável pelos ventos de leste em baixos níveis na atmosfera. Os ventos de leste induzem o gradiente de TSM. Como foi dito na seção acima, o fenômeno é complexo e acoplado, sendo difícil dizer se o gradiente de TSM induz os ventos ou se os ventos induzem o gradiente de TSM. Vale ressaltar que este gradiente apresenta variabilidade em várias escalas de tempo que não são tratadas neste trabalho.

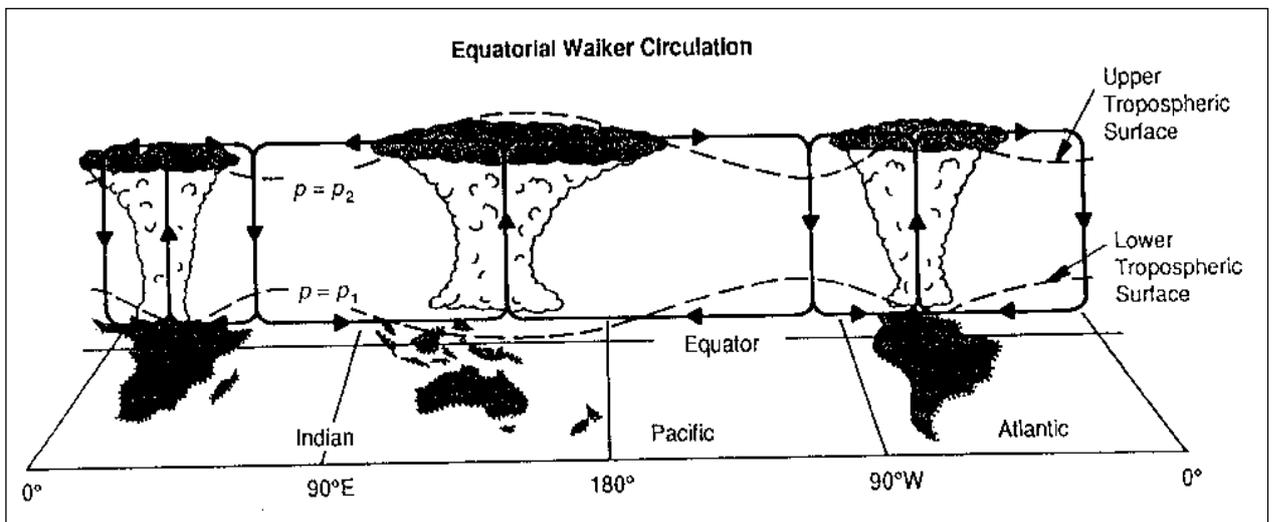
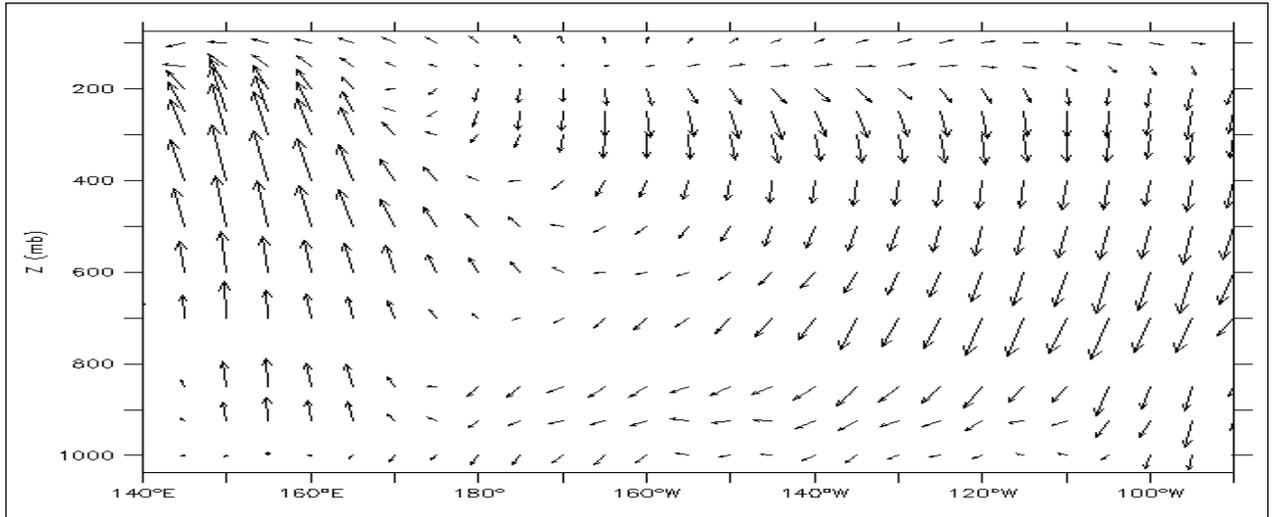


Figura 2.1. (a) Climatologia dos Ventos na Circulação de Walker. Dados de reanálise (NCEP). A componente vertical da velocidade no gráfico é -100 vezes a velocidade vertical dada em coordenadas de pressão (Pa/s). (b) Extensão da circulação de Walker nas vizinhanças do Equador.

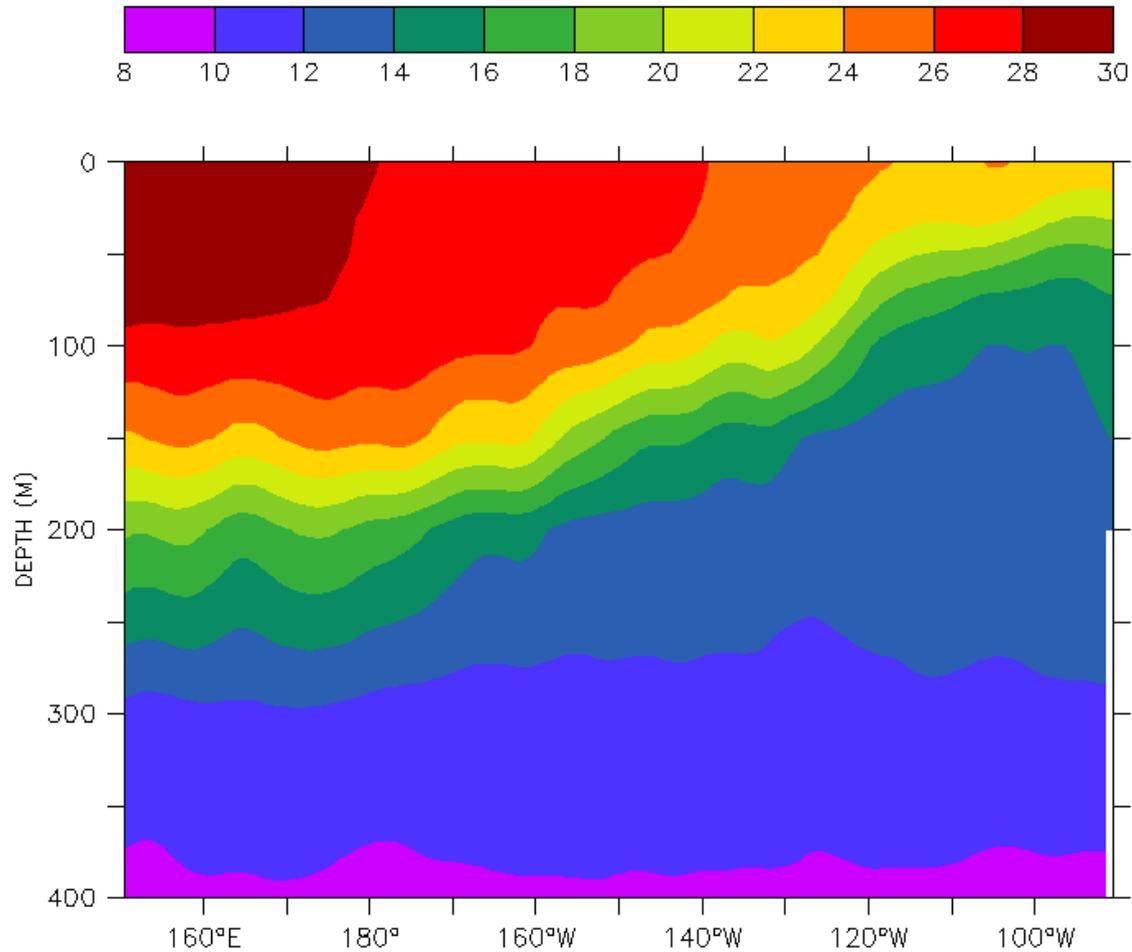


Figura 2.2. Temperatura da água (Climatologia) em Celsius (COADS) em corte feito entre 150⁰E e 90⁰W ao longo do Equador até a profundidade de 400m.

A distribuição da convecção nos Trópicos está fortemente relacionada com a TSM já que a maior parte da convecção profunda tropical ocorre em águas com TSM acima de 28⁰C. A convecção tropical é idealizada em dois tipos de nuvens: nuvens profundas precipitantes e nuvens baixas não precipitantes. As nuvens não precipitantes umedecem à camada de mistura tropical. A convergência horizontal dos ventos úmidos sobre as águas mais quentes do oceano faz surgir as nuvens profundas e precipitantes. Na Poça Quente, com TSM entre 28-30⁰C, predomina este tipo de nuvem, sendo uma região de baixa pressão com intensa ascendência e forte convergência de umidade. A Poça Fria é uma região de forte subsidência

de ar relativamente seco e caracteriza-se pela predominância de estratocúmulos (figura 2.3), sendo uma região de alta pressão e forte divergência de umidade.

2.2 Dinâmica da célula de Walker acima da camada de mistura

A célula de Walker é esquematizada na figura 2.3. A região 3 da figura corresponde a região das torres convectivas, onde encontramos os intensos ascendentes que caracterizam a convecção profunda. Dentro dos ascendentes ($W \uparrow$ na fig. 2.3), grande parte da umidade condensa e precipita, a umidade restante sofre desentranhamento na troposfera superior, em sua maior parte na tropopausa (U_T na fig. 2.3). O desentranhamento médio nas torres convectivas ocorre em aproximadamente 200 mb, onde a razão de mistura é menor do que 0,1 g/kg (razão de mistura da água saturada em relação ao gelo). Este ar relativamente seco sofre subsidência na região 4 da figura. Esta região é caracterizada pela baixa umidade relativa, lenta subsidência de larga escala e ausência de convecção. A extensão horizontal da camada de mistura abaixo da região 3 (região 2 da figura 2.3) é simbolizada por $L \uparrow$ e equivale a Poça Quente na célula de Walker. A extensão da camada de mistura abaixo da região 4 (região 1 da figura 2.3) é simbolizada por $L \downarrow$ e equivale a Poça Fria. No topo desta região tem-se a formação de estratocúmulos sobre as águas mais frias no leste e cúmulos sobre as águas mais quentes na vizinhança da Poça Quente. Usando-se a equação da continuidade:

$$L \uparrow \cdot W \uparrow + L \downarrow \cdot W \downarrow \approx 0 \quad [2.1]$$

e o fato de que $|W \uparrow| \gg |W \downarrow|$, ou seja, na região 3 os ascendentes são bastante intensos e na região 4 a subsidência é bastante lenta, pode-se concluir que a camada de mistura situada abaixo da região de subsidência, região 1 da figura, é relativamente mais extensa do que a região sob os ascendentes: região 2;

$$L \downarrow \gg L \uparrow$$

[2.2]

ou seja, a região de fortes ascendentes no oeste cobre uma extensão menor do que a região de lenta subsidência no leste.

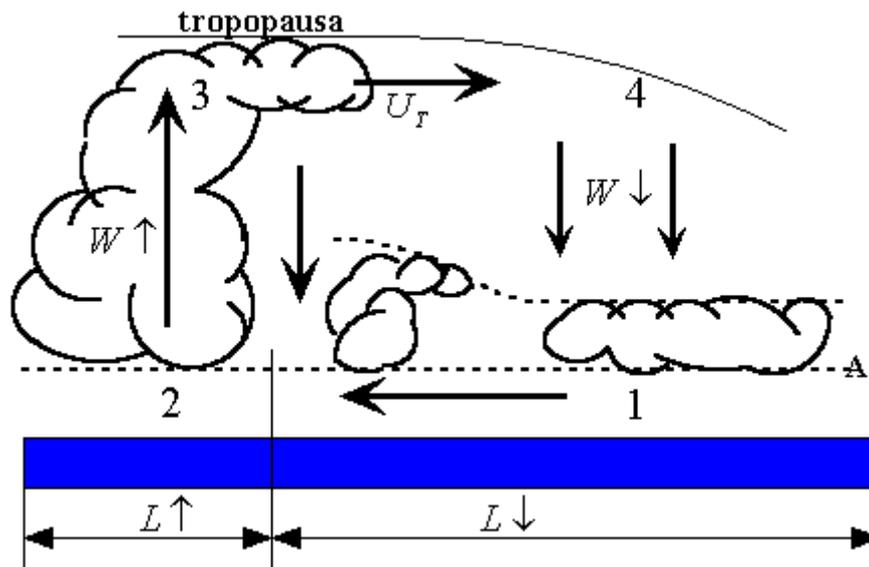


Figura 2.3. Representação esquemática simplificada da circulação de Walker sobre o Pacífico Equatorial. A região 1 representa a camada de mistura localizada sobre as águas mais frias do leste. A região 2 é a camada de mistura abaixo da região de forte convecção (região 3). A região 2 é um centro de baixa pressão para onde temos forte convergência de umidade proveniente da região 1. A forte convergência de umidade na região 2 produz intensos ascendentes na região 3 que, por sua vez, induzem a subsidência de larga escala na região 4. A velocidade vertical na região de intensa convecção ($W \uparrow$) é cerca de uma ordem de grandeza maior do que a velocidade vertical na região de descendência ($W \downarrow$).

Os gradientes horizontais de temperatura nos trópicos acima da camada de mistura são pequenos em comparação com os gradientes em latitudes elevadas (Schneider, 1977). Admitindo-se, portanto, que acima da camada de mistura a temperatura potencial é função somente da altura e desprezando-se, em uma aproximação de primeira ordem, a advecção

horizontal, a equação termodinâmica para a região de convecção (região 3 da figura 2.3) fica (Betts e Ridgway, 1988)

$$\bar{W} \uparrow \frac{d\bar{\theta}}{dz} = -Q_R + \bar{Q}_C \quad [2.3]$$

Aqui, θ é a temperatura potencial, Q_R a taxa de esfriamento radiativo e Q_C é a soma da taxa de aquecimento/esfriamento convectivo devido à condensação, evaporação, deposição e sublimação e ao fluxo vertical turbulento associado à correlação entre temperatura e velocidade vertical. Este último termo, o termo convectivo, é, em geral, o de mais difícil parametrização em modelos numéricos e constitui a maior fonte de incertezas nos resultados destes modelos. As barras na equação [2.3] caracterizam o estado médio em uma aproximação de primeira ordem. Nesta equação observa-se que na região 3 o balanço termodinâmico se dá entre esfriamento adiabático que ocorre quando a parcela de ar ascende para níveis mais elevados, reduzindo sua energia interna às custas da expansão (a expansão/compressão adiabática está inserida na definição de θ , não aparecendo explicitamente na equação [2.3]), o esfriamento radioativo e o aquecimento convectivo (condensação do vapor saturado). Como na região de subsidência acima da camada de mistura (região 4 da figura 2.3) a convecção é ausente, $\bar{Q}_C = 0$, o balanço termodinâmico se dá entre o aquecimento adiabático (devido ao movimento vertical p/baixo) e o esfriamento radioativo (que ocorre pelo fato deste movimento ser bastante lento, o que o coloca dentro da escala de tempo em que a radiação tem grande relevância):

$$\bar{W} \downarrow \frac{d\bar{\theta}}{dz} = -Q_R \quad [2.4]$$

O balanço térmico no Pacífico Leste Tropical, onde a TSM é mais baixa, se dá, portanto, entre radiação e subsidência. Da equação [2.4] conclui-se que a velocidade da subsidência de larga escala que existe no Pacífico Leste Tropical é determinada pelo balanço termodinâmico. O esfriamento radioativo típico de céu claro nesta região é da ordem de 2K/dia.

2.3 As Nuvens na Circulação de Walker

As nuvens exercem um papel fundamental na dinâmica da Circulação de Walker através de uma influência direta sobre a quantidade de radiação que atinge a superfície do mar. Existe uma clara transição das nuvens no Pacífico Equatorial, no sentido de leste para oeste. No leste, nas águas mais frias, temos a formação de estratocúmulos (região 1 da figura 2.3). À medida que o ar adveceta em direção às águas mais quentes, ocorre desacoplamento, aprofundamento da camada de mistura e redução da cobertura de nuvens (figura 2.4). A subsidência é mais fraca nesta região e a presença de cúmulos é comum (centro da figura 2.3). Finalmente nas águas mais quentes da célula de Walker temos o regime de convecção profunda caracterizado por ascendência de larga escala. Esta imagem descrita aqui é, no entanto, um perfil médio com uma grande variação sazonal. Na subseção seguinte temos uma descrição mais detalhada deste perfil médio.

2.3.1 Camada de Mistura no Leste

No topo Camada de Mistura acima da Poça Fria (centro e lado direito da figura 2.3) temos a formação de nuvens baixas, que consistem de estratos, estratocúmulos e cúmulos (topo acima de 680mb). No topo destas nuvens temos a camada de inversão (Figura 2.4). Nesta camada, que é bastante estável, ocorre uma mudança brusca de temperatura, sendo maior do que $10\sim 15^{\circ}\text{C}$, em uma distância vertical que pode ser menor do que 50m. O ar que sofre subsidência de larga escala apresenta também mudança brusca na umidade ao passar pela inversão: a razão de mistura média pode passar de 1g/kg, acima da inversão, para 6-7g/kg, abaixo da inversão. Toda esta umidade abaixo da inversão provém do oceano. Uma combinação de turbulência e convecção rasa mantém a camada de mistura bastante úmida,

apesar do ar seco da subsidência. Quando se subestima os estratocúmulos no leste, temos um efeito dramático na previsão da TSM. Por exemplo, a TSM na costa do Peru aumenta em até 5°C quando a quantidade de estratocúmulos é subestimada (Ma et al., 1996). Isto se deve, principalmente, ao fato de termos mais radiação solar atingindo a superfície. Os efeitos das nuvens sobre a radiação são descritos na próxima seção.

2.3.2 Efeito das Nuvens na Radiação

Como descrito na seção anterior existe uma forte correlação entre o decréscimo na cobertura de nuvens baixas e o aumento na TSM (Ma et al., 1996). A correlação também é significativa na Poça Quente, onde ocorre convecção profunda. As nuvens na Poça Quente atuam como termostato para o aumento da TSM: com a TSM elevada (>27-28°C) temos a formação de convecção, o aumento subsequente da TSM intensifica a convecção e, portanto, a formação de nuvens o que diminui a quantidade de radiação solar na superfície do oceano, reduzindo o aumento da TSM (Ramanathan e Collins, 1991). O forçante das nuvens sobre a radiação de ondas longas (curtas) na superfície é dado por $C_L(S)$ ($C_S(S)$) e é definido como a diferença entre o fluxo radiativo de ondas longas (curtas) na superfície e o fluxo de ondas longas (curtas) em condições de céu claro.

A relação entre o forçante das nuvens sobre a radiação de ondas longas na atmosfera, $C_L(A)$, e o forçante das nuvens sobre a radiação de ondas longas na superfície é dado por:

$$C_L(S) = \frac{f_L}{1 - f_L} C_L(A) \quad [2.5]$$

onde f_L é a razão entre o forçante das nuvens sobre as ondas longas na superfície e o forçante sobre as ondas longas no topo da atmosfera, $C_L(TOA)$. O forçante das nuvens sobre a radiação solar na atmosfera, $C_S(A)$, é dado por:

$$C_s(S) = \frac{f_s}{1-f_s} C_s(A) \quad [2.6]$$

onde f_s é a razão entre o forçante das nuvens sobre as ondas curtas na superfície e o forçante sobre as ondas curtas no topo da atmosfera, $C_s(TOA)$. As nuvens altas associadas a convecção profunda reduzem o esfriamento por ondas longas no topo da atmosfera. Isto está se dá porque com a presença da convecção profunda, temos mais umidade na troposfera superior, que absorve e emite ondas longas para fora da troposfera a uma temperatura mais baixa, reduzindo o esfriamento na troposfera superior e aumentando o efeito estufa. Esta influência das nuvens associadas à convecção profunda na troposfera superior se traduz em um valor elevado no forçante das nuvens sobre as ondas longas no topo da atmosfera: $C_L(TOA)$. A umidade elevada acima da Poça Quente aumenta fortemente a absorção de ondas longas na atmosfera, fazendo com que a presença ou ausência das nuvens tenha um efeito menor sobre estas ondas na superfície (com a umidade elevada as ondas longas emitidas pelas nuvens são absorvidas próximo à sua base e apenas, debilmente, sentidas na superfície). O valor médio de f_L na Poça Quente gira em torno de 0,10 (Ramanathan et al., 1995). Inserindo este valor na equação [2.5], podemos ver que, na presença de nuvens altas, o forçante das nuvens sobre as ondas longas na superfície é quase uma ordem de grandeza menor do que sobre a atmosfera. A umidade da camada de mistura na região de subsidência é menor do que a umidade acima da Poça Quente, a absorção das ondas longas emitidas pelas nuvens na atmosfera também é menor, o que faz com que o fluxo de ondas longas para baixo devido à presença das nuvens seja sentido com mais intensidade na superfície. A presença de nuvens baixas na região de subsidência, portanto, aumenta o fluxo de ondas longas para baixo na superfície da Poça Fria. O valor médio de f_L na região de subsidência, onde se formam nuvens baixas, gira em torno de 4,0. Inserindo-se este valor na equação [2.5] conclui-se que sobre a Poça Fria, o forçante de ondas longas sobre a atmosfera é menor em módulo e de sinal

contrário ao forçante na superfície. Como resultados disso, as nuvens baixas no leste induzem ao esfriamento radiativo na atmosfera e aquecimento na superfície. Sobre as águas mais aquecidas na vizinhança da Poça Quente formam-se, com menor frequência, nuvens mais altas e com menor conteúdo de água líquida. Estas nuvens tem um efeito quase nulo sobre a radiação na atmosfera (Chen et al., 2000) e o seu valor de f_L gira em torno de 1,0. O forçante das nuvens sobre as ondas curtas, f_S , varia de 1,3 a 1,5. Estes valores mostram que as nuvens aumentam a absorção de radiação de ondas curtas na atmosfera. O efeito mais preponderante, no entanto, é a redução do fluxo de radiação solar na superfície. Na região da Poça Quente a radiação solar na superfície do oceano pode variar de cerca de 1000 W/m^2 , em dias de céu claro, quando o oceano recebe calor da atmosfera, até cerca de 100 W/m^2 , em dias chuvosos, onde o oceano perde calor para a atmosfera. Logo quando a quantidade de nuvens aumenta, diminui a quantidade de radiação solar na superfície. Esta redução é compensada, em parte, pelo aumento da radiação de ondas longas para baixo provocado pelas nuvens. Nos Trópicos, principalmente na Poça Quente, esta compensação das ondas longas é menor devido à grande quantidade de valor d'água abaixo da nuvem. Em outras palavras, a insensibilidade da radiação de ondas longas para baixo à presença das nuvens faz com que o oceano nos Trópicos seja mais sensível à presença das nuvens do que o oceano em latitudes mais elevadas.

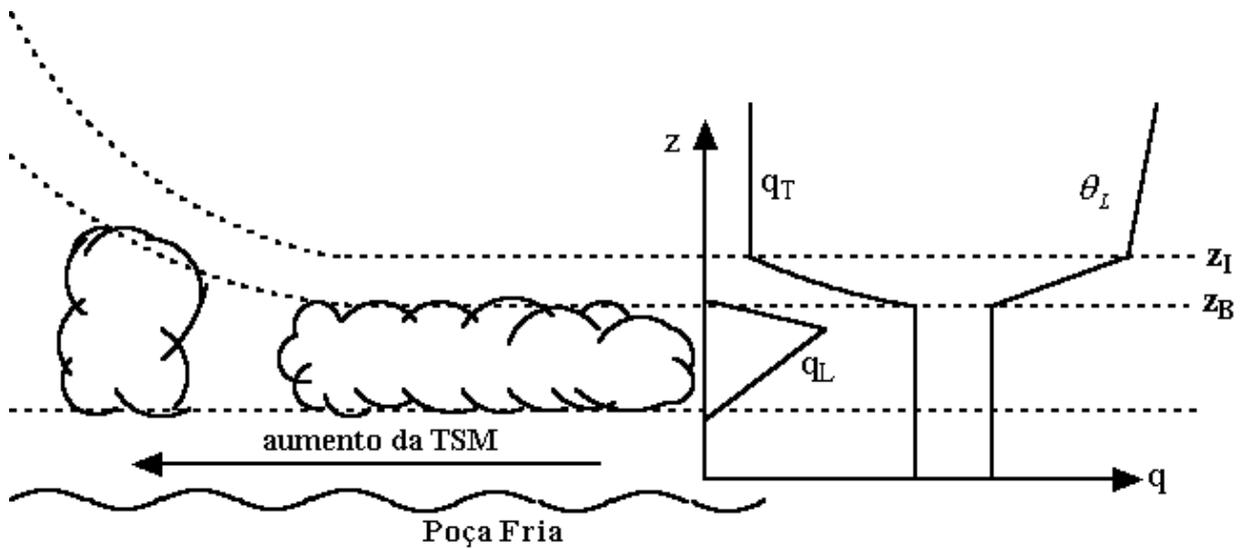


Figura 2.4 No lado esquerdo da figura mostra-se a conversão de estratocúmulos para cúmulos com o aumento da TSM em direção a Poça Quente. As variáveis do lado direito da figura referem-se aos estratocúmulos. q_L, q_T, θ_L, z_I e z_B são respectivamente: razão de mistura da água líquida, razão de mistura total, temperatura potencial da água líquida e topo e base da inversão.

2.4 Interação Oceano-Atmosfera no Pacífico Tropical

O fluxo total de calor na superfície do oceano é dado por:

$$Q_T = S_C + C_S(S) - Q_{OL} - Q_L - Q_S - Q_P \quad [2.7]$$

onde S_C é a radiação solar na superfície sob céu claro, $C_S(S)$ é o forçante das nuvens sobre a radiação solar na superfície (seção 2.4.2), Q_L é o fluxo turbulento de calor latente, Q_S o fluxo turbulento de calor sensível, Q_P é o fluxo de calor sensível (não turbulento) devido a precipitação e representa o esfriamento do oceano devido ao fato das gotas de chuvas estarem a uma temperatura menor do que a TSM (Gosnell et al., 1995), Q_{OL} é o fluxo líquido de ondas longas para cima dado por:

$$Q_{OL} = \sigma T_S^4 - (F_C + C_L(S)) \quad [2.8]$$

T_S é a TSM (figura 2.5b), F_C é o fluxo para baixo de ondas longas em condições de céu claro e $C_L(S)$ é o forçante das nuvens sobre as ondas longas, definido na seção 2.4.2. A emissão de ondas longas pela superfície do oceano segue a relação de Stefan-Boltzmann para emissão de um corpo negro. Das duas últimas equações acima pode-se ver que o fluxo de calor na superfície do oceano depende diretamente da estrutura de nuvens, aumentando ou reduzindo o impacto da radiação sobre a superfície (seção 2.4.2). Os fluxos turbulentos de calor latente e sensível são parametrizados de acordo com as fórmulas aerodinâmicas tradicionais, usando-se argumentos de similaridade:

$$Q_L = \rho_A L C_E S (q_S(T_S) - q_A) \quad [2.9]$$

$$Q_S = \rho_A c_{PA} C_H S (T_S - T_A) \quad [2.10]$$

O fluxo de calor sensível devido a chuva é

$$Q_P = c_W P (T_S - T_G) \quad [2.11]$$

onde ρ_A é a densidade do ar, c_{PA} e c_W são, respectivamente, o calor específico do ar e da água, S é o valor médio da velocidade do vento relativo à superfície do oceano, P é a taxa de precipitação, T_G a temperatura média das gotas que atingem a superfície do mar, q_S a umidade específica saturada à temperatura T_S (TSM), e q_A e T_A são respectivamente a umidade específica e a temperatura do ar a alguns metros acima da interface oceano atmosfera. Os coeficientes de transferência, C_E e C_H , dependem dos ventos e da estabilidade da atmosfera na camada limite. É na determinação destes dois coeficientes que encontramos as maiores incertezas na determinação dos fluxos turbulentos.

O acoplamento entre oceano e atmosfera se dá nas três últimas equações, [2.9], [2.10], [2.11] e no estresse do vento (equação [2.12]). O papel do estresse no acoplamento é descrito abaixo.

2.4.1 O forçante dos ventos.

Quando os ventos sopram na superfície do oceano exercem uma força tangencial na interface oceano atmosfera conhecida como estresse, $\vec{\tau}_0$ (N/m²), e parametrizado como os fluxos turbulentos de calor latente e sensível

$$\vec{\tau}_0 = \rho_A C_D S \vec{U} \quad [2.12]$$

C_D é o coeficiente turbulento para o estresse e como os coeficientes de fluxo de calor da seção anterior, variam com a altura, estabilidade, velocidade do vento e outros fatores, dependendo do tipo de algoritmo usado na sua determinação, \vec{U} é o vento a alguns metros da superfície, relativo à superfície do mar. O trabalho realizado pelo estresse sobre a superfície é proporcional a terceira potência do vento. Quanto maior este trabalho, maior a penetração vertical da turbulência no oceano induzindo o entranhamento de águas frias e salgadas abaixo da termocline para a camada de mistura oceânica. O aumento da intensidade dos ventos além de aumentar o esfriamento da camada de mistura oceânica por entranhamento, também esfria o oceano com o aumento do fluxo de calor latente na superfície, equação [2.9]. A atuação do forçante dos ventos sobre a camada de mistura oceânica não é só termodinâmica, é também dinâmica, advectando as águas superficiais e impulsionando as correntes oceânicas.

2.4.2 Forçante Térmico Salino

O fluxo de flutuabilidade de uma parcela de água do mar na vizinhança da superfície é definido como

$$F_B = -g \frac{\Delta\rho_w}{\rho_w} \quad [2.13]$$

e é uma medida direta da estabilidade das águas na superfície.

$\Delta\rho_w$ é o aumento/redução da densidade da parcela com o esfriamento/aquecimento. Como a densidade da água do mar depende da temperatura e da salinidade, o fluxo de flutuabilidade na superfície varia com o fluxo total de calor e o fluxo de água doce (precipitação menos evaporação):

$$F_B = \alpha \frac{Q_T}{c_w} + \beta S \left(P - \frac{Q_L}{\rho_A L} \right) \quad [2.14]$$

α e β são, respectivamente, os coeficientes de expansão térmica e salina. S é a salinidade na superfície (psu). Nos Trópicos, em geral, o fluxo de água doce (segundo termo do lado direito da equação [2.14]) é pequeno em relação ao fluxo líquido de calor (primeiro termo do lado direito da equação [2.14]). Porém na região da Poça Quente temos precipitação elevada e evaporação moderada, o que faz com que a flutuabilidade dependa tanto da temperatura como da salinidade. Neste caso os dois termos de [2.14] são relevantes. Como menos sal significa também água menos densa, para um fluxo de água doce positivo (precipitação > evaporação) temos um aumento na flutuabilidade, F_B , o que significa aumento da estabilidade da camada de mistura no oceano. Com o esfriamento da superfície, $Q_T < 0$, ou o aumento da salinidade na superfície (evaporação > precipitação), reduz-se a flutuabilidade e aumenta-se a instabilidade, com águas mais densas em cima de águas menos densas, o que aumenta a turbulência e, subsequente, reduz a estratificação.

Como foi dito acima, sendo a Poça Quente uma região de considerável precipitação, a estabilidade na superfície é determinada tanto pelo fluxo de calor líquido, como pelo fluxo de água doce. Em eventos de chuva intensa, comuns na região da Poça Quente, a salinidade na superfície pode cair, localmente, para valores até menores do que 33 PSU. A estratificação, neste caso, passa a ser determinada inteiramente pela salinidade. Isto será descrito na próxima seção.

2.4.3 Estratificação Salina

Devido às fortes chuvas na região da Poça Quente, o fluxo de água doce contribui tanto para a estabilidade da camada de mistura oceânica (equação [2.14]) quanto o fluxo de calor na superfície oceano atmosfera, o que possibilita estratificação tanto devida à temperatura, em dias sem chuva ou chuva fraca, quanto à salinidade, neste caso, em eventos de forte precipitação. Uma camada superficial de baixa salinidade se forma em eventos de forte precipitação no Pacífico Oeste, conhecida como lente de água doce. A região entre a base da lente de água doce e a base da termoclina (D na figura 2.5) foi denominada de camada barreira por Lukas e Lindstrom (1991). O nome se deve ao fato de que esta camada, sendo bastante estável, inibir misturas verticais entre a superfície e a termoclina, funcionando como uma barreira para o fluxo de calor e reduzindo o entranhamento na camada de mistura de águas frias e salgadas provenientes da região abaixo da termoclina (e na figura 2.5). A haloclina mais rasa do que a termoclina ($D > 0$) é uma peculiaridade da Poça Quente e, como se verá mais a frente, tem grande influência no balanço térmico nesta região.

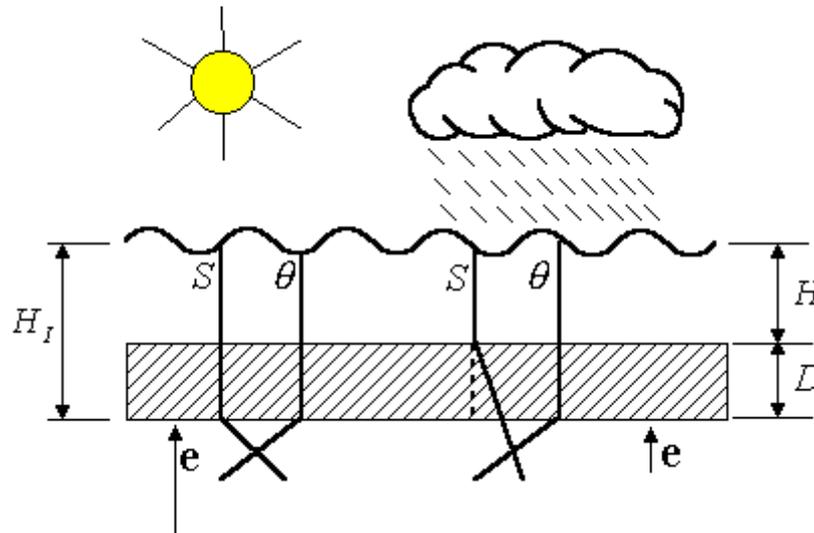


Figura 2.5 H_I é a camada de mistura original: a profundidade da haloclina é a mesma da termoclina e o entranhamento e é grande em eventos de fortes ventos. Em eventos de forte precipitação e ventos fracos a profundidade da camada de mistura se reduz para H (lente de água doce), surge a camada de barreira (D). Nesta camada a estratificação é devida à salinidade e o entranhamento e é dificultado. Com o fim da precipitação e o aumento dos ventos superficiais, a camada de mistura volta a profundidade original: H_I

2.4.4 Ventos e Termoclina no Pacífico Oeste

A termoclina é profunda no Pacífico Oeste e rasa no Pacífico Leste porque os ventos de leste provocam a advecção das águas quentes para o oeste e expõem as águas mais frias no leste. Algumas evidências sugerem que a TSM no Pacífico Oeste Equatorial tem-se mantida dentro de limites estreitos, não diferindo muito do valor atual mesmo em uma escala de tempo geológica. Algumas explicações têm sido dadas para esse fenômeno. O que se pode afirmar com certeza, no entanto, é que a redução do fluxo de radiação solar sobre a superfície do mar devida à interação da convecção com a radiação, descrita na seção 2.4.1, tem um papel importante na regulação da TSM nesta região. Mas este *feedback* sozinho não explica a climatologia na região da Poça Quente. Wallace (1992) sugere que o esfriamento por

evaporação compete com as nuvens para regular a TSM no Pacífico Oeste Tropical. O aumento da TSM faz crescer a convecção, que muito frequentemente é acompanhada de fortes rajadas de ventos superficiais. Como a evaporação cresce quase que linearmente com a intensidade do vento (equação [2.9]) tem-se, neste caso, o esfriamento por fluxo de calor latente na superfície. Com o aumento dos ventos, a camada de mistura do oceano, devido ao aumento da turbulência, se aprofunda e fica mais fria com o entranhamento de águas frias e salgadas situadas abaixo da termoclina. Este aprofundamento/entranhamento só é inibido pela estratificação salina induzida pela precipitação. Este esfriamento por cima (evaporação) e por baixo (entranhamento) gera uma forte correlação negativa entre intensidade dos ventos próxima à superfície e TSM.

2.5 Perfil Médio da Circulação de Walker em Torno do Equador

A figura 2.6 mostra a climatologia do Pacífico Equatorial (240°E - 270°E , 0°S) usando dados de Esbensen e Kushner (1981). Na figura 2.6a temos o vento zonal na superfície (10m). Na figura 2.6b a TSM média no Equador. Na figura 2.6c está o fluxo zonal turbulento de calor latente, Q_L na equação [2.9], ao longo do Equador e na figura 2.6d o fluxo zonal líquido de calor para baixo, Q_T na equação [2.7], ambos em W/m^2 . Observa-se na figura 2.6a a notável redução do vento zonal médio equatorial no Pacífico Oeste, região de forte convecção, forte ascendência, bastante umidade e ventos relativamente fracos. A região de ventos mais intensos encontra-se no Pacífico Central, enfraquecendo-se novamente no Pacífico Leste.

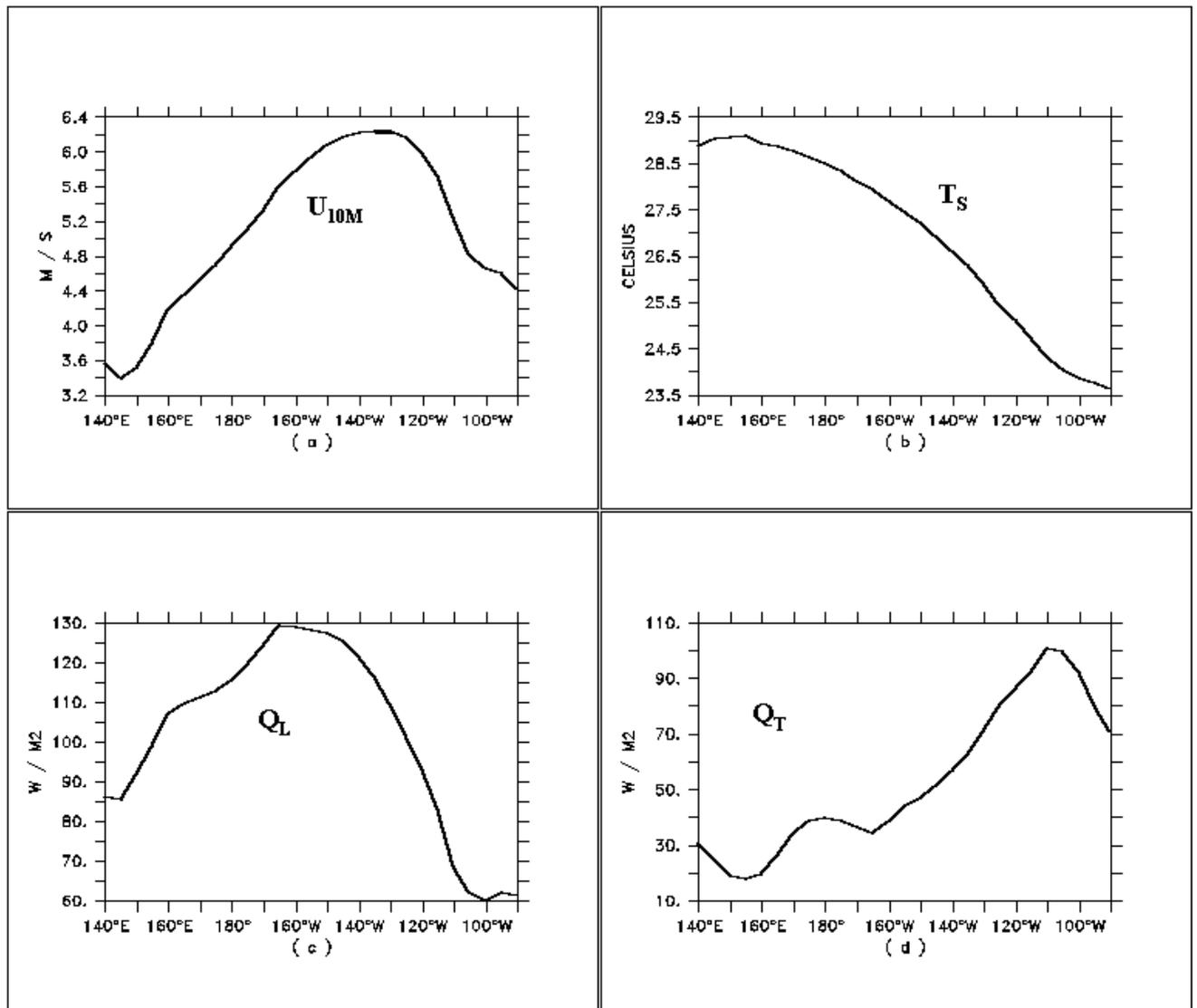


Figura 2.6 Climatologia do Pacífico Equatorial (240°E - 270°E , 0°S) usando dados de Esbensen e Kushner (1981). (a) vento a 10m, (b) TSM, (c) fluxo de calor latente e (d) fluxo total de calor na superfície.

Na figura 2.6b notamos a redução quase linear, de oeste para leste, na TSM. De 29.5⁰C na Poça Quente a 24.0⁰C na Poça Fria. Existe na Poça Quente uma correlação evidente entre TSM elevada e ventos climatológicos fracos. O fluxo climatológico de calor latente (figura 2.6c) depende da razão de mistura do ar acima da superfície e dos ventos na superfície. Devido a forte dependência do vento este fluxo é, em média, mais intenso onde os ventos são mais fortes: no Pacífico Central. No Pacífico Oeste apesar da intensa convecção, a evaporação (fluxo de calor latente) é menor: entre 80 e 90 W/m² (Ramanathan et al., 1995). Isto se deve aos fracos ventos na região e da reduzida diferença de umidade entre o ar na superfície do oceano e o ar logo acima da superfície. Na figura 2.6d temos o fluxo total de calor na superfície (soma dos fluxos turbulentos e dos fluxos radioativos: radiação solar e ondas longas). Este fluxo se mantém baixo na região da Poça Quente em escala climatológica, em parte, devido ao efeito combinado das nuvens sobre o fluxo radiativo total, e da precipitação sobre a estabilidade da camada de mistura oceânica.

3. DESCRIÇÃO DOS MODELOS UTILIZADOS

3.1 Modelo Atmosférico (RAMS)

Em todas as simulações deste trabalho a modelagem atmosférica é feita utilizando-se uma versão bidimensional do RAMS (*Regional Atmospheric Modeling System , Version 4.4*), modelo desenvolvido pelo Departamento de Ciências Atmosféricas da Universidade do Colorado. O RAMS tem sido bastante usado em modelagem atmosférica em várias escalas espaciais e temporais e diferentes resoluções horizontais e verticais, tanto em estudo de cenários reais como idealizados. Nas seções seguintes fazemos uma descrição geral das equações resolvidas pelo modelo, o esquema utilizado na resolução da microfísica de nuvens e da radiação e as parametrizações de fluxos de superfície. São descritos neste capítulo parametrizações e opções do modelo que forem utilizadas neste trabalho.

3.2 Equações do Modelo Atmosférico

As equações resolvidas pelo RAMS são as equações primitivas não hidrostática. Como as simulações são bidimensionais o vento meridional não é considerado ($v = 0$), e como simulamos uma circulação em torno do Equador, a rotação também não é considerada ($f = 0$). As equações resolvidas pelo modelo são as listadas abaixo.

Conservação do Momento:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial x} - \theta \frac{\partial \pi'}{\partial x} + \nabla \cdot (K_M \nabla u) \quad [3.1]$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \nabla w - \theta \frac{\partial \pi'}{\partial z} - g \frac{\theta'}{\theta_0} + \nabla \cdot (K_M \nabla w) \quad [3.2]$$

Equação Termodinâmica:

$$\frac{\partial \theta_{il}}{\partial t} = -\vec{V} \bullet \nabla \theta_{il} + \nabla \bullet (K_H \nabla \theta_{il}) + \left(\frac{\partial \theta_{il}}{\partial t}\right)_{rad} \quad [3.3]$$

Conservação da Razão de Mistura das Várias Categorias de Água:

$$\frac{\partial r_n}{\partial t} = -\vec{V} \bullet \nabla r_n + \nabla \bullet (K_H \nabla r_n) \quad [3.4]$$

Equação de Continuidade:

$$\frac{\partial \pi'}{\partial t} = -\frac{R\pi_0}{c_v \rho_0 \theta_0} \left(\frac{\partial \rho_0 \theta_0 u}{\partial x} + \frac{\partial \rho_0 \theta_0 v}{\partial y} + \frac{\partial \rho_0 \theta_0 w}{\partial z} \right) \quad [3.5]$$

O primeiro termo do lado direito das equações [3.1], [3.2] e [3.3] representa a contribuição da advecção. O segundo termo é a contribuição do gradiente de pressão expresso em termos de perturbações da função de Exner, π' . Os últimos termos destas três equações definem a contribuição da difusão horizontal e vertical. A influência da flutuabilidade aparece apenas no terceiro termo da equação de momento vertical, equação [3.2] (aproximação de Boussenesq) em termos de perturbações da temperatura potencial virtual, θ'_v e da temperatura potencial da grande escala, θ_0 , que é zonalmente uniforme. A equação termodinâmica (equação [3.3]) está expressa em termos da temperatura potencial da água líquida, θ_{il} . A temperatura potencial da água líquida é um grandeza que, como a temperatura potencial equivalente e a razão de mistura da água total, se conserva em um processo adiabático reversível, e é dada aproximadamente por:

$$\theta_L \sim \theta - \frac{L_v}{c_{pD}} r_L \quad [3.6]$$

onde θ é a temperatura potencial, L_v o calor latente da vaporização, c_{pD} o calor específico do ar seco a pressão constante e r_L a razão de mistura de água líquida. A grande vantagem do uso da temperatura potencial da água líquida, no entanto, é que conserva na ausência de

sedimentação e de fluxo radiativo. O terceiro termo da equação [3.3] representa a fonte externa de calor devido ao fluxo radiativo e é parametrizada segundo o esquema de Harrington. A esta equação é ainda necessário adicionar os termos de fonte e sumidouro locais de gelo e água líquida devido a sedimentação (Tripoli e Cotton,1981). A conservação da massa, equação [3.5], é definida em termos de perturbações da função de Exner. A conservação dos vários tipos de água é dada pela equação [3.4] e são descritas na próxima seção.

3.3 Conservação da Água e Microfísica

Como as nuvens exercem um papel fundamental no clima tropical precisamos de uma parametrização de microfísica detalhada. A parametrização de microfísica inicialmente introduzida no RAMS foi desenvolvida sob a direção de William R. Cotton (1982, 1986) e após acréscimos posteriores podemos enumerar as seguintes características do atual esquema de microfísica do modelo :

- a) Particionamento da água na atmosfera em oito categorias: vapor, água de nuvem, água de chuva, gelo, neve, agregados, graupel e granizo.
- b) Gelo e neve aparecem em 5 formas diferentes. A massa e a velocidade de queda dependem do diâmetro de maneira diferente para cada categoria e forma.
- c) Uso da função gama generalizada para todas as classes de hidrometeoros.
- d) Balanço termodinâmico para todas as classes de hidrometeoros.
- e) Inclusão dos processos de precipitação.

No RAMS gelo, neve e agregados são categorias congeladas. Graupel e granizo são categorias mistas, podem ser formadas somente de gelo ou uma mistura de gelo e líquido. Gotas de água de nuvem são consideradas pequenas demais para precipitar. Todas as outras categorias

precipitam. Água de nuvem e gelo são as nucleadas a partir do vapor. Todas as outras categorias se formam de hidrometeoros preexistentes, mas uma vez formados, podem crescer com a deposição de vapor

A função gama generalizada (Flatau et al., 1989) é dada por:

$$f(D) = \frac{1}{\Gamma(\nu)} \left(\frac{D}{D_N} \right)^{\nu-1} \frac{1}{D_N} \exp\left(-\frac{D}{D_N}\right) \quad [3.7]$$

O diâmetro do hidrometeoro, D , varia de zero a infinito e $\Gamma(\nu)$ é uma constante de normalização que faz com que a integral de f com relação a D seja igual a 1. A densidade da distribuição para cada diâmetro D é dada por:

$$n(D) = N_T f(D) \quad [3.8]$$

N_T é a concentração total da categoria.

Com exceção da água de nuvem e vapor todos os hidrometeoros são governados pela equação [3.9] com termos de fonte/sumidouro e sedimentação para cada categoria de hidrometeoro:

$$\frac{\partial r}{\partial t} = Adv(r) + Turb(r) + Fonte(r) + Sedi(r) \quad [3.9]$$

onde $r = [r_{nuvem}, r_{gelo}, r_{neve}, r_{agregados}, r_{graupel}, r_{granizo}, r_{total}]$ representam, respectivamente, as razões de mistura de chuva, gelo, neve, agregados, graupel, granizo e a água total que consiste da soma das razões de mistura de todas as categorias de hidrometeoros incluindo vapor e água de nuvem. O termo $Fonte(r)$ no lado direito da equação [3.9] representa a contribuição das fontes e sumidouros para todas as categorias acima, o que inclui todos os tipos de conversões da água entre as diversas categorias. O termo $Sedi(r)$ representa ganhos e perdas locais devido a sedimentação gravitacional. A equação [3.9] é integrada no tempo a partir de valores iniciais da água total, r_{total} , para se prognosticar valores de razão de

mistura em cada passo de tempo (o valor inicial das demais razões de mistura é zero). A soma das razões de mistura de água de nuvem e vapor ($r_{nuvem+vapor}$) é diagnosticada:

$$r_{nuvem+vapor} = r_{total} - (r_{nuvem} + r_{gelo} + r_{neve} + r_{agregado} + r_{graupel} + r_{granizo}) \quad [3.10]$$

A razão de mistura de água de nuvem é diagnosticada como:

$$r_{nuvem} = \max[0, r_{nuvem+vapor} - r_{sl}] \quad [3.11]$$

onde r_{sl} é a razão de mistura saturada em relação à água líquida. A razão de mistura de vapor é então diagnosticada:

$$r_v = r_{nuvem+vapor} - r_{nuvem} \quad [3.12]$$

No modelo microfísico do RAMS temos três parâmetros relevantes: razões de mistura (r), diâmetro médio (\bar{D}) e concentração total da categoria (N_T). Quando dois destes parâmetros são prognosticados (ou um prognosticado e o outro especificado), o terceiro é diagnosticado através da equação:

$$r = \frac{N_T}{\rho_a} \alpha_m \left(\frac{\bar{D}}{v} \right)^\beta \frac{\Gamma(v + \beta)}{\Gamma(v)} \quad [3.13]$$

Dentre as opções microfísicas do RAMS, destacamos a utilizada neste trabalho: o valor de N_T , para cada classe de hidrometeoro, é prognosticado (exceto para água de nuvem, que é especificado) através de equação semelhante a [3.9]. Os valores das razões de mistura (r) também são prognosticados, enquanto \bar{D} é diagnosticado da equação [3.13].

3.4 Esquema de Radiação

A parametrização de radiação utilizada aqui foi desenvolvida por Harrington e é o esquema de radiação mais detalhado e computacionalmente dispendioso do RAMS. Este

esquema leva em conta a interação da radiação com todos os tipos de hidrometeoros resolvidos pelo RAMS, possibilitando um resultado mais realista do esfriamento radiativo na atmosfera e nos fluxos de superfície. A parametrização de Harrington usa o esquema de radiação em duas direções (two-stream), esquema este bastante usado em modelagem atmosférica. O que diferencia o esquema aqui usado de muitos outros é o acoplamento da parametrização de radiação com a microfísica e uma eficiente computação de propriedades ópticas das nuvens como albedo de espalhamento simples (ω), espessura óptica (τ) e parâmetro de assimetria (g). Estes parâmetros são computados para cada banda do modelo de radiação e combinados com valores computados para cada tipo de hidrometeoro. O modelo de radiação de Harrington possui duas estruturas de bandas: uma estrutura de bandas largas (três solares e cinco infravermelhas) e uma estreita (seis solares e doze infravermelhas). O esquema de radiação é descrito mais detalhadamente em Harrington (1997).

3.5 Esquema de Difusão do RAMS

Dentre os quatro esquemas de difusão turbulenta existente no RAMS descrevemos os dois mais importantes:

a) um esquema não local (opção do RAMSIN IDIFFK=1) onde os coeficientes de difusão turbulenta vertical, K_{MV} e K_{HV} , são diagnosticados a partir da energia cinética turbulenta que, por sua vez, é prognosticada pelo modelo (Mellor e Yamada). Neste esquema os coeficientes de difusão horizontal de momento dependem do espaçamento de grade, Δx :

$$K_{MH} = (csx.\Delta x)^2 \sqrt{\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)^2} \quad [3.14]$$

onde csx é especificado no RAMSIN e é usado mais para filtrar as escalas menores não resolvidas pelo modelo do que para resolver qualquer processo físico.

b) um esquema local (opção do RAMSIN IDIFFK=2) onde os coeficientes de difusão turbulenta vertical são diagnosticados usando-se o esquema de Smagorinsky que inclui um termo de estabilidade estática:

$$K_{MV} = -(csz \cdot \Delta z)^2 \left(\sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2} + \sqrt{N} \right) \sqrt{1 - \frac{K_{HV}}{K_{MV}} RI} \quad [3.15]$$

onde csz é especificado no RAMSIN e N é a frequência de Brunt-Vaisala:

$$N = -\frac{g}{\theta_v} \frac{\partial \theta_v}{\partial z} \quad [3.16]$$

RI é o número de Richardson:

$$RI = -\frac{N}{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2} \quad [3.17]$$

$\frac{K_{HV}}{K_{MV}}$ na equação [3.15] é especificado no RAMSIN através da variável ZKHKM. No

esquema local os coeficientes de difusão horizontal de momento é dado pela equação [3.14].

Os esquemas descritos acima são apropriados quando o espaçamento horizontal é grande comparado com o espaçamento vertical. Os coeficientes de difusão horizontais em tais casos são maiores que os verticais e, como dito acima, são mais usados para remover instabilidade numérica do que justificados fisicamente.

3.6 Fluxos de Superfície

Descrevemos aqui as parametrizações de fluxo do RAMS para oceano não entrando em detalhes numéricos de seu modelo de fluxos de superfície (LEAF2). O fluxo radiativo de ondas curtas e ondas longas para baixo na superfície, R_C^\downarrow e R_L^\downarrow , são computados pelo modelo de radiação de Harrington, já os fluxos na superfície de ondas curtas para baixo e ondas longas para cima, R_{CS}^\downarrow e R_{LS}^\uparrow , são computados da seguinte forma:

$$R_{CS}^{\downarrow} = R_C^{\downarrow}(1 - a_{superf}) \quad [3.18]$$

$$R_{LS}^{\uparrow} = \varepsilon \sigma T_s^4 \quad [3.19]$$

Onde a_{superf} é o albedo na superfície que é função da hora local, $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$ e ε é usado pelo fato da superfície não emitir inteiramente como um corpo negro.

Os fluxos turbulento de calor sensível, umidade e o fluxo de momento (estresse do vento) entre oceano e atmosfera, respectivamente, Q_s, Q_L e τ_0 , são obtidos usando-se a parametrização tradicional de fluxos na superfície (equações [2.9] e [2.10] e [2.11]).

Onde os coeficientes de turbulência, C_E , C_H e C_D são determinados de acordo com Louis e outros (1981) e são função da altura acima do nível do mar onde as variáveis atmosféricas são determinadas, do comprimento de rugosidade (z_0) e do número de Richardson. Este número é função da estabilidade próxima a superfície. A parametrização de Louis, contudo, não representa bem os fluxos turbulentos em regimes de ventos muito fracos ou muito intensos. Para entender a influência da parametrização dos coeficientes de turbulência nos fluxos utilizamos também a parametrização de fluxos desenvolvida por Fairall et al., 1996. Esta parametrização comprovadamente oferece resultados melhores do que a que vem inclusa no RAMS. Sua inclusão aqui é feita somente com o objetivo de se avaliar os fluxos do RAMS.

3.7 Modelo Oceânico (POM)

O modelo oceânico usado neste trabalho é uma versão bidimensional (plano xz) do POM (Princeton Ocean Model) e foi criado por Blumberg e Mellor (1980). As equações resolvidas pelo modelo em duas dimensões são:

$$\nabla \cdot U + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad [3.20]$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial X} + W \frac{\partial U}{\partial Z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial X} + \frac{\partial}{\partial Z} (K_M \frac{\partial U}{\partial Z}) + F_X \quad [3.21]$$

$$\frac{\partial P}{\partial Z} = -\rho g \quad [3.22]$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + U \frac{\partial \theta}{\partial X} + W \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \frac{\partial}{\partial Z} (K_H \frac{\partial \theta}{\partial Z}) + F_\theta \quad [3.23]$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + U \frac{\partial S}{\partial X} + W \frac{\partial S}{\partial Z} = \frac{\partial}{\partial Z} (K_H \frac{\partial S}{\partial Z}) + F_S \quad [3.24]$$

onde ρ_0 é a densidade de referência (1025 kg/m³), ρ é a densidade *in situ*, g a aceleração da gravidade, P a pressão, K_M é o coeficiente verticais de difusão turbulenta para momento, K_H o coeficiente de difusão turbulenta para a temperatura e a salinidade. Observe que a equação para a salinidade ([3.24]) é idêntica a equação para temperatura potencial. F_X e F_θ são os coeficientes de difusão turbulenta para o momento e temperatura/salinidade. A interação do POM com o RAMS se dá através do estresse do vento sobre a superfície (equação [2.12]), os fluxos radiativos, R_{CS}^\downarrow e R_{LS}^\uparrow , e dos fluxos turbulentos, Q_s e Q_L . O estresse do vento entra como condição de fronteira para a equação de momento (segundo termo do lado direito da equação [3.21]), advectando as águas e gerando turbulência. O fluxo de calor na superfície do mar, radiativo e turbulento, são as condições de fronteira para equação [3.23]. O fluxo radiativo (ondas curtas e infravermelho) aparece no terceiro termo do lado esquerdo de [3.23], quando integrando na superfície. Os fluxos turbulentos, calor latente e calor sensível, são parametrizados no primeiro termo do lado direito de [3.23] quando a integração atinge a superfície.

As características do POM mais relevantes para o nosso trabalho são:

a) coeficientes de mistura verticais, K_M e K_H , são obtidos através de uma parametrização de turbulência de segunda ordem introduzido por Mellor (1973) e alterado posteriormente com a ajuda de Yamada (Mellor e Yamada, 1982), geralmente citado na literatura como modelo de

turbulência de Mellor-Yamada, como o esquema não local do RAMS descrito no item a da seção 3.5: os coeficientes são obtidos a partir da resolução de uma equação prognóstica da energia cinética turbulenta.

b) utilização da aproximação de Boussinesq (onde as diferenças de densidade só são consideradas quando multiplicadas pela gravidade, equação 3.21 abaixo). Uma descrição relativamente bem detalhada do modelo é feita por Blumberg e Mellor (1987).

c) uso de uma versão bidimensional com fronteiras fechadas (caixa bidimensional: xz) forçada unicamente na fronteira superior (interface com a atmosfera).

d) uso de coordenadas sigma na vertical. O uso de coordenadas sigmas é importante quando se tem grande variabilidade topográfica, como é o caso de estuários e regiões costeiras, no presente trabalho a topografia é plana, tornando-se desvantajoso, com relação ao esforço computacional, e só com relação a isso, o uso de coordenadas sigma.

e) uso do sistema de coordenadas ortogonais curvilíneo Arakawa C.

f) o esquema de diferenciação horizontal é explícito enquanto o vertical é implícito, este último elimina restrições temporais para a coordenada vertical, permitindo o uso de uma grade de maior resolução próximo à superfície e na fronteira inferior.

g) os forçantes do modelo se localizam exclusivamente na fronteira superior e são, basicamente, o vento superficial e a TSM

h) o modelo possui superfície livre e uma dupla resolução temporal (passo de tempo): o modo externo é bidimensional e usa um passo de tempo menor baseado na condição de estabilidade de Courant e na velocidade das ondas internas. O modo interno é tridimensional e usa um passo de tempo maior e múltiplo do usado no modo interno.

3.8 O acoplamento entre o RAMS e o POM

No acoplamento entre os modelos oceânico e atmosférico, o modelo oceânico (POM) entra como uma subrotina do RAMS que é chamada a cada passo de tempo (do RAMS) ao longo da simulação. O algoritmo de fluxos de Fairall também entra como subrotina do RAMS que, em cada passo de tempo (do RAMS), é chamada antes do POM. O acoplamento foi feito de modo genérico, permitindo através do uso de *flags*, realizar-se tanto simulações em 2D (plano xz) ,quanto simulações em 3D (plano xyz). No tempo inicial ($t=0$) fornecemos o valor inicial da TSM, assim como os valores das variáveis da escala sinóptica: temperatura, vento e umidade. Estes valores alimentam o algoritmo de fluxos de Fairall que calcula os fluxos turbulentos de calor latente, calor sensível e estresse do vento, estes fluxos são, então, jogados para o RAMS, que evolui um passo de tempo, recalculando as variáveis termodinâmicas atmosféricas que, juntamente com os fluxos turbulentos acima descritos, forçarão o POM: fluxo de ondas curtas/longas para baixo, precipitação e temperatura do ar próximo à superfície. Forçado com estes dados o POM evolui um passo de tempo e recalcula a TSM, que juntamente com os valores de vento, temperatura e umidade, anteriormente calculados pelo RAMS, alimentam o modelo de fluxos de Fairall, repetindo-se o ciclo. O esquema é ilustrado na figura abaixo.

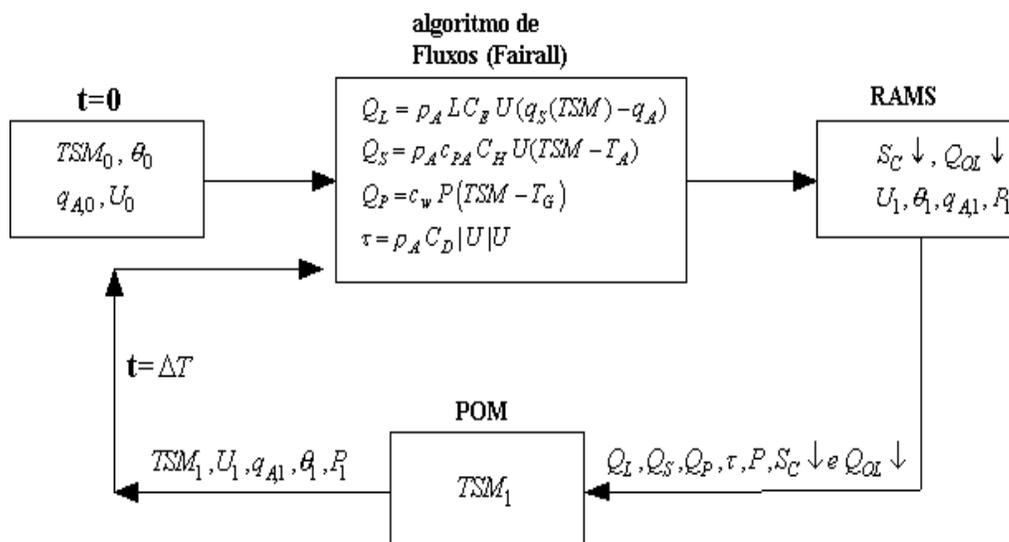


Figura 3.1. Em $t=0$, o algoritmo de fluxos de Fairall é alimentado com dados de TSM, temperatura, vento e umidade próximos à superfície com os quais calcula o calor latente: Q_L calor sensível Q_S e o estresse do vento, τ . Estes fluxos são repassados para o RAMS que atualiza os valores das variáveis termodinâmicas. O fluxo radiativo para baixo de ondas curtas e ondas longas na superfície, R_{CS}^\downarrow e R_{LS}^\downarrow , respectivamente, constituem um forçante do modelo oceânico (POM), a TSM é recalculada pelo POM, e, juntamente com os valores (próximos à superfície) das variáveis termodinâmicas calculadas pelo RAMS, realimentam o modelo de fluxos de Fairall, repetindo-se o ciclo.

Observa-se, pelo descrito acima, que o acoplamento entre os modelos oceânico e atmosférico se dá através dos fluxos turbulentos de calor latente, calor sensível e do fluxo vertical de momento horizontal (estresse do vento), parametrizados, respectivamente, de acordo com as equações [2.9], [2.10] e [2.12]. O fluxo de calor sensível devido à precipitação é parametrizado de acordo com a equação [2.11]. Observa-se destas equações que a única variável oceânica relevante na interação oceano atmosfera é a TSM. As variáveis atmosféricas relevantes para a determinação dos fluxos de superfície são: temperatura do ar, razão de mistura de vapor e vento a alguns metros da superfície, precipitação, temperatura das gotas e

os fluxos radiativos para baixo próximo a superfície. As duas primeiras dependem diretamente da TSM, as outras cinco, estão correlacionadas indiretamente a TSM, dinâmica e termodinamicamente, de maneira bastante complexa através de fenômenos físicos que atuam em diferentes escalas de tempo. A precipitação é outra variável bastante importante que influencia a salinidade e, portanto, a estabilidade das águas superficiais, como será descrito posteriormente com mais detalhes.

4. SIMULAÇÕES COM O MODELO OCEÂNICO (POM)

4.1 Resposta do Oceano às Perturbações no Vento Zonal

A principal causa de mudanças na profundidade da termoclina tropical é a redistribuição horizontal de águas quentes superficiais em resposta às mudanças nos ventos de larga escala como descrito na seção 2.4.4 (Philander, 1985). Climatologicamente, a termoclina é profunda no Pacífico Oeste/Central e rasa no Pacífico Leste devido aos ventos de leste, predominantes no Pacífico equatorial, que advectam as águas quentes para oeste e expõem as águas frias no leste (figura 2.2). O gradiente de pressão associado a inclinação zonal da termoclina no plano equatorial é balanceado pelo estresse do vento. Na figura 4.1 tem-se uma ilustração da estrutura da camada de mistura no Pacífico equatorial. Nesta figura, z_T é a profundidade da termoclina, z_S é a profundidade da superfície (não necessariamente zero). A variação da densidade através da termoclina é $\Delta\rho = \rho_D - \rho_S > 0$, onde ρ_D e ρ_S são, respectivamente, a densidade média da região acima da termoclina e a densidade média das águas frias abaixo da termoclina.

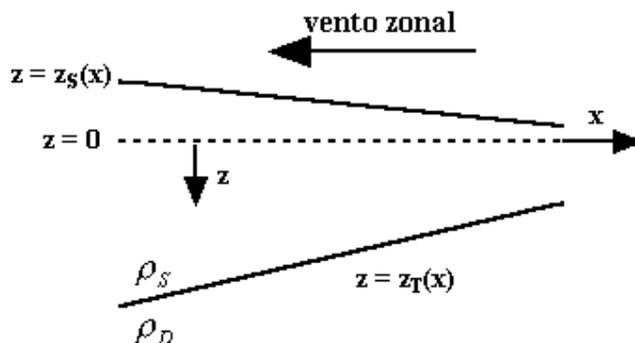


Figura 4.1 z_T é a profundidade da termoclina, z_s é a profundidade da superfície (não necessariamente zero). A variação da densidade através da termoclina é $\Delta\rho = \rho_D - \rho_S > 0$, onde ρ_D e ρ_S são, respectivamente, a densidade média da região acima da termoclina e a densidade média das águas frias abaixo da termoclina.

Usando-se a equação hidrostática, o fato da pressão ser contínua ao cruzar-se a termoclina e supondo não haver gradiente de pressão abaixo da termoclina, pode-se mostrar que

$$\frac{dz_s}{dx} = -\frac{\Delta\rho}{\rho_S} \frac{dz_T}{dx} \quad [4.1]$$

Ou seja, existe uma relação direta entre o aprofundamento da termoclina, induzida pelo forçante dos ventos, e a elevação do nível do mar no Pacífico equatorial. Deve-se deixar claro, no entanto, que só parte deste desnível superficial (z_s) entre leste e oeste se deve ao forçante dos ventos. A dilatação térmica devida ao aquecimento diferenciado das águas no oeste é responsável por parte deste desnível, porém, não pode ser resolvida utilizando-se um modelo hidrostático da camada superior do oceano.

Quando os ventos de leste enfraquecem, a termoclina se aprofunda no leste e sobe no oeste, e quando estes ventos se intensificam, a termoclina torna-se mais rasa no leste, aprofundando-se no oeste. Nas seções seguintes serão descritos alguns testes da sensibilidade da termoclina às variações no estresse dos ventos.

4.2 Objetivos e simulações

Em todas as simulações uma versão bidimensional do POM (plano xz) é forçada com ventos de intensidade variável. Como se trata da simulação de processos físicos equatoriais o termo de Coriolis ($f=0$) é desprezado assim como a variação longitudinal na radiação solar. O oceano bidimensional possui uma profundidade de 450m e uma dimensão horizontal de 7600 km. O número de níveis verticais é 26. A temperatura potencial, a salinidade e as correntes são calculadas nas seguintes profundidades: 0.25, 0.75, 1.5, 2.5, 4.0, 7.5, 15, 25, 35, 45, 55, 65, 75, 90, 110, 130, 150, 170, 190, 215, 245, 275, 305, 335, 385 e 435 metros. As fronteiras laterais são fechadas. O perfil inicial de temperatura da água é horizontalmente uniforme com 24°C na superfície e caindo para 10°C a 400m de profundidade. A termoclina está inicialmente a 30m. O equilíbrio é atingido após cerca de 350 dias de simulação. Todos os gráficos de simulações deste capítulo são médias dos últimos 45 dias de um total de 450 dias simulados. O fluxo total de calor na superfície do oceano é atualizado a cada passo de tempo da simulação e é dado pela equação [2.7]. Em todas as simulações a radiação solar na superfície do oceano sob céu claro, S_c , é de 296 W/m^2 , que é a média climatológica no Equador. O forçante de nuvens sobre a radiação solar é parametrizado por Ramanathan e Collins (1991) através da relação empírica:

$$C_s(S) = -a(T_s - T_{CRIT}) \quad \text{para } T_s > T_{CRIT} \quad [4.2]$$

com $a=20 \text{ W/m}^2 \text{ } ^{\circ}\text{K}^{-1}$. $C_s(S)$ é zero para a TSM abaixo de um limiar convectivo:

$T_s = 300^{\circ}\text{K}$. Esta relação empírica é uma maneira, relativamente simplista, de se representar o *feedback* das nuvens sobre a radiação de ondas curtas na superfície do oceano.

Os fluxos de calor latente e sensível são dados pelas equações [2.9] e [2.10]. A temperatura do ar próximo à superfície usada nestas equações, T_A , é dada pela climatologia ao longo do Equador e mantida constante ao longo da simulação, o que é um pressuposto bastante irreal.

Contudo, esse pressuposto é necessário para entendermos o efeito da insolação sobre a TSM.. Alguns *feedbacks* interessantes, no entanto, podem ser obtidos desta aproximação. A umidade relativa do ar é fixa, $RH=80\%$. Como a temperatura do ar também é não varia com o tempo, a umidade específica do ar na equação [2.9] também não muda. Portanto, qualquer variação no fluxo de calor latente devido ao gradiente de umidade entre a superfície e o ar acima será devida a variação da umidade saturada próximo à superfície do mar, q_s , que, por sua vez, depende somente da TSM.

Os objetivos das simulações descritas neste capítulo são os seguintes: estudar a resposta da camada de mistura oceânica ao forçante dos ventos e às variações deste forçante em uma circulação do tipo Walker, e se verificar que a importância relativa da convecção, da insolação e do fluxo superficial de calor latente na determinação da temperatura na Poça Quente (Ramanathan e Collins, 1991) pode ser relativamente bem reproduzida em um contexto bidimensional.

A figura 4.1 mostra uma destas simulações forçada com os valores climatológicos dos ventos de superfície no plano equatorial. São ventos de leste com módulo dado pelo gráfico 2.6a. Uma simples mudança de escala foi feita aqui para se ajustar estes ventos à dimensão da grade usada. Ou seja, o vento médio (1000mb) em torno do Equador foi redimensionado para uma grade menor, mantendo-se os mesmos gradientes e valores extremos. O fluxo líquido de água doce devido à diferença entre precipitação e evaporação não é considerado nesta simulação, ou seja, não há forçante sobre a salinidade. Observa-se que as águas superficiais se aquecem à medida que são transportadas para oeste pelos ventos de leste. O forçante das nuvens sobre a radiação solar foi removido nesta simulação, $C_s(S) = 0$. Na figura 4.2 temos o gráfico de outra simulação cuja única diferença da simulação descrita acima, e na figura 4.1, é a inclusão do forçante das nuvens (equação [4.2]). As duas simulações foram inicializadas com um perfil de temperaturas horizontalmente uniforme com

24⁰C na superfície. Em ambas o fluxo de radiação de ondas longas na superfície é pequeno e com pouca variabilidade horizontal. Portanto, a sua influência sobre os fluxos de superfície são pequenos em comparação com os efeitos da convecção sobre a radiação solar.

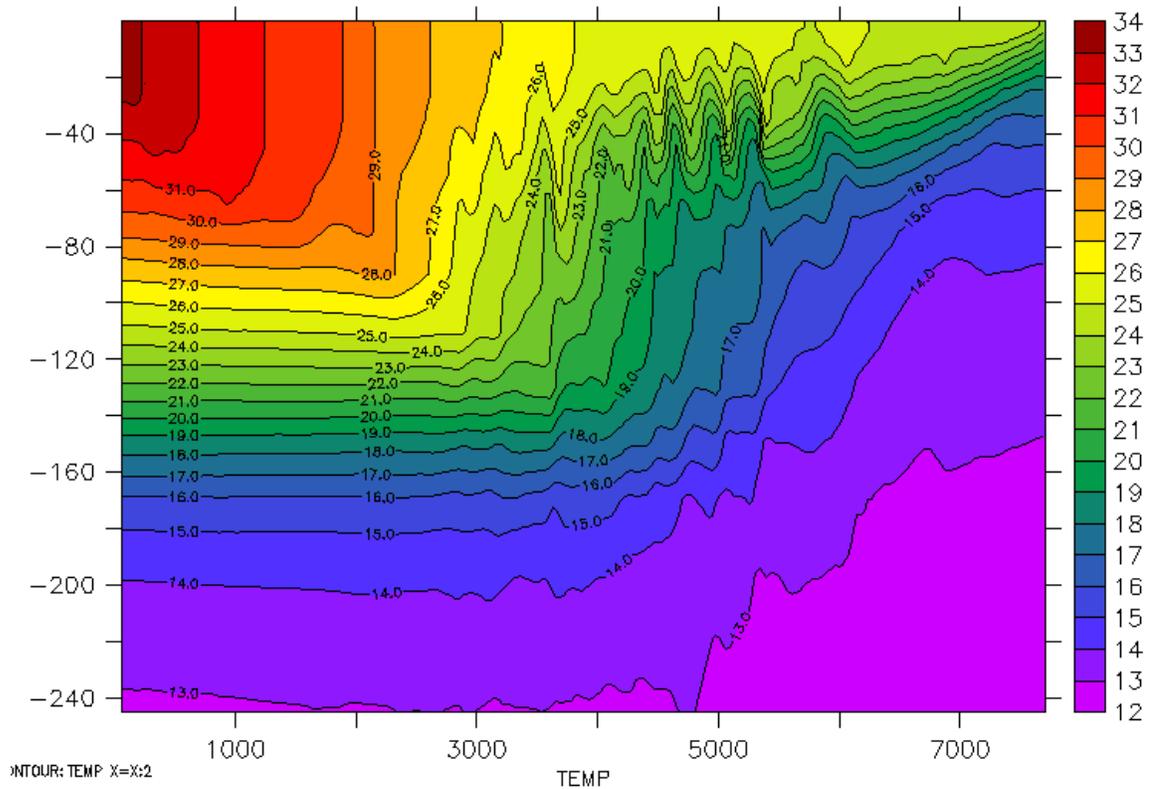


Figura 4.1 Simulação forçada com os valores climatológicos do vento superficial no plano equatorial. São ventos de leste com módulo dado pelo gráfico 2.6a, ou seja, ventos são fracos no leste, se intensificam em direção ao centro da grade e enfraquecem novamente no oeste. Uma simples mudança de escala foi feita aqui para se ajustar estes ventos à dimensão da grade usada. O forçante da radiação solar foi removido nesta simulação, $C_s(S)=0$. A remoção deste forçante associado aos ventos reduzidos no oeste faz crescer a TSM para valores maiores do que 33°C . Isto se dá porque, com os ventos reduzidos, o esfriamento por calor latente é insuficiente para contrabalancear o aquecimento adicional devido à insolação.

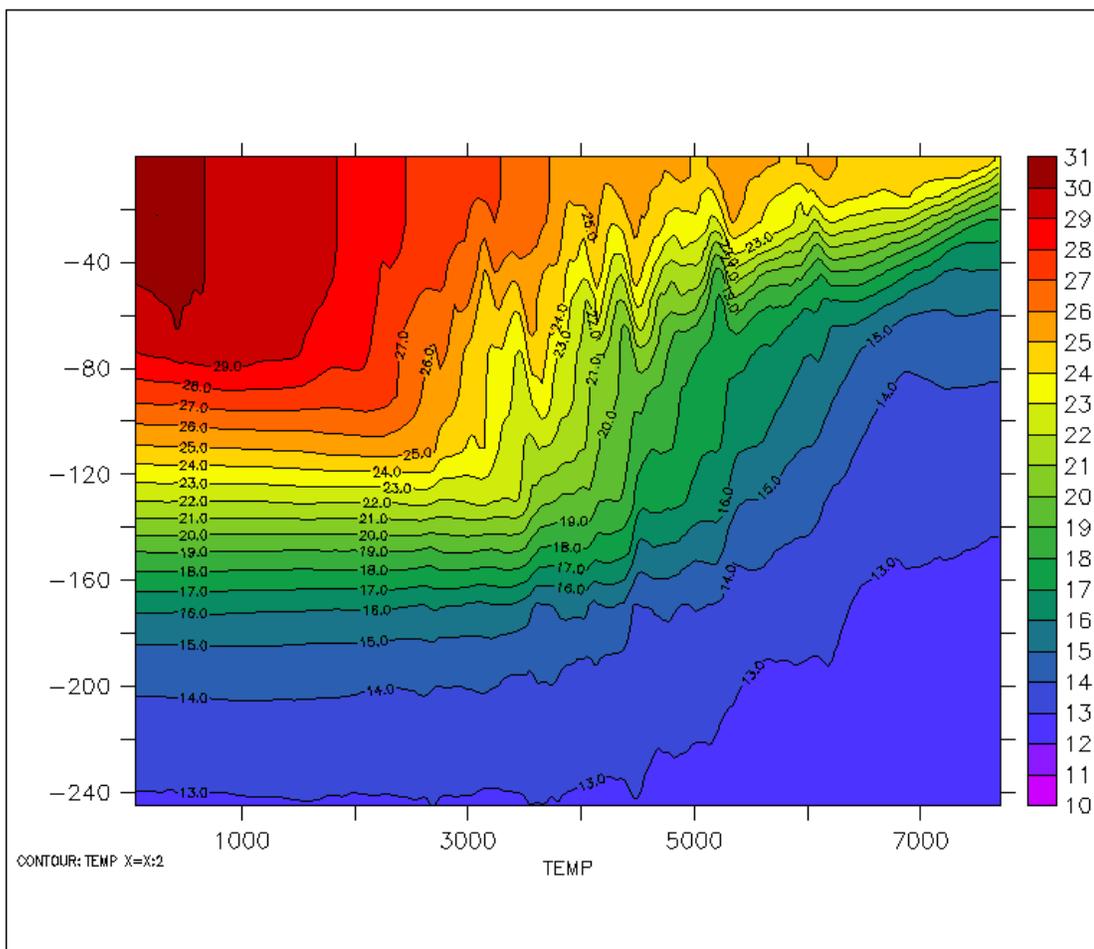


Figura 4.2 Mesma simulação descrita na figura 4.1, porém, com o forçante de nuvens incluído (equação [4.2]).

Observa-se que, com ventos pouco intensos a oeste da bacia em ambas as simulações (figura 2.6a) com médias mensais menores do que 4 m s^{-1} , a temperatura elevada na Poça Quente devida, em parte, a advecção de águas quentes de leste para oeste, se intensifica pela redução do fluxo de calor latente e pela redução do entranhamento de águas frias. Com a remoção das nuvens na simulação da figura 4.1 não se tem a redução da radiação solar na superfície (equação [4.2]) para compensar esta tendência local ao aquecimento provocada pela

diminuição na intensidade dos ventos superficiais, o que explica temperaturas tão elevadas na Poça Quente na simulação da figura 4.1 ($TSM > 33^{\circ}\text{C}$). Isto dá uma idéia da importância do efeito termostato das nuvens na regulação da TSM no Pacífico Oeste Tropical. Ramanathan e Collins (1991) mostraram que existe uma poderosa correlação negativa entre TSM elevada e albedo das nuvens, limitando o aumento da TSM nos trópicos, que permanece abaixo de um valor crítico que gira em torno dos 31°C . O efeito termostato das nuvens se dá da seguinte forma: com o aquecimento das águas superficiais na Poça Quente, aumenta a convecção e a formação de nuvens com elevado conteúdo de água líquida, reduzindo a radiação solar na superfície e inibindo o aumento da TSM. Ou seja, com a inclusão do forçante das nuvens na simulação da figura 4.2, parte do aquecimento, induzido pela diminuição dos ventos, é compensado pela redução da radiação solar líquida, limitando o aumento da TSM a oeste. Note que para que o efeito regulador da TSM no Pacífico Oeste descrito acima ocorra, temos que admitir uma correlação negativa entre TSM e vento/evaporação. Cornejo-Garrido e Stone (1977) foram os primeiros a verificarem esta correlação no Pacífico Oeste ao investigarem o balanço térmico líquido na circulação de Walker. Observou-se que os ventos mais fracos costumam ocorrer sobre as águas mais quentes e que a frequência dos fluxos mais intensos de calor latente ($Q_L > 100\text{ W/m}^2$) ocorre em apenas 30% das vezes para TSM de 30°C . No leste o cenário é um pouco diferente, a influência das nuvens nesta simulação não está presente pelo fato da TSM ser menor do que o valor crítico da equação [4.2] (esta influência em um cenário real está longe de ser nula). Neste caso idealizado, a radiação solar na superfície é mantida constante, $S_c = 296\text{ W/m}^2$. Porém a advecção e a ressurgência de águas frias no leste mantém a TSM abaixo dos 25°C apesar da intensa insolação na superfície. No Pacífico real estas baixas temperaturas no leste são conseqüências de uma complicada interação entre o perfil de ventos, ressurgência e advecção gerados por estes ventos, incluindo os fluxos meridionais, e o forçante das nuvens baixas sobre a radiação líquida na superfície.

A figura 4.3 mostra a TSM para duas simulações distintas, em ambas a superfície é forçada com um vento constante de -4 m/s e o esfriamento por ondas longas é constante e igual a 45 W/m^2 . O forçante das nuvens sobre a radiação solar é removido na primeira simulação ($C_s(S) = 0$, linha fina) e mantido na segunda (linha grossa). O aquecimento adicional na Poça Quente com a remoção do efeito das nuvens é de aproximadamente $1^{\circ}C$. Observa-se nesta figura que para ventos constantes, e não tão fracos, mesmo sem o forçante das nuvens sobre a radiação solar, a TSM não cresce tanto ($<31^{\circ}C$) porque o aquecimento adicional devido ao excesso de insolação é compensado pelo aumento do esfriamento por fluxo de calor latente, destacado na figura 4.4. Apesar do contexto limitado de uma simulação bidimensional da camada de mistura oceânica, onde se desprezam os fluxos meridionais no balanço de calor na superfície e não há interação dinâmica com a atmosfera, a radiação solar, o fluxo de calor latente e a advecção horizontal atuando em conjunto contribuem para manter a TSM dentro de limites estreitos no oeste da bacia (Ramanathan e outros, 1995).

Na parte superior da figura 4.5 temos a climatologia da temperatura da água do mar no plano equatorial (COADS) redimensionada para uma grade com dimensão horizontal menor do que a do Pacífico (o Pacífico Equatorial possui mais de 11000 km de extensão e a grade simulada 7600 Km). A figura 2.2 mostra o perfil real de temperaturas no Pacífico equatorial. A parte inferior da figura 4.5 mostra a climatologia obtida com uma simulação de 450 dias forçada com um vento zonal uniforme e constante de -6 m/s, a parametrização do forçante das nuvens é feita segundo a equação [4.2] e os fluxos turbulentos de acordo com as equações [2.9], [2.10] e [2.12]. O esfriamento radiativo de ondas longas e o fluxo de calor sensível são constantes e iguais a 45 e 10 W/m^2 , respectivamente. A precipitação média no Pacífico Equatorial (COADS) é outro forçante desta simulação e, junto com o fluxo de calor latente, influencia a estabilidade (segundo termo do lado direito da equação 2.14) através da variação da salinidade na superfície. Observa-se que, apesar do grau de simplificação da circulação

equatorial nesta simulação, o estado médio da termoclina e o perfil zonal de temperaturas da camada de mistura no estado estacionário são relativamente bem reproduzidos em duas dimensões. Isto só é possível porque o termo de Coriolis é nulo ($f = 0$), fazendo com que a variabilidade de baixa frequência que determina a profundidade da termoclina permaneça confinada em torno do plano equatorial.

A figura 4.6 mostra a profundidade da termoclina para simulações com ventos constantes e horizontalmente uniformes de intensidade diferentes: -3 m/s (traço preto), -4 m/s (traço vermelho) e -7 m/s (linha verde), com a inclusão do forçante de nuvens e sem forçante na salinidade superficial (precipitação nula). Observa-se que com o aumento do estresse zonal do vento, a camada de mistura se aprofunda na região da Poça Quente e torna-se mais rasa na Poça Fria. Neste caso, o estresse zonal uniforme dos ventos de leste é balanceado pelo gradiente de pressão decorrente da inclinação da termoclina, que fica mais próxima da superfície no leste. Intensificando-se os ventos de maneira uniforme na direção leste oeste, aumenta-se a elevação do nível do mar no oeste e reduz-se no leste, induzindo, assim, o aumento da inclinação zonal da termoclina (equação [4.1]).

A figura 4.7 (2) mostra o estresse do vento que permanece constante no tempo, mas não é mais horizontalmente uniforme. As simulações da figura 4.7 foram forçadas com o perfil de precipitação da figura 4.9. A linha preta na figura 4.7 corresponde aos valores médios equatoriais do estresse, em dyn/cm^2 , em um período de forte La-Nina (1988-1989), e a linha vermelha, a um período de forte El-Nino (1991-1992), ambos redimensionados para a grade simulada. A figura 4.7 (1) destaca a profundidade da camada de mistura correspondente ao estresse da figura 4.7 (2). Com o aumento do estresse do vento no Pacífico Central no período de La-Nina, a profundidade da camada de mistura no oeste se aprofunda. Com o relaxamento dos ventos equatoriais no período de El-Nino, a profundidade máxima da camada de mistura se desloca em direção ao centro da bacia.

As simulações do gráfico 4.8 apresentam os mesmos forçantes de fluxos superficiais da simulação descrita na figura 4.5 (2) mudando-se apenas os ventos superficiais que são de -7.5 m/s no gráfico de cima e de -3.0 m/s no gráfico de baixo. Com um forçante considerável nos ventos de leste, as águas superficiais mais quentes (28°C - 30°C) ficam confinadas no leste da bacia, onde a termoclina é mais profunda. Com o relaxamento destes ventos, a termoclina fica mais rasa no leste e as águas mais quentes se expandem em direção ao centro da bacia.

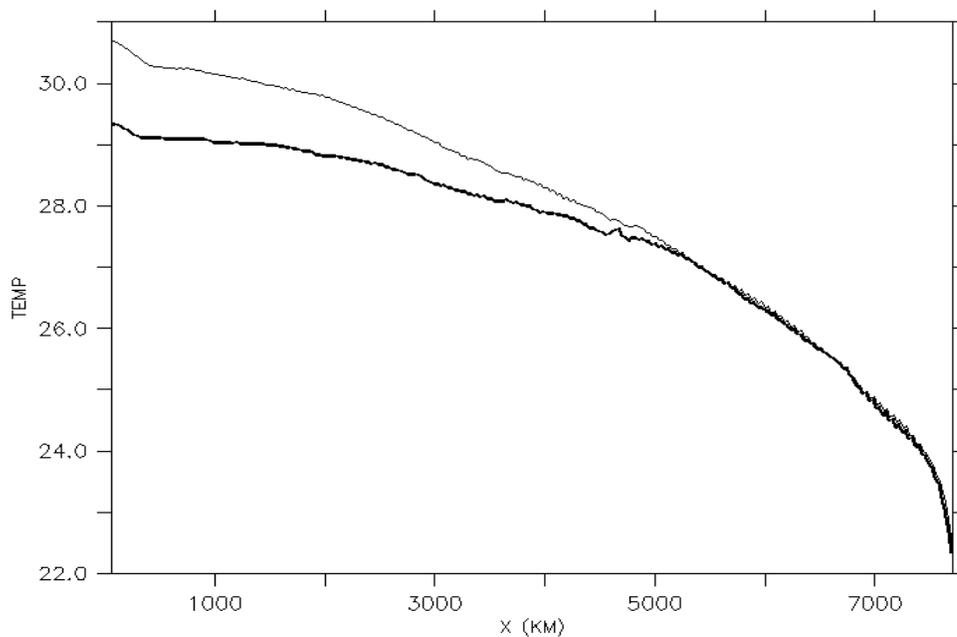


Figura 4.3. TSM para duas simulações forçadas com vento constante de -4 m/s. O esfriamento por ondas longas e o fluxo de calor sensível são mantidos constante. Linha Fina: com o forçante das nuvens na radiação solar removido (equação [4.2]). Linha Grossa: com o forçante da radiação solar.

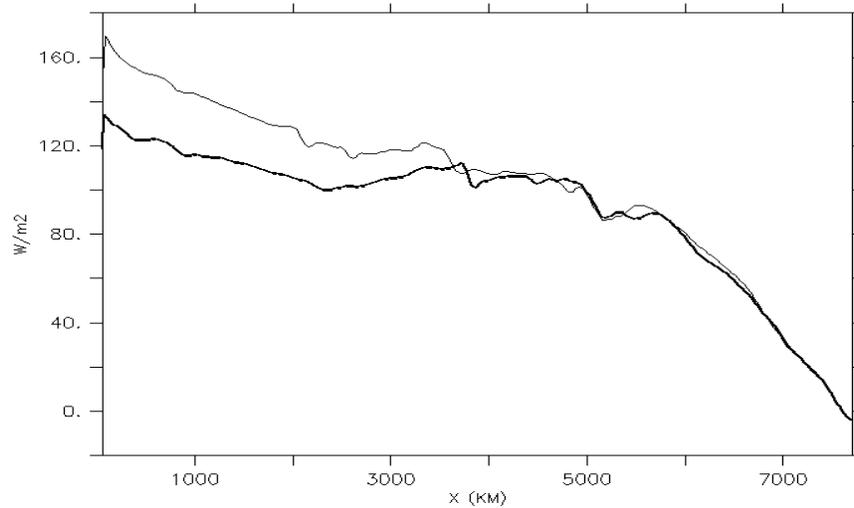


Figura 4.4. Esfriamento por Calor Latente para duas simulações forçadas com vento constante de 4 m/s . O esfriamento por ondas longas e o fluxo de calor sensível são mantidos constante. Linha Fina: com o forçante das nuvens na radiação solar removido (equação [4.2]). Linha Grossa: com o forçante da radiação solar. Como a parametrização de convecção usada aqui não atua no leste, uma vez que a TSM é menor do que 27°C , não há diferença entre as duas simulações nesta região. A remoção dos efeitos da convecção (linha mais fina) no oeste faz crescer o fluxo de calor latente, impedindo que a TSM cresça para além da média climatológica da Poça Quente, que gira em torno de 30°C .

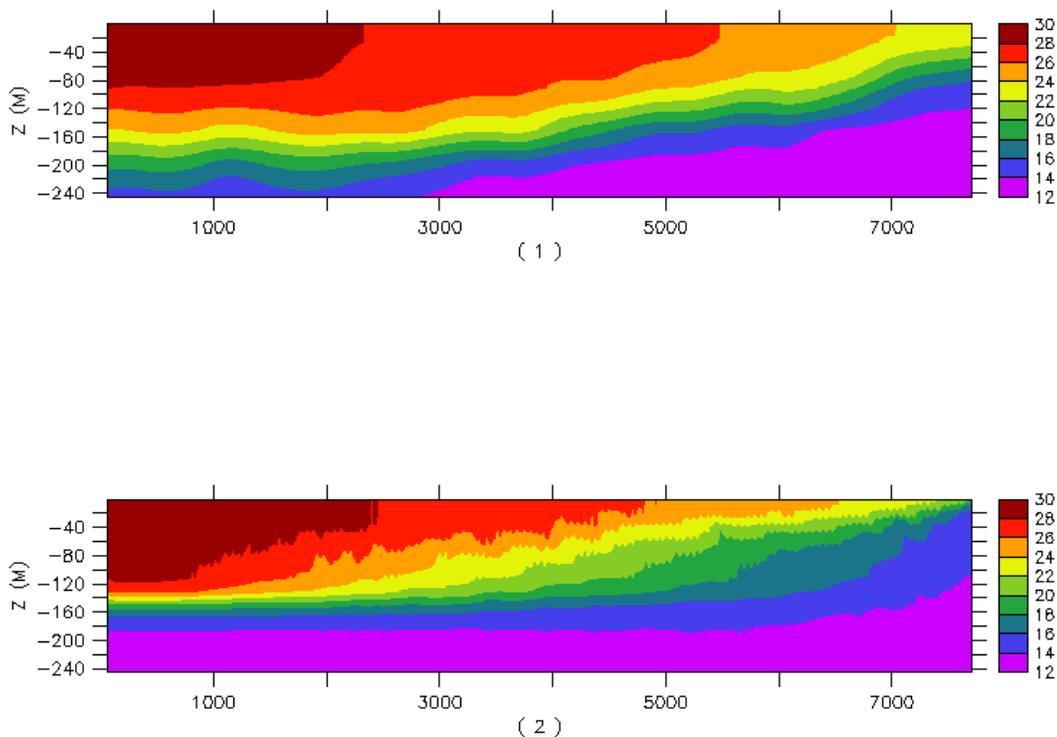


Figura 4.5. (1) Climatologia da Temperatura no Pacífico redimensionada para uma grade de 7600 Km. Na figura 2.2 temos a climatologia para a grade real. (2) Climatologia obtida em uma simulação de 450 dias forçada com ventos constantes de -6 m/s e perfil inicial de temperaturas horizontalmente uniforme. Os fluxos turbulentos e fluxo e o estresse do vento são parametrizados de acordo com as equações 2.9, 2.10 e 2.12. O esfriamento radiativo de ondas longas e o fluxo de calor sensível são constantes e iguais a 45 e 10 W/m^2 . O forçante de nuvens da equação [4.2] é usado como parametrização dos efeitos das nuvens sobre o albedo.

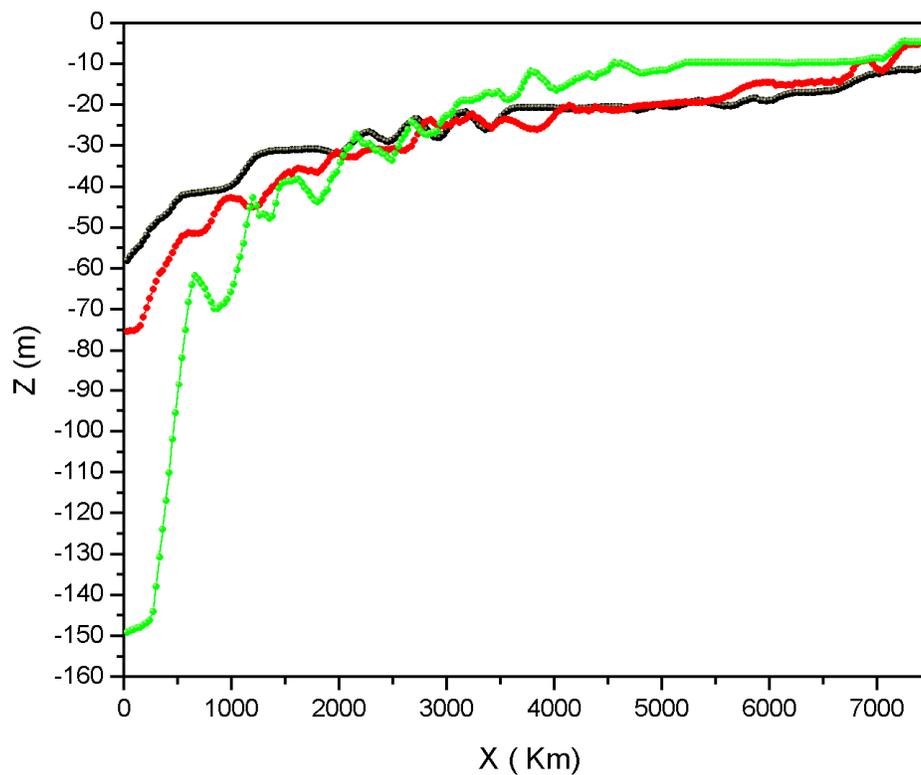


Figura 4.6 Profundidade da termoclina para simulações com ventos constantes e horizontalmente uniformes de intensidade diferentes: -3 m/s (traço preto), -4 m/s (traço vermelho) e -7 m/s (linha verde). O forçante de nuvens é incluído, os efeitos da precipitação sobre a salinidade não são considerados. O esfriamento radiativo de ondas longas e o fluxo de calor sensível são constantes e iguais, respectivamente, a 45 e 10 W/m².

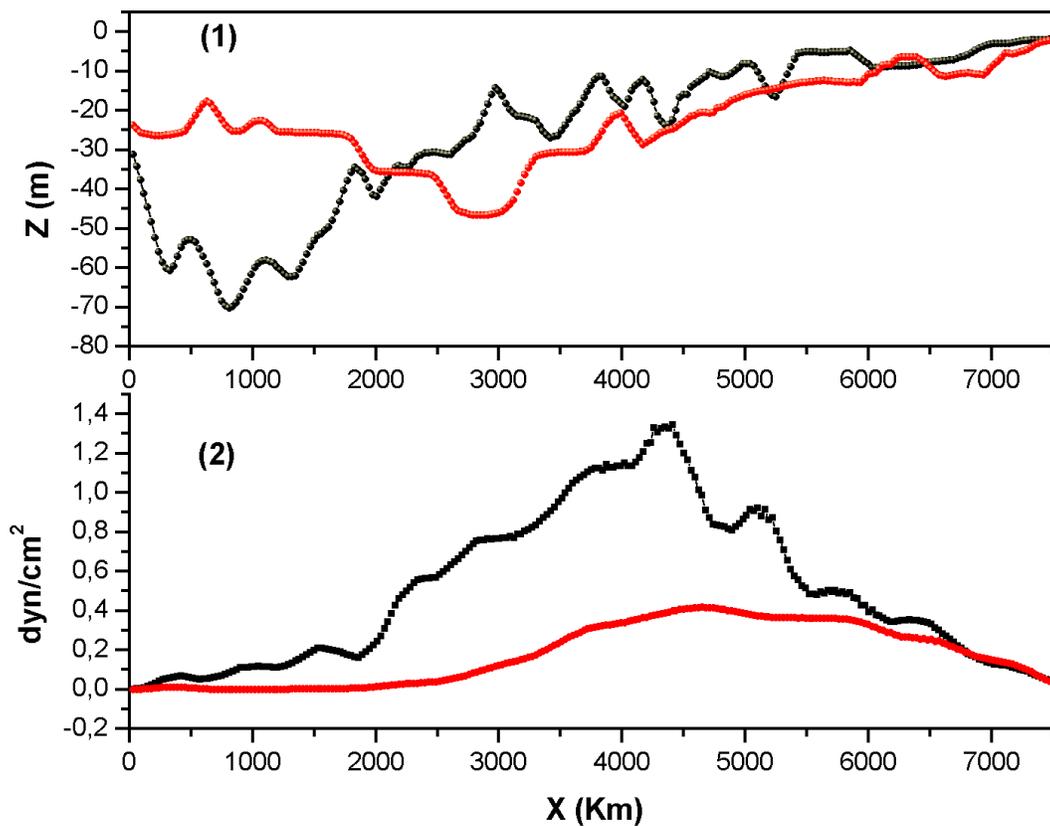


Figura 4.7 Em (2) o estresse dos ventos equatoriais ao longo do Pacífico, em dyn/cm^2 , para um ano de El-Nino (linha vermelha) e para um ano de La-Nina (linha preta). Em (1) profundidade média da camada de mistura resultante de simulações forçadas com o estresse do gráfico (2). Em ano de La-Nina os ventos zonais de leste se intensificam, aprofundando a camada de mistura no leste. Em ano de El-Nino ocorre relaxamento destes ventos, diminuindo a profundidade da camada de mistura no oeste e deslocando a convecção para o centro da bacia.

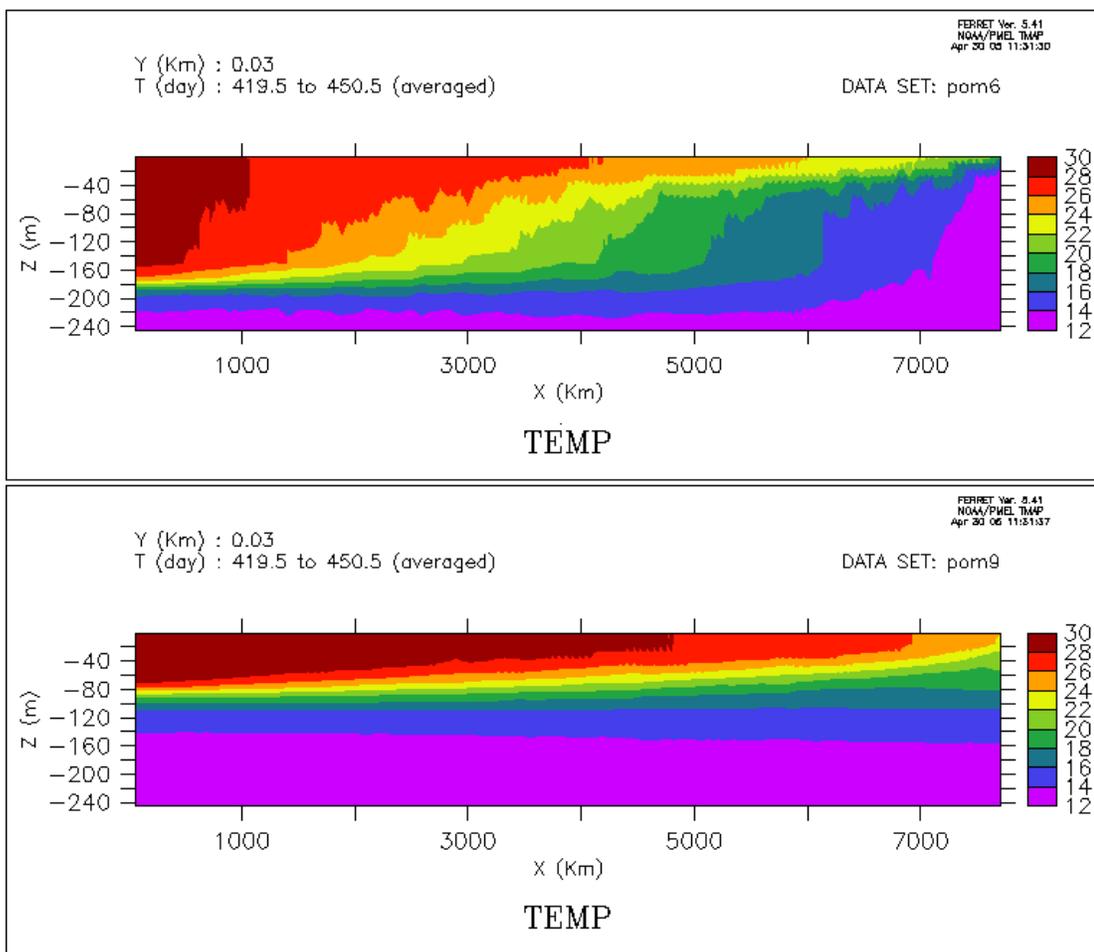


Figura 4.8. No gráfico de cima o forçante é um vento zonal uniforme e constante de -7 m/s. No gráfico de baixo o vento é de -3 m/s. Com o aumento dos ventos de leste ocorre maior advecção horizontal das águas superficiais, que se aquecem à medida que são advectadas, se acumulando no oeste da bacia, e aprofundando a termoclina nesta região. No leste, ocorre aumento da ressurgência de águas frias por baixo da termoclina, e a camada de mistura esfria e fica mais rasa (gráfico de cima). Com o relaxamento dos ventos ocorre advecção de águas quentes em direção ao centro e leste da bacia, reduzindo a profundidade da termoclina no oeste e aprofundando no leste (gráfico de baixo).

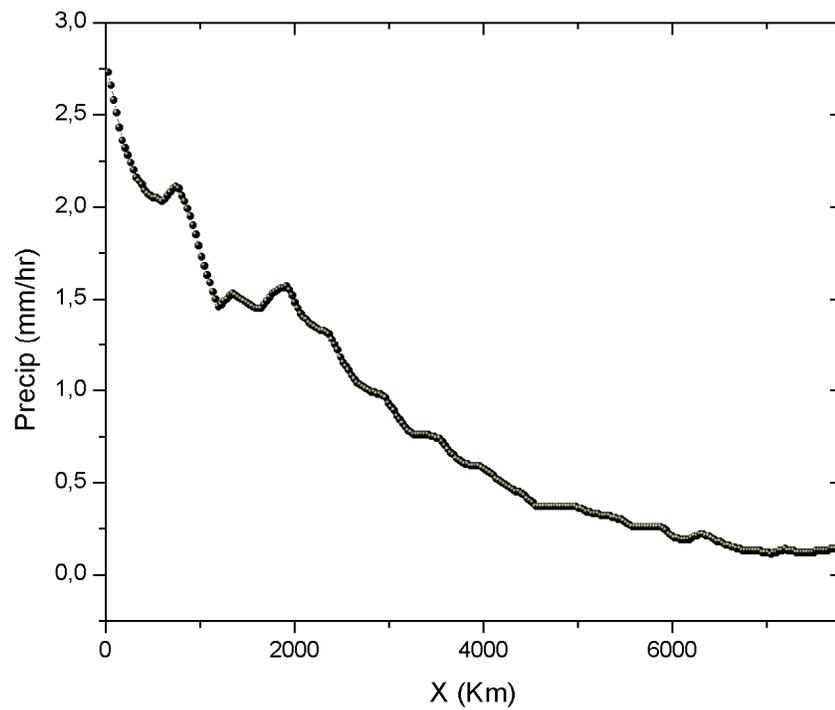


Figura 4.9 Perfil de precipitação usado em todas as simulações exceto as descritas nas figuras 4.1, 4.2, 4.3 e 4.4 e 4.7, onde não foi considerado o forçante sobre a salinidade.

5. SIMULAÇÕES COM O RAMS

5.1 Objetivos

Todas as simulações com o modelo atmosférico descritas neste capítulo são bidimensionais (2D, plano xz) com resolução explícita das nuvens. A escolha de simulações 2D em vez de 3D é justificada de duas maneiras: por limitações computacionais, sendo computacionalmente dispendioso tentar reproduzir uma circulação das dimensões físicas da célula de Walker usando-se uma microfísica detalhada em 3D, e pelo fato de se reproduzir um processo equatorial onde o termo de Coriolis é nulo. Uma propriedade importante da zona equatorial é que ela atua como uma guia de ondas, forçando as perturbações de grande escala a se manterem nas vizinhanças do Equador (Zangvil e Yanai, 1980). Uma saída para o problema da limitação computacional seria usar um modelo de grande escala com uma resolução menor, porém, muitos processos físicos não seriam resolvidos adequadamente como a convecção, a interação da convecção com a radiação e o efeito das nuvens sobre a radiação na superfície. Ainda não está inteiramente claro como a remoção de um grau de liberdade (3D para 2D) impacta sobre os campos atmosféricos em um modelo de resolução de nuvens. Embora os fluxos de calor e umidade difiram entre simulações 2D e 3D (Donner e outros, 1999), os resultados de Grabowski e outros (1998) sugerem que simulações 2D e 3D possuem estatísticas semelhantes. Não se procura aqui o melhor ajuste entre o simulado e o observado. O objetivo do presente trabalho é entender algumas correlações e interações que não são identificadas muito claramente em estudos diagnósticos por falta de dados observacionais em quantidade e resolução suficientes e que podem ser bem representadas em modelos numéricos com uma física robusta, como é o caso do RAMS. A interação da TSM com a convecção profunda e a convecção rasa e o impacto da convecção sobre os fluxos de

radiação solar e terrestre na superfície são alguns dos processos complexos que podem ser bem reproduzidos em 2D, contanto que se tenha uma resolução espacial adequada.

5.2 Inicialização e Forçantes

Todas as simulações tratadas neste capítulo foram feitas com o modelo atmosférico RAMS forçado com um gradiente constante de TSM na fronteira inferior. No centro da bacia a temperatura é de 30°C , caindo linearmente nos dois lados da bacia para 26°C , 24°C ou 22°C , dependendo da simulação. O espaçamento de grade de todas as simulações é de 3 Km, que é um valor limite para resolução de nuvens, um espaçamento maior seria insuficiente para resolver as células convectivas individuais, mas que foi escolhido por uma questão de limitação computacional,. Os processos microfísicos são tratados através de uma parametrização física detalhada descrita na seção 3.3 que interage com o esquema de radiação de Harrington, descrito superficialmente na seção 3.4 e mais detalhadamente em Harrington(1997). Em todas as simulações a concentração total da água de nuvem é especificada, $N_T=0,4e09$ gotas/kg (equação [3.8]). A concentração total da água de chuva, gelo, neve, agregados, graupel e granizo são prognosticadas através de equação semelhante à equação [3.9]. O diâmetro médio destes hidrometeoros é, então, diagnosticado das concentrações totais e razões de mistura prognosticadas. O número de níveis verticais é de 45 e o topo do modelo se encontra a 23 km de altura. Todas as simulações são forçadas exclusivamente pelo gradiente linear de TSM descrito acima. Os perfis verticais de temperatura e umidade iniciais são os valores médios no Pacífico Equatorial obtidos dos dados de reanálise do NCEP. Em todas as simulações a atmosfera se encontra inicialmente em repouso. A circulação de grande escala se forma impulsionada pelo gradiente de TSM. As fronteiras laterais são periódicas, com isso eliminamos problemas de fronteira e acelerações

artificiais indesejáveis uma vez que nenhum tipo de relaxamento é usado para tentar manter as variáveis prognosticadas em concordância com os valores observados. O passo de tempo usado em todas as simulações é de 10 segundos. A variação longitudinal no ângulo solar não é considerada, porém o ciclo diurno é mantido. O parâmetro de Coriolis é zero. A interação da radiação com a microfísica de nuvens é atualizada a cada 500 segundos, isso porque os campos microfísicos variam com muito mais rapidez do que os efeitos da radiação sobre eles. Os fluxos de superfície são calculados de acordo com a parametrização descrita na seção 3.5 (Louis et al., 1981). O esquema de turbulência é o não local descrito em 3.4 item a.

5.3 Simulações

A figura 5.1 mostra o condensado total em g/kg. A TSM a leste e a oeste (nas fronteiras laterais) é de 24°C e cresce linearmente em direção ao centro da bacia onde a TSM é de 30°C . Este perfil de TSM é mantido constante ao longo da simulação. A simulação da figura 5.1 possui 4000 pontos de grade na horizontal e 45 na vertical. O espaçamento de grade horizontal é de 3 km, a extensão do domínio é de 12000 km na horizontal e 23 km na vertical. Observe que o gradiente de TSM mantido dos extremos da bacia ao centro é forte e constante no tempo, sem variabilidade sazonal ou interanual. No entanto, reproduz o perfil de nuvens médio que caracteriza as células de Walker (zonal) e de Hadley (meridional), descrito no capítulo 2.

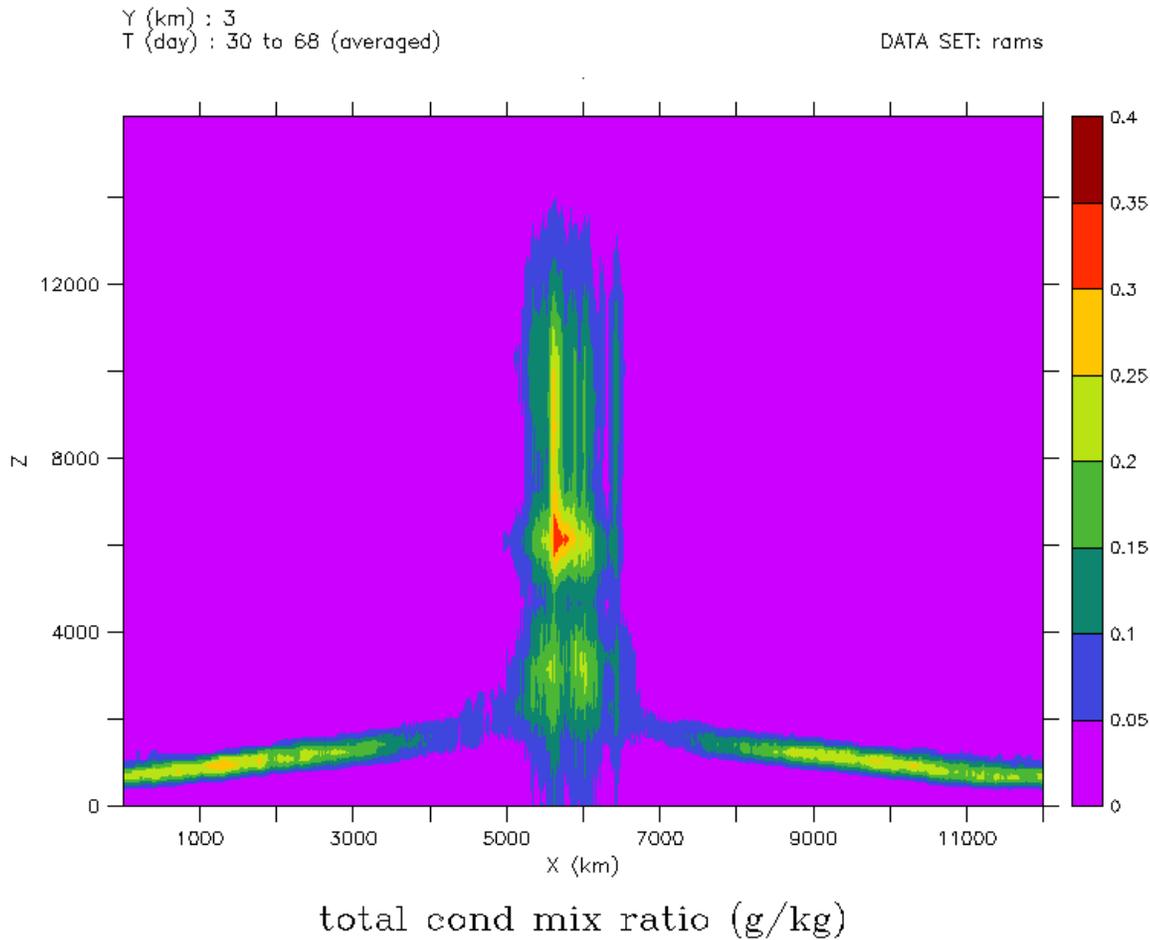


Figura 5.1. Média do condensado total nos últimos 30 dias em uma simulação de 70 dias. A TSM nas fronteiras esquerda e direita é de 24°C e cresce linearmente até 30°C em direção ao centro da grade. Este gradiente é o único forçante do modelo. As fronteiras laterais são periódicas e a atmosfera está inicialmente em repouso.

Nos extremos da grade na figura 5.1, onde a TSM é menor, 24°C , tem-se a formação de nuvens baixas (estratocúmulos) com grande conteúdo de água líquida. Com o aumento da TSM em direção ao centro, diminui a quantidade de água líquida das nuvens (cúmulos), aumenta a umidade e a profundidade da camada de mistura. Estratocúmulos e cúmulos se formam em regiões de subsidência de larga escala, constituindo, muitas vezes, o braço descendente de circulações tropicais tais como as células de Walker e Hadley. No braço descendente da célula de Walker, com a ausência do termo

convectivo e ignorando-se a advecção horizontal, o balanço da equação termodinâmico (equação [2.4]) se dá entre o esfriamento radiativo e o aquecimento adiabático. Devido à desestabilização causada pela radiação e os fluxos de superfície, a convecção se desenvolve logo nos primeiros dias da simulação. A região de forte convecção e elevada precipitação no centro da grade coincide com a TSM mais elevada ($>28^{\circ}\text{C}$). A extensão horizontal da região dos ascendentes (convecção profunda) é muito menor do que a extensão horizontal da região de subsidência (equação [2.2], figura 2.3) o que se explica pela equação de conservação da massa (equação [2.1]) e pelo fato dos ventos ascendentes no centro serem pelo menos uma ordem de grandeza maior do que na região de subsidência. Uma outra característica importante deste sistema é a região com reduzida formação de nuvens e pouca água líquida acima das águas quentes e que fazem fronteira com a região de forte convecção (intervalo entre 3000 e 4500 km e entre 7000 e 9000 Km na figura 5.1). Nesta região encontramos forte descendência de ar frio e seco proveniente da troposfera superior. A presença desta região com poucas nuvens tem enorme influência na termodinâmica dos trópicos (Dennis e Michelsen, 1993).

A figura 5.2 mostra a média dos campos de ventos e condensado total dos últimos 10 dias de uma simulação de 30 dias semelhante à simulação da figura 5.1, com mesmo espaçamento de grade, a mesma inicialização e o mesmo forçante: TSM de 30°C no centro e caindo linearmente para 24°C nas fronteiras laterais, a única diferença é a dimensão do domínio que nesta é menor, 6000 Km, com a célula de Walker se estendendo de 3000-6000Km (figura 5.2). As vantagens desta redução de escala são duas: a redução do tempo de CPU e o fato de que o quase equilíbrio é atingido mais cedo. A maior desvantagem é que a dimensão horizontal (3000 km) é bem menor do que a dimensão média da célula de Walker (~ 6000 km), essa redução, contudo, não parece alterar a termodinâmica da circulação.

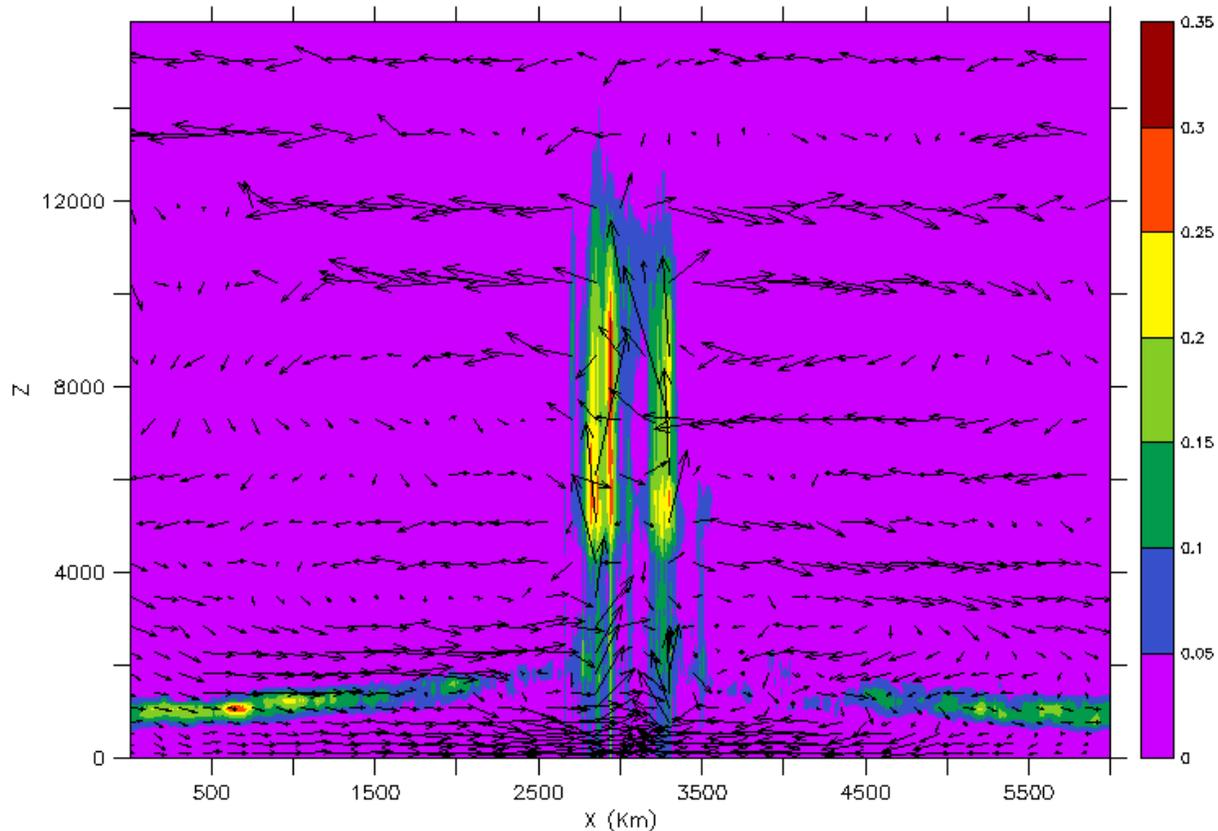


Figura 5.2. Média dos últimos 10 dias do condensado total (em g/kg) e dos ventos em uma simulação de 30 dias. A célula de Walker se localiza entre 3000 e 6000 km na figura.

Observando a figura 5.2 fica evidente a convergência lateral dos ventos na camada de mistura das fronteiras laterais para o centro da bacia. Aqui o responsável pelos ventos convergentes em baixos níveis é puramente o gradiente de TSM. Na célula de Walker real os ventos ajudam a manter este gradiente ao mesmo tempo em que são impulsionados por ele. O gradiente de TSM produz um forte centro de baixas pressões no centro da grade, contrastando com as altas pressões nos extremos. Na circulação de Walker a velocidade vertical dentro das células convectivas pode atingir alguns metros por segundo, sendo pelo menos uma ordem de grandeza maior do que a velocidade vertical na região

de ventos descendentes. O fato do gradiente de TSM ser prescrito e constante, acelerando os ventos de baixos níveis de maneira uniforme ao longo de toda a grade e durante toda a simulação, gera uma circulação de Walker mais intensa do que a real. Outro fato destacado na figura 5.2 e que é uma característica média da célula de Walker no Pacífico, é que o desentranhamento nas torres convectivas acima da Poça Quente se dá quase que totalmente nas proximidades do topo das nuvens.

Na figura 5.3 temos a média dos últimos 30 dias do perfil vertical do condensado total da simulação descrita na figura 5.1. A linha mais espessa é a média de 1500 km a partir da fronteira esquerda, a linha média a média horizontal de 1500 a 3000 km e a linha inferior, mais fina é a média de 3000 a 4500 km (figura 5.1). Observa-se a redução da quantidade de água líquida juntamente com o aprofundamento da camada de mistura à medida que se caminha em direção à região dos ascendentes, no centro da grade (figura 5.12). As nuvens baixas acima das águas mais frias (24°C) possuem maior quantidade de água líquida e sua base é bastante baixa (estratocúmulos), em torno de 600m de altura. Nas vizinhanças da região de forte convecção temos a formação de cúmulos (linha espessa da figura 5.3) com reduzido conteúdo de água líquida e base mais elevada, em torno de 1000m. A redução do conteúdo de água líquida das nuvens baixas em direção ao centro da grade acompanha o aumento da TSM e reduz a intensidade do forçante destas nuvens sobre a radiação na superfície. As regiões onde estes forçantes são maiores são: a região de forte convecção no centro e a região de formação dos estratocúmulos sobre as águas mais frias, ambas com elevada concentração de hidrometeoros e vapor d'água. O aprofundamento da camada de mistura em direção ao centro, destacado na figura 5.12, está correlacionado com o aumento da intensidade dos ventos de baixo nível e com o aumento do fluxo superficial de calor latente. No centro da grade temos forte convecção devida à intensa convergência de ar úmido forçado pelo gradiente zonal de TSM (figura 5.2). O intenso movimento ascendente resultante, como já foi dito, é compensado pela descendência de larga escala. Parte deste fluxo descendente se dá com intensidade nas vizinhanças da Poça Quente, onde a TSM não é muito diferente

do seu valor médio na Poça Quente. Esta subsidência de ar seco e frio da troposfera superior nas vizinhanças dos ascendentes explica, em parte, o fato da supressão de nuvens e da convecção ser marcante na vizinhança dos ascendentes. O perfil vertical de temperaturas acima da Poça Quente segue uma curva adiabática saturada e o perfil vertical de umidade relativa (em relação à água líquida) é dado pela linha fina da figura 5.4. Com as baixas temperaturas e a grande quantidade de umidade carregada por fortes ascendentes, a umidade relativa se mantém elevada na troposfera superior reduzindo o esfriamento por emissão de ondas longas para o espaço o que aumenta o aquecimento na troposfera (efeito estufa do vapor). Nuvens altas (pressão no topo abaixo de 440mb) e umidade elevada produzem na região acima da Poça Quente forte convergência no fluxo de ondas longas. A baixa umidade acima da camada de mistura na região de subsidência dos ventos (linha grossa da figura 5.4) ocorre porque o ar que desentranha na troposfera superior da região dos ascendentes para a região de subsidência contém pouca umidade, que é distribuída ao longo de uma região relativamente extensa. Esta baixa umidade ajuda a aumentar a eficiência do resfriamento radiativo na subsidência (equação [2.4]). Na figura 5.5 destacamos o trecho entre 3000 e 5000 km da simulação descrita na figura 5.2. A região de grande precipitação e convecção se estende de 3000 a 3600 km, fora desta região a precipitação é bastante reduzida. A região de 3000 a 3600 km coincide também com a diminuição da intensidade dos ventos próximo à superfície (gráfico 3 da figura 5.5) e com a conseqüente redução do fluxo médio de calor latente (gráfico 2 da figura 5.5). Como nesta região precipita mais do que evapora temos um fluxo líquido de água doce na Poça Quente. Lukas (1990) mostrou que nesta região a profundidade da camada de mistura oceânica é determinada tanto pela salinidade como pela temperatura. Apesar dos fortes ventos no Pacífico Oeste durante as rajadas de Oeste, as médias climatológicas nesta região revelam ventos surpreendentemente fracos com valores menores do que 3 m/s (Sadler e outros, 1987) o que também explica a redução do fluxo de calor latente nesta região. No entanto, podemos ter localmente, em eventos de forte precipitação, fluxos de calor latente excedendo os 200 W/m².

Observa-se também na figura 5.5 que na vizinhança da região de forte convecção temos uma enorme queda no conteúdo de água líquida, e, portanto na cobertura de nuvens, e uma redução quase que abrupta na precipitação (entre 3600 e 4400 km, figura 5.5). Esta região coincide com ventos intensos e forte evaporação (gráficos 2 e 3 da figura 5.5). A baixa cobertura de nuvens nesta região torna a insolação na superfície elevada o que faria com a TSM crescesse para valores maiores do que os da Poça Quente se não fosse a advecção das águas superficiais e o fluxo elevados de calor latente. Na verdade esta região, pela intensa evaporação e advecção, fornece a maior parte da umidade que constitui o combustível que alimenta a convecção na Poça Quente.

5.4 Comparação da precipitação para diferentes gradientes de TSM

Na figura 5.6 temos a precipitação média dos últimos 30 dias em duas simulações de 60 dias. Em ambas as simulações o forçante é o gradiente de TSM, todas as outras características como inicialização, passo de tempo e espaçamentos de grade são as mesmas da simulação descrita na seção anterior. No gráfico (1) da figura 5.6 o gradiente de TSM é de 30-25⁰C, no gráfico (2) o gradiente é mais fraco, 30-26⁰C. A precipitação é dada em mm/dia. Os valores são compatíveis com a elevada precipitação encontrada nas observações do TOGA-COARE na região do Pacífico Oeste, mas não são de forma alguma médias climatológicas. A média climatológica na região máxima precipitação se mantém abaixo dos 6 mm/dia. Os valores da precipitação nestas simulações são médias em um período de intensa convecção resultante de uma convergência de umidade bem acima da média climatológica, induzida por um gradiente de TSM constante no tempo e no espaço. No gradiente menor, gráfico (2) da

figura 5.6, a precipitação se estende espacialmente por uma região duas vezes maior do que a da simulação com maior gradiente de TSM, gráfico (1) da figura 5.6. Estudos estatísticos com dados observacionais mostram que a convecção ocorre preferencialmente sobre águas com TSM acima de um limiar que gira em torno dos 27°C , com frequência acima de 70% para águas com TSM acima de 28.5°C (Bony et al., 1996). Com um maior gradiente de TSM, as águas mais quentes, $\text{TSM} > 27^{\circ}\text{C}$, ficam limitadas a uma região menor. Na figura 5.7 temos a precipitação média nos últimos 15 dias para a simulação descrita na figura 5.2: dimensão horizontal de 6000 km, duração de 30 dias. O trecho mostrado na figura se estende de 3000 a 6000 km. No gráfico (1) da figura 5.7 o forçante é um gradiente de TSM de $30\text{-}26^{\circ}\text{C}$, no gráfico (2) o gradiente é de $30\text{-}22^{\circ}\text{C}$. No gráfico (1) a precipitação se estende de 3000 km ($\text{TSM}=30^{\circ}\text{C}$) a 4200 km ($\text{TSM}=28^{\circ}\text{C}$). No gráfico (2) a precipitação se estende de 3000 km ($\text{TSM}=30^{\circ}\text{C}$) a 3600 km ($\text{TSM}=28^{\circ}\text{C}$). Se admitir-se que a elevada precipitação seja um indicador de convecção, o que nem sempre é verdade, conclui-se da figura 5.7 que a maior parte da convecção se dá dentro da isoterma de 28°C . Para TSM nos Trópicos menores que cerca de $26^{\circ}\text{-}27^{\circ}\text{C}$, menos do que 20% das médias mensais regionais são caracterizadas por ascendentes de larga escala (Bony et al., 1996). Segundo Ramanathan et al., (1994) a intensidade destes ascendentes cresce com o aumento da TSM. Lau et al., (1994a) sugerem que o gradiente de TSM é mais importante do que a TSM local na determinação dos ascendentes de larga escala. O mais provável, no entanto, é que TSM local e forçante de grande escala associado ao gradiente de TSM não sejam de maneira alguma independentes já que a convergência de umidade pela grande escala sobre as águas quentes, indispensável à intensa convecção no Pacífico, é resultante do gradiente de TSM.

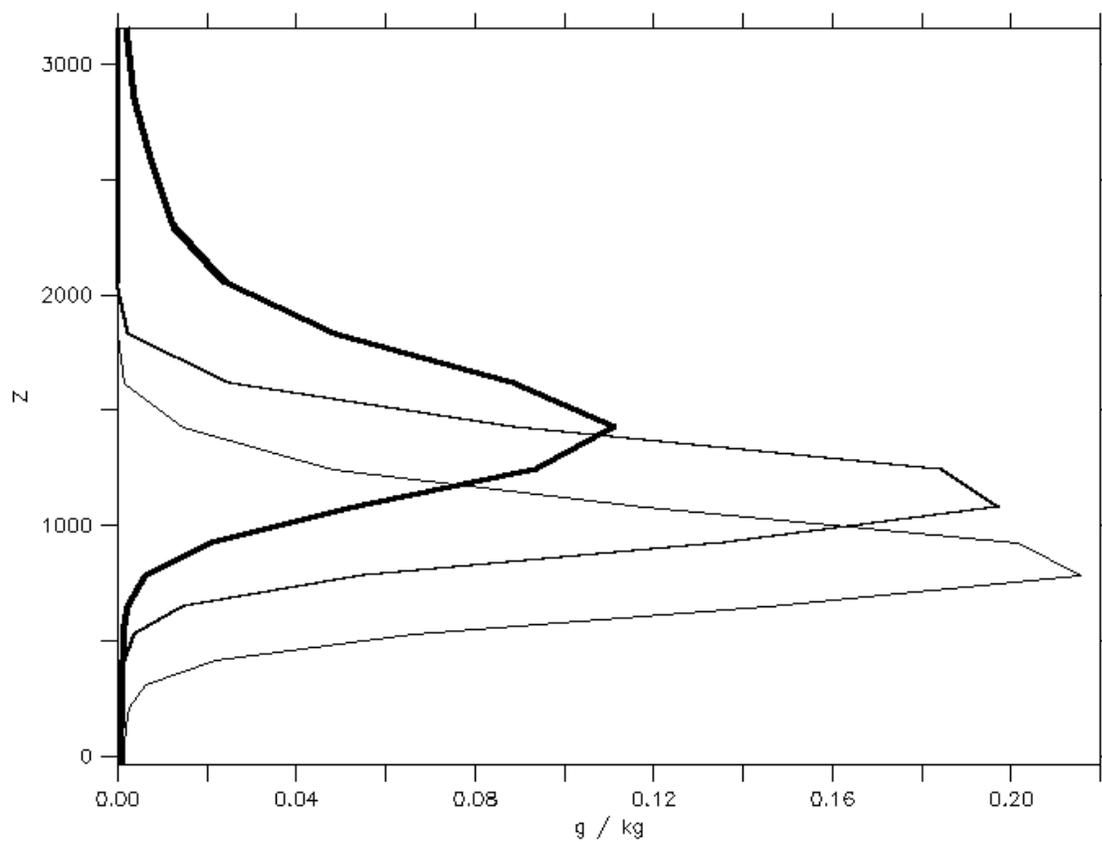


Figura 5.3. Perfil vertical do condensado total, média nos últimos 30 dias da simulação descrita na figura 5.1. A linha grossa é a média de 0 a 1500 km da fronteira esquerda. A linha média é a média de 1500 a 3000 km da fronteira esquerda e a linha inferior mais fina é a média de 3000 a 4500 km

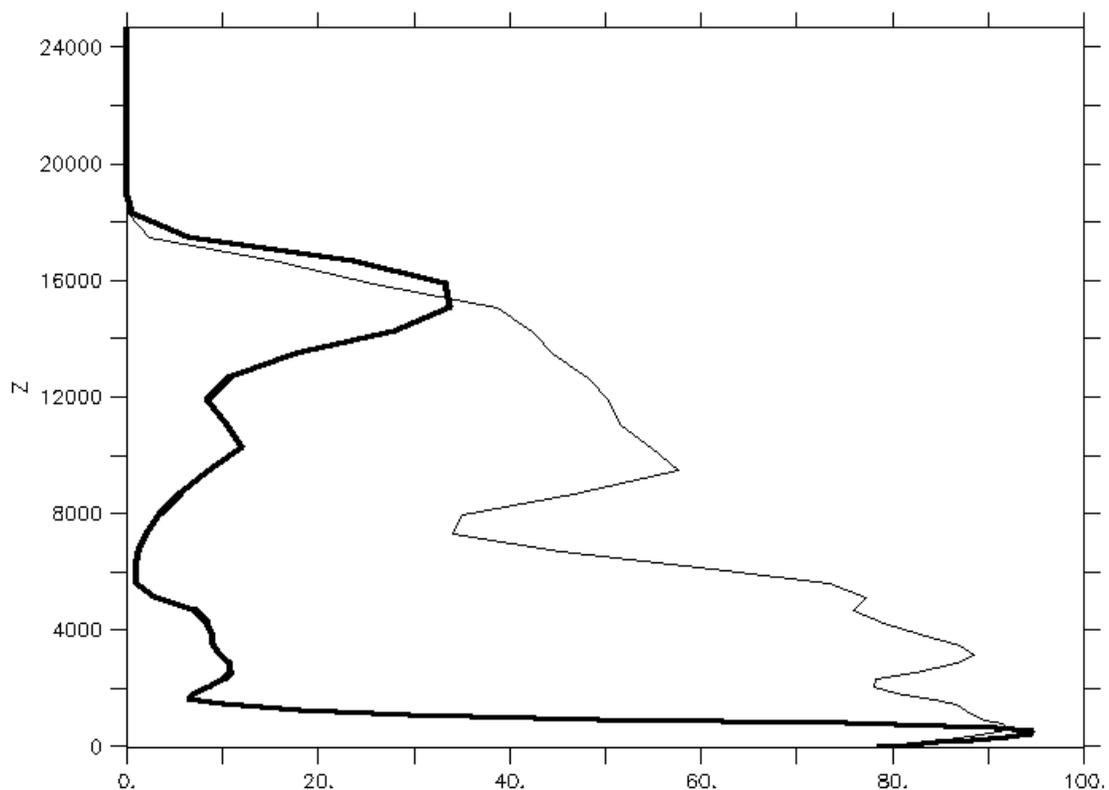


Figura 5.4. Linha fina: Perfil de umidade relativa (com relação à saturação da água) na região de convecção profunda (centro da figura 5.1). Linha grossa: Umidade relativa na região de subsidência dos ventos acima da Poça Fria. Fica evidente nesta figura o caráter bi modal da umidade atmosférica na circulação de Walker. Acima da camada de mistura da Poça Fria (altura acima dos 2000m, linha preta), a umidade relativa está abaixo dos 20%, crescendo na região de desentranhamento do ar úmido (acima de 12000m). Acima da Poça Quente, a umidade relativa atinge valores maiores do que 80%. Isto ocorre pela forte convergência da umidade nesta região provocada pela grande escala.

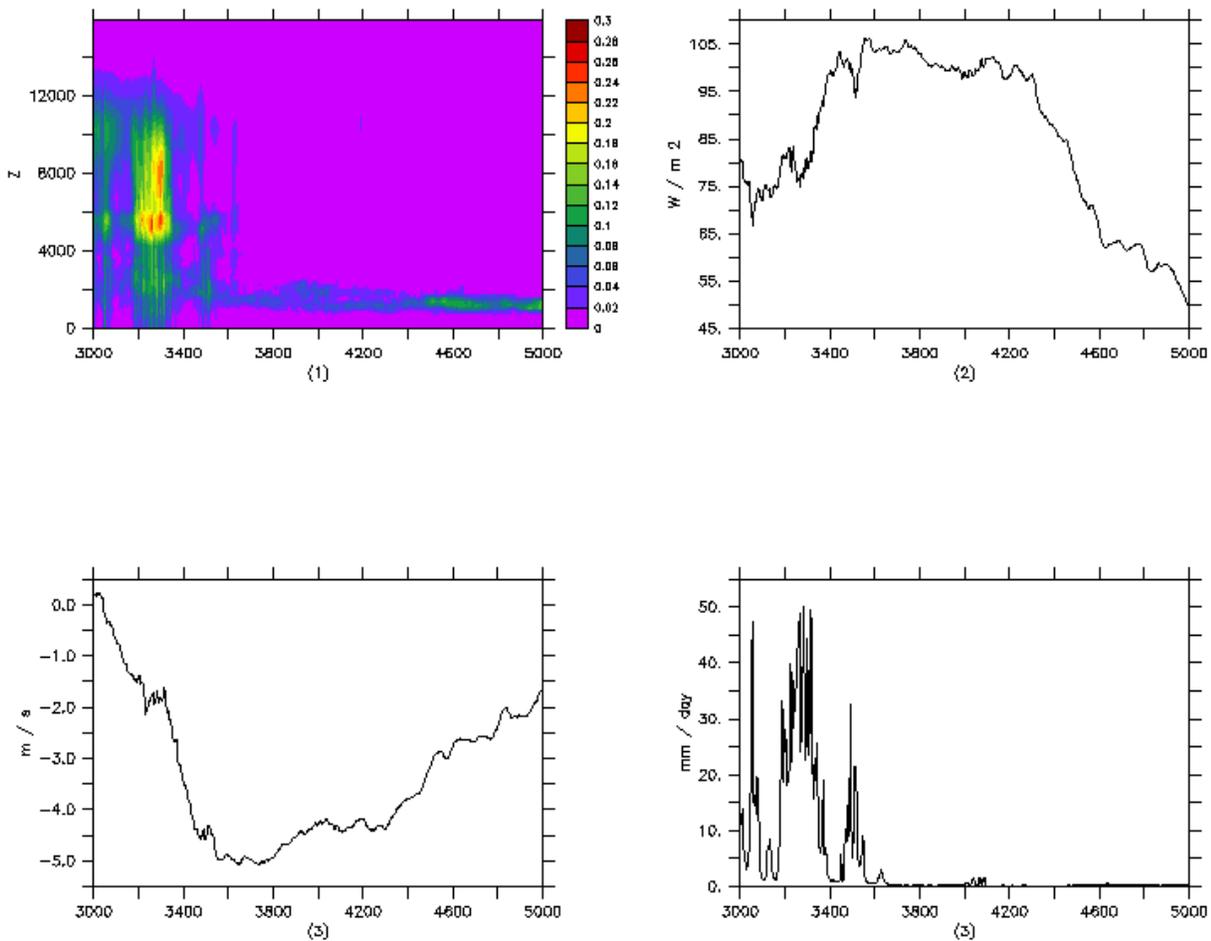


Figura 5.5. (1) Condensado total no trecho de 3000 a 5000 km da simulação descrita na figura 5.2. (2) fluxo de calor latente. (3) vento zonal no primeiro nível do modelo acima da superfície. (4) precipitação. Todos os valores são uma média dos últimos 10 dias em uma simulação de 30 dias. Na região de forte convecção ocorre redução significativa dos ventos de grande escala, gráfico (3), e do esfriamento por calor latente, gráfico (2). Na região que faz fronteira com a Poça Quente, a convecção é suprimida. Esta supressão tem grandes conseqüências sobre o *feedback* das nuvens na radiação incidente na superfície.

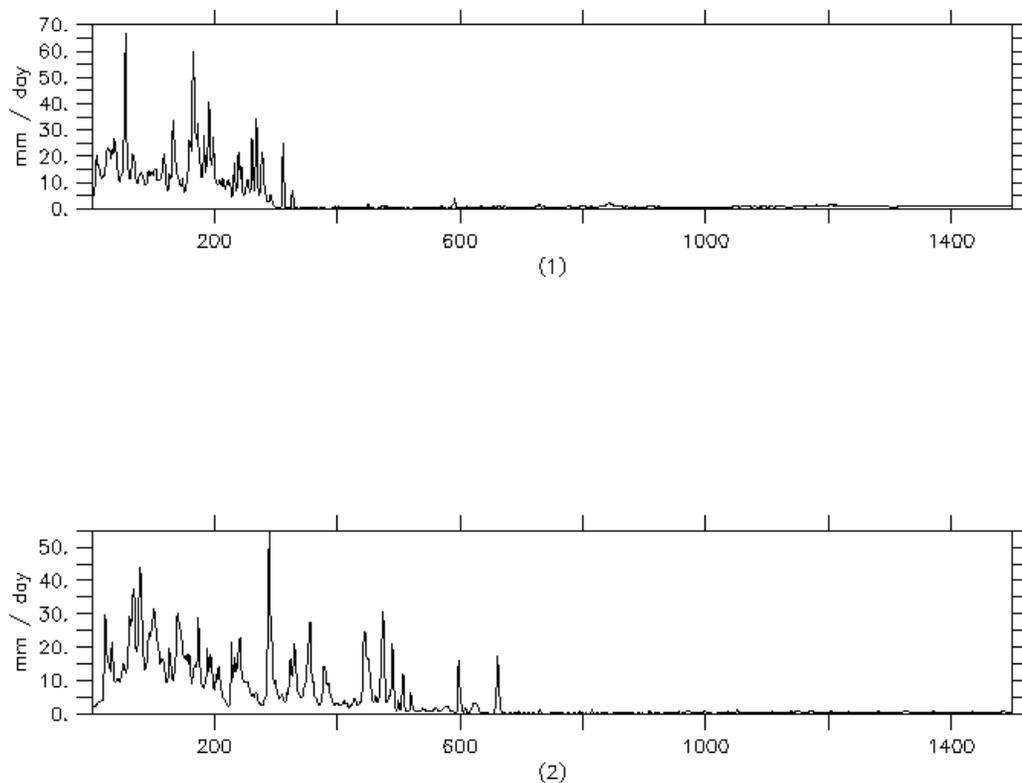


Figura 5.6. Precipitação média dos últimos 30 dias em simulações de 60 dias. Em ambas as simulações o forçante é o gradiente de TSM, todas as outras características como inicialização, passo de tempo e espaçamentos de grade são as mesmas das simulações descritas na seção 5.3. Em (1) o gradiente de TSM entre os extremos da grade é de $30-25^{\circ}\text{C}$, em (2) o gradiente é mais fraco, $30-26^{\circ}\text{C}$. Observa-se que, com o gradiente de TSM menor, a convecção se estende mais para leste. No Pacífico real isto ocorre porque, com o relaxamento dos ventos de leste, ocorre a advecção de águas quentes para o leste, aumentando a convecção no centro da bacia. Nesta simulação, como a TSM é prescrita, é a modificação do seu gradiente que induz as mudanças nos ventos.

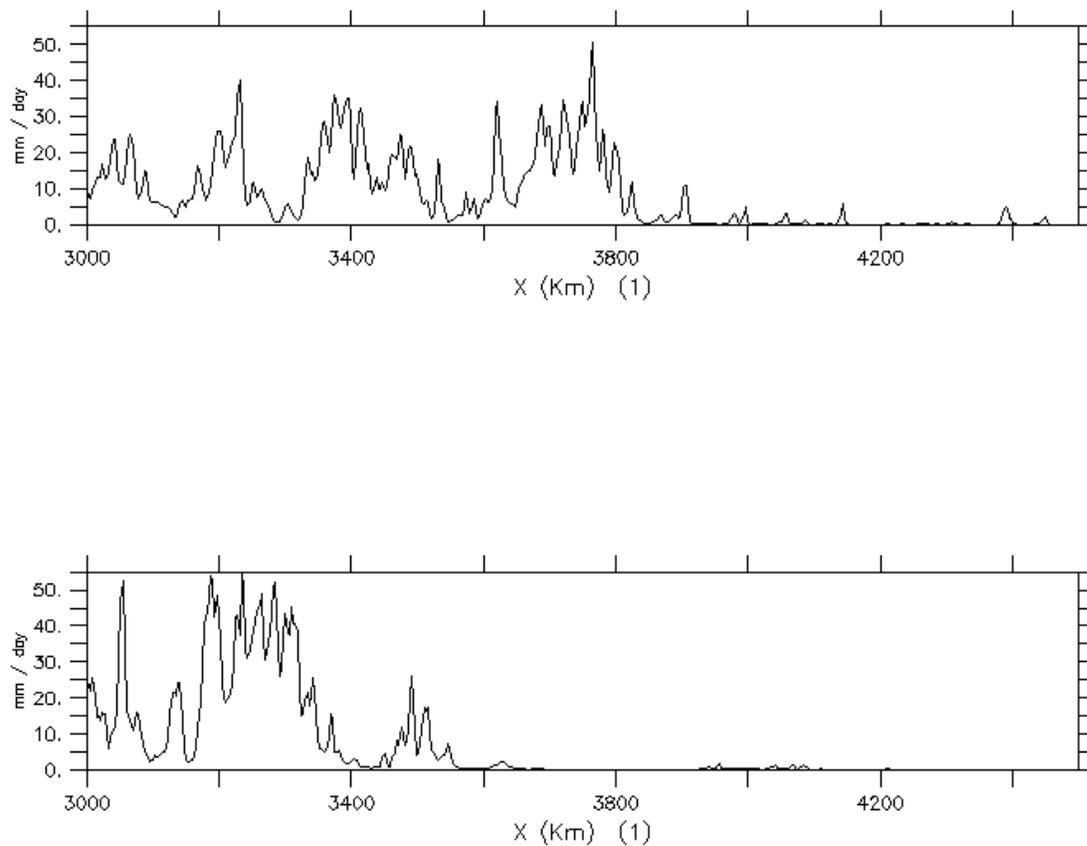


Fig. 5.7. O trecho mostrado na figura se estende de 3000 a 6000 km No gráfico (1) o forçante é um gradiente de TSM de $30\text{-}26^{\circ}\text{C}$, no gráfico (2) o gradiente é de $30\text{-}22^{\circ}\text{C}$. Em (1) a precipitação se estende de 3000 km (TSM= 30°C) a 4200 km (TSM= 28°C). Em (2) a precipitação se estende de 3000 km (TSM= 30°C) a 3600 km (TSM= 28°C). A maior parte da convecção se dá dentro da isoterma de 28°C .

5.5 Forçante das nuvens sobre a radiação na superfície

Uma discussão sobre o forçante das nuvens sobre a radiação de ondas curtas e a radiação terrestre de ondas longas na atmosfera é feita no capítulo 2. Trata-se aqui somente do papel do forçante

de nuvens sobre as ondas curtas e longas na superfície: $C_S(S)$ e $C_L(S)$, ao longo da circulação de Walker. As definições dos forçantes de ondas curtas e ondas longas sobre a superfície são dadas na seção 2.3.2, ou seja, a diferença entre o fluxo radiativo na superfície de ondas longas/curtas e o fluxo na superfície sob condições de céu claro, sem nuvens. Na figura 5.8 destacam-se três simulações forçadas unicamente por diferentes gradientes lineares de TSM: o traço em preto corresponde ao gradiente 30-26⁰C, o traço em vermelho ao gradiente de 30-24⁰C e o traço em verde ao gradiente de 30-22⁰C. A TSM de 30⁰C está em todos os casos na fronteira oeste da grade. O gráfico (1) da figura 5.8 mostra o esfriamento líquido por ondas longas na superfície (equação [2.8]). Na Poça Quente este esfriamento é reduzido apesar do elevado fluxo de ondas longas p/cima. Com o aumento da TSM de leste para oeste, o esfriamento por emissão de ondas longas aumenta (σT_S^4 , equação [2.8]). A temperatura elevada da camada de mistura acima da Poça Quente faz com que a emissão de ondas longas para baixo na superfície (F_C , equação [2.8]) se dê a uma temperatura ligeiramente menor do que a TSM. Com a presença das nuvens na Poça Quente aumenta a emissão de ondas longas p/baixo, reduzindo-se a diferença entre os termos do lado direito da equação [2.8] e reduzindo-se, portanto, o esfriamento da camada de mistura oceânica. No gráfico (1) fica evidente a redução do esfriamento por ondas longas sobre águas muito quentes (Ramanathan, 1981). Observa-se, também neste gráfico, que sobre a Poça Quente, o esfriamento por ondas longas é relativamente independente do gradiente de TSM. Sobre as águas mais frias da fronteira leste, o aumento da TSM aumenta o esfriamento por ondas longas. Isto se dá porque para TSM abaixo de um limiar de cerca de 27⁰C, o esfriamento por ondas longas é determinado pela emissão de ondas longas para cima (σT_S^4), enquanto que nas águas muito quentes do oeste este esfriamento é determinado pela emissão de ondas longas para baixo. Em temperaturas do mar muito elevadas a emissão de ondas longas da atmosfera para o oceano cresce mais rapidamente do que a emissão do oceano para a atmosfera (emissão de Planck). Isto também está destacado no

esfriamento por ondas longas da superfície do mar em condições de céu claro: gráfico (2) da figura 5.8. Pode-se observar do gráfico (2) que a variação zonal do esfriamento por ondas longas no céu claro é menor ($\sim 40\text{W/m}^2$) do que em um céu onde se permitem nuvens ($\sim 70\text{W/m}^2$) do gráfico (1), de onde podemos concluir que o forçante das nuvens é responsável pela maior parte da variabilidade zonal do esfriamento da superfície do oceano por ondas longas. O esfriamento por ondas longas e a variabilidade deste esfriamento mostrados no gráfico (1) ainda é bem menor do que o que ocorre em latitudes elevadas. Isto se dá por conta da umidade elevada na camada de mistura Tropical, que faz com que o aumento do fluxo de ondas longas para baixo provocado pelas nuvens seja pouco sentido na superfície, reduzindo o impacto das nuvens sobre as ondas longas na superfície. No gráfico (3) temos o fluxo simulado de ondas longas para baixo sob condições de céu claro. Observa-se que o impacto da redução da TSM e do gradiente de TSM é maior no leste onde a quantidade de vapor na camada de mistura é menor. No gráfico (4) temos a média climatológica das ondas longas para baixo (linha em preta) e sob céu claro (linha em vermelha). Na figura 5.9 destaca-se o forçante de ondas longas sobre a superfície, $C_L(S)$, o traço em preto corresponde ao gradiente $30\text{-}26^\circ\text{C}$, o traço em vermelho ao gradiente de $30\text{-}24^\circ\text{C}$ e o traço em verde ao gradiente de $30\text{-}22^\circ\text{C}$. O forçante no leste (Poça Fria) aumenta com a redução da TSM. Com a redução da TSM no leste aumenta-se a concentração de nuvens baixas com maior quantidade de água líquida ao mesmo tempo em que se reduz a altitude da base das nuvens (figura 5.12). Em conseqüente disto, aumenta o efeito destas nuvens sobre a radiação de ondas longas na superfície. Em direção às águas mais quentes no centro da grade, temos uma elevada queda na cobertura de nuvens (figura 5.13) e, conseqüentemente, redução de $C_L(S)$. Na Poça Quente, com o aumento da cobertura de nuvens, $C_L(S)$ volta a crescer, porém com valores menores do que na Poça Fria (seção 2.3.2). Devido a elevada umidade da camada de mistura na Poça Quente, $C_L(S)$ é relativamente insensível ao gradiente de TSM nessa região.

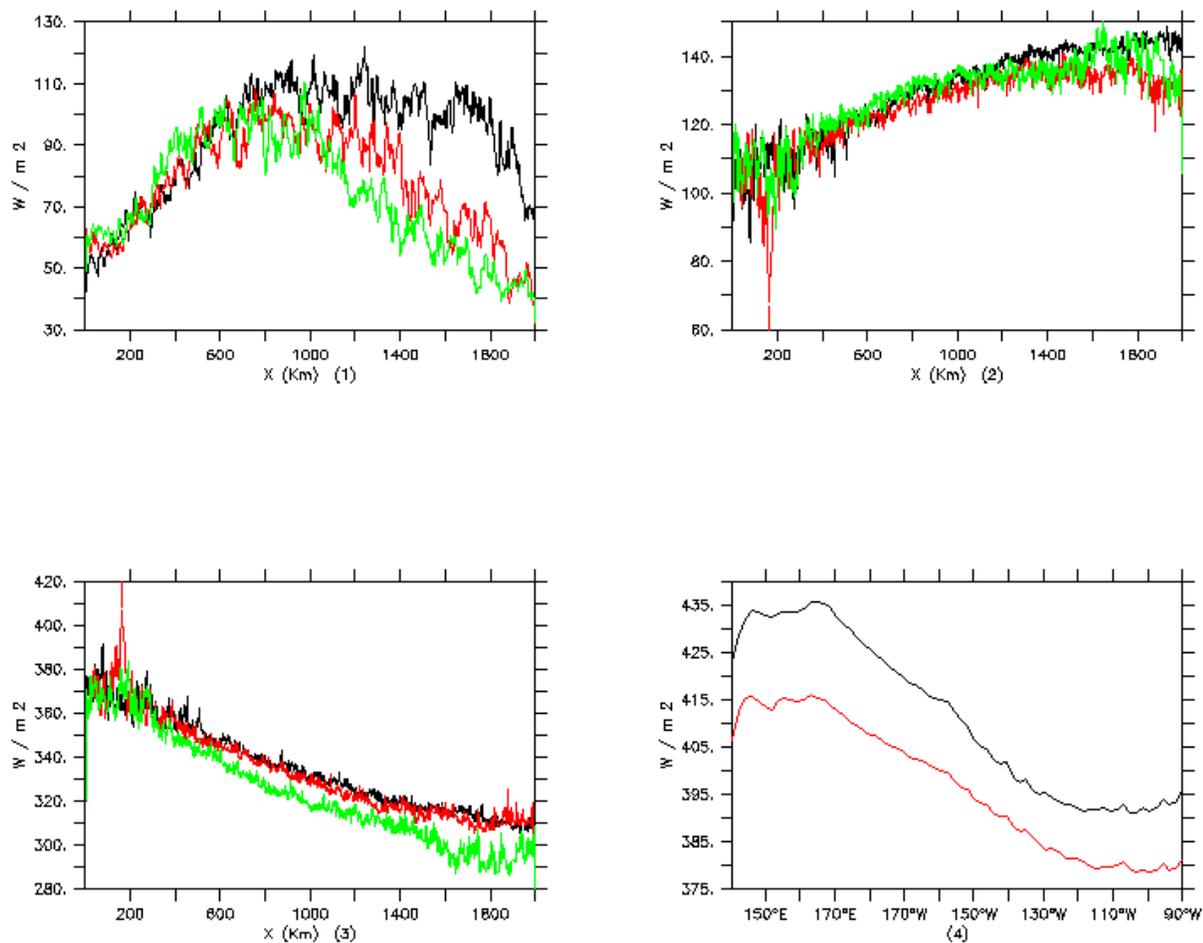


Fig.5.8. O traço em preto corresponde ao gradiente $30-26^{\circ}C$, o traço em vermelho ao gradiente de $30-24^{\circ}C$ e o traço em verde ao gradiente de $30-22^{\circ}C$. A TSM de $30^{\circ}C$ está em todos os casos na fronteira oeste da grade. Em (1) temos o esfriamento por ondas longas na superfície, equação [2.10]. Em (2) o esfriamento por ondas longas da superfície do mar em condições de céu claro. (3) Fluxo de ondas longas para baixo com céu claro e (4) a média climatológica das ondas longas para baixo (traço em preta) e sob céu claro (traço em vermelha).

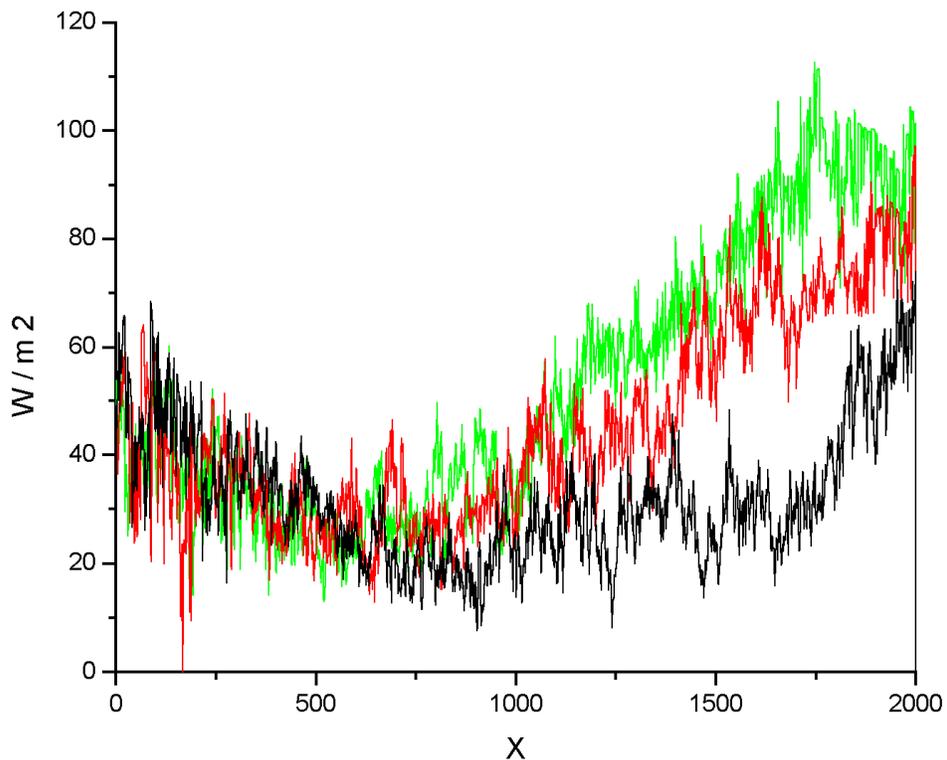


Fig.5.9 Forçante de ondas longas sobre a superfície, $C_L(S)$. O traço em preto corresponde ao gradiente 30-26⁰C, o traço em vermelho ao gradiente de 30-24⁰C e o traço em verde ao gradiente de 30-22⁰C. No leste: com o aumento da TSM diminui a cobertura de nuvens baixas e, conseqüentemente, a influencia das nuvens na superfície. No centro: como a cobertura de nuvens é baixa, o forçante permanece reduzido e independente da TSM. No oeste: o forçante aumenta juntamente com a cobertura de nuvens, mas é menor do que no leste por conta do elevado conteúdo de vapor na camada de mistura acima da Poça Quente.

Na figura 5.10 destaca-se o papel das nuvens sobre a radiação solar na superfície e na figura 5.11 o forçante das nuvens sobre a radiação solar na superfície: $C_S(S)$ na equação [2.7]. O traço em preto corresponde ao gradiente de TSM de 30-26⁰C, o traço em vermelho ao gradiente de 30-24⁰C. O gráfico (1) da figura 5.10 mostra o fluxo médio de ondas curtas na superfície em céu claro e no gráfico (2) em um céu onde se permite a presença de nuvens. Observa-se que, sob céu claro, não se tem uma grande

variação zonal na insolação na superfície, nem com a variação local da TSM, representada pelas duas cores do gráfico (1). Observa-se no gráfico (2) que o forçante sobre as ondas curtas na superfície é grande (em módulo) na Poça Quente e na Poça Fria, com elevada diminuição da insolação na superfície, e diminui em direção ao centro da figura, onde a insolação é elevada. A elevada redução do fluxo médio de radiação solar na Poça Quente levou Ramanathan and Collins (1991) a desenvolverem sua hipótese do termostato, referida no capítulo anterior, para explicar a maneira com que o sistema oceano atmosfera limita o aumento da TSM no Pacífico Oeste. A insolação diminui na Poça Fria com a redução da TSM (linha em vermelho). Isto ocorre porque se reduzindo a TSM no leste, aumenta-se a cobertura de nuvens baixas, aumentando-se o albedo destas nuvens e, conseqüentemente, o efeito destas nuvens sobre a radiação solar na superfície.

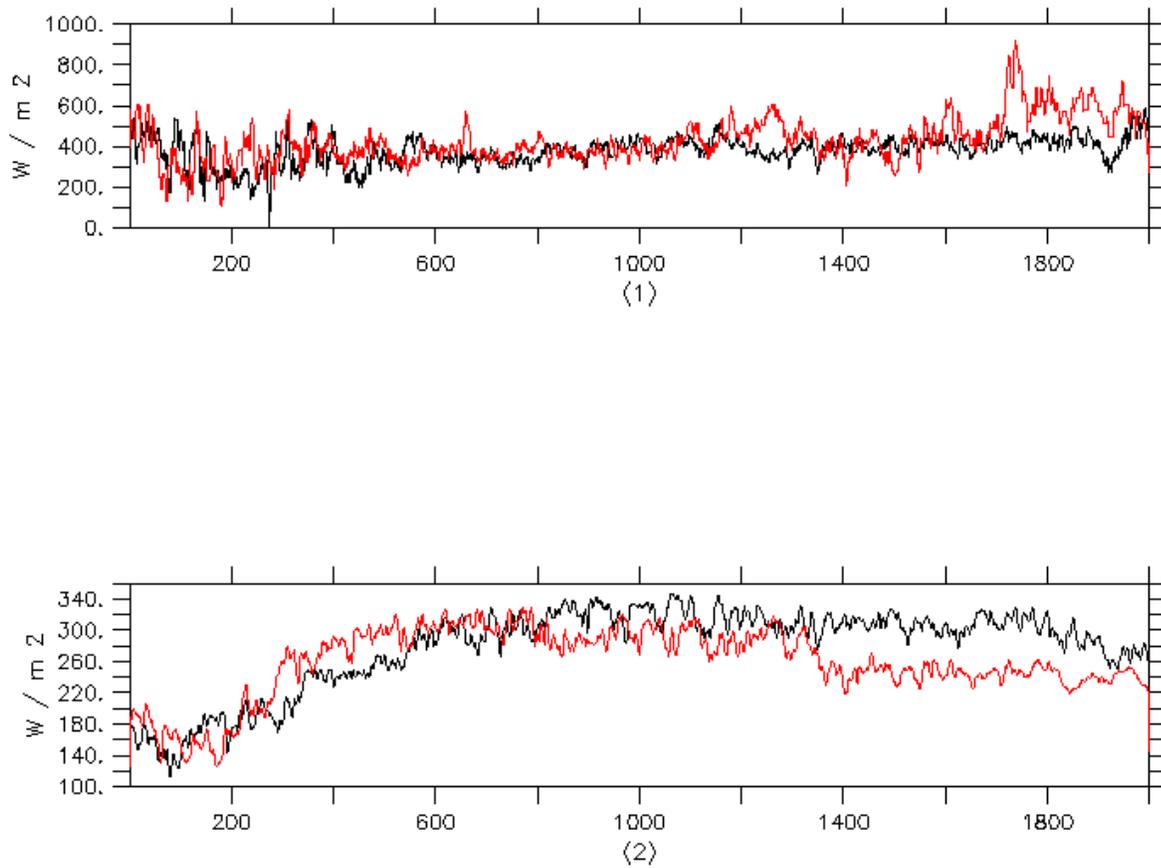


Fig.5.10. Em (1) temos o fluxo médio de ondas curtas na superfície em céu claro e em (2) um céu onde se permite a presença de nuvens. O traço em preto corresponde ao gradiente de TSM de 30-26⁰C, o traço em vermelho ao gradiente de 30-24⁰C. Em (1) observa-se a reduzida variação zonal na insolação na superfície com a ausência do efeito das nuvens. Em (2) fica evidente o *feedback* negativo das nuvens sobre a radiação solar na superfície, principalmente no oeste, sobre as águas mais quentes.

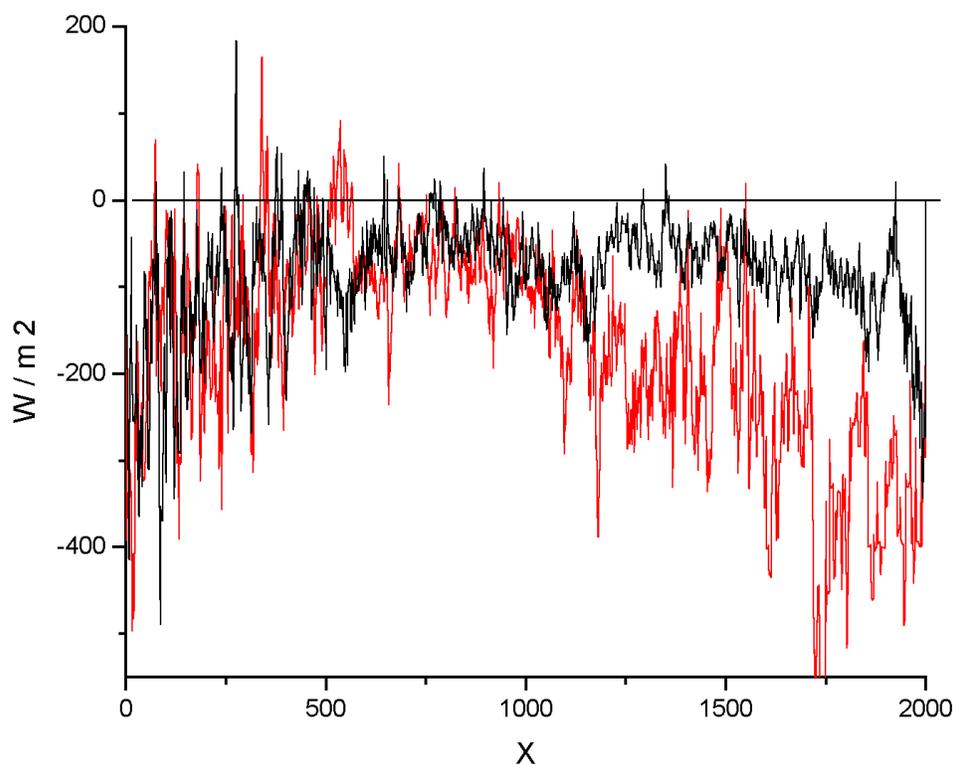


Fig.5.11 o forçante das nuvens sobre a radiação solar na superfície: $C_s(S)$. O traço em preto corresponde ao gradiente de TSM de $30-26^{\circ}\text{C}$, o traço em vermelho ao gradiente de $30-24^{\circ}\text{C}$. No oeste, sobre as águas mais quentes, o forçante é grande, mas quase que independe do gradiente de TSM, ou seja, da convergência de grande escala. O grau de espalhamento da figura mostra que apresenta, no oeste, grande variabilidade local. No centro, com a redução da cobertura de nuvens, o forçante cai para quase zero. No leste aumenta bastante com a redução da TSM, conseqüência do aumento do albedo das nuvens baixas.

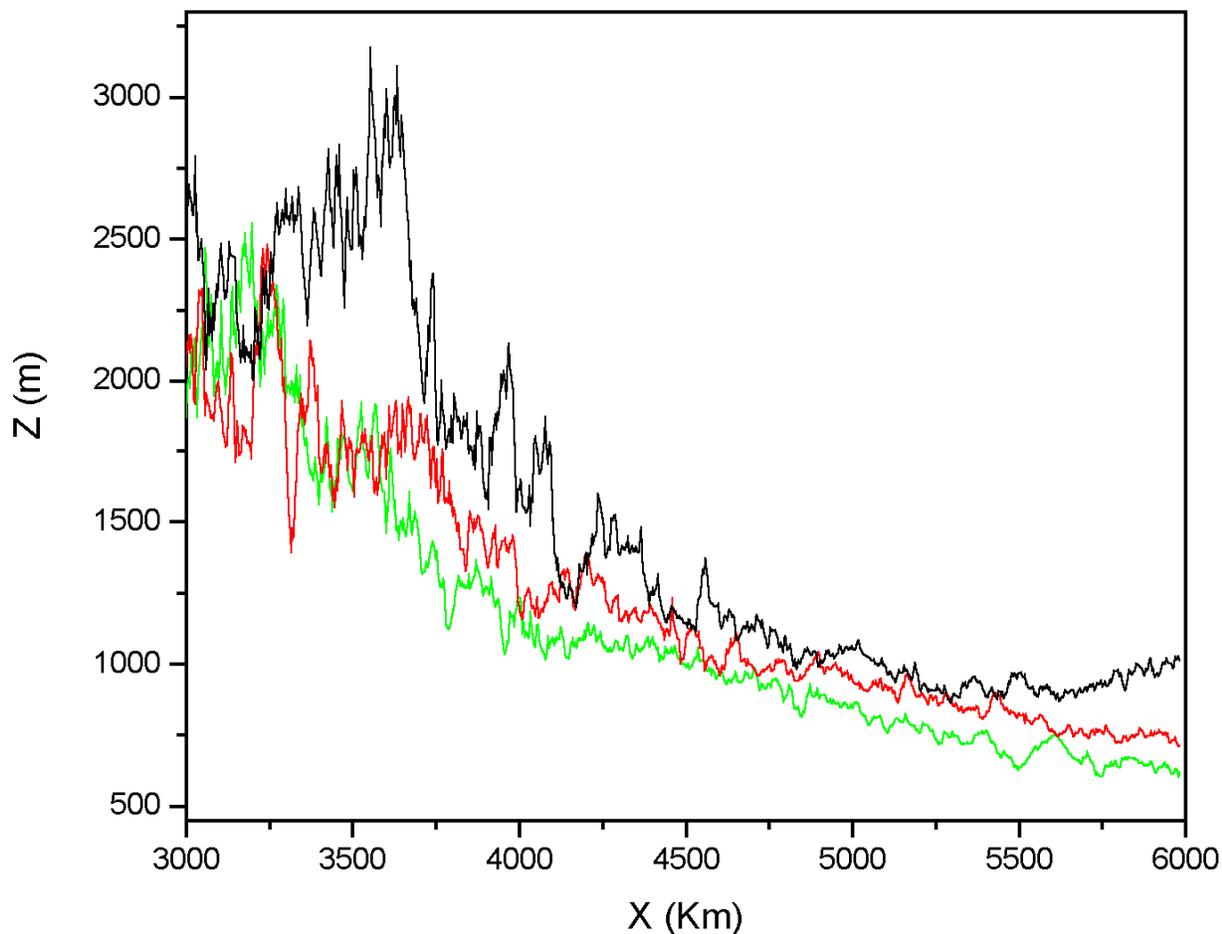


Figura 5.12 profundidade da camada de mistura (considerada aqui como a altura da base das nuvens) para o gradiente linear de TSM de 30-22^oC (verde), 30-24^oC (vermelho) e 30-26^oC (preto). A camada de mistura se aprofunda na Poça Quente com o aprofundamento da turbulência causada pela forte convecção. No leste ela é mais profunda sobre águas mais quentes (traço em preto), rasa sobre águas mais frias (traço em verde). Esta variabilidade no leste é consequência de mudanças na subsidência de grande escala causada por variações no gradiente de TSM, e de variações nos fluxos locais de calor latente.

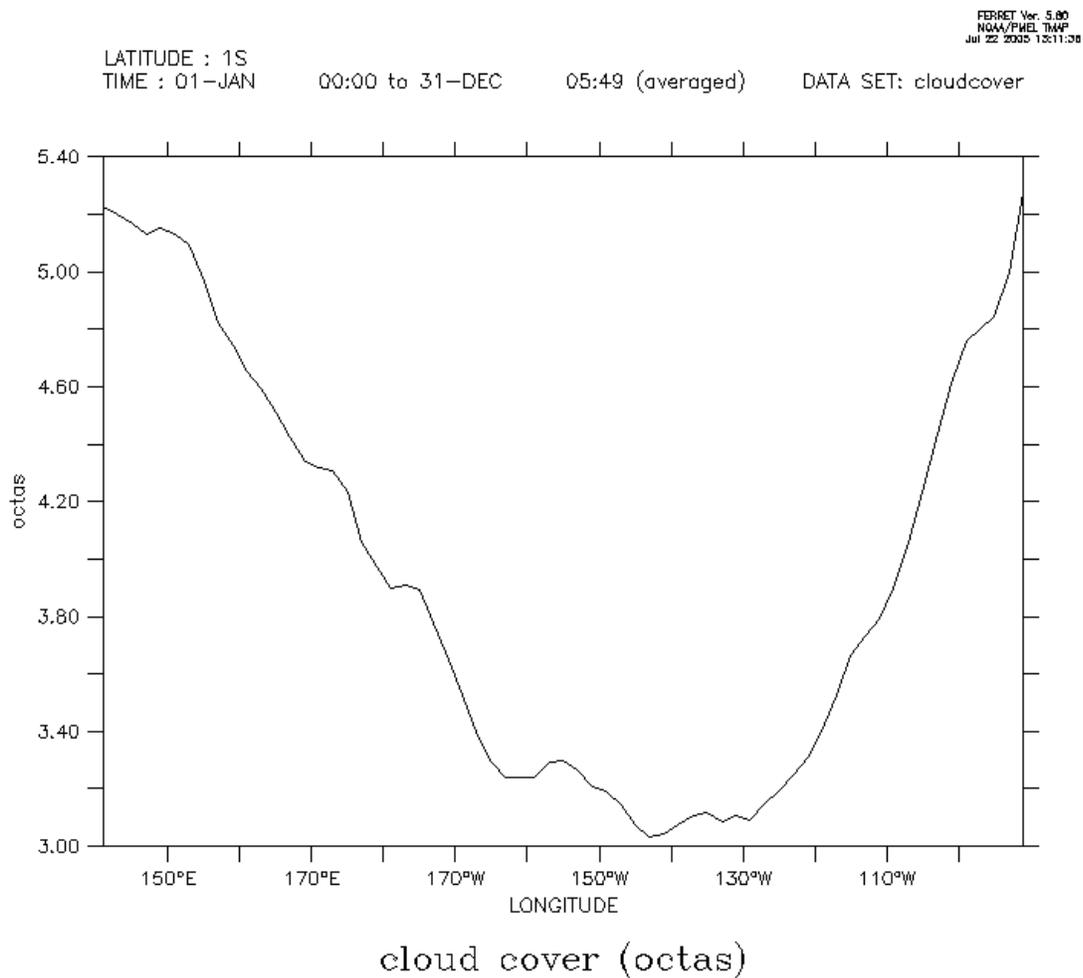


Figura 5.13 cobertura de nuvens no Pacífico equatorial, em octas (NCEP). Destaca-se aqui a reduzida cobertura de nuvens nas vizinhanças da região de máxima convecção (140° E- 180° E).

6. ACOPLAMENTO

6.1 Acoplamento entre o RAMS e o POM

A estrutura do acoplamento entre os modelos oceânico e atmosférico é descrita na seção 3.8. As dimensões da grade usada no RAMS são as mesmas do capítulo anterior: 6000 km na horizontal e espaçamento de 3 km. O número de níveis verticais é de 45 e o topo do modelo se encontra a 23 km de altura. Os perfis verticais de temperatura e umidade iniciais são os valores médios no Pacífico Equatorial obtidos dos dados de Reanálise do NCEP. Em todas as simulações a atmosfera se encontra inicialmente em repouso. As fronteiras laterais são periódicas. Nas simulações descritas neste capítulo, o POM é acoplado somente à segunda metade da grade do RAMS (de 3000 a 6000 km). A TSM dinâmica obtida a cada passo de tempo é rebatida para a primeira metade da grade e os fluxos de superfície dinamicamente calculados a partir das variáveis termodinâmicas do RAMS e da TSM e repassados de volta para o RAMS. O fato das duas metades da grade do modelo atmosférico ter a mesma TSM constitui uma limitação uma vez que no lado esquerdo da grade não existe interação dinâmica entre variáveis atmosféricas e oceânicas. Com este artifício pode-se, no entanto, reproduzir certas características médias da circulação de Walker. O passo de tempo nos dois modelos é o mesmo: 10 segundos. A finalidade de uma resolução temporal tão fina é resolver interações de pequena escala como nuvens radiação, ciclo diurno e precipitação salinidade. A interação oceano atmosfera no Pacífico Tropical constitui um sistema não linear bastante complexo onde muitos processos e correlações entre estes processos atuam em diferentes escalas de tempo, possibilitando uma enorme gama de possibilidades para estudos através de um modelo acoplado. O presente trabalho se limita ao estudo das conseqüências físicas da variação da estabilidade (definido no capítulo 2 em termos da flutuabilidade) na superfície do mar devido à precipitação/convecção e ao estudo da sensibilidade dos fluxos turbulentos de superfície à

escolha da parametrização de fluxos, principalmente em regime de ventos fracos (Webster e Lucas, 1992). A variação da flutuabilidade por fluxo de água doce é causada por anomalias de salinidade na camada de mistura oceânica provocadas por forte precipitação e ventos fracos ou moderados e tem importância fundamental na determinação da estabilidade da camada de mistura oceânica na Poça Quente, que é uma região de considerável precipitação e evaporação moderada (figura 2.6c e figura 2.7). Eventos de forte precipitação, comuns na Poça Quente, induzem a formação de uma lente de água doce próxima à superfície e como águas menos salgadas significam águas menos densas, cria-se uma região de forte estabilidade que inibe os processos verticais de mistura turbulenta, isolando a camada de mistura das camadas mais profundas do oceano. O estudo deste fenômeno de pequena escala é relativamente recente e só a partir do experimento TOGA COARE é que se deu maior relevância a importância da precipitação no estudo da estabilidade da camada de mistura na Poça Quente. O reduzido fluxo líquido de calor na superfície da Poça Quente foi atribuído por Godfrey e Lindstrom (1989) à presença da lente de água doce. Neste caso, uma camada isotérmica pode ser encontrada em uma região com estratificação na densidade provocada por gradiente de salinidade, com isso a camada de mistura é determinada pela estratificação salina em vez de térmica. A estratificação térmica, onde a profundidade da camada de mistura é determinada pela temperatura em vez da salinidade, ocorre no restante dos Trópicos onde a precipitação é muito menor do que na Poça Quente.

6.2 Simulações

O acoplamento entre o RAMS e o POM é descrito no capítulo 3. Os fluxos heterogêneos de ondas longas p/ baixo, estresse do vento, insolação e precipitação na superfície, calculados pelo RAMS são os forçantes do POM. Esses fluxos interagem dinamicamente com a camada de mistura oceânica em várias escalas de tempo, alterando seu

perfil de temperatura e salinidade. A alteração no perfil de TSM modifica os fluxos turbulentos de calor latente e de calor sensível na superfície que, por sua vez, forçam o modelo atmosférico, alterando a estabilidade da camada de mistura atmosférica e, através de interações complexas com a grande escala, os fluxos radiativos, o vento e a precipitação na superfície. Várias escalas de tempo estão envolvidas neste processo: a estratificação salina causada pela precipitação atua em uma escala de tempo de um dia ou menos, dependendo da intensidade dos ventos e da precipitação. O esfriamento por fluxo de calor latente e pelo entranhamento de águas frias atua em uma escala de tempo um pouco maior. A escala de tempo do acoplamento nuvens TSM foi estimada em 3-6 dias em uma atmosfera tropical instável (Chu e Garwood, 1991). Esta é a escala de tempo necessária para as mudanças nas propriedades das nuvens, causadas por variações na evaporação na superfície devida a variações na TSM, provocarem variações na TSM através de variações nos fluxos superficiais de calor e radiação. Como foi dito acima, o modelo oceânico em todas as simulações foi inicializado com o perfil de temperaturas da figura 6.1. Este perfil sozinho seria suficiente, sem necessidade de nenhum tipo de relaxamento nas variáveis termodinâmicas, para gerar o gradiente de pressão zonal na superfície necessário para induzir a formação de um sistema com características semelhantes à circulação de Walker. Isto é possível porque o oceano responde a mudança nos forçantes muito mais lentamente do que a atmosfera, funcionando como a memória deste sistema acoplado. O gráfico 6.9 mostra o perfil médio (dos últimos 5 dias) de correntes e temperatura no oceano em uma simulação acoplada de 30 dias sem nenhum outro forçante além do perfil inicial do gráfico 6.1. Em outra simulação um forçante não local (Grabowski, 1996) é aplicado sobre a tendência dos ventos no primeiro nível do modelo acima da superfície do oceano:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_{RAMS} + \frac{u_0 - \bar{u}}{\tau} \quad [6.1]$$

\bar{u} é a média zonal do vento nos níveis onde o relaxamento está sendo aplicado, u_0 é o forçante de grande escala que é constante na direção x , variando apenas com a altura, τ é a escala de tempo do relaxamento. Esta escala é quem determina a intensidade do relaxamento. O relaxamento não local, por atuar em cima das médias zonais, permite que a variabilidade de pequena escala seja mantida, ao contrário do relaxamento convencional que filtra parte dessa variabilidade. Os valores de u_0 usados nesse trabalho são 0 (sem forçante) e -2 m/s. A figura 6.2 mostra a média de 15 dias (de uma simulação de 30 dias) do condensado total e do perfil de ventos. Somente a segunda metade da grade do modelo atmosférico é mostrada. O modelo oceânico é acoplado somente a este trecho da grade, possui dimensão de 3000 km e fronteiras fechadas. O forçante usado no vento superficial é $u_0 = -2\text{m/s}$. A transição de estratocúmulos para cúmulos se dá à medida que o ar na camada de mistura é advectado em direção às águas mais quentes. Esta transição é acompanhada de aprofundamento e desacoplamento da camada de mistura, assim como uma redução significativa do conteúdo de água líquida na coluna atmosférica (figura 6.2). A camada de mistura na Poça Fria tem cerca de 600m de profundidade e cerca de 2200m de profundidade nas vizinhanças da Poça Quente, onde predomina a formação de cúmulos. Outro fato importante destacado na figura 6.2 é que ao longo desta transição os ventos na camada de mistura se intensificam acompanhando o aumento da TSM de Leste para Oeste e provocando o aumento do fluxo de calor latente do oceano para a atmosfera. Este aumento está diretamente relacionado com o aprofundamento da camada de mistura. O decréscimo climatológico da subsidência de Leste para Oeste logo acima da camada de mistura também contribui para o seu aprofundamento. O perfil descrito acima (figura 6.2) está em perfeito acordo com o resultado obtido com as simulações do modelo atmosférico não acoplado. Na figura 6.3 destacou-se uma região de 60 km de extensão na Poça Quente (fronteira esquerda da figura 6.2) do oitavo ao décimo oitavo dia de simulação. O gráfico (1) da figura mostra a precipitação nesta região, no gráfico (2) a

salinidade em PSU, no gráfico (3) a radiação solar na superfície e no gráfico (4) as camadas isosalina (em vermelho) e a camada isotérmica (em preto). A profundidade da camada isosalina, H_S , é definida como a profundidade em que a variação da salinidade em relação à superfície não ultrapassa 0.0133 PSU. Na profundidade da camada isotérmica, H_T , a variação da temperatura em relação à superfície não ultrapassa 0.030°C . Mantendo-se a temperatura constante, variação na salinidade de 0.0133 PSU produz variação na densidade da água de 0.01 Kg/m^3 . A mesma variação na densidade se obtém variando-se a temperatura de 0.030°C e mantendo-se a salinidade constante. Observa-se no gráfico (1) que a precipitação neste período é intensa e provoca a partir do décimo primeiro dia a formação de uma lente de água doce próxima à superfície: gráfico (2). Após o décimo dia, temos um aumento significativo da convecção e na intensidade dos ventos superficiais (não mostrado). A redução da insolação na superfície em eventos de convecção, destacado no gráfico (3), e a intensificação dos ventos, aumentam o esfriamento superficial e a penetração da turbulência gerada pelos ventos, aprofundando a camada isotérmica representada pelo traço em preto da figura (4). Até o décimo primeiro dia, o ciclo diurno determina a profundidade da camada de mistura, com estratificação térmica de dia e salina à noite. Tem-se estratificação salina quando a camada isosalina se encontra acima da camada isotérmica (traço em vermelho da figura (4) acima do traço em preto). O gráfico (4) da figura 6.3 evidencia também a variação da profundidade da termoclina com o ciclo diurno até o décimo primeiro dia. A haloclina, por sua vez, não varia com o ciclo diurno. Após o décimo primeiro dia a convecção, gráfico (3), e os ventos se intensificam, aprofundando a termoclina e reduzindo a profundidade da haloclina e enfraquecendo o efeito do ciclo diurno. A camada de mistura passa a ser determinada pela profundidade da haloclina. Quando a estratificação na densidade superficial é determinada pela salinidade, tem-se a formação de uma região de forte estabilidade que funciona como uma barreira para penetração da turbulência induzida pelos ventos superficiais e para o

entranhamento de águas frias e salgadas por baixo da termoclina, ou seja, a estratificação salina inibe o fluxo vertical de calor. Segundo Godfrey e Lindstrom (1989) a estratificação salina é responsável pelo pequeno fluxo líquido de calor na superfície da Poça Quente. Na figura 6.4 tem-se o fluxo líquido simulado de calor na superfície (média de 15 dias, traço em preto), dado pela equação [2.7]. O fluxo líquido de calor na superfície do oceano na Poça Quente foi estimado por Godfrey e Lindstrom (1989) em cerca de 10-20 W/m². O fluxo reduzido este diretamente relacionado com a redução da insolação na superfície provocada pela convecção (gráfico (3) da figura 6.3) e com a redução das trocas térmicas causadas pela estabilidade criada pela estratificação salina (gráfico (4) da figura 6.3). O traço em vermelho na figura é a média climatológica entre 150^oE e 250^oE, redimensionada para a grade simulada. O fluxo de calor total na superfície obtido na figura 6.4, por ser uma média de 15 dias, não é obviamente uma climatologia, mas evidencia o valor reduzido do fluxo líquido na Poça Quente e a tendência ao aumento em direção a Poça Fria. Na figura 6.5 temos a profundidade da camada isosalina, H_S , em vermelho, e da camada isotérmica, H_T , em preto, para a região da figura 6.2. Fora da região de intensa convecção a estratificação na camada de mistura é determinada pela temperatura, com a camada isotérmica menos profunda do que a camada isosalina. Com a intensa precipitação na região na Poça Quente, a estabilidade das águas superficiais passa a ser igualmente determinada pela temperatura e pela salinidade. O gráfico (2) da figura 6.5 mostra H_T e H_S para uma simulação feita exclusivamente com o modelo oceânico sem o forçante da precipitação. A profundidade da camada de mistura neste caso é inteiramente determinada pela temperatura. A região de estratificação salina da figura 6.5 coincide com a região onde a precipitação supera a evaporação (figura 6.6). Neste caso a influência termodinâmica da atmosfera sobre a flutuabilidade da camada de mistura oceânica é dada pelos dois termos do lado direito da equação [2.14]. Fora da Poça Quente a evaporação domina sobre a precipitação (figura 6.6). Como o fluxo de água doce nesta região de

subsidência é bastante reduzido, a flutuabilidade pode ser aproximada pelo primeiro termo do lado direito da equação [2.14]. A precipitação elevada na Poça Quente se deve à convecção profunda enquanto a evaporação reduzida é, em parte, explicada pelos ventos médios relativamente fracos. Apesar destes ventos médios fracos, não se pode ignorar os eventos isolados uma vez que a convecção muitas vezes é acompanhada não só de forte precipitação como também de ventos fortes (gráficos (1) e (2) da figura 6.8). O esfriamento por calor latente causado por estes ventos juntamente com o entranhamento de águas frias que eles induzem e a perda de calor sensível pelo fato das gotas de chuva estar a uma temperatura menor do que a TSM (equação [2.11]) são causas da correlação negativa entre convecção e TSM. Se não fosse a relativa estabilidade provocada pela lente de água doce, estes efeitos combinados tenderiam a aprofundar a camada de mistura na Poça Quente. Antes do WEPOCS (Western Equatorial Pacific Ocean Circulation Study), acreditava-se que essa profundidade era cerca de aproximadamente 100m (Lemasson e Piton, 1968). Lukas e Lindstrom (1991), usando dados do WEPOCS, concluíram que a profundidade média da camada de mistura no Pacífico Oeste é cerca de 30m ou menos e esta redução não pode ser explicada somente através dos forçantes da grande escala. Os eventos localizados de convecção e os padrões de precipitação, umidade e vento resultantes são os principais responsáveis por tornar a camada de mistura mais rasa no oeste. Na simulação acoplada do gráfico (1) da figura 6.5, a profundidade da camada de mistura se reduz sensivelmente para um valor médio de 35m. Isto destaca a importância dos eventos de pequena escala como a relação entre precipitação, convecção e salinidade, no estudo da relação entre oceano e atmosfera. Na figura 6.7 temos o gráfico de espalhamento da TSM e da salinidade na superfície (últimos 20 dias) da simulação descrita na figura 6.2. As esferas escuras correspondem à Poça Quente, e as vermelhas, a região na sua vizinhança, com poucas nuvens e pouca precipitação. A linha A mostra o ciclo diurno de aquecimento e esfriamento. Durante o ciclo diurno a salinidade se mantém

constante. A linha B mostra o efeito das chuvas onde ambos, salinidade e TSM decrescem. O decréscimo na salinidade resulta do fluxo de água doce. O esfriamento resulta de dois efeitos: a redução da insolação na superfície devido ao aumento no albedo das nuvens e o esfriamento por fluxo de calor sensível resultante da precipitação (Gosnell et al., 1995, equação [2.11]). Observa-se que na Poça Quente tanto o ciclo diurno quanto o efeito da precipitação determinam a correlação entre salinidade e TSM. Na vizinhança da Poça Quente, e na escala de tempo aqui envolvida, o ciclo diurno é predominante na determinação da TSM. A evaporação e o entranhamento de águas frias e salgadas por baixo da camada de mistura aumentam a salinidade e reduzem a TSM, no entanto, em uma escala de tempo maior do que a dos processos físicos representados pelos eixos A e B. Na figura 6.8 temos em (1) o vento superficial, em (2) a precipitação, em (3) a linha vermelha é o fluxo de calor latente calculado pelo RAMS e, em preto, pelo algoritmo de fluxos desenvolvido por Fairall et al., (1996) e em (4) o fluxo de calor sensível devido à precipitação. Destaca-se no gráfico (1) da figura 6.8 que no início do décimo sexto dia um evento de forte precipitação é acompanhado de ventos muito fortes e um forte esfriamento por calor latente (gráfico 3) e sensível devido à chuva (gráfico 4). O fluxo de calor sensível devido à precipitação neste evento chega a quase 80 W/m^2 . Este valor elevado mostra que, embora a média climatológica deste tipo de esfriamento não ultrapasse os 3 W/m^2 , seu efeito local é bastante intenso em eventos de forte precipitação. Na linha preta do gráfico (3) destacamos o fluxo de calor latente calculado usando-se o algoritmo de Fairall. Este algoritmo é um dos frutos do experimento do TOGA-COARE e tem sido amplamente testado com o uso de uma vasta gama de dados, em várias latitudes e longitudes diferentes. Pode ser, portanto considerado como fornecedor de um perfil de fluxos bastante próximo do real e usado nas comparações com outros algoritmos. O gráfico (3) da figura 6.8 mostra que o RAMS subestima em cerca de 20 W/m^2 o fluxo de calor latente em regime de ventos fracos (média menor do que 2 m/s) que ocorre anterior ao décimo sexto dia.

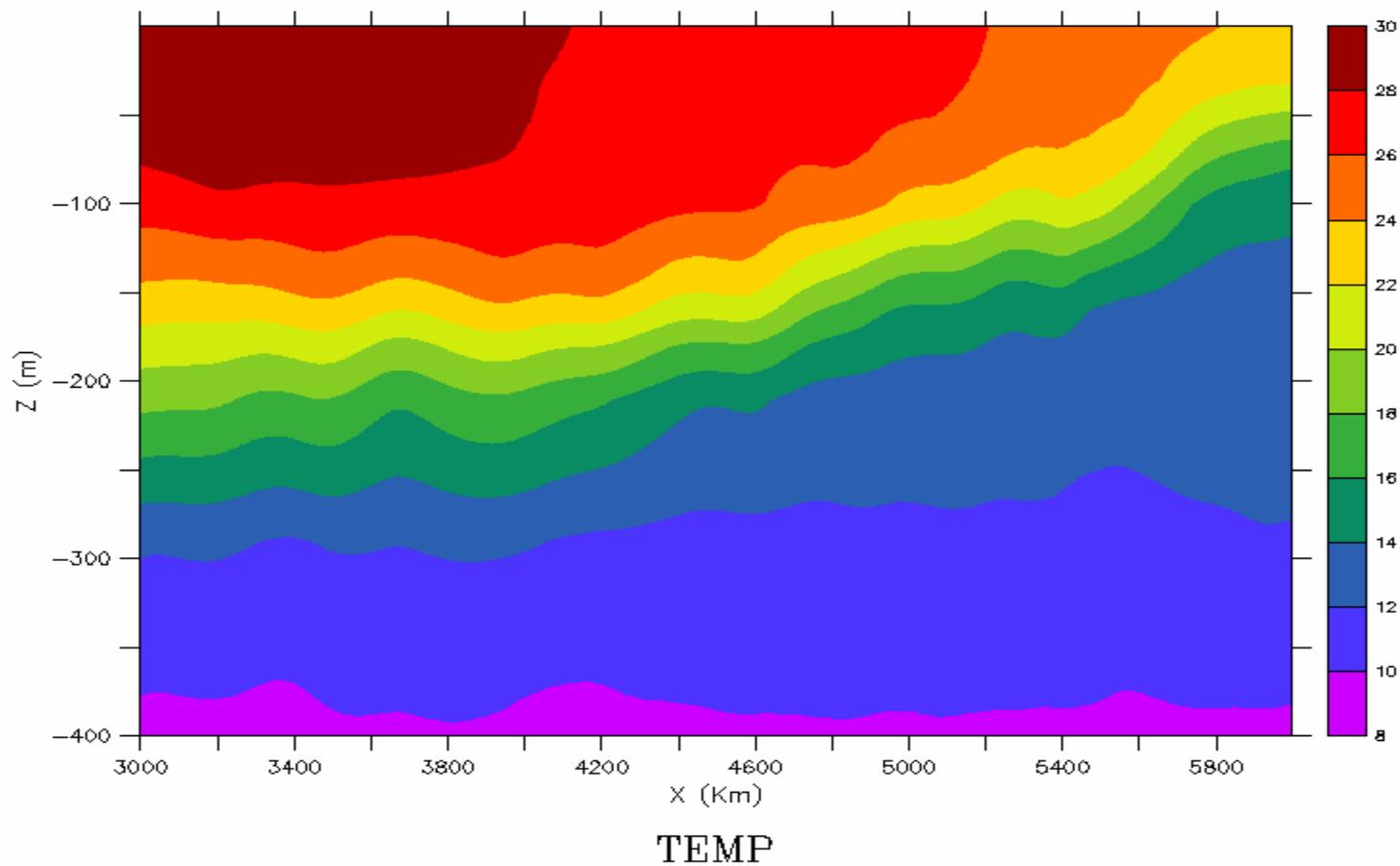


Figura 6.1 Perfil de temperaturas usado na inicialização do modelo acoplado. Na Poça Quente, a oeste, as temperaturas médias estão acima de 28°C . Na Poça Fria, a leste, a temperatura média gira em torno dos 24°C .

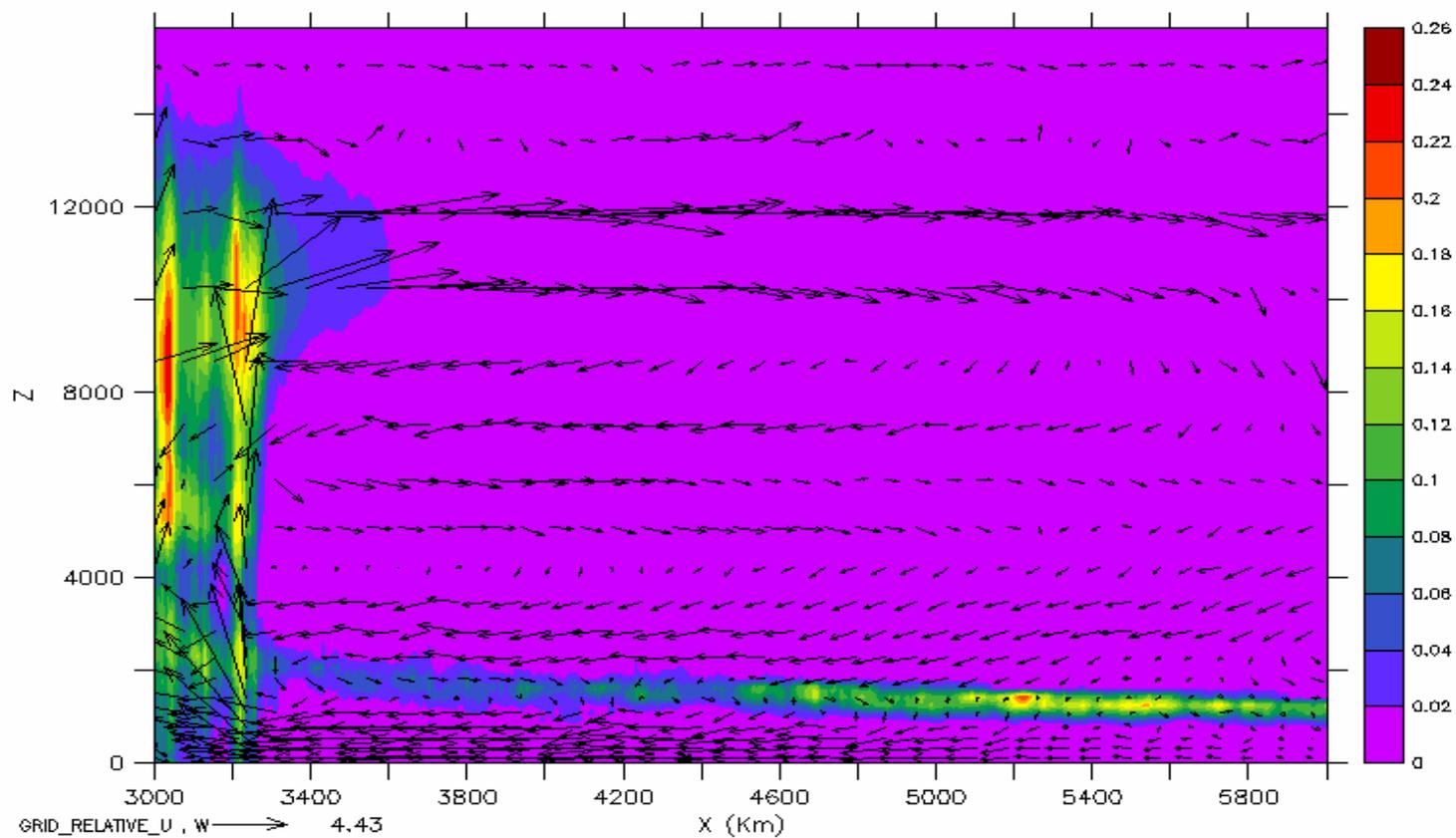


Figura6.2 Média de 15 dias (de uma simulação de 30 dias) do condensado total e do perfil de ventos. A convergência de baixos níveis se dá de leste para oeste. A forte convecção ocorre acima da Poça Quente e o desentranhamento se dá no topo da circulação.

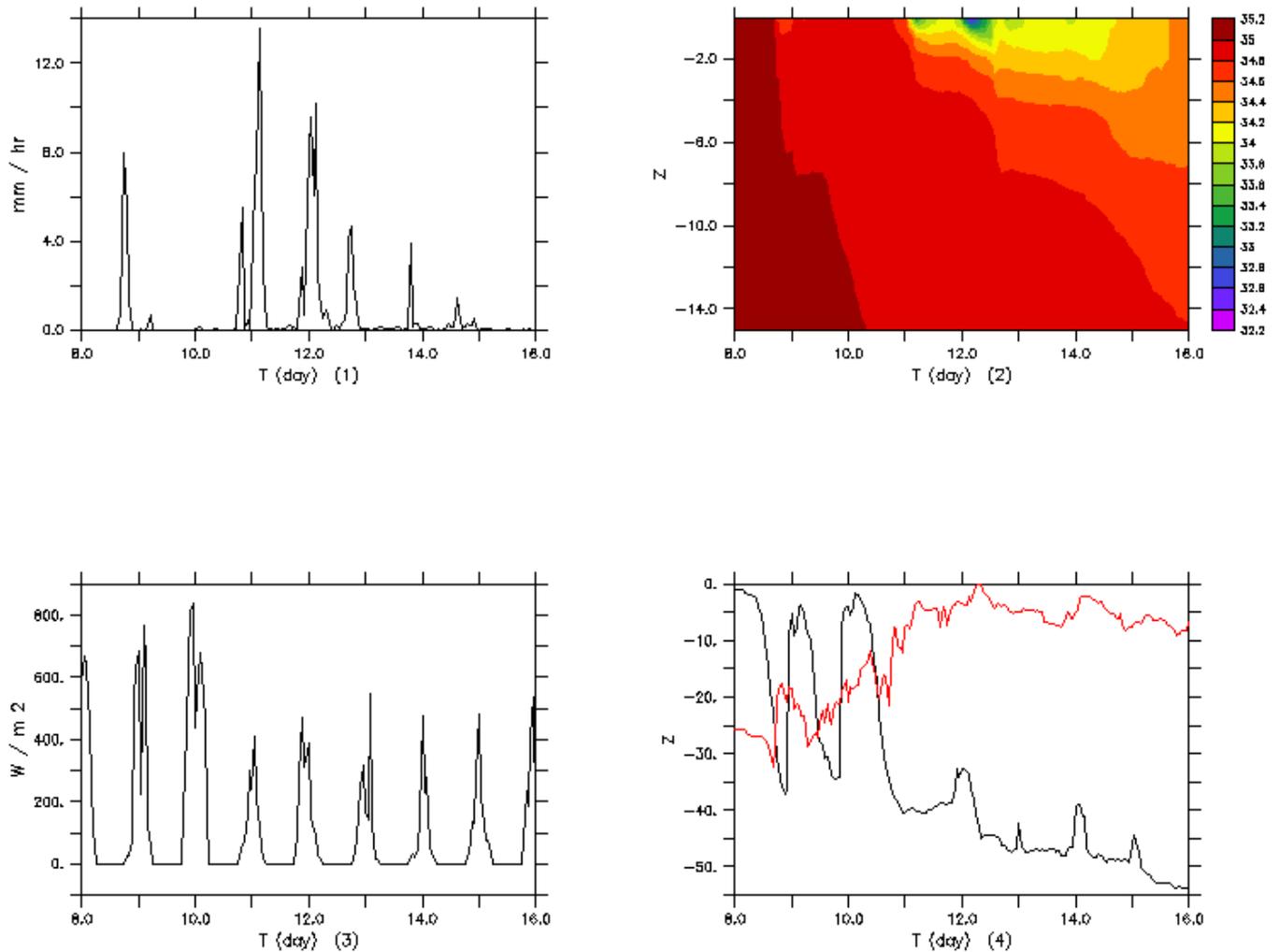


Figura 6.3 Médias em uma região de 60 km de extensão na Poça Quente (fronteira esquerda da figura 6.2) do oitavo ao décimo oitavo dia de simulação. No gráfico (1) da figura temos a precipitação nesta região, no gráfico (2) a salinidade em PSU, no gráfico (3) a radiação solar na superfície e no gráfico (4) as camadas isosalina (em vermelho) e a camada isotérmica (em preto). Observa-se que após o décimo primeiro dia temos um evento de forte convecção (gráficos 1 e 3). No oceano, a precipitação induz a formação de uma região de baixa salinidade e elevada estabilidade (lente de água doce, gráfico 2). Observa-se no gráfico 4 que, após o evento de forte convecção a partir do décimo primeiro, a estratificação da camada de mistura é determinada pela salinidade em vez da temperatura. A redução do ciclo diurno da camada isotérmica se deve aos fortes ventos que acompanham a convecção

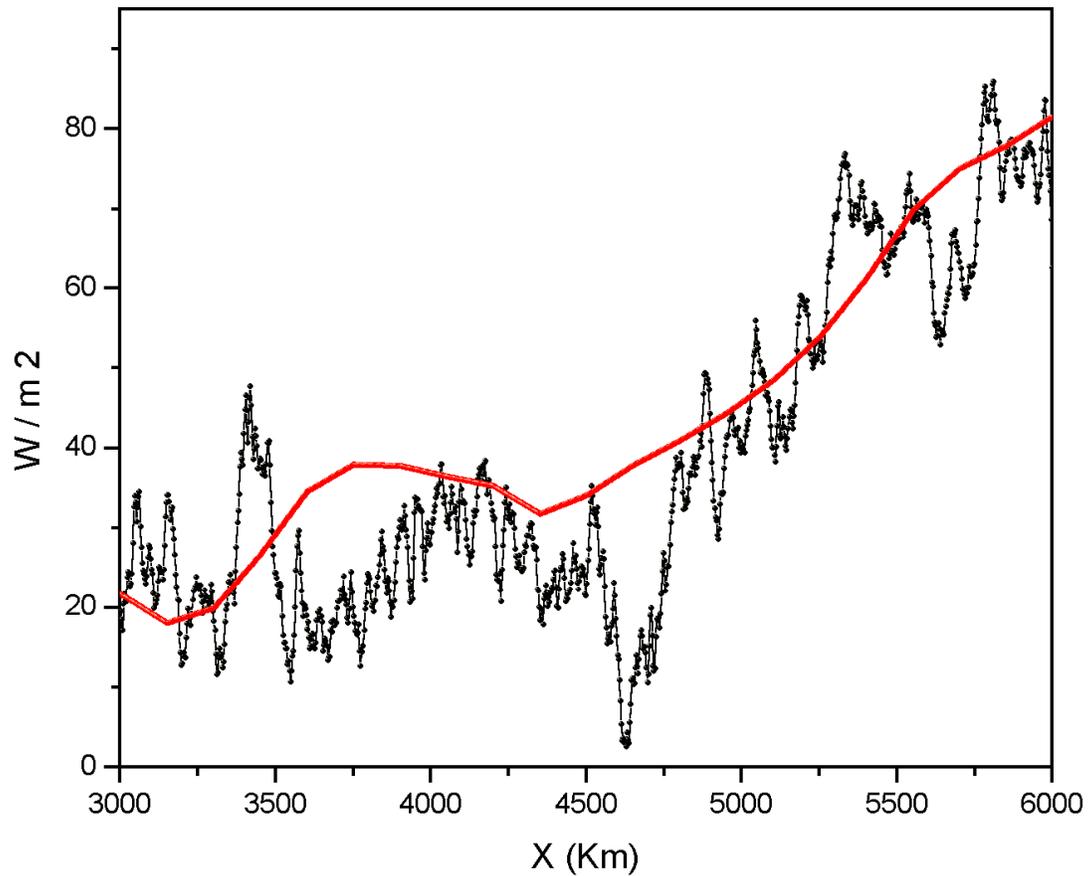


Figura 6.4 Fluxo líquido simulado de calor na superfície (média de 15 dias, traço preto), dado pela equação [2.7]. O traço vermelho é a média climatológica entre 150°E e 250°E , redimensionada para a grade simulada. Observa-se a elevada redução do fluxo total de calor na superfície do oceano na região da Poça Quente, isto se deve em parte, a redução da insolação devido ao albedo das nuvens e a forte estabilidade causada pela estratificação salina.

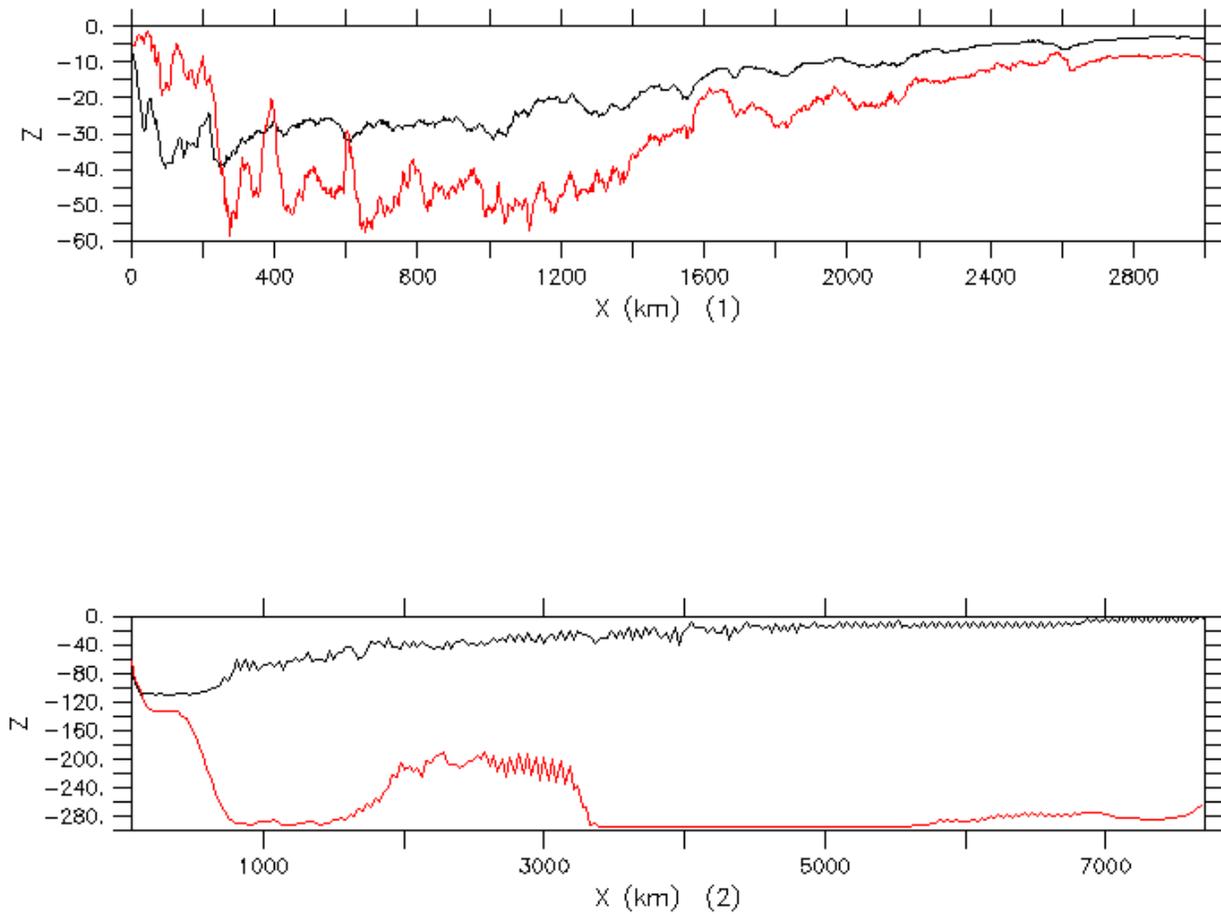


Figura 6.5 H_T (traço em preto) é a camada isotérmica, H_S (traço em vermelho) é a camada isosalina. Em (1) a convecção ocorre no lado esquerdo da grade. Em (2) não há forçante da precipitação. O forçante da precipitação no extremo esquerdo da figura 1 (Poça Quente: onde precipita mais do que evapora) cria uma região onde a estabilidade é determinada pela salinidade. Fora desta região a estabilidade é determinada pela temperatura (região em que evapora mais do que precipita).

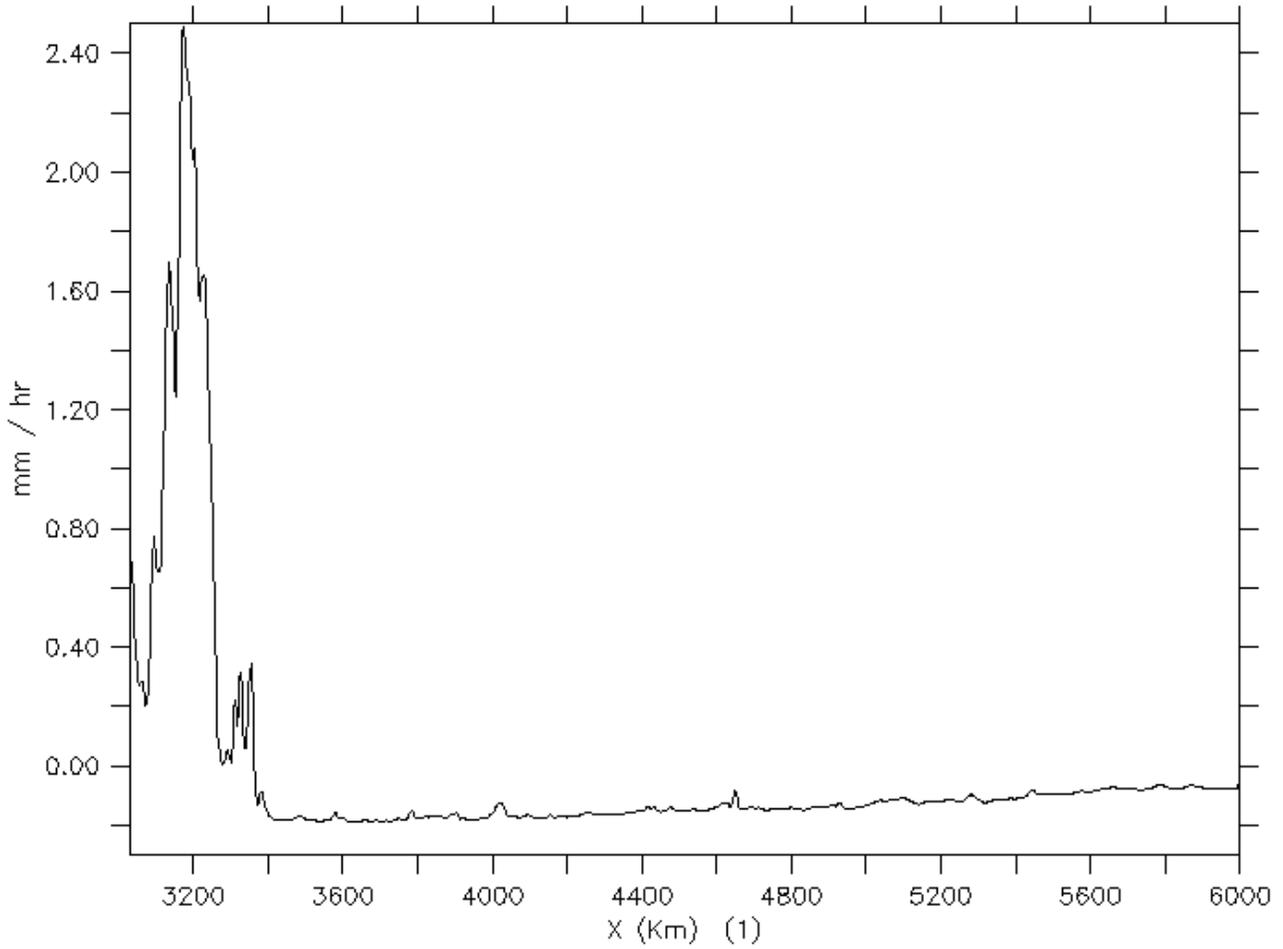


Fig.6.6 Precipitação – Evaporação em mm / hr. Na Poça Quente a precipitação é muito maior do que a evaporação. A região onde a evaporação menos precipitação é máxima se localiza nas vizinhanças da Poça Quente. Isto se dá porque nesta região os ventos são intensos e a convecção ausente.

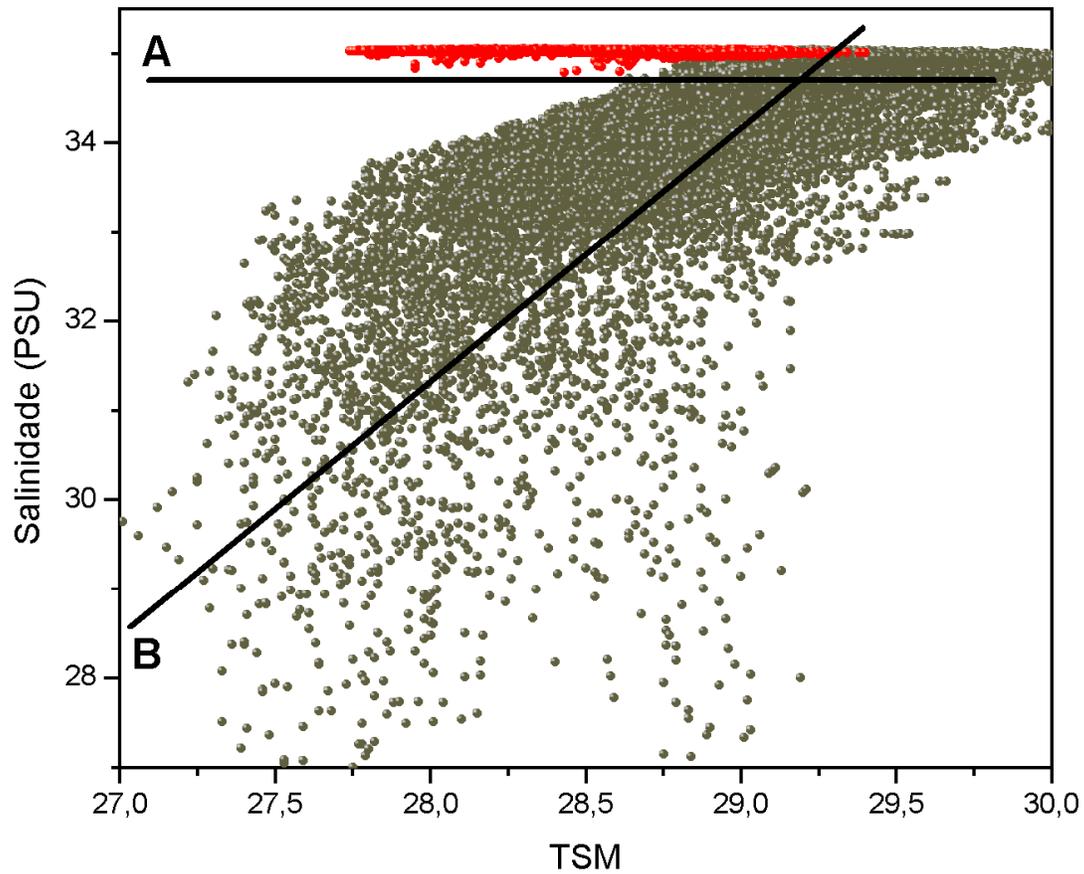


Figura 6.7 gráfico de espalhamento da TSM e da salinidade na superfície (últimos 20 dias) da simulação descrita na figura 6.2. As esferas escuras correspondem à Poça Quente, e as vermelhas, a região na sua vizinhança, com poucas nuvens e pouca precipitação. A linha A mostra o ciclo diurno de aquecimento e esfriamento. Durante o ciclo diurno a salinidade se mantém constante. A linha B mostra o efeito das chuvas onde ambos, salinidade e TSM decrescem. Nas vizinhanças da Poça Quente destacamos a importâncias do ciclo diurno (esferas vermelhas) de aquecimento e esfriamento das águas superficiais, nesta região a profundidade da camada de mistura é determinada, exclusivamente, por efeitos da temperatura sobre a densidade. Os efeitos do esfriamento (e aumento da salinidade) por fluxo de calor latente e entranhamento de águas frias e salgadas por baixo da termoclina atuam em uma escala de tempo maior do que a considerada aqui, portanto, não são mostrados.

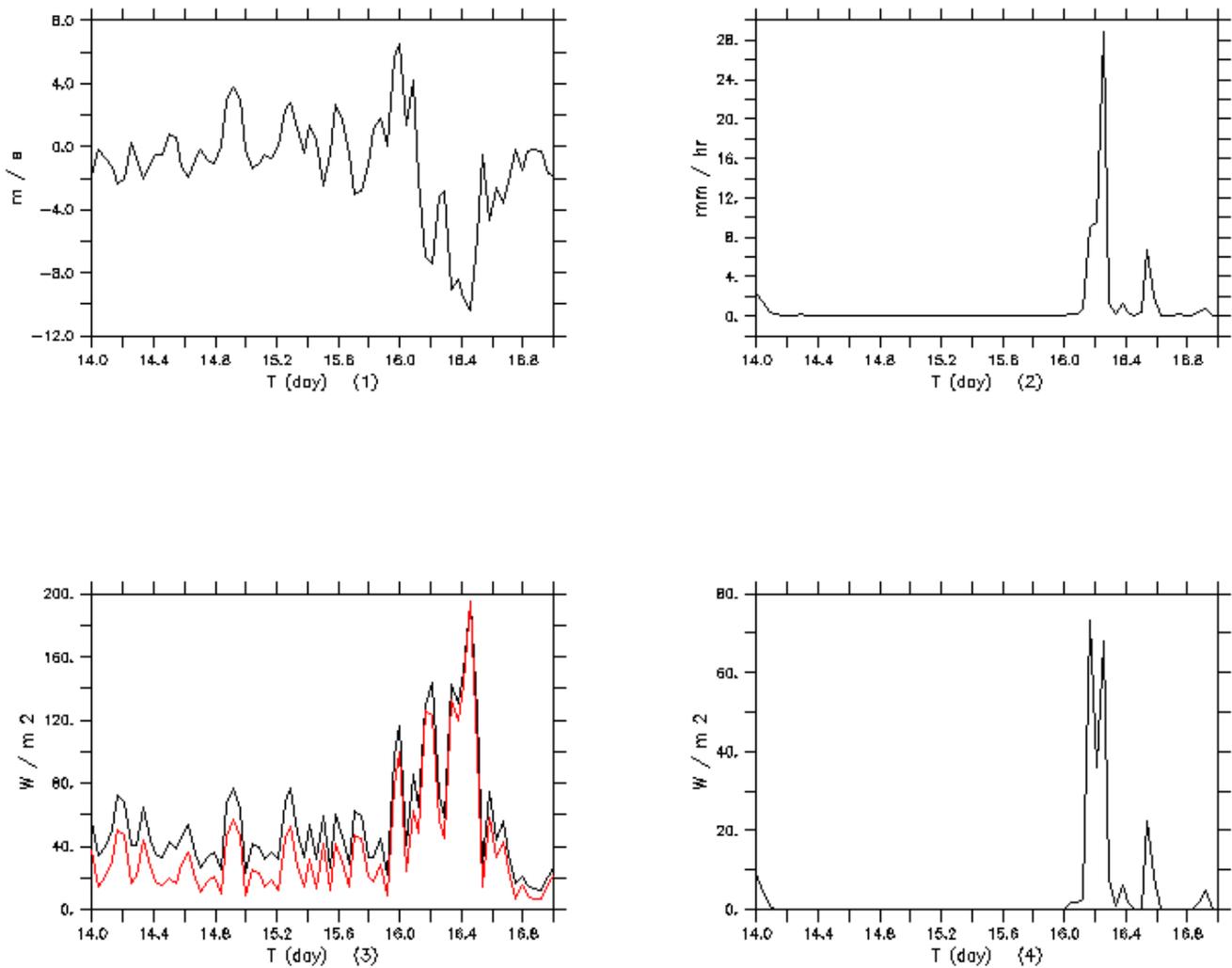


Figura 6.8 (1) vento superficial, (2) a precipitação, (3) a linha vermelha é o fluxo de calor latente calculado pelo RAMS e, em preto, pelo algoritmo de fluxos desenvolvido por Fairall et al., (1996) e em (4) o fluxo de calor sensível devido à precipitação. Destaca-se no gráfico (1) que no início do décimo sexto dia um evento de forte precipitação é acompanhado de ventos muito fortes e um forte esfriamento por calor latente (gráfico 3) e sensível devido à chuva (gráfico4).

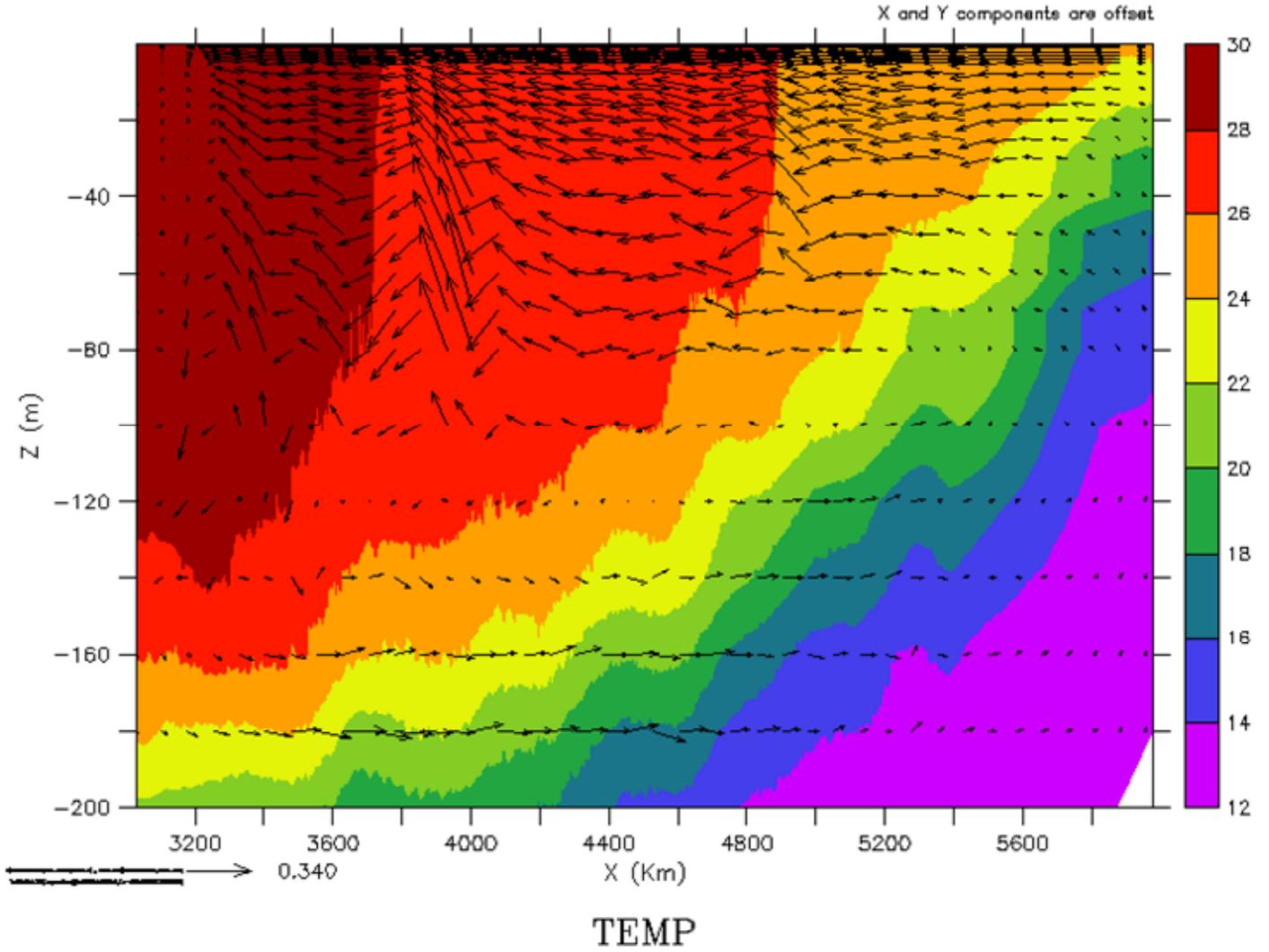


Figura 6.9 perfil de temperatura e corrente nos últimos 5 dias (POM, simulação acoplada de 30 dias). A advecção de leste para oeste mantém as águas quentes no oeste. A advecção e a ressurgência mantém as águas frias no leste.

7. CONCLUSÕES

A simulação da atmosfera, do oceano e da interação oceano atmosfera em duas dimensões apresenta certas limitações decorrentes da ausência dos fluxos meridionais e da falta de variação do termo de Coriolis, impedindo a representação adequada de certos processos físicos como, por exemplo, o transporte de Ekman. No entanto, nas vizinhanças do Equador, certos processos físicos, de pequena e grande escala, podem ser relativamente bem representados em uma estrutura bidimensional, contanto, que o modelo utilizado apresente uma física robusta e uma resolução espacial adequada. Abaixo, são listadas algumas destes processos tratados estudo:

1. A resposta física da camada de mistura oceânica à variação do forçante dos ventos e ao fluxo de calor na superfície, pode ser bem reproduzida em duas dimensões nas proximidades do Equador.
2. Pelo menos em duas dimensões, a TSM na Poça Quente é mantida dentro de limites estreitos (em torno de 30°C) pelo efeito combinado do forçante das nuvens sobre a radiação solar e o esfriamento da superfície por fluxo de calor latente.
3. A precipitação elevada tem papel fundamental da determinação da profundidade da camada de mistura oceânica acima da Poça Quente
4. A estratificação salina ocorre na Poça Quente como resultado desta precipitação elevada. Fora desta região a estratificação se dá por variações na densidade devido à temperatura.
5. Os efeitos da convecção/precipitação sobre a camada de mistura oceânica na Poça Quente, apesar de não serem intuitivos, sugerem uma tendência à redução da TSM.
6. A circulação do tipo Walker pode ser reproduzida em um modelo acoplado bidimensional forçado unicamente pelo perfil inicial de temperaturas da água do mar. Com

este modelo podem-se estudar a complexa interação entre os fluxos de superfície, microfísica, radiação e TSM em várias escalas de tempo.

7. O forçante das nuvens sobre a radiação de ondas longas na superfície é coerente com valores diagnosticados em trabalhos anteriores, sendo o uso de parametrização microfísica com uma física robusta, com interação detalhada entre os hidrometeoros e a radiação, fundamental para se manter esta coerência.

8. Apesar dos grandes experimentos realizados no Pacífico como o do TOGA COARE, o estudo do efeito do forçante de nuvens sobre a radiação incidente na superfície é limitado pela baixa resolução espacial dos dados disponíveis, principalmente no Pacífico leste. No entanto este efeito, no Pacífico tropical, pode ser mais bem compreendido com o uso de um modelo atmosférico de resolução de nuvens com parametrização de radiação que interaja dinamicamente com a microfísica.

REFERÊNCIAS

- BETTS, A. K., AND W. RIDGWAY; Coupling of the radiative, convective, and surface fluxes over the equatorial Pacific. *J Atmos. Sci.*, 45, 522-536, 1988.
- BJERKNES, J.; Atmospheric teleconnections from the equatorial Pacific, *Mon. Weather Rev.*, 97, 163-172, 1969.
- BLUMBERG, A. F., AND G. L. MELLOR, A coastal ocean numerical model, in *Mathematical Modelling of Estuarine Physics*, Proc. Int. Symp., Hamburg, Aug. 1978, edited by J. Sunderman and K.-P. Holtz, pp.203-214, Springer-Verlag, Berlin, 1980.
- BONY, S., LAU, K. M., AND SUD, Y., C.; Sea Surface Temperature and Large-Scale Circulation Influences on Tropical Greenhouse Effect and Cloud Radiative Forcing, *Journal of Climate*, 10, No. 8, pp. 2055–2077, 1996.
- CHEN, T., W. B. ROSSOW, AND Y. C. ZHANG; Radiative effects of cloud-type variations. *J. Climate*, 13, 264-286, 2000.
- CHU, P.C., AND R.W. GARWOOD, JR.; On the two-phase thermodynamics of the coupled cloud-ocean mixed layer. *J. Geophys. Res.*, 96, 3425-3436, 1991.
- COTTON, W.R., STEPHENS, M.A., NEHRKORN, T. E TRIPOLI, G.J.; The Colorado State University three-dimensional cloud/mesoscale model – 1982. Part II: Na ice-phase parameterization. *J. Rech. Atmos.*, 16: 259-320, 1982.
- COTTON, W.R., TRIPOLI, G.J., RAUBER, R.M. E MULVIHILL, E. A.; Numerical Simulation of the effects of varying ice crystal nucleation rates and aggregation processes of orographic snowfall. *J. Clim. Appl. Meteorol.*, 25: 1658-1680, 1986
- DENNIS, L., H., E MICHELSEN, M., L.; Large-scale effects on the regulation of tropical sea surface temperature. *Bull.Amer. Meteor. Soc.*, 2049-2062, 1993.
- DONNER, L. J., C. J. SEMAN, AND R. S. HEMLER; Three-dimensional cloud-system modeling of GATE convection. *J. Atmos. Sci.*, 56, 1885-1912, 1999.
- FAIRALL, C. W., E. F. BRADLEY, D. P. ROGERS, J. B. EDSON, AND G. S. YOUNG.; Bulk parameterization of air–sea fluxes for TOGA COARE. *J. Geophys. Res.*, 101 (C2), 3747–3764, 1996.
- FLATAU, P. J., G. J. TRIPOLI, J. VERLINDE, AND W. R. COTTON.; The CSU-RAMS cloud microphysical module: General theory and code documentation. Dept. of Atmos. Science, Paper 451, Colorado State University, Ft. Collins, CO 80523, 1989.
- GODFREY, J. S., AND E. J. LINDSTROM.; The heat budget of the equatorial western Pacific surface mixed layer. *J. Geophys. Res.*, 94, 8007–8017, 1989.

GOSNELL, R., C. FAIRALL, AND P. WEBSTER.; The Sensible Heat of Rain. *J. Geophys. Res.*, 100, 18437-18442, 1995.

GOSNELL, R., C. W. FAIRALL E P. J. WEBSTER.; The sensible heat of rainfall in the tropical ocean. *J. Geophys. Res.*, 100, 18, 437-442, 1995.

GOSNELL, R., FAIRALL, C.W. AND WEBSTER, P.J.; The sensible heat of rainfall in the tropical ocean. *J. Geophys. Res.*, 100(C9), 4709-4721, 1995.

GRABOWSKI, W. W., X. WU, AND M. W. MONCRIEFF.; Cloud resolving modeling of tropical cloud systems during Phase III of GATE. Part I: Two-dimensional experiments. *J. Atmos. Sci.*, 53, 3684-3709, 1996.

HARRINGTON, J.Y.; *The Effects of Radiative and Microphysical Processes on Simulated Warm and Transition-Season Arctic Stratus*. Ph.D. dissertation, Colorado State University, Fort Collins, Colorado, 270 pp., 1997.

LAU, K. M., C. H. SUI, M. D. CHOU, AND W. K. TAO.; An inquiry into the cirrus-cloud thermostat effect for tropical sea surface temperature. *Geophys. Res. Lett.*, 21, 1157-1160, 1994a.

LOUIS, J.-F., M. TIEDTKE, J.-F. GELEYN.; A short history of the PBL parameterization at ECMWF. Proceedings of the ECMWF Workshop on Planetary Boundary Layer Parameterisation, European Centre for Medium-Range Weather Forecasts, Reading, England, pp. 59-80, 1981.

LUKAS, R.; The role of salinity in the dynamics and thermodynamics of the western Pacific warm pool. International TOGA Scientific Conference Proceedings, WCRP-43, WMO/TD No. 379, 73-81, 1990.

MINNIS, P., W.L. SMITH, JR., X. DONG, Y. CHEN, B.A. WIELICKI, AND B.A. BAUM.; Clouds and the Earth's Radiant Energy System (CERES) Validation Document: Imager Cloud-Top Heights and Imager Cloud-Base Heights (Subsystem 4.2), edited by NASA CERES science team, 2000.

PHILANDER, S., G., H., El Nino and La Nina, *J. Atmos. Sci.*, 42, 2652-2662, 1985.

RAMANATHAN, V. E COLLINS, W.; Thermodynamics regulation of ocean warming by cirrus clouds deduced from observations of the 1987 El Nino., *Nature*, 351, 27-32, 1991.

RAMANATHAN, V., B. SUBASILAR, G. ZHANG, W. CONANT, R. CESS, J. KIEHL, H. GRASSL AND L. SHI.; Warm Pool Heat Budget and Shortwave Cloud Forcing: A Missing Physic? *Science*, 267: 499-503, 1995.

RAMANATHAN, V., CESS, R. D., HARRINSON, E.F., MINNIS, P., BARKSTROM, B. R., AHMAD, E. E HARTMAN, D.; Cloud-radiative forcing and the climate: Results from the Earth Radiation Budget Experiment. *Science*, 243, 57-63, 1989.

RAMANATHAN, V., W. COLLINS AND B. SUBASILAR.; Comment on the paper "An inquiry into the cirrus-cloud thermostat effect for tropical sea surface temperature". *Geophys.*

Res. Let., 21, 1185-1186, 1994.

S.K. ESBENSEN AND Y. KUSHNIR. The heat budget of the global ocean: An atlas based on estimates from surface marine observations. Technical Report 29, Clim. Res. Inst., Oregon State University, Corvallis, 27pp., 1981.

TRIPOLI, G.J. E COTTON, W.R.; The use of ice-liquid water potential temperature as a thermodynamic variable in deep atmospheric models. *Mon. Weather Ver.*, 109: 1094-1102, 1981.

WALKER, G. T.; Correlations in seasonal variations of weather, III, A preliminary study of world weather, *Indian Meteorol. Dep.*, New Dehli, Mem. 24(4), 75-131, 1923.

WALLACE, J.; Effect of deep convection on the regulation of tropical sea surface temperature. *Nature*, 357, 230-231, 1992.

XU, H., Y. WANG, AND S.-P. XIE.; Effects of the Andes on eastern Pacific climate: A regional atmospheric model study. *J. Climate*, 17 (3), 589–602, 2004.

ZANGVIL, A., E YANAI, M.; Upper tropospheric waves in the tropics. Part I. Dynamical analysis in the waveguide-frequency domain. *J. Atmos. Sci.*, 37, 283-289, 1980.