

*Universidade de São Paulo*  
*Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas*  
*Departamento de Ciências Atmosféricas*

Udo Tersiano Skielka

**Estudo numérico da evolução da camada de  
mistura oceânica no Oceano Atlântico  
equatorial utilizando o modelo GOTM**

São Paulo

2009



Udo Tersiano Skielka

# **Estudo numérico da evolução da camada de mistura oceânica no Oceano Atlântico equatorial utilizando o modelo GOTM**

Dissertação apresentada ao Departamento de Ciências Atmosféricas do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Ciências.

Área de Concentração: Meteorologia

Orientadora: Prof.<sup>a</sup> Dr.<sup>a</sup> Jacyra Soares

São Paulo

2009



*Aos meus queridos avós, Maria, Erich, Martinha e Elizeu.*



# Agradecimentos

Aos meus queridos pais, Lourdes e Erico, por tudo que fizeram por mim e pelo meu irmão;

Ao meu irmão e melhor amigo, Uly;

À todos os meus familiares pelos bons momentos e pelas boas lembranças;

À minha querida namorada, Luisa, pelo companheirismo, carinho e atenção, e à Família Paiva pelo carinho e respeito;

À minha orientadora, Prof.<sup>a</sup> Dr.<sup>a</sup> Jacyra Soares, pelo profissionalismo, sinceridade e dedicação;

À todos os docentes do Departamento de Ciências Atmosféricas do IAG pelo conhecimento transmitido nesses últimos sete anos;

Aos funcionários do IAG pela amizade e prontidão;

Aos meus amigos, conterrâneos e universitários, pelos bons momentos; em especial à Melissa, pela paciência, ao João, pelas ajudas com Linux, e ao Jonathan, pela amizade;

Aos Laboratórios de Micrometeorologia e Interação Ar-Mar, por toda a estrutura oferecida, onde pude desenvolver este trabalho; aos responsáveis Prof. Dr. Amauri P. de Oliveira e Prof.<sup>a</sup> Dr.<sup>a</sup> Jacyra Soares, à técnica Georgia Codato, e aos estudantes Maurício, Edson, Flávia, Eduardo, Fábio, Marcos Vinícios, Lívia, Mariúcha e Jean.

Ao Projeto PIRATA e ao SRB-NASA pela disponibilidade dos dados utilizados neste trabalho;

Ao CNPq, pelo apoio financeiro, sob o projeto n<sup>o</sup>: 131754/2007-6;



## Resumo

A versão  $k-\epsilon$  com fechamento turbulento de segunda ordem de um modelo oceânico de turbulência unidimensional, o *General Ocean Turbulence Model*, é usado para estudar a camada de mistura oceânica (CMO) no Oceano Atlântico equatorial. Dados meteorológicos e oceanográficos do *Prediction and Research Moored Array over the Tropical Atlantic Ocean* e dados complementares de radiação do *NASA Langley Research Center Atmospheric Sciences Data Center* são usados para o cálculo das condições de contorno superior e para assimilação de dados durante as simulações. Foram realizadas simulações numéricas para duas estações: a primeira quando a Zona de Convergência Inter-tropical (ZCIT) está sobre a região, caracterizada por ventos menos intensos e os extremos anuais de precipitação, e a segunda quando os ventos e o balanço de calor na superfície são maiores. Ênfase é dada no papel dos termos da equação da energia cinética turbulenta na evolução da CMO. Os resultados das simulações mostram que a CMO é gerada principalmente por turbulência de origem mecânica e que a produção térmica de turbulência é importante apenas nos primeiros 30% de profundidade da CMO à noite. Durante a estação da ZCIT, a profundidade da CMO estimada, utilizando um critério de turbulência, é em torno de 5 m de dia, chegando em torno de 10 m à noite. Durante a outra estação, a profundidade da CMO é em torno de 10 m de dia e em torno de 55 m à noite. Os campos turbulentos simulados neste trabalho aparecem qualitativamente compatíveis com resultados de estudos observacionais e numéricos realizados no Oceano Pacífico equatorial.



# Abstract

The  $k$ - $\epsilon$  version using a second-order closure of an one-dimensional oceanic turbulence model, the General Ocean Turbulence Model, is used to investigate the oceanic mixing layer (OML) over the equatorial Atlantic Ocean. Meteorological and oceanographic dataset from the Prediction and Research Moored Array over the Tropical Atlantic Ocean and complementary radiation dataset from the NASA Langley Research Center Atmospheric Science Data Center are used to compute the surface boundary condition and for data assimilation during the simulations. Numerical simulations were performed for two seasons: the first one, when the Inter-tropical Convergence Zone (ITCZ) is over the region, characterized by lower wind velocity and annual extremes of precipitation, and the second season when the wind and the surface heat balance are enhanced. Emphasis was given to the role of the terms of the turbulent kinetic energy equation in the evolution of the OML. Numerical results show that the OML is mainly generated by mechanical turbulence in both seasons and that the thermal production of turbulence is only important on the first 30% of the OML depth at nighttime. During ITCZ season the OML depth estimated, using turbulence criterion, is around 5 m at daytime and 10 m at nighttime. During the other season, the OML depth is about 10 m at daytime to around 55 m at nighttime. The turbulent fields simulated in this work show qualitative agreement to observational and numerical studies performed over the equatorial Pacific Ocean.



## Lista de Figuras

2.1	Grade vertical do GOTM. . . . .	38
3.1	Rede de bóias do PIRATA e localização da bóia usada, em ( $0^\circ$ , $23^\circ$ W). . .	41
3.2	Médias mensais das variáveis meteorológicas medidas pela bóia PIRATA. . .	43
3.3	Série temporal de fluxos turbulentos usados para o cálculo da climatologia horária. . . . .	46
3.4	Série de fluxo de momento usada como condição de contorno superior. . . .	47
3.5	Série de fluxo de calor latente e sensível usado como condição de contorno superior. . . . .	48
3.6	Médias climatológicas horárias dos perfis verticais das variáveis médias usadas para assimilação de dados no GOTM. . . . .	51
3.7	Séries das componentes do balanço de radiação na superfície usadas como condição de contorno superior. . . . .	54
4.1	Simulações com o GOTM utilizando diferentes $T_{assim}$ e sem assimilação de dados. . . . .	59
4.2	Reprodução das variáveis médias com o GOTM - Estação 1. . . . .	60
4.3	Reprodução das variáveis médias com o GOTM - Estação 2. . . . .	62
4.4	Médias diárias dos termos do balanço de calor na superfície. . . . .	63
4.5	Balanço de energia médio diurno para Estação 1 e 2 . . . . .	64
4.6	Comparações entre o calor acumulado usando o fluxo de calor líquido na superfície e em camadas para diferentes profundidades, para as duas estações simuladas. . . . .	66

4.7	Perfil médio diurno das componentes zonal e meridional de corrente e cisalhamento para a Estação 1. . . . .	68
4.8	Perfil médio diurno das componentes zonal e meridional da corrente e cisalhamento para a Estação 2. . . . .	69
4.9	Perfil médio diurno de temperatura, salinidade, densidade e frequência de empuxo ao quadrado e estimativas da profundidade da CMO para a Estação 1. . . . .	70
4.10	Perfil médio diurno de temperatura, salinidade, densidade e frequência de empuxo ao quadrado e estimativas da profundidade da CMO para a Estação 2. . . . .	71
4.11	Simulação da evolução temporal de $\log(k)$ para Estação 1 e 2. . . . .	74
4.12	Simulação da evolução temporal dos termos da equação da energia cinética turbulenta para a Estação 1 . . . . .	75
4.13	Simulação da evolução temporal dos termos da equação da energia cinética turbulenta para a Estação 2 . . . . .	77
4.14	Perfil diurno médio de $\log(k)$ para Estação 1 e 2. . . . .	78
4.15	Perfil diurno médio de $\log(\epsilon)$ para a Estação 2. . . . .	79
4.16	Ciclo diurno de $\epsilon$ de simulação com LES (Wang et al. (1998)). . . . .	80
4.17	Perfil médio diurno do fluxo de momento para as duas estações. . . . .	82
4.18	Perfil médio diurno do fluxo líquido de calor no oceano. . . . .	83
4.19	Ciclo diurno de $\epsilon$ de 1 a 11 de outubro simulado com o GOTM. . . . .	85
4.20	Ciclo diurno médio do perfil vertical do cisalhamento zonal e da frequência de empuxo ao quadrado de 01 a 11 de outubro. . . . .	86
4.21	Perfis verticais médios dos termos da equação da energia cinética turbulenta de 01 a 11 de outubro. . . . .	87
4.22	Ciclo diurno médio do número de Richardson gradiente entre 1 a 11 de outubro. . . . .	89
5.1	Profundidade da camada de mistura oceânica estimada pelos diferentes critérios usados. . . . .	94

## Lista de Tabelas

3.1	Conjunto de variáveis meteorológicas e TSM e altura dos sensores na bóia PIRATA. . . . .	42
3.2	Informações sobre os dados de sub-superfície da bóia PIRATA usados no trabalho. . . . .	52
4.1	Informações gerais sobre as simulações com o GOTM. . . . .	57
4.2	Médias das componentes da tensão de cisalhamento na superfície e dos termos do balanço de energia para as estações escolhidas para simulações com o GOTM. . . . .	65



# Sumário

1. <i>Introdução</i> . . . . .	17
1.1 Características do Oceano Atlântico equatorial . . . . .	18
1.2 A camada de mistura oceânica do Oceano Atlântico equatorial . . . . .	20
1.3 Objetivos . . . . .	25
2. <i>Modelo oceânico de turbulência</i> . . . . .	27
2.1 Equações média . . . . .	28
2.2 Fechamento turbulento . . . . .	32
2.3 Condições de contorno . . . . .	36
2.4 Grade do modelo e discretização da equação de difusão . . . . .	38
3. <i>Região de estudo e dados</i> . . . . .	41
3.1 Conjunto de dados do PIRATA . . . . .	42
3.1.1 Fluxos turbulentos de superfície . . . . .	44
3.1.2 Dados de sub-superfície . . . . .	49
3.2 Dados de radiação do SRB-NASA . . . . .	52
4. <i>Resultados</i> . . . . .	57
4.1 Assimilação dos dados da região equatorial . . . . .	57
4.2 Balanço de energia . . . . .	63
4.3 Propriedades médias . . . . .	67
4.4 Propriedades turbulentas . . . . .	73
4.5 Evolução diurna da camada de mistura oceânica durante a Estação 2 . . . . .	84

5. <i>Conclusões</i> . . . . .	91
<i>Referências</i> . . . . .	97

## Introdução

Neste trabalho é utilizado um modelo de fechamento turbulento de segunda ordem desenvolvido para o oceano, o *General Ocean Turbulence Model* (GOTM, Burchard et al., 1999) — o qual utiliza equações dinâmicas para a energia cinética turbulenta ( $k$ ) e para taxa de dissipação de energia cinética turbulenta ( $\epsilon$ ) —, no estudo da evolução e estrutura da camada de mistura oceânica (CMO) do Oceano Atlântico equatorial. Para isso foram usados dados de uma bóia oceanográfica do *Prediction and Research Moored Array over the Tropical Atlantic Ocean* (PIRATA, Servain et al., 1998; Bourlès et al., 2008) situada em ( $0^\circ$ ,  $23^\circ$  W), para o cálculo dos fluxos turbulentos de superfície através do uso de fórmulas bulk, e dados complementares de radiação na superfície do *NASA Langley Research Center Atmospheric Sciences Data Center NASA/GEWEX Surface Radiation Budget Project* (SRB, <http://gewex-srb.larc.nasa.gov>).

Modelos de fechamento turbulento são baseados na teoria estatística, desenvolvida inicialmente por Osborn Reynolds no século XIX. A construção desses modelos baseia-se na parametrização dos momentos estatísticos de ordem superior (variâncias e covariâncias) — os quais são relacionados com as propriedades turbulentas — por momentos de ordem menor (gradiente das propriedades médias), utilizando constantes de proporcionalidade obtidas empiricamente. O cálculo do campo turbulento obtido por esses modelos acaba por depender do campo médio das variáveis básicas (corrente, temperatura e salinidade) — no caso de um modelo unidimensional oceânico, dos perfis verticais dessas variáveis — e das constantes empíricas, as quais são obtidas em experimentos de laboratório e numéricos, usando modelos mais sofisticados, ou ambos.

O modelo de turbulência  $k$ - $\epsilon$  com fechamento de segunda ordem disponível no GOTM

permite a estimativa do campo de turbulência no oceano com baixo custo computacional. Dispondo de um conjunto de dados completo neste trabalho, o modelo é utilizado para caracterizar a camada superior do Oceano Atlântico equatorial em duas estações em que esta camada é quase estacionária na escala sazonal, após os períodos de transição dos ventos, tendo o estudo um caráter diagnóstico.

Neste primeiro capítulo são apresentados estudos anteriores que fundamentarão a discussão dos resultados obtidos. No Capítulo 2 o GOTM é descrito: a versão do modelo utilizado — aproximações, considerações e o fechamento turbulento —, as condições de contorno e algumas informações sobre a parte numérica do modelo. No Capítulo 3 é apresentado o conjunto de dados usado no trabalho para caracterização da região estudada e a metodologia usada para obter as séries temporais para serem utilizadas como condições de contorno superior e assimilação nas simulações com o modelo. No Capítulo 4 são apresentados e discutidos os resultados das simulações e as conclusões são feitas no Capítulo 5.

### *1.1 Características do Oceano Atlântico equatorial*

Os oceanos equatoriais possuem algumas particularidades quanto à sua dinâmica e termodinâmica. Aproximando-se do equador, o efeito da rotação da Terra sobre os escoamentos diminui, não havendo transporte de Ekman. As correntes em superfície são orientadas pela tensão de cisalhamento do vento, fazendo com que exista um intenso gradiente zonal da inclinação da superfície do oceano, de leste para oeste, na escala da bacia equatorial, o qual é responsável por exercer uma força de gradiente de pressão de oeste para leste, resultando na formação de uma intensa corrente de jato situada logo abaixo da camada superior oceânica sob o efeito das forçantes atmosféricas, conhecida como sub-corrente equatorial (SCE). A SCE se situa na profundidade da camada estável, a termoclina, e apresenta uma variação sazonal de sua profundidade praticamente em fase com a variação do vento em superfície na escala da bacia equatorial, sendo mais profunda no período em que o vento em superfície é mais intenso. Porém, a sua intensidade não varia significativamente na escala sazonal (e.g. Philander, 1990).

Apesar do ciclo solar sobre o equador ser semi-anual — o Sol cruza o equador duas vezes por ano, a cada equinócio — há predomínio do ciclo anual da temperatura da superfície

do mar (TSM) na região. Diferentes fatores são responsáveis por este ciclo ao longo do equador. Na parte leste da bacia equatorial, o ciclo de TSM depende das variações verticais da termoclina, as quais têm dependência do ciclo anual da componente zonal do vento em superfície, que, por sua vez, tem forte dependência do aquecimento diferencial inter-hemisférico, causado devido a geometria do continente africano nesta região (Philander et al., 1996; Li and Philander, 1997).

Já na bacia equatorial oeste, processos oceânicos e de interação oceano-atmosfera têm relações intrínsecas com o ciclo de TSM. As variações da TSM nessa região estão relacionadas a processos advectivos, de mistura vertical e de interação na interface ar-mar (Weingartner and Weisberg, 1999a,b), os quais estão ligados, direta ou indiretamente, com o ciclo sazonal da intensidade do vento na bacia equatorial, controlado em grande parte pelo deslocamento sazonal da Zona de Convergência Inter-Tropical (ZCIT). Desse modo, o ciclo anual de TSM no equador tem menor influência do fluxo de calor em superfície resultante do ciclo solar, diferente do que é observado em latitudes maiores (Carton and Zhou, 1997; Yu et al., 2006).

A ZCIT é a região onde ocorre a convergência dos ventos alísios, sendo caracterizada pela existência de convecção e precipitação intensas, nebulosidade, enfraquecimento dos ventos em superfície e, conseqüentemente, da tensão de cisalhamento. A ZCIT possui um deslocamento norte-sul sazonal, situando-se sobre a região de maior TSM, a qual é conhecida como piscina de água quente e é definida em alguns trabalhos como a região onde  $TSM > 27^{\circ}\text{C}$ . Logo, o deslocamento da ZCIT está sujeito à ocorrência de anomalias da TSM, influenciando os recursos pelágicos de regiões continentais próximas, onde o regime de chuvas depende da presença desse sistema (e.g. Wainer and Soares, 1997; Moura and Shukla, 1981; Mechoso et al., 1990; Hastenrath, 1990; entre outros). Muitos são os processos relacionados com a ocorrência de anomalias da TSM na região tropical do Oceano Atlântico, existindo desde processos de larga escala, como teleconexões, até processos que ocorrem em regiões da bacia do Atlântico equatorial, como as anomalias positivas (negativas) de TSM devido à diminuição (aumento) da perda de calor pelo fluxo de calor latente induzido pelo vento em superfície (Carton et al. 1996; Chang et al., 2000).

Apesar de existirem alguns trabalhos que estudam os efeitos das anomalias de TSM nas circulações atmosféricas na região do Atlântico tropical, são comuns as ressalvas referentes

à falta de conhecimento na representação dos processos físicos oceânicos e da camada limite atmosférica, mesmo em trabalhos que utilizam modelos acoplados (Chang et al., 2000; Wang and Carton, 2003; Ruiz-Barradas et al., 2002). Por exemplo, Chang et al. (2000), utilizando um modelo de circulação acoplado, em que a parte oceânica é forçada pela resposta da atmosfera, observou que a representação dos processos de retro-alimentação positiva entre o vento e o fluxo de calor latente pode ter grande influência em processos oceânicos mais complexos, os quais podem agir em conjunto com a camada limite atmosférica na intensificação dessas retro-alimentações.

## 1.2 A camada de mistura oceânica do Oceano Atlântico equatorial

O programa observacional sobre o Oceano Atlântico equatorial realizado na década de 1980, o *Seasonal Response of the Equatorial Atlantic* (SEQUAL), forneceu muitas respostas sobre os processos físicos responsáveis pela distribuição sazonal de calor, massa e sal nessa região.

Weingartner and Tang (1987) mostraram que a termoclina possui uma variação vertical em fase com o ciclo de relaxação e intensificação dos ventos na bacia equatorial, devido ao deslocamento norte-sul da ZCIT. A termoclina equatorial é mais profunda no período em que os ventos são mais intensos, quando sua inclinação zonal também é maior, sendo mais rasa a leste e mais profunda a oeste. Esse regime de variação da termoclina caracteriza diferentes estados da camada superior oceânica ao longo do equador.

Weingartner and Weisberg (1991a,b) descrevem o ciclo anual da TSM e da camada de mistura oceânica (CMO) do Atlântico equatorial central, em 28° W, utilizando observações de diversas variáveis meteorológicas e oceanográficas, dentre as quais vento em superfície e perfis verticais de temperatura e velocidade no oceano, no período de 1983 a 1984. Utilizando essas observações, eles estimaram a advecção de temperatura devido a atuação de diferentes processos (ressurgência, atuação de ondas de instabilidade tropical, transporte zonal de calor), o armazenamento de calor e os fluxos de superfície, de modo a identificar os processos que ocasionam o ciclo anual de TSM e da CM. Eles verificaram que a extensão da CMO responde rapidamente à relaxação dos ventos na bacia equatorial, que, em 28° W, ocorre na metade de dezembro. Tal relaxação diminui drasticamente a mistura vertical, desacoplando a termoclina da CMO. Com isso, o fluxo de calor proveniente da atmosfera

fica aprisionado numa camada rasa, tendendo a aumentar a concentração de calor e a estabilidade estática. Esta situação de estabilidade se mantém durante os meses seguintes e é responsável pelo aquecimento progressivo dessa CMO rasa e pelos máximos anuais de TSM, sendo que esse período também é caracterizado por advecção de temperatura da superfície para as camadas inferiores e advecção zonal de calor para leste.

No final de abril e começo de maio os alísios voltam a se intensificar. Esse período inicial de intensificação dos ventos é marcado por ressurgência equatorial e rápida diminuição da TSM. Entre junho e agosto, dominam a advecção zonal de temperatura fria para oeste — decorrente da conhecida “língua fria equatorial” — enquanto nesse período, a queda da TSM é balanceada pelos vórtices de águas mais quentes providos pelas ondas de instabilidade tropicais, geradas em decorrência do cisalhamento horizontal entre a língua fria e as águas quentes com escoamento para leste da contra-corrente norte equatorial (Grotsky et al., 2005). A partir de agosto, o gradiente zonal de temperatura diminui, assim como a atividade das ondas de instabilidade tropicais. A partir desse período até o recomeço do ciclo, em dezembro, a CMO é mais extensa e o fluxo líquido de calor na superfície se encontra em equilíbrio com a taxa de entranhamento na base da CMO, sendo esse período o mais aconselhável para simulações com modelos unidimensionais de acordo com Weingartner and Tang (1987).

Yu et al. (2006), utilizando dados do *Objectively Analyzed Air-Sea Fluxes* (OAFflux, Yu et al., 2004a,b; Yu et al., 2008), do *International Satellite Cloud Climatology Project* (ISCCP, Zhang et al., 2004) e do *World Ocean Atlas* (WOA, Levitus and Boyer, 1994), estimaram a correlação entre a variação local de TSM e da profundidade da CMO ( $h_{cmo}$ ). Eles verificaram que, sobre o equador a oeste de  $20^\circ$  W, o aumento da TSM está caracterizado pelo mesmo mecanismo descrito por Weingartner and Weisberg (1991a,b), onde verificaram uma correlação negativa entre a variação de TSM e da  $h_{cmo}$  (a diminuição da  $h_{cmo}$  está correlacionada com um aumento da TSM, e vice-versa). Enquanto que, a leste de  $20^\circ$  W, foi verificada uma alta correlação positiva entre a variação de TSM e a  $h_{cmo}$ , relacionada com a ressurgência que ocorre na costa da África (os ventos de leste transportam água para longe da costa, o que ocasiona no levantamento da termoclina e diminuição da TSM).

Durante este trabalho de pesquisa não foi possível encontrar muitos trabalhos que estu-

dassem, especificamente, o campo de turbulência da CMO do Oceano Atlântico equatorial. Trabalhos mais correlatos encontrados foram de Dourado and Caniaux (2004) e Jeffrey et al. (2007, 2008). Nesses trabalhos foram utilizados dados de uma bóia PIRATA em ( $10^\circ$  S,  $10^\circ$  W). Dourado and Caniaux (2004), utilizaram um modelo de fechamento turbulento para o estudo de processos turbulentos da CMO e para estimar o efeito da película fria (em inglês, conhecido como *cool skin effect*) na estimativa da TSM. Jeffrey et al. (2007, 2008) têm utilizado o mesmo modelo usado neste trabalho a fim de parametrizar processos de troca de  $\text{CO}_2$  na interface ar-mar do Oceano Atlântico tropical.

No Oceano Pacífico, a CMO tem sido cenário de investigação de turbulência marinha desde os anos 1980, com as primeiras medidas de taxa de dissipação de energia cinética turbulenta ( $\epsilon$ ) em ( $0^\circ$ ,  $140^\circ$  W) (Moum et al., 1985; Gregg et al., 1985). Esses trabalhos trouxeram à tona a caracterização da camada superior oceânica no equador como uma região de mistura turbulenta intensa e profunda, podendo apresentar grande variação diurna, com valores de  $h_{cmo}$  comparáveis a de latitudes médias. Desde então, muitos trabalhos têm sido desenvolvidos a fim de elucidar os mecanismos físicos responsáveis pela produção de turbulência e na melhoria das simulações da camada superior oceânica nesta região.

Localmente, o vento em superfície na região equatorial é responsável pela geração de turbulência nos primeiros metros da CMO via cisalhamento, quebra de ondas de gravidade de superfície e circulação de Langmuir (e.g. Thorpe, 2003). Na grande escala, a presença da SCE na profundidade da termoclina ocasiona, logo acima desta, numa região de cisalhamento vertical intenso da componente zonal de corrente.

Medidas de  $\epsilon$  obtidas por Gregg et al. (1985) no Oceano Pacífico equatorial, apontaram a presença e as causas prováveis da variabilidade diurna da  $h_{cmo}$  nessa região. Eles verificaram que entre 10 e 30 m de profundidade, a turbulência variava em fase com o ciclo diurno do fluxo líquido de calor na superfície. Durante a noite, uma fração considerável da taxa de energia cinética turbulenta dissipada na camada, quantificada pelas medidas de  $\epsilon$ , era devido à produção térmica de turbulência (convecção), ocasionada pela instabilidade estática das águas mais superficiais decorrente da perda de calor da superfície para a atmosfera, principalmente devido ao fluxo de calor latente ( $Q_e$ ). Durante o período do dia, foi observado que *epsilon* era mínimo nessa camada acima de 30 m, devido à estratificação

estável causada pela incidência de radiação solar. Abaixo desta camada, entre 30 e 50 m, eles identificaram uma zona de cisalhamento intenso, que, apesar de dinâmica e estaticamente estável durante o período do dia ( $Ri_g > 0,25$ , sendo  $Ri_g$  o número de Richardson de gradiente), essa camada apresentava uma variação diurna de  $\epsilon$  equivalente à observada na camada entre 10 e 30 m durante a noite. Nessa camada, eles verificaram que a turbulência diminuía rapidamente com a profundidade.

A descoberta dessa camada turbulenta mais profunda levou os autores a considerarem algumas hipóteses para explicar a sua existência: absorção de radiação solar, existência de ciclo diurno do cisalhamento em profundidade, modulação de ondas de gravidade internas (OGI). Baseados em experimentos de laboratório (Linden, 1984), eles sugeriram a terceira como sendo a causa mais provável, com o argumento de que OGI seriam geradas na CMO noturna, altamente turbulenta (entre 10 e 30 m), irradiando essas ondas para maiores profundidades, gerando turbulência devido a quebra dessas ondas ao atingir a camada estaticamente estável de alto cisalhamento. Durante o dia, a fonte de geração dessas OGI seria suprimida pela estabilidade estática causada devido à radiação solar. No entanto, o conjunto de dados que eles dispunham não era ideal para uma investigação mais aprofundada sobre essa hipótese. Mais tarde, outras medições no Oceano Pacífico equatorial confirmaram a existência do ciclo diurno de turbulência profunda no equador (definida em inglês como *deep-cycle turbulence*), abaixo da base da CMO e acima do núcleo da SCE (e.g. Lien et al., 1995; McPhaden and Peters, 1992).

Estudos utilizando modelos numéricos têm mostrado a grande utilidade e complementaridade destas ferramentas em experimentos de laboratórios e de campo no estudo de processos físicos em ambientes marinhos, onde a disponibilidade de dados com alta resolução é baixa. Usando o modelo *large-eddy simulation* (LES) para estudar os processos físicos da camada superior oceânica no equador, Wang et al. (1996) verificaram a necessidade da inclusão de termos de grande escala nas equações médias do modelo, a fim de alcançar um estado de equilíbrio (estacionaridade) e de simular os fenômenos equatoriais de grande escala, como a SCE e processos advectivos. Resultados de trabalhos posteriores (Wang et al., 1998), incluindo esses termos, mostraram uma variação diurna de  $h_{cmo}$  de 5 a 30 m.

Wang et al. (1998) verificaram um ciclo diurno de turbulência similar ao descrito por

Gregg et al. (1985). Abaixo da CMO, durante o período diurno, prevalece a estabilidade dinâmica no escoamento, com  $0.25 < Ri_g < 0.50$ , devido à incidência de radiação solar. Próximo ao poente, iniciam-se os movimentos convectivos na CMO e a produção de turbulência aumenta. Durante o período noturno, a tensão do vento na superfície tende a manter um cisalhamento constante na camada superficial, enquanto movimentos convectivos homogeneizam a temperatura, resultando numa diminuição de  $Ri_g$  devido ao aumento do cisalhamento e da instabilidade estática. Eles concluíram que o entranhamento devido ao cisalhamento na base da CMO, o qual está diretamente ligado à instabilidade local do tipo Kelvin-Helmholtz, era a principal causa da geração de turbulência profunda pelo modelo. Contudo, eles reconheceram que o domínio espacial considerado nas simulações com o LES não viabilizava a reprodução das OGI — cujo comprimento de onda é entre 150 e 300 m — geradas na CMO noturna, como sugerido por Gregg et al. (1985).

Com o intento de contornar este problema de domínio espacial nas simulação das OGI usando o LES, Wang and Müller (2002) conduziram uma série de experimentos considerando um domínio maior do modelo. Nesses experimentos, eles variaram o perfil do cisalhamento na camada e a intensidade da perda de calor da superfície à noite, sendo que este último está relacionado com a intensidade da convecção na CMO noturna. Wang and Müller (2002) verificaram que, ao alcançar a região de grande cisalhamento, onde o escoamento é *marginalmente estável* ( $Ri_g \approx 0.25$ ), as OGI promoviam instabilidade dinâmica devido à sua quebra, sendo responsáveis, em grande parte, pela mistura abaixo da CMO, promovendo transporte turbulento de momento e propriedades escalares. Apesar do papel da convecção no aumento da produção de energia cinética turbulenta na CMO noturna, seus resultados mostraram que variações no resfriamento da superfície (da ordem de 10) não afetavam significativamente a produção de turbulência profunda e que o perfil de cisalhamento resultante da presença da SCE era o fator de maior contribuição na geração de mistura turbulenta em profundidade.

Também utilizando o modelo LES, Skyllingstad et al. (1999) simularam o ciclo diurno de turbulência utilizando como condições iniciais e condições de contorno superior, medidas obtidas no Oceano Pacífico oeste durante o *Tropical Ocean Global Atmosphere Coupled Ocean-Atmosphere Response Experiment* (TOGA COARE) durante um período de ventos intensos, comparando os resultados da simulação com as medidas de  $\epsilon$  feitas durante o

experimento. Neste trabalho, os autores descrevem a CMO de uma forma conceitual, dividindo-a em três regiões: uma camada superficial, a qual abrange os primeiros 10 m de profundidade, onde a mistura é promovida pelos processos de interação ar-mar; uma camada de cisalhamento intenso acima da termoclina, dos 40 aos 70 m de profundidade, onde turbulência é gerada localmente devido ao cisalhamento e a estabilidade estática age consumindo turbulência e; entre essas duas camadas, dos 10 aos 40 m, uma região influenciada pelos processos de interação ar-mar, efeitos locais de cisalhamento e produção térmica de turbulência, onde a mistura turbulenta é totalmente desenvolvida durante o período noturno.

### 1.3 Objetivos

O objetivo geral do projeto é estudar a evolução e a estrutura da CMO com ênfase nos processos turbulentos no oceano, utilizando o modelo oceânico de turbulência unidimensional GOTM.

Objetivos específicos do projeto são:

- caracterizar o ciclo sazonal das forçantes atmosféricas na região de estudo;
- implementar o modelo para a região equatorial;
- obter o balanço de energia na interface oceano-atmosfera;
- investigar o papel do vento na geração de energia cinética turbulenta na CMO;
- investigar a importância relativa dos termos da equação da energia cinética turbulenta no desenvolvimento da CMO

Na ausência de estudos sobre processos turbulentos na CMO equatorial no Oceano Atlântico, quando possível, os campos serão comparados qualitativamente com estudos observacionais e de simulações numéricas realizados no Oceano Pacífico equatorial.



## Modelo oceânico de turbulência

Burchard et al. (1999) desenvolveram uma ferramenta que compila os modelos de fechamento turbulento para a camada limite de escoamentos geofísicos de maior relevância, a qual chamaram de *General Ocean Turbulence Model*. O GOTM é uma ferramenta prática na simulação da CMO, permitindo a comparação entre diferentes fechamentos, inserção de dados — possibilitando o estudo de diferentes casos e cenários — e implementação de rotinas. Além do objetivo principal dos autores de construir uma ferramenta que permitisse unificar diferentes fechamentos turbulento para a CMO, outro objetivo era desenvolver um modelo de baixo custo computacional para simular os processos relevantes da CMO, com boa acurácia, para implementação em modelos oceânicos de circulação geral tridimensionais.

Burchard and Bolding (2001), usando o GOTM, compararam o desempenho de quatro diferentes fechamentos de segunda ordem utilizando o modelo  $k$ - $\epsilon$ . Os critérios considerados na comparação desses fechamentos foram: as considerações usadas nas parametrizações dos termos das equações do transporte dos momentos de segunda ordem (equação dos transportes de variâncias e covariâncias), consistência física, previsibilidade e economia computacional. Os fechamentos foram aplicados para diferentes cenários, simulando casos idealizados de experimentos em laboratório, numérico, usando LES, e um caso em ambiente real, utilizando dados de superfície e de sub-superfície de uma estação meteorológica no Atlântico norte. Os autores mostraram que, dentre os quatro fechamentos testados, o que melhor atendia os requisitos era o de Canuto et al. (2001).

O modelo  $k$ - $\epsilon$  com fechamento turbulento de Canuto et al. (2001) tem sido utilizado em estudos de CMO para diferentes casos. Por exemplo, Bolding and Burchard (2002)

utilizaram esse modelo no estudo da evolução da CMO no Mar do Norte; Jeffrey et al. (2007, 2008) têm usado o GOTM no desenvolvimento de uma nova parametrização para o fluxo de  $\text{CO}_2$  na interface ar-mar, estudando os efeitos da convecção oceânica noturna na absorção desse gás no Atlântico tropical.

Neste trabalho é usada a versão  $k$ - $\epsilon$  com fechamento de segunda ordem desenvolvido por Canuto et al. (2001) do GOTM para a simulação da turbulência na CMO equatorial. Daqui em diante, a sigla GOTM será referente a essa versão usada neste trabalho.

Nas próximas seções o modelo usado é descrito em detalhes: as equações médias consideradas — dadas as aproximações e hipóteses que simplificam o problema do fechamento turbulento — e a metodologia adotada para a aplicação do modelo na região equatorial; os detalhes do fechamento turbulento usado; as equações dinâmicas para  $k$  e  $\epsilon$ ; as condições de contorno consideradas pelo modelo e uma breve descrição de sua grade e das equações discretizadas.

## 2.1 Equações média

O modelo é baseado no tratamento estatístico da turbulência, o qual separa o escoamento em dois campos: médio e das flutuações ou turbulento, dado por:

$$a = A + a' \quad (2.1)$$

onde  $a$  representa o valor instantâneo de uma variável genérica do escoamento — mais comumente, as componentes do vetor velocidade  $(u, v, w)$ , temperatura  $(\theta)$  e salinidade  $(s)$  —  $A$  representa o campo médio das variáveis,  $(U, V, W, \Theta, S)$  e  $a'$  o campo turbulento  $(u', v', w', \theta', s')$ .

Aplicando 2.1 às equações primitivas que descrevem os escoamentos geofísicos sob efeito da rotação da Terra, descrito por um referencial não-inercial, e depois aplicando as propriedades da média de Reynolds, são obtidas as seguintes equações (um procedimento algébrico para obter essas equações e detalhes sobre as propriedades da média de Reynolds podem ser encontrados em Stull, 1988):

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} = & -U \frac{\partial U}{\partial x} - V \frac{\partial U}{\partial y} - W \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} - lW + fV \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left( \nu \frac{\partial U}{\partial x} - \overline{u'u'} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \nu \frac{\partial U}{\partial y} - \overline{u'v'} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu \frac{\partial U}{\partial z} - \overline{u'w'} \right) \end{aligned} \quad (2.2a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} = & -U \frac{\partial V}{\partial x} - V \frac{\partial V}{\partial y} - W \frac{\partial V}{\partial z} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial y} - fU \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left( \nu \frac{\partial V}{\partial x} - \overline{v'u'} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \nu \frac{\partial V}{\partial y} - \overline{v'v'} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu \frac{\partial V}{\partial z} - \overline{v'w'} \right) \end{aligned} \quad (2.2b)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial W}{\partial t} = & -U \frac{\partial W}{\partial x} - V \frac{\partial W}{\partial y} - W \frac{\partial W}{\partial z} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial z} + lU - \left( \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) g \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left( \nu \frac{\partial W}{\partial x} - \overline{w'u'} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \nu \frac{\partial W}{\partial y} - \overline{w'v'} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu \frac{\partial W}{\partial z} - \overline{w'w'} \right) \end{aligned} \quad (2.2c)$$

As equações obtidas acima são chamadas de equações média ou equações de Reynolds. As variáveis independentes são o tempo ( $t$ ) e as coordenadas cartesianas ( $x, y, z$ ), sendo  $x$  a coordenada zonal, apontando para leste,  $y$  a coordenada meridional, apontando para norte, e  $z$  a coordenada vertical, apontando para fora do centro da Terra, sendo zero na superfície média do oceano, positiva acima da superfície e negativa abaixo da superfície.

Isolado no lado esquerdo das equações está o termo de variação local. Do lado direito das equações, os três primeiros termos da esquerda são os termos advectivos; em seguida estão os termos de gradiente de pressão, onde  $P$  é a pressão hidrostática; em seguida estão as componentes do termo de Coriolis, onde  $2\vec{\Omega} = (0, 2\Omega \cos \phi, 2\Omega \sin \phi) = (0, l, f)$  são as componentes do vetor rotação da Terra, sendo  $\Omega = \frac{2\pi}{8164}$  rad s<sup>-1</sup> a frequência de rotação e  $\phi$  a latitude; nos próximos três termos (linhas inferiores de cada equação) os sub-termos da esquerda representam a transferência de momento devido às tensões viscosas, onde  $\nu = 1,3 \times 10^{-6}$  m<sup>2</sup> s<sup>-1</sup> é a viscosidade molecular, e os sub-termos da direita as tensões de Reynolds, dadas pelas variâncias e covariâncias, as quais estão relacionadas aos fluxos turbulentos das propriedades e aparecem como incógnitas adicionais ao sistemas de equações, caracterizando o problema de fechamento turbulento. Na Eq. 2.2c, o sexto termo do lado direito é o termo de gravidade reduzida, obtido aplicando a aproximação de Boussinesq,

onde  $g = 9,81 \text{ m s}^{-2}$  é a aceleração da gravidade,  $\rho_0 = 1027 \text{ kg m}^{-3}$  é a densidade de referência e  $\rho$  é a densidade média, calculada usando o algoritmo da UNESCO (Fofonoff and Millard, 1983), sendo que

$$\rho = \rho(\rho_0, \Theta, S) \quad (2.3)$$

Aplicando 2.1 e as propriedades da média de Reynolds, a equação média para conservação de energia fica:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Theta}{\partial t} = & -U \frac{\partial \Theta}{\partial x} - V \frac{\partial \Theta}{\partial y} - W \frac{\partial \Theta}{\partial z} - \frac{1}{\rho_0 c_p} \frac{\partial I}{\partial z} \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left( K_h \frac{\partial \Theta}{\partial x} - \overline{u'\theta'} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( K_h \frac{\partial \Theta}{\partial y} - \overline{v'\theta'} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_h \frac{\partial \Theta}{\partial z} - \overline{w'\theta'} \right) \end{aligned} \quad (2.4)$$

Analogamente à Eq. 2.2, do lado esquerdo encontra-se o termo de variação local; do lado direito, os três primeiros termos da esquerda são os termos advectivos; o quarto termo representa a fonte diabática de calor devido à incidência de radiação solar,  $I$ , na coluna d'água, sendo  $c_p = 3985 \text{ J kg}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  o calor específico da água à pressão constante e; os últimos três termos contém a difusão molecular de temperatura (subtermos do lado esquerdo), onde  $K_h = 1,4 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  é a difusividade molecular, e as covariâncias entre as velocidades e temperatura representam os fluxos turbulentos na teoria estatística e surgem também como novas incógnitas no sistema de equações.

Analogamente, a equação média para conservação de sal fica:

$$\begin{aligned} \frac{\partial S}{\partial t} = & -U \frac{\partial S}{\partial x} - V \frac{\partial S}{\partial y} - W \frac{\partial S}{\partial z} \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left( K_s \frac{\partial S}{\partial x} - \overline{u's'} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( K_s \frac{\partial S}{\partial y} - \overline{v's'} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_s \frac{\partial S}{\partial z} - \overline{w's'} \right) \end{aligned} \quad (2.5)$$

onde, novamente, do lado esquerdo da equação tem-se o termo de variação local; do lado direito da equação, os três primeiros termos são as advecções de sal; e os últimos três termos são a difusão molecular de sal e o transporte turbulento de sal nas respectivas direções, onde  $K_s = 1,1 \times 10^{-9} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  é a difusividade molecular do sal.

As Eqs. 2.2-2.5 representam as equações média de forma completa em escoamentos geofísicos. No entanto, o modelo considera algumas aproximações e considerações que simplificam essas equações, as quais são:

1. razão de aspecto pequena (a escalas horizontais são muito maiores que as verticais, uma análise de escala dos termos de cada equação pode ser encontrada em Burchard, 2002);
2. camada limite horizontalmente homogênea, permitindo desprezar as derivadas horizontais dos termos de difusão;
3. o modelo é unidimensional, negligenciando os termos restantes das derivadas horizontais (advecção e gradiente de pressão).

Essas aproximações implicam na aproximação hidrostática da Eq.2.2c e também impossibilitam o diagnóstico da velocidade vertical pela equação da continuidade para fluido incompressível, devido à consideração 3, pois

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \Rightarrow \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (2.6)$$

Considerando que o modelo está sendo aplicado sobre o equador e que, portanto, o parâmetro de Coriolis,  $f$ , vai para zero, as equações média usadas neste trabalho ficam:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu \frac{\partial U}{\partial z} - \overline{u'w'} \right) - \frac{1}{T_{assim}} (U - U_{obs}) \quad (2.7a)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu \frac{\partial V}{\partial z} - \overline{v'w'} \right) - \frac{1}{T_{assim}} (V - V_{obs}) \quad (2.7b)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0 c_p} \frac{\partial I}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_h \frac{\partial \Theta}{\partial z} - \overline{w'\theta'} \right) - \frac{1}{T_{assim}} (\Theta - \Theta_{obs}) \quad (2.7c)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( K_s \frac{\partial S}{\partial z} - \overline{w's'} \right) - \frac{1}{T_{assim}} (S - S_{obs}) \quad (2.7d)$$

Os termos da extrema direita, adicionados à Eq. 2.7, são os termos para assimilação de dados, utilizados neste estudo para inserção do conjunto de dados derivados de observações de sub-superfície do PIRATA, que são mostrados no Capítulo 3. Nesses termos, o sub-índice *obs* refere-se aos dados derivados das observações e  $T_{assim}$  é o período de assimilação, que deve ser prescrito.

Como discutido no Capítulo 1, baseando-se em trabalhos do SEQUAL, diversos processos são inerentes ao escoamento na CMO do Atlântico equatorial conforme o regime de ventos na superfície: advecção zonal de calor, ressurgência, presença da SCE. Os termos de assimilação possibilitam, de certa forma, a inserção desses processos no modelo, permitindo simulações mais realística do campo turbulento da CMO do Atlântico equatorial pelo fechamento turbulento. A escolha de um  $T_{assim}$  ideal permite escolher a dependência das simulações do campo médio observado.

Com essas aproximações e considerações, o problema do fechamento turbulento é simplificado, sendo necessário apenas obter as covariâncias entre as flutuações das propriedades do escoamento e da velocidade vertical. As equações média passam a depender da difusão vertical (molecular e turbulenta) das propriedades e dos termos de assimilação. A Eq. 2.7c apresenta um termo adicional de aquecimento diabático, sendo  $I(z)$  obtido pela seguinte equação exponencial:

$$I(z) = OC(Be^{z/\eta_1} + (1 - B)e^{z/\eta_2}) \quad (2.8)$$

onde  $OC$  é o balanço de onda curta na superfície;  $B$ ,  $\eta_1$  e  $\eta_2$  são coeficientes de absorção fornecidos por Jerlov (1968), sendo que neste trabalho foram utilizados os coeficientes para águas claras do tipo IA.

## 2.2 Fechamento turbulento

O fechamento turbulento do modelo é baseado no princípio de viscosidade e difusividade turbulenta (PVT) proposto por Boussinesq (1877). Utilizando a variável dependente

genérica  $a$ , usada na Eq. 2.1, o PVT é dado pela seguinte equação:

$$\overline{a'w'} = -\nu_t \frac{\partial A}{\partial z} \quad (2.9)$$

onde  $\nu_t$  é o coeficiente de viscosidade ou difusividade turbulenta. Logo, no PVT, os momentos estatísticos de segunda ordem são obtidos pelo gradiente dos momentos estatísticos de primeira ordem e o coeficiente de viscosidade ou difusividade turbulenta, o que caracteriza um fechamento turbulento de primeira ordem. Porém, a viscosidade e difusividade turbulenta não são constantes nesse modelo, sendo o seu cálculo baseado em fechamento de segunda ordem, em que os momentos estatísticos de segunda ordem são obtidos através de equações dinâmicas e todos os momentos de ordem maiores presentes nessas equações são descritos pelos gradientes das propriedades médias ou gradientes dos momentos de segunda ordem (Burchard and Umlauf, 2007).

De acordo com a parametrização proposta por Prandtl (1945) e Kolmogorov (1942), o coeficiente de viscosidade turbulenta pode ser determinado da seguinte forma:

$$\nu_t = c v_{eqm} \ell \quad (2.10)$$

onde  $v_{eqm}$  corresponde ao erro quadrático médio da velocidade na direção transversal à direção do escoamento médio, sendo a escala de velocidade da turbulência;  $\ell$  é o comprimento de mistura, sendo a escala de comprimento dos vórtices turbulentos que interagem com o escoamento médio, podendo ser definida como a distância em que as propriedades do escoamento, características de um determinado nível no eixo transversal ao do escoamento médio, são totalmente difundidas; e  $c$  é um coeficiente de proporcionalidade que satisfaz o PVT para a teoria estatística de turbulência (uma explicação acessível dessa parametrização pode ser encontrada em Tennekes and Lumley, 1972).

A escala de velocidade turbulenta pode ser dada pela energia cinética turbulenta ( $k$ ), pois

$$k = \frac{1}{2} v_{eqm}^2 \Rightarrow v_{eqm} = (2k)^{1/2} \quad (2.11)$$

O comprimento de mistura,  $\ell$ , pode ser obtido em função da taxa de dissipação de energia cinética turbulenta de acordo com a relação de proporcionalidade proposta por Taylor (1935), a qual estabelece que a dissipação viscosa de energia cinética turbulenta pode ser estimada através dinâmica dos turbilhões de grande escala, os quais interagem com o escoamento médio, não envolvendo viscosidade. Essa aproximação considera que toda a energia dissipada a taxa de  $\epsilon$  é igual à energia proveniente do escoamento médio, sendo um estado do escoamento conhecido como estado de equilíbrio de turbulência ou de turbulência estacionária.

Logo,  $\ell$  é dado por:

$$\ell = c_\ell \frac{v_{eqm}^3}{\epsilon} \quad (2.12)$$

onde  $c_\ell$  é um coeficiente de proporcionalidade para a relação proposta por Taylor.

Usando 2.11 na equação anterior, tem-se

$$\ell = c_\ell \frac{(2k)^{3/2}}{\epsilon} \quad (2.13)$$

Substituindo 2.11 e 2.13 em 2.10, a seguinte relação é obtida

$$\nu_t = c_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (2.14)$$

sendo a viscosidade ou difusividade turbulenta em função de  $k$ ,  $\epsilon$  e um novo coeficiente de proporcionalidade,  $c_\mu$ .

Dessa forma, as covariâncias nas Eq. 2.7 são obtidas pela Eq. 2.9, sendo a viscosidade turbulenta obtida pela Eq. 2.14.

No fechamento de segunda ordem usado, os coeficientes de proporcionalidade da Eq. 2.14 são conhecidos como funções de instabilidade e são diferentes para o transporte de momento ( $c_\nu^m$ ) e iguais para o transporte de calor e sal ( $c_\nu^h$ ). As funções de instabilidade dependem de apenas de dois parâmetros adimensionais:

$$\begin{aligned}\alpha_m &= \frac{k^2}{\epsilon^2} S^2 \\ \alpha_h &= \frac{k^2}{\epsilon^2} N^2\end{aligned}\tag{2.15}$$

onde  $S$  e  $N$  são, respectivamente, o cisalhamento e a frequência de empuxo, dados por

$$S^2 = \left[ \left( \frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \right]\tag{2.16}$$

$$N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \left( \frac{\partial \rho}{\partial z} \right)\tag{2.17}$$

Logo, o campo turbulento depende do tipo de fechamento, neste caso, de Canuto et al. (2001), do campo médio fornecido ou prognosticado pelo modelo, de  $k$  e  $\epsilon$ .

No modelo  $k$ - $\epsilon$  são utilizadas duas equações dinâmicas para o cálculo dessas propriedades. A equação de  $k$  é dada por

$$\frac{\partial k}{\partial t} = P + B + T - \epsilon\tag{2.18}$$

onde  $P$  é a produção mecânica de  $k$ ,

$$P = \nu_t S^2\tag{2.19}$$

$B$  é a produção/dissipação de  $k$  devido ao empuxo,

$$B = -K_t N^2\tag{2.20}$$

onde  $K_t$  é o coeficiente de difusividade turbulenta.

$T$  é o termo de difusão vertical de  $k$  e parametriza os momentos estatísticos de terceira ordem da equação de  $k$  derivada da equação do transporte das tensões de Reynolds (e.g. Tennekes and Lumley, 1972; Stull, 1988),

$$T = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right)\tag{2.21}$$

onde  $\sigma_k = 1,0$  é conhecido como número de Shimidt para  $k$ .

A equação para  $\epsilon$  é obtida através de uma combinação linear dos termos da Eq. 2.18,

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = \frac{\epsilon}{k} (c_{\epsilon 1} P + c_{\epsilon 3} B + c_{\epsilon 2} \epsilon) - T_{\epsilon} \quad (2.22)$$

onde  $c_{\epsilon 1} = 1,44$ ,  $c_{\epsilon 2} = 1,92$  e  $c_{\epsilon 3}$  (igual a  $-0,4$  para camada estaticamente instável e igual a  $1,0$  para camada estaticamente estável, de acordo com Burchard and Baumert, 1995) são constantes empíricas e  $T_{\epsilon}$  é a difusão vertical de  $\epsilon$ , dada por

$$T_{\epsilon} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\nu_t}{\sigma_{\epsilon}} \frac{\partial k}{\partial z} \right) \quad (2.23)$$

onde  $\sigma_{\epsilon} = 1,3$  é o número de Shimidt para  $\epsilon$ .

### 2.3 Condições de contorno

O modelo utiliza condições de fluxo (tipo Neumann) no cálculo das condições de contorno superior.

Para as equações de conservação de momento, Eqs. 2.7a,b, o fluxo na superfície é dado por:

$$\begin{aligned} -(\overline{u'w'})_0 &= \frac{\tau_0^x}{\rho_0} \\ -(\overline{v'w'})_0 &= \frac{\tau_0^y}{\rho_0} \end{aligned} \quad (2.24)$$

onde  $\tau_0^x$  e  $\tau_0^y$  são as componentes horizontais da tensão de cisalhamento do vento.

Para a equação de conservação de calor, Eq. 2.7c, a condição de fluxo na superfície é

$$-(\overline{\theta'w'})_0 = \frac{Q_n}{\rho_0 c_p} = \frac{OC + OL + Q_e + Q_h}{\rho c_p} \quad (2.25)$$

onde  $Q_n$  é o fluxo líquido de calor na superfície;  $OC$  é o balanço de onda curta na superfície, dado pela seguinte relação

$$OC = OC \uparrow + OC \downarrow \quad (2.26)$$

onde  $OC \uparrow$  é a onda curta refletida pela superfície e  $OC \downarrow$  é a onda curta incidente na superfície. O balanço de onda longa,  $OL$ , é dado por

$$OL = OL \uparrow + OL \downarrow \quad (2.27)$$

onde  $OL \uparrow$  é a onda longa emitida pela superfície e  $OL \downarrow$  é a onda longa emitida pela atmosfera para a superfície. Os fluxos turbulentos de calor latente e sensível na superfície são  $Q_e$  e  $Q_h$ . Valores positivos de  $Q_n$  indicam ganho de calor do oceano.

No Capítulo 3 é detalhado a estimativa dos fluxos turbulentos de superfície,  $\tau_0^x$ ,  $\tau_0^y$ ,  $Q_e$  e  $Q_h$ , calculados a partir do método bulk desenvolvido durante o experimento TOGA COARE.

Para a equação de conservação de sal, Eq. 2.7d, não foi considerada condição de contorno superior. No entanto, as variações de densidade na superfície devido à precipitação ou evaporação são inseridos nas simulações pelos termos de assimilação de dados nas Eqs. 2.7c,d, utilizando as observações de temperatura e salinidade a 1 m de profundidade do PIRATA.

Para a equação de  $k$  (Eq. 2.18) foi usada condição de fluxo nulo na superfície.

Para a equação de  $\epsilon$  (Eq. 2.22) foi usada uma condição de fluxo derivada da lei da parede (Burchard, 2002), dada por

$$T_{\epsilon 0} = -c_\ell \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon \kappa} \frac{k^{3/2}}{(z + z_0)^2} \quad (2.28)$$

onde  $z_0$  é o comprimento de rugosidade na superfície e  $\kappa = 0,4$  é a constante de von Karman.

Para a condição de contorno inferior, o modelo considera condições de tampa rígida ( $U = 0$ ,  $V = 0$ ) e de fluxo nulo (Eq. 2.9 igual a zero), considerando o fundo como uma superfície rígida. Como neste trabalho está sendo estudada uma região onde o fundo do oceano não interage com a CMO, a profundidade da coluna d'água considerada nas simulações, ou o domínio vertical do modelo ( $H$ ), foi tal que não influenciasse os processos na CMO, sendo de 200 m.

## 2.4 Grade do modelo e discretização da equação de difusão

O modelo utiliza uma grade vertical em coordenada cartesiana do fundo, em  $z = -H$ , até a superfície livre do oceano,  $z = \zeta$ . A grade vertical é discretizada de forma que as propriedades médias se encontram no meio das camadas e as propriedades turbulentas no limite entre as camadas (Figura 2.1). Esse método de discretização de grade é comum em modelos de turbulência e é conhecido em inglês como *staggered grid*. Esse esquema é útil para a discretização de equações de difusão, diferenciais parciais de segunda ordem, que é o caso dos termos de difusão molecular e turbulenta ao aplicar a Eq. 2.9 nas equações do modelo, Eq 2.7.

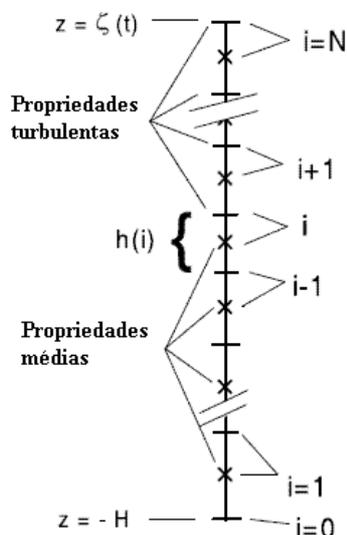


Figura 2.1: Grade vertical do GOTM (*staggered grid*). Cruzes indicam o meio de uma camada e traços os limites entre as camadas. Figura adaptada de Burchard (2002).

Na discretização desses termos é usado o método numérico proposto por Crank e Nicholson (1947), avançado no tempo e centrado no espaço. A equação de difusão discretizada nos contornos superior ( $i = N_i$ ), inferior ( $i = 1$ ) e no nível intermediário é dada por:

$$\begin{aligned}
\frac{A_{N_i}^{n+1} - A_{N_i}^n}{\Delta t} - \frac{F_s - \nu_{N_i-1}^n \frac{A_{N_i}^{n+\sigma} - A_{N_i-1}^{n+\sigma}}{0,5(h_{N_i}^{n+1} + h_{N_i-1}^{n+1})}}{h_{N_i}^{n+1}} &= 0 \\
\frac{A_i^{n+1} - A_i^n}{\Delta t} - \frac{\nu_i^n \frac{A_{i+1}^{n+\sigma} - A_i^{n+\sigma}}{0,5(h_{i+1}^{n+1} + h_i^{n+1})} - \nu_{i-1}^n \frac{A_i^{n+\sigma} - A_{i-1}^{n+\sigma}}{0,5(h_i^{n+1} + h_{i-1}^{n+1})}}{h_i^{n+1}} &= 0 \\
\frac{A_1^{n+1} - A_1^n}{\Delta t} - \frac{\nu_1^n \frac{A_2^{n+\sigma} - A_1^{n+\sigma}}{0,5(h_2^{n+1} + h_1^{n+1})} - F_b}{h_1^{n+1}} &= 0
\end{aligned} \tag{2.29}$$

onde  $F_s$  é o fluxo na superfície e  $F_b$  é o fluxo no contorno inferior;  $n$  corresponde ao passo de tempo;  $h$  corresponde à espessura das camadas; e  $\sigma$  é o coeficiente de implicitude, sendo igual a 1 neste trabalho, considerando um esquema implícito.

A grade do modelo é resolvida usando o método da eliminação de Gauss. Maiores detalhes em Burchard et al. (1999) e Burchard (2002).



## Região de estudo e dados

O estudo da região central da bacia equatorial do Oceano Atlântico foi baseado nos dados observados de uma bóia oceanográfica do *Prediction and Research Moored Array over the Tropical Atlantic Ocean* (PIRATA, Servain et al., 1998; Boulès et al. 2008), localizada em ( $0^\circ$ ,  $23^\circ$  W), como mostra a Figura 3.1. Esta bóia compõe a rede de bóias pioneira do PIRATA, possuindo uma extensa série temporal das variáveis meteorológicas e oceanográficas (Boulès et al., 2008), além de ser a única que mede perfil vertical de velocidade. Como o PIRATA mede apenas onda curta incidente na superfície ( $OC\downarrow$ ) como componente do balanço de radiação (recentemente, passou a medir também a onda longa emitida pela superfície,  $OL\uparrow$ ), para fechar o balanço de radiação na superfície — e consequentemente o balanço de calor (Eq. 2.25), o qual é a condição de contorno superior (CCS) da Eq. 2.7c — foram usados dados de  $OC\uparrow$ ,  $OL\uparrow$  e  $OL\downarrow$  do *NASA/GEWEX Surface Radiation Budget Project* (SRB, <http://gewex-srb.larc.nasa.gov>).

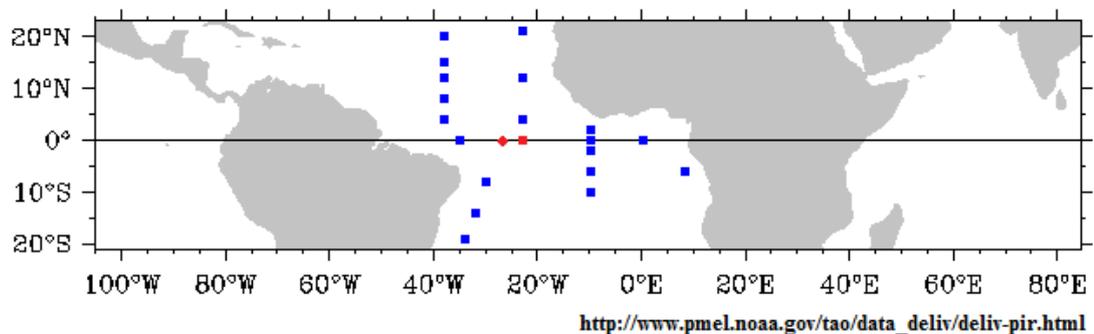


Figura 3.1: Rede de bóias do PIRATA (quadrados). O quadrado vermelho mostra o local da bóia da qual os dados foram usados neste trabalho, em ( $0^\circ$ ,  $23^\circ$  W), e o círculo vermelho o local do experimento de Weingartner e Weisberg (1991a,b), em ( $0^\circ$ ,  $28^\circ$  W).

### 3.1 Conjunto de dados do PIRATA

A Tabela 3.1 mostra as informações sobre o conjunto de dados medidos em superfície pelo PIRATA usados neste trabalho e a altura dos sensores na bóia.

Variável	Altura do sensor
Vento	4,0 m
Ppt e OC↓	3,5 m
$T_a$ e UR	3,0 m
TSM	-1,0 m

*Tabela 3.1* - Conjunto de variáveis meteorológicas — vento, precipitação (ppt), temperatura do ar ( $T_a$ ), umidade relativa (UR) — e TSM medidos pelo PIRATA e altura dos sensores na bóia oceanográfica. Período de dados utilizado corresponde a março de 1999 a junho de 2006.

A Figura 3.2 mostra as médias mensais climatológicas das variáveis meteorológicas e da TSM usadas no estudo, correspondentes ao período de março de 1999 a junho 2006. Nessa figura observa-se a existência de duas estações. A primeira metade do ano é caracterizada por ventos horizontais menos intensos, de leste (componente meridional é próxima de zero), com valor médio de  $2 \text{ m s}^{-1}$ ; maior temperatura do ar ( $T_a$ ) e da TSM, com picos em abril, de  $27,5 \text{ }^\circ\text{C}$  e  $29,5 \text{ }^\circ\text{C}$ , respectivamente, e maior gradiente vertical de temperatura entre fevereiro e abril; maior umidade específica de saturação na superfície ( $q_0$ , a qual é função da TSM); período chuvoso, com extremos anuais entre fevereiro e maio; e menor incidência de radiação de onda curta, com maior variância, principalmente entre março e maio.

A segunda metade do ano é caracterizada por ventos de sudeste, mais intensos, com valores médios de  $6 \text{ m s}^{-1}$ ; menores  $T_a$  e TSM, com valores mínimos de, respectivamente,  $24,5 \text{ }^\circ\text{C}$  e  $25,0 \text{ }^\circ\text{C}$ , entre julho e agosto; menor  $q_0$ ; pouca precipitação; maior incidência de radiação solar na superfície, com a máxima entre setembro e outubro.

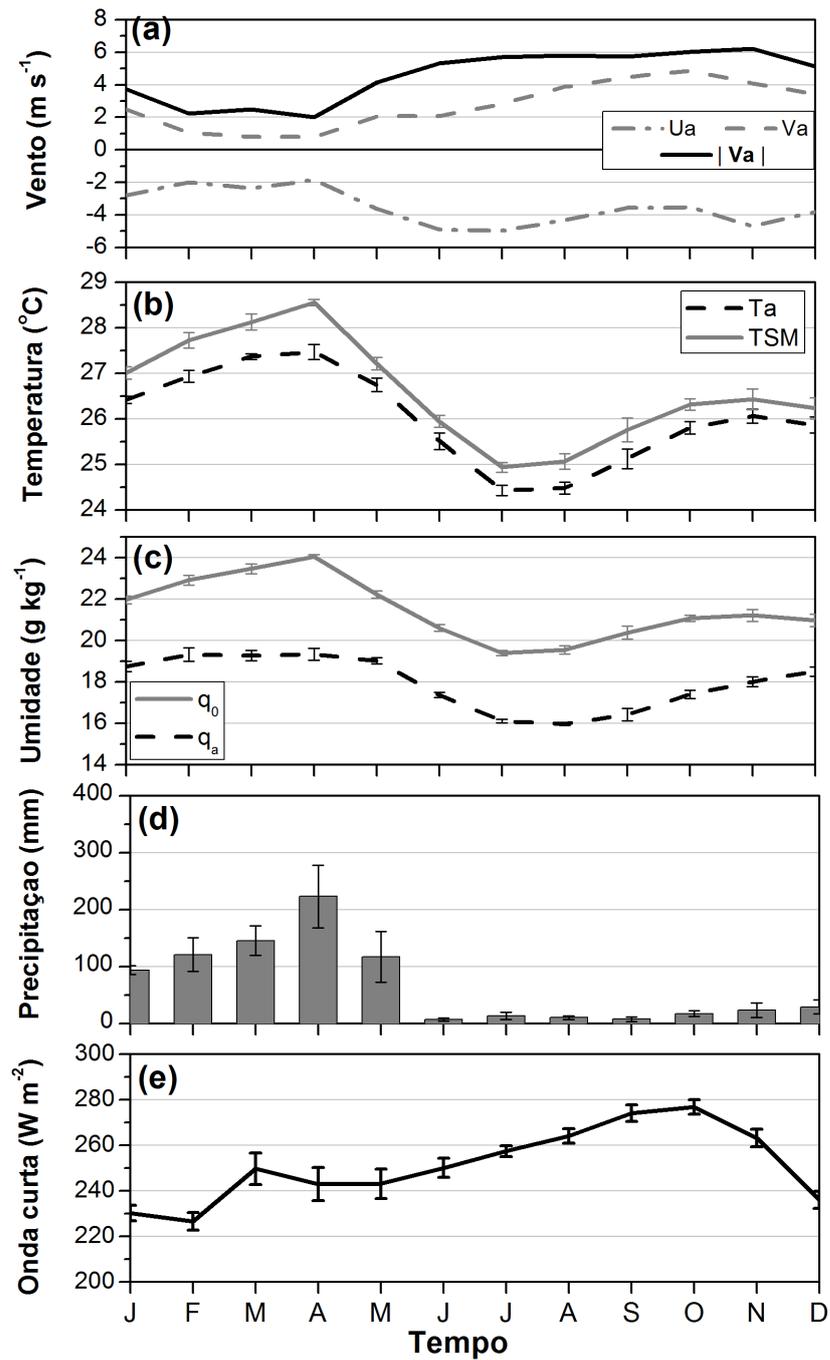


Figura 3.2: Médias mensais climatológicas das variáveis meteorológicas e TSM da bóia PIRATA usadas no trabalho. Dados correspondem ao período de março de 1999 a junho de 2006. (a) Componente zonal ( $U_a$ , ponto e linha cinza), componente meridional ( $V_a$ , linha cinza tracejada) e intensidade total ( $|\vec{V}_a|$ , linha preta contínua) do vento; (b) Temperatura do ar ( $T_a$ , linha preta tracejada) e TSM (linha cinza contínua); (c) umidade específica do ar ( $q_a$ , linha preta tracejada) e umidade específica de saturação à TSM ( $q_0$ , linha cinza contínua); (d) precipitação acumulada média e (e) onda curta incidente. As barras verticais indicam o erro estatístico.

Com esse quadro é possível caracterizar o período em que a ZCIT se encontra sobre a região, o qual é comumente identificado como o período de maior TSM e precipitação, entre dezembro e maio. A maior variância de  $OC\downarrow$  (barras de erro na Figura 3.2e) mostra também esse período com maior variação de nebulosidade. A partir de maio, observa-se na Figura 3.2a que os alísios começam a se intensificar, como observado também por Weingartner and Weisberg (1991a,b), assim como a relaxação dos ventos tem início a partir de dezembro.

Baseando-se nos dois regimes de vento e nos períodos de transição, foram estabelecidos dois períodos para o estudo com o GOTM. Esses períodos se encontram fora da transição dos regimes de vento, os quais são responsáveis por ocasionar movimentos da termoclina na bacia equatorial, de modo que a CMO se torne aproximadamente estacionária na escala sazonal. Com isso, os períodos escolhidos foram de fevereiro a abril, caracterizado pela presença da ZCIT, daqui em diante chamado de *Estação 1*, e o segundo período, caracterizado pelos ventos em superfície mais intensos, pouca precipitação e maior incidência de radiação solar, de agosto a outubro, chamado daqui em diante de *Estação 2*.

A seguir são mostradas as séries de dados usadas como CCS (Eqs. 2.3 e 2.25) e nos termos de assimilação (Eq. 2.7) nas simulações com o GOTM e a metodologia usada para a obtenção dessas séries.

### 3.1.1 Fluxos turbulentos de superfície

O cálculo dos fluxos turbulentos de momento  $(\tau_0^x, \tau_0^y)$ , calor sensível  $(Q_h)$  e calor latente  $(Q_e)$  na superfície oceânica é comumente feito utilizando o método bulk aerodinâmico, o qual permite estimar esses fluxos através do uso das variáveis atmosféricas padrões a uma altura de referência e a TSM:

$$\tau_0^x = \rho_a C_{Dx} |\vec{V}| U_a \quad (3.1a)$$

$$\tau_0^y = \rho_a C_{Dy} |\vec{V}| V_a \quad (3.1b)$$

$$Q_h = \rho_a c_{pa} C_h |\vec{V}| (T_a - TSM) \quad (3.1c)$$

$$Q_e = \rho_a L_e C_e |\vec{V}| (q_a - q_0) \quad (3.1d)$$

onde  $U_a$  e  $V_a$  são as componentes zonal e meridional do vento na altura de medição;  $T_a$  é a temperatura do ar;  $q_a$  é a umidade específica do ar, obtida usando as medidas de umidade relativa e a umidade específica de saturação do ar ( $q_{as}$ ), sendo esta última calculada com  $T_a$  usando a expressão de Bolton (1980);  $q_0$  é a umidade específica de saturação à TSM, também calculada utilizando a fórmula de Bolton (1980);  $|\vec{V}| = (U_a^2 + V_a^2 + W_g)^{1/2}$  é o módulo da velocidade do vento, sendo  $W_g$  proporcional à escala de velocidade vertical, o que prevê o fluxo ser nulo quando não há componentes horizontais do vento (Fairall et al. 1996);  $\rho_a$  é a densidade do ar, calculada através da Lei dos Gases,  $P_a = \rho_a R T_a$ , onde  $P_a$  é a pressão atmosférica, para a qual foi utilizado um valor constante de 1008 hPa;  $c_{pa} = 1004,67 \text{ J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  é o calor específico do ar à pressão constante;  $R = 287,1 \text{ J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  é a constante dos gases para o ar seco; e  $L_e = (2,501 - 0,00237 \times TSM) 10^{-6} \text{ J kg}^{-1}$  é o calor latente de vaporização da água.

Existe uma discussão histórica em torno da parametrização das fórmulas bulk devido aos coeficientes de troca turbulenta  $C_{Dx}$ ,  $C_{Dy}$ ,  $C_h$ ,  $C_e$ , os quais funcionam como coeficientes de viscosidade e difusividade turbulenta na interface ar-mar. Na literatura existem diversos trabalhos que sugerem diferentes valores constantes ou expressões para o cálculo desses coeficientes. Uma revisão sobre o assunto pode ser vista em Garrat (1977), Smith (1988) e Smith et al. (1996). Sabe-se que esses coeficientes variam com a estabilidade dinâmica e estática da camada limite superficial atmosférica.

Durante a campanha experimental do TOGA COARE, em que foram feitas medidas diretas dos fluxos turbulentos de superfície no Oceano Pacífico tropical oeste, foi desenvolvido um novo algoritmo para o cálculo desses fluxos baseado no uso das fórmulas bulk, em que os coeficientes de troca turbulenta são calculados utilizando a Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov para a camada limite superficial atmosférica. Esse algoritmo foi ajustado empiricamente usando longas séries de medidas de fluxos turbulentos de superfície sobre o Pacífico e, atualmente, tem sido utilizado em muitos trabalhos na área de interação ar-mar. Detalhes sobre o embasamento empírico e teórico desse algoritmo podem ser encontrados em Fairall et al. (1996). Fairall et al. (2003) mostram um melhoramento desse algoritmo, avaliado com uma série maior de medidas de fluxos turbulentos, tendo

acurácia de 5% para ventos entre 0 e 10 m s<sup>-1</sup> e de 10% para ventos de até 20 m s<sup>-1</sup>. Esse último algoritmo foi chamado de COARE v3.0 e é utilizado neste trabalho. Portanto, para o cálculo dos fluxos turbulentos de superfície, foram usadas as observações das variáveis da bóia PIRATA, com resolução de 10 min, e o algoritmo bulk aerodinâmico COARE v3.0.

Para o cálculo desses fluxos foram considerados apenas os instantes em que todas as variáveis padrões estivessem disponíveis, de forma que as séries de 10 min desses fluxos fossem iguais. Este procedimento resultou numa redução considerável das séries temporais dos fluxos. A Figura 3.3 mostra como exemplo a série de  $\tau_0^x$  resultante da aplicação da metodologia como exemplo. Após a obtenção dessas séries, foram calculadas médias horárias para todo o período. Com as séries horárias obtidas, foram calculadas médias horárias climatológicas desses fluxos. Essas séries horárias climatológicas foram utilizadas como CCS nas simulações com o GOTM.

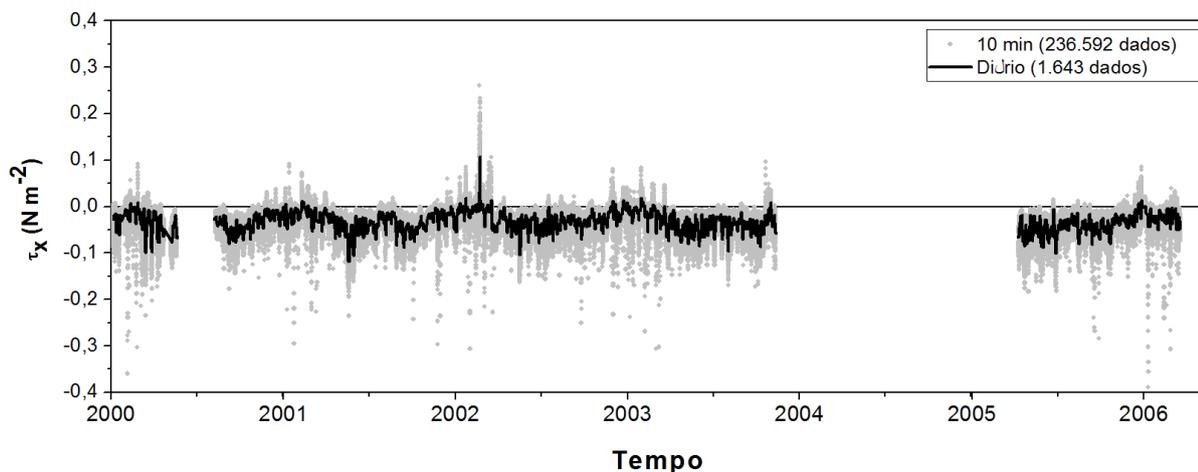


Figura 3.3: Série temporal de  $\tau_0^x$ , exemplificando as séries temporais resultantes da metodologia usada para o cálculo dos fluxos turbulentos de superfície e que foram utilizadas para calcular as climatologias horárias.

A Figura 3.4a mostra que módulo da tensão de cisalhamento zonal na superfície é menor de janeiro à metade de abril e que a componente meridional (Figura 3.4b) é quase nula nesse período, caracterizando direção de leste nesses meses. A partir da metade de abril, a tensão de cisalhamento na superfície começa a se intensificar. A componente zonal aumenta (Figura 3.4a), em módulo, a uma taxa maior que a componente meridional (Figura 3.4b), apresentando valores máximos entre junho e agosto, desintensificando-se até

setembro e apresentando novamente um máximo entre outubro e dezembro, enquanto a componente meridional apresenta apenas um máximo anual, entre setembro e novembro. Portanto, a intensidade total do fluxo de cisalhamento da superfície na região é mínimo entre janeiro e metade de abril (Figura 3.4c), quando a partir desse período começa a se intensificar, apresentando valores máximos entre metade de junho e final de novembro. A partir de maio, com a intensificação da tensão de cisalhamento na superfície, é possível notar a existência de um ciclo diurno, com valores máximos entre às 06 e 14 h, diminuindo após esse período, não apresentando variações maiores que  $0,01 \text{ N m}^{-2}$  no decorrer do período diurno (Figura 3.4c). Esse ciclo diurno da tensão de cisalhamento na superfície tem grande importância no ciclo diurno da CMO, como será visto no Capítulo 4.

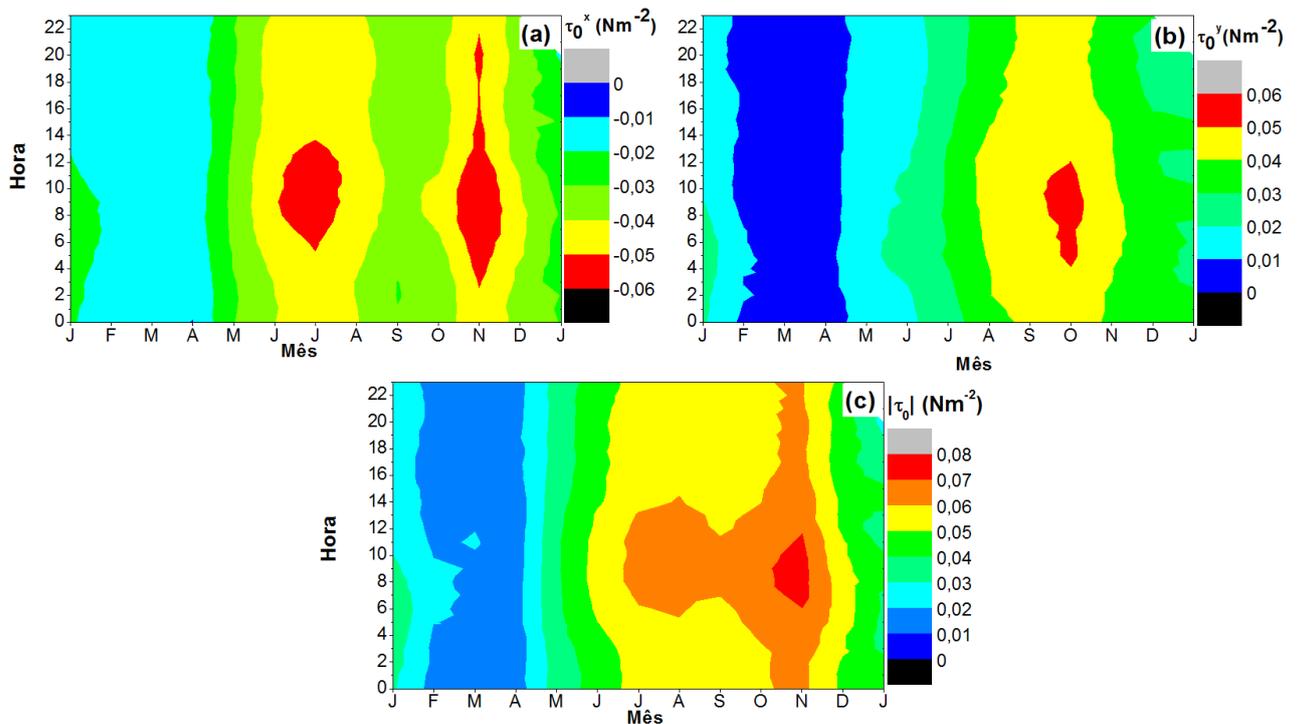


Figura 3.4: Médias horárias climatológicas de fluxo de momento na superfície, usadas como condição de contorno superior nas simulações com o GOTM. (a) Componente zonal; (b) componente meridional e (c) módulo. Médias horárias para o período de 2000 a 2006 (Figura 3.3).

O fluxo de calor latente (Figura 3.5a) é dirigido pelos ventos em superfície e pelas variações no gradiente vertical de umidade, devido a variações da TSM em determinados períodos. O fluxo de calor latente é menor de dezembro a fevereiro, variando entre 40 e  $80 \text{ W m}^{-2}$ , intensificando-se a partir de março, quando é possível observar valores de

até  $100 \text{ W m}^{-2}$ . Entre a metade de maio e início de junho é possível notar uma queda de  $Q_e$ , variando predominantemente entre  $40$  e  $60 \text{ W m}^{-2}$ . A Figura 3.2 mostra que, em maio,  $q_0$  cai quase  $2,0 \text{ g kg}^{-1}$ , enquanto que  $q_a$  quase não varia em relação a abril, o que significa uma redução do gradiente vertical de umidade e conseqüentemente a queda de  $Q_e$  (Eq. 3.1d). A diminuição de  $q_0$  em maio se deve à queda de TSM (Figura 3.2b), que ocorre com o início da intensificação dos ventos e a ressurgência equatorial nesse período (Weingartner and Weisberg, 1991a,b). De junho em diante, com o progressivo aumento do vento (Figura 3.2a) e manutenção do gradiente vertical de umidade (Figura 3.2),  $Q_e$  aumenta progressivamente até seu máximo, entre agosto e começo de novembro, quando aparecem valores de até  $120 \text{ W m}^{-2}$ . Em dezembro, com a desintensificação dos ventos,  $Q_e$  diminui novamente, sendo mínimo no ciclo anual. A Figura 3.5 não mostra um ciclo diurno evidente de  $Q_e$ .

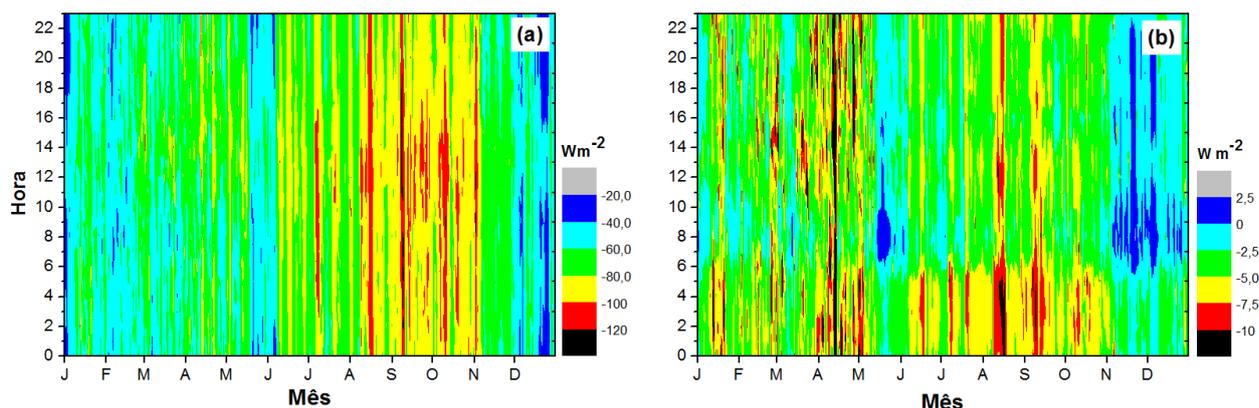


Figura 3.5: Médias horárias climatológicas de (a) fluxo de calor latente e (b) fluxo de calor sensível na superfície. Médias horárias para o período de 2000 a 2006 (Figura 3.3).

O fluxo de calor sensível (Figura 3.5b) é predominantemente negativo nessa região, já que a TSM é sempre maior que  $T_a$  na média (Figura 3.2b). Os máximos de  $Q_h$  (em módulo) aparecem entre janeiro e março, quando o gradiente vertical de temperatura é maior (3.2b). Em maio, com a queda da TSM, esse gradiente cai, resultando num mínimo da perda de calor por  $Q_h$  ou mesmo ganho de calor, variando entre  $2,5$  e  $-5 \text{ W m}^{-2}$ , quando, em junho, a perda volta a aumentar com o aumento da intensidade do vento. Entre novembro e dezembro, valores mínimos do módulo de  $Q_h$  voltam a aparecer, relacionados com a queda no gradiente vertical de temperatura e na intensidade do vento. Pode-se notar um ciclo diurno de  $Q_h$ , com valores mínimos entre às 06 e 10 h, o que provavelmente está

relacionado com o resfriamento noturno da TSM e o aquecimento mais rápido do ar após o nascente.

### 3.1.2 Dados de sub-superfície

O mesmo procedimento feito para a obtenção das séries horárias climatológicas com os conjuntos de dados mostrados foi feito para as variáveis de sub-superfície da bóia PIRATA. A diferença é que as variáveis de sub-superfície variam também com a profundidade. Assim, no procedimento com essas variáveis, horas e profundidades de medidas com menos de 3 anos de dados disponíveis foram excluídas da série. A Tabela 3.2 mostra informações sobre as variáveis de sub-superfície.

A Figura 3.6a mostra a variação sazonal da profundidade da SCE, podendo ser observada pelo seu núcleo, o qual está mais próximo da superfície no período em que os ventos são mais fracos, entre fevereiro e maio, se aprofundando a partir de maio. Observa-se também variações de  $U_{obs}$  com menor ciclo, entre 10 e 15 dias na profundidade da SCE, o que pode estar relacionado com a passagem de sistemas atmosféricos transientes ou mesmo oceânicos. Nesse período, observações de Weingartner and Weisberg (1991a,b) mostraram que a corrente em superfície é próxima de zero. Com a exclusão de dados nos primeiros níveis de observação devido à metodologia usada no cálculo das médias horárias climatológicas, o programa gráfico utilizado interpola os valores do primeiro nível com dado disponível até a superfície, como pode ser observado, por exemplo, entre março e abril, valores entre 0,25 e 0,50 m s<sup>-1</sup> de 20 m até a superfície.

A velocidade meridional,  $V_{obs}$ , apresenta intensidade menor que  $U_{obs}$ . Observa-se um ciclo no sinal de  $V_{obs}$ , o qual é menos aparente em janeiro e fevereiro (Figura 3.6b). Como observado por Weingartner and Weisberg (1991a), esse ciclo apresenta uma periodicidade de 25 dias, podendo ser observado algo próximo na Figura 3.6b. Weingartner and Weisberg (1991a) observaram que a atuação das ondas de instabilidade tropicais é maior entre junho e agosto, quando o gradiente meridional de temperatura é maior devido a ocorrência da língua fria equatorial, que nesse período causa um tipo de instabilidade baroclínica com as águas da contra-corrente norte equatorial (Grotsky et al., 2005). De acordo com Weingartner and Weisberg (1991a), as águas quentes providas por essas ondas de instabilidade minimizam a queda de temperatura da camada superior do oceano entre junho e

agosto devido à ressurgência equatorial. A partir de agosto, com a diminuição do gradiente meridional de temperatura, a atividade dessas ondas cessa, apesar do ciclo no sinal de  $V_{obs}$  ser evidente durante quase o ano todo.

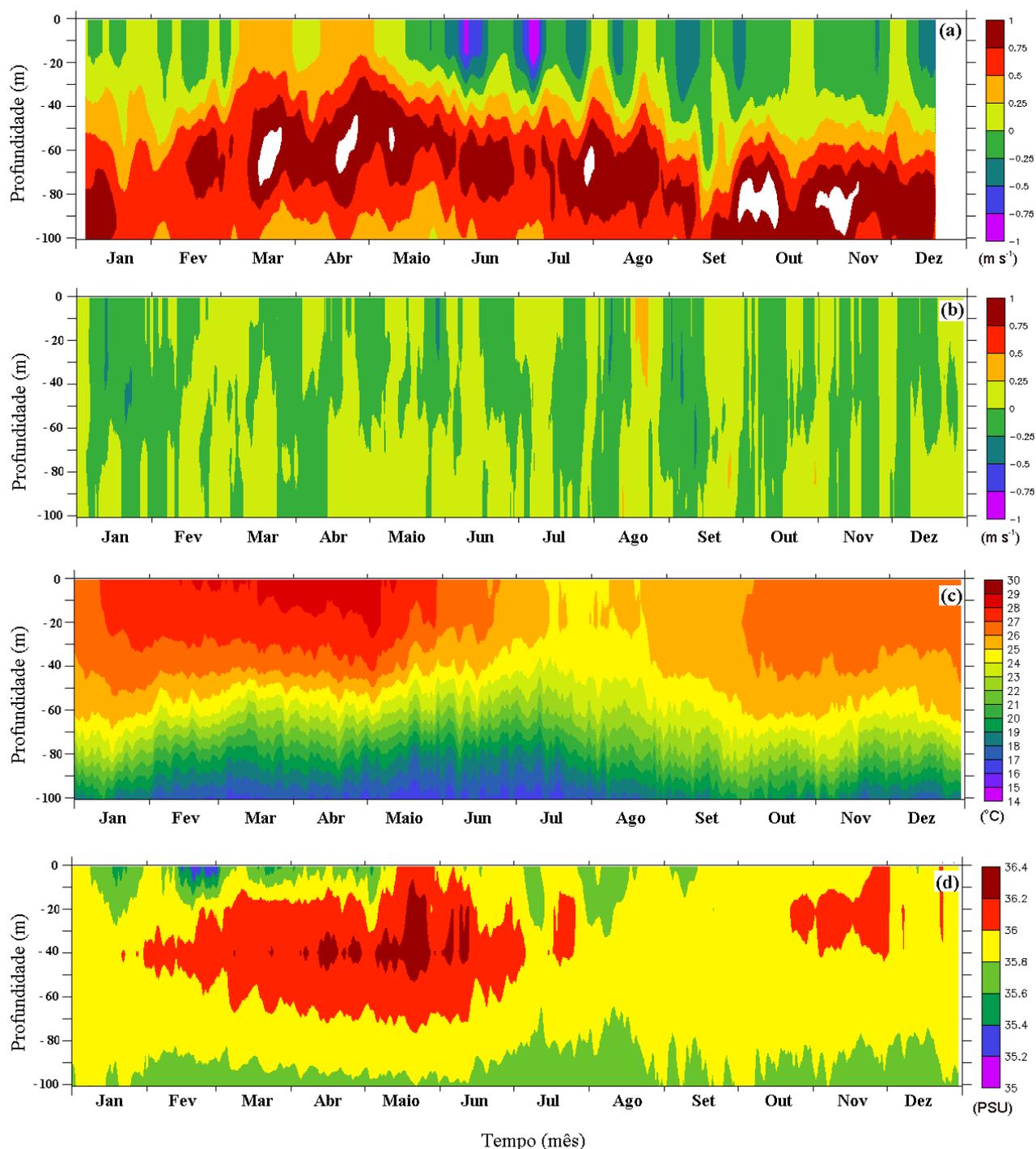


Figura 3.6: Médias horárias climatológicas dos perfis verticais de (a) velocidade zonal e (b) meridional, (c) temperatura e (d) salinidade. Séries temporais usadas nos termos de assimilação de dados na Eq. 2.7. A Tabela 3.2 mostra os períodos das séries temporais usadas para cada variável.

A Figura 3.6c mostra máximos de temperatura na camada superior entre janeiro e maio, com  $\Theta_{obs} > 27^{\circ}C$  nos primeiros 25 m de profundidade. A partir de maio, com

Variáveis	Profundidade dos sensores	Resolução temporal	Período
$U_{obs}$ e $V_{obs}$	5 a 135 m; $\Delta z = 5$ m	1 hora	dez 2001 a jun 2006
$\Theta_{obs}$	20, 40, 60, 80, 100, 120, 140, 180, 300, 500 m	10 min	mar 1999 a dez 2006
$S_{obs}$	1, 20, 40, 60, 120 m	1 hora	mar 1999 a jun 2006

Tabela 3.2 - Informações gerais sobre as variáveis de sub-superfície da bóia PIRATA usadas no trabalho.

o início da intensificação dos ventos, é possível observar um levantamento da termoclina (região com maior gradiente de  $\Theta_{obs}$ ) e a diminuição da temperatura na camada superior, quando, entre julho e agosto, aparecem os valores mínimos de  $\Theta_{obs}$  na camada mais próxima da superfície, com variação menor que 1 °C da superfície até  $\approx 50$  m de profundidade. Esse período foi identificado por Weingartner and Weisberg (1991a) pela ocorrência da ressurgência equatorial e transporte de águas mais frias de leste para oeste, característica da formação da língua fria equatorial. Entre setembro e dezembro ocorre o aprofundamento da termoclina, que se ajusta à tensão de cisalhamento na superfície, como observado também por Weingartner and Tang (1982). A temperatura na camada até  $\approx 60$  m aparece mais homogênea na vertical.

A Figura 3.6d mostra as maiores quedas de salinidade na superfície ocorrendo entre janeiro e começo de maio, quando os índices de precipitação são maiores (Figura 3.2d). Entre fevereiro e junho aparecem os valores máximos a 40 m de profundidade, região logo acima do núcleo da SCE (Figura 3.6a). No resto do ano a salinidade aparece verticalmente homogênea na camada, com valores entre 35,8 e 36,0 PSU, com algumas quedas entre julho e agosto nos primeiros 25 m de profundidade.

### 3.2 Dados de radiação do SRB-NASA

O SRB estima diversos parâmetros radiativos globalmente, com resolução espacial de 1° X 1°, e seu banco de dados vai de julho de 1983 até junho de 2005. Esses parâmetros são estimados usando produtos derivados de satélite, dados de reanálises e algoritmos que

resolvem a equação de transferência radiativa.

Peres e Soares (2008) compararam  $OC\downarrow$  estimado pelo SRB na região equatorial com as medidas dessa variável feitas pela mesma bóia PIRATA cujos dados são usados neste trabalho. Eles verificaram que as estimativas do SRB dessa variável apresentam boa representatividade de intensidade e variabilidade, sazonal e diurna, da região. Com isso, neste trabalho foram usadas séries temporais do SRB de  $OC\uparrow$ ,  $OL\downarrow$  e  $OL\uparrow$  para suprir a falta de observações destas componentes e fechar o balanço de radiação na superfície. Foram usadas séries dessas variáveis compatíveis com o período de dados considerado da bóia PIRATA, de janeiro de 1999 a junho de 2005. Como a resolução temporal do SRB é de 3 h, os dados foram linearmente interpolados para obter séries horárias. Como feito para os fluxos turbulentos de superfície, com essas séries horárias do SRB foram calculadas médias horárias climatológicas.

A Figura 3.7 mostra as séries temporais obtidas das componentes do balanço de radiação e que são usadas como CCS nas simulações com o GOTM.

No ciclo anual, a Figura 3.7a mostra dois períodos do ano marcados pela presença de nebulosidade, correspondente a valores menores de OC. O primeiro período ocorre entre fevereiro e maio, quando a ZCIT está sobre a região, e observa-se as maiores variações de OC. O segundo período ocorre entre a metade de agosto e final de novembro, quando é possível observar quedas de OC entre às 10 e 12 h, quando o Sol se encontra próximo ao zênite. Esses períodos correspondem ao equinócio, quando os raios solares incidem na superfície terrestre na região equatorial com ângulo praticamente normal. Entre a metade de maio e a metade de agosto, OC é máximo, caracterizando esse período como o mínimo anual de nebulosidade na região.

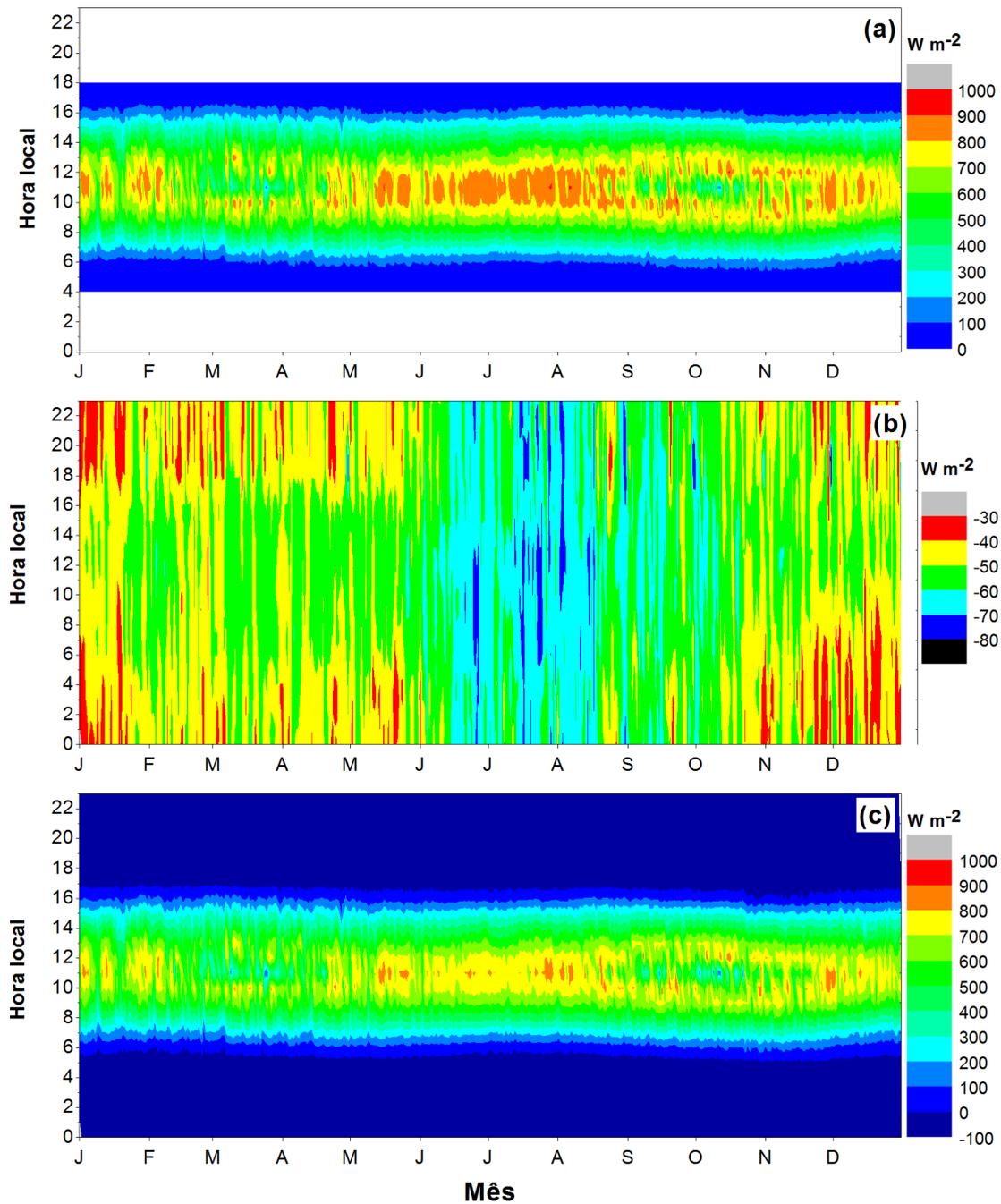


Figura 3.7: Médias horárias climatológicas de (a) balanço de onda curta (incidente do PIRATA e refletida do SRB); (b) balanço de onda longa (SRB) e (c) radiação líquida (OC+OL), usadas como CCS nas simulações com o GOTM. Médias horárias para o período de 1999 a 2005.

A superfície do oceano perde calor pelo balanço de onda longa (OL) na região (Figura 3.7b). Entre dezembro e maio, com a presença da ZCIT, essa perda é menor devido à nebulosidade, com valores entre  $-60$  e  $-30 W m^{-2}$ . Entre maio e agosto, período com menor nebulosidade, observam-se valores de OL entre  $-80$  e  $-50 W m^{-2}$ , sendo o período

de maior perda. Entre final de agosto e outubro, a perda apresenta valores intermediários entre os dois períodos anteriores citados, variando entre  $-70$  e  $-40 \text{ W m}^{-2}$ . Observa-se um ciclo diurno do balanço de onda longa durante todo o ano, com perdas maiores durante o período do dia, o que provavelmente está relacionado com as maiores TSM e  $T_a$  devido ao aquecimento solar.

A radiação líquida ( $R_n = OC + OL$ , Figura 3.7c) resultante mostra que o primeiro equinócio do ano é marcado por maior nebulosidade devido à presença da ZCIT, enquanto que, no segundo equinócio, aparecem quedas de  $R_n$ , predominantemente, entre 10 h e 12 h. Os maiores valores de  $R_n$  aparecem entre maio e metade de agosto, período em que há menos nebulosidade.



## Resultados

Aqui é feita a discussão dos resultados das simulações realizadas com o GOTM usando o conjunto de dados mostrado no Capítulo 3. A Tabela 4.1 contém as informações sobre as simulações realizadas.

Para a Estação 1, a simulação teve início em 01 de fevereiro à 00 h e terminou em 30 de abril às 15 h. Para a Estação 2, o período considerado foi de 01 de agosto à 00 h até 31 de outubro às 15 h. Para as duas simulações foi considerado um período de aquecimento até o final do 14<sup>o</sup> dia de simulação, o qual foi desprezado na análise dos resultados. Neste estudo, todas as séries temporais foram ajustadas para o horário local de (0<sup>o</sup>, 23<sup>o</sup> W), de acordo com o sistema internacional de fuso, sendo para essa região um atraso de 2 horas em relação ao meridiano de Greenwich.

Tempo de integração	$\Delta t$	$H$	$\Delta z$	$T_{assim}$
3 meses	60 s	200 m	1 m	86400 s

Tabela 4.1 - Informações sobre as simulações.  $\Delta t$  é o passo de tempo;  $H$  é a profundidade da coluna d'água;  $\Delta z$  é a resolução vertical da grade e  $T_{assim}$  é o período de assimilação.

### 4.1 Assimilação dos dados da região equatorial

A representação realística dos campos médio pelo modelo é importante, pois as propriedades turbulentas calculadas pelo fechamento turbulento usado são obtidas a partir desses campos. A utilização do termo de assimilação de dados nas equações média (Eq.

2.7) foi a alternativa adotada para representar esses campos de forma mais realística. O termo de assimilação pode ser visto como uma forma de considerar processos físicos desprezados ao utilizar um modelo unidimensional (Seção 2.1). Por exemplo, a SCE, que não poderia ser simulada usando um modelo unidimensional, é representada aqui, indiretamente, através de  $U_{obs}(z)$  e  $V_{obs}(z)$ ; a inclusão do efeito da precipitação nas camadas superficiais, que poderia ser feita considerando o fluxo de água doce como condição de contorno superior na Eq. 2.7d e a taxa de precipitação, é representada nas simulações através de  $S_{obs}(z)$  e  $\Theta_{obs}(z)$ ; efeitos advectivos, os quais também não são possíveis de se calcular em modelo unidimensional, também estão indiretamente inclusos no modelo através das observações.

Ao considerar os dados observados durante as simulações, foi necessário determinar um período de assimilação ( $T_{assim}$ ) ideal, pois a utilização das observações na coluna d'água — cuja resolução espacial é baixa (Tabela 3.2) comparada com a resolução vertical do modelo ( $\Delta z = 1$  m), sendo os dados interpolados linearmente na sua grade — não poderia prejudicar a física do modelo na geração de mistura e na estimativa das propriedades turbulentas. A Figura 4.1 mostra perfis de temperatura em diferentes instantes na simulação da Estação 2, variando os valores de  $T_{assim}$  e também sem o uso de assimilação de dados (linha vermelha). Observa-se que o não uso da assimilação resulta na reprodução de uma CMO mais profunda, já que, com o tempo, o vento constante na superfície tende a homogeneizar totalmente as propriedades em toda coluna de 200 m, o que resulta na geração de um campo médio incompatível com a dinâmica da região equatorial, a qual tem influência de processos que ocorrem na grande escala, como a posição sazonal da termoclina e da SCE. Considerando  $T_{assim} \cong \Delta t$ , a simulação tem maior dependência das observações interpoladas na grade do modelo, o que impede o modelo de simular adequadamente a CMO e as propriedades turbulentas. A solução ideal encontrada foi escolher  $T_{assim}$  tal que  $T_{assim} \gg \Delta t$ , com objetivo de fazer com que o modelo não divirja das observações, mas que tenha autonomia suficiente para simular mistura e as propriedades turbulentas de acordo com a sua física. Assim, realizando alguns testes, foi encontrado um valor ideal, sendo  $T_{assim} = 3600$  s = 1 dia.

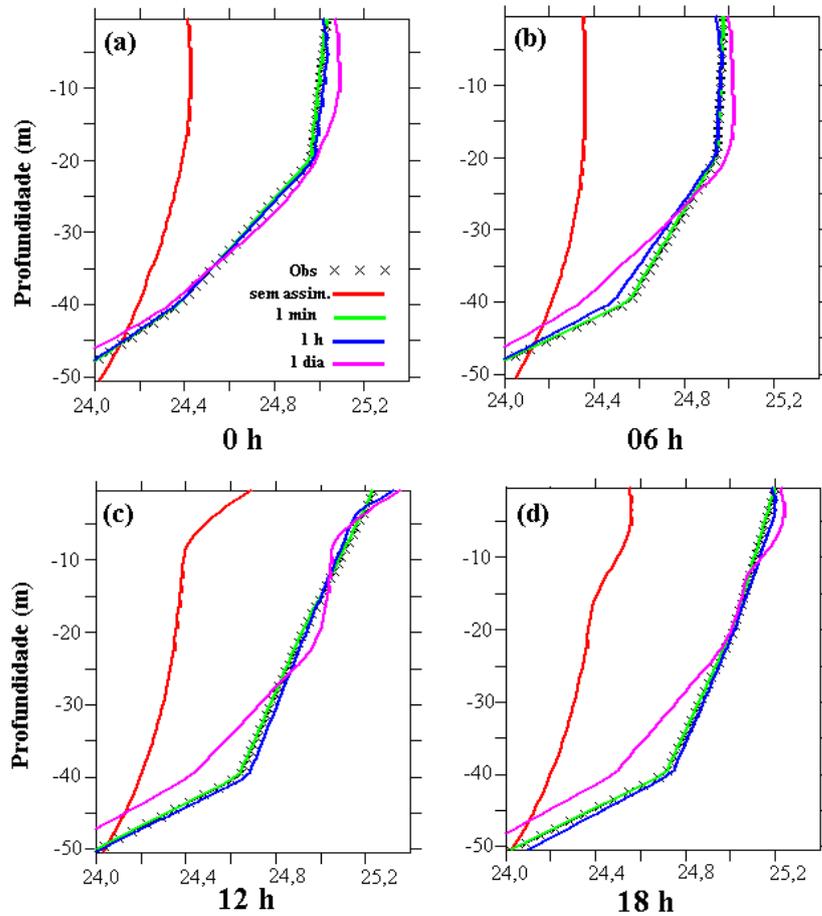


Figura 4.1: Perfis de temperatura em diferentes horários para simulações com o GOTM utilizando diferentes  $T_{assim}$  e sem o uso de assimilação de dados (linha vermelha).

As Figuras 4.2 e 4.3 mostram os campos médios reproduzidos pelo modelo para as Estações 1 e 2, respectivamente, utilizando as condições de contorno superior e o conjunto de dados usado nos termos de assimilação nas equações média simplificadas (Eq. 2.7).

Comparando as Figuras 4.2 e 4.3 com os campos médio observados (Figura 3.6) para o mesmo período, verifica-se que o modelo foi capaz de reproduzir as características de cada estação de forma suavizada.

Na Estação 1, observa-se a SCE mais próxima da superfície, com seu núcleo entre 50 e 70 m, e correntes em superfície menos intensas (Figura 4.2a,b); na Figura 4.2c verifica-se a existência da camada superior estratificada, com  $\Theta > 27$  °C próximo à superfície, o que caracteriza a presença da ZCIT; na Figura 4.2d, observam-se as quedas de salinidade na superfície devido à precipitação e o aumento da salinidade até 40 m, mostrando também um maior gradiente vertical dessa propriedade próximo à superfície.

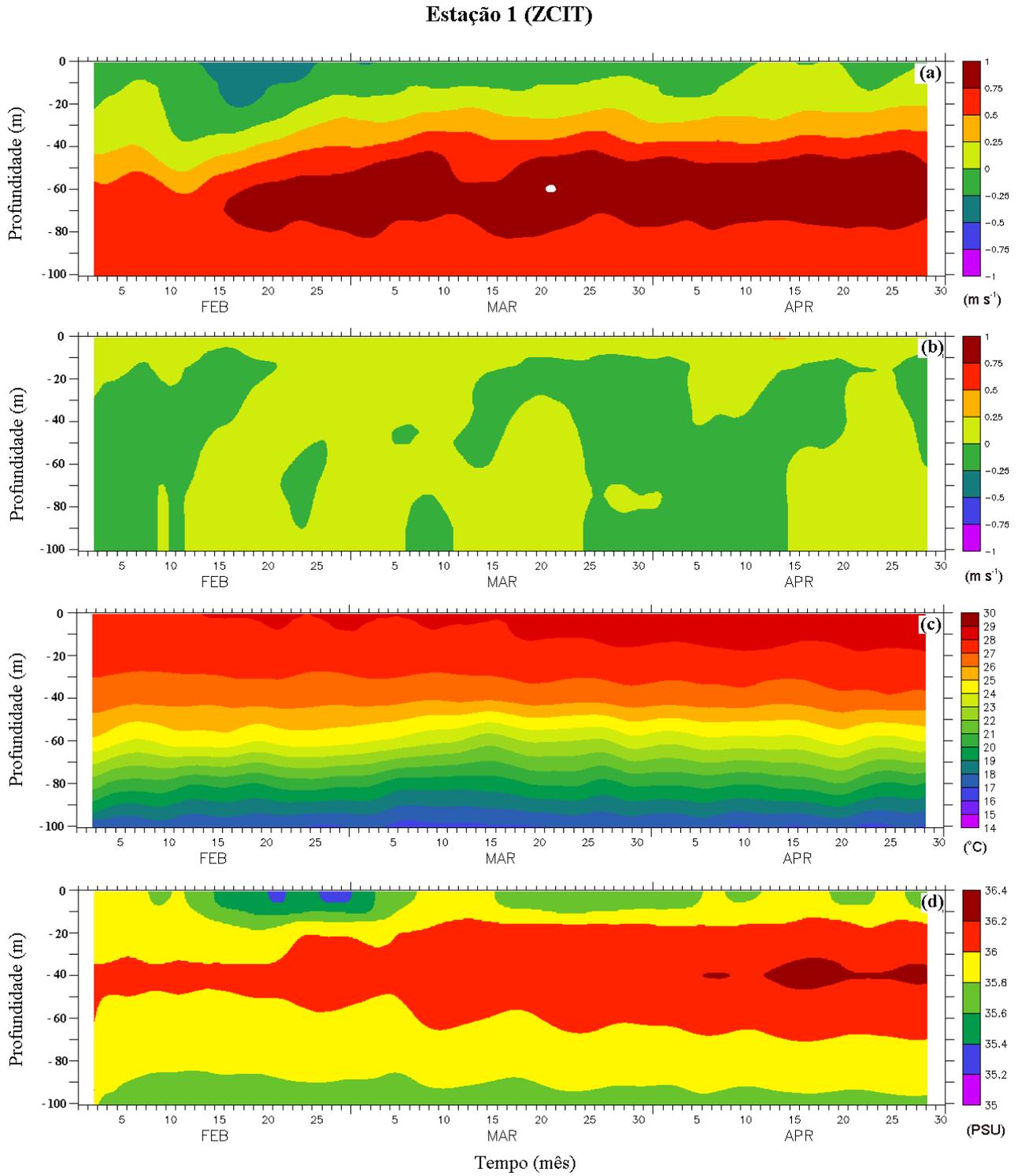


Figura 4.2: Reprodução das variáveis médias com o GOTM para a Estação 1. (a)  $U(z)$ ; (b)  $V(z)$ ; (c)  $\Theta(z)$  e (d)  $S(z)$ .

---

Para a Estação 2, verifica-se a SCE mais profunda, com seu núcleo abaixo de 70 m (Figura 4.3a), correntes em superfície mais intensas e um padrão de oscilação no sinal da componente meridional (Figura 4.3b); a temperatura na camada superficial apresenta menor intensidade e variabilidade nesta estação (Figura 4.3c) e observa-se a formação de uma camada com  $\Theta > 26$  °C, com rápido aprofundamento, até 40 m, no começo de outubro, como pode ser observado na Figura 3.6; a salinidade nessa estação apresenta menor gradiente vertical (Figura 4.3d).

A seguir é feita uma análise do balanço de energia na superfície e da conservação da energia proveniente da atmosfera na camada superior oceânica nas respectivas estações.

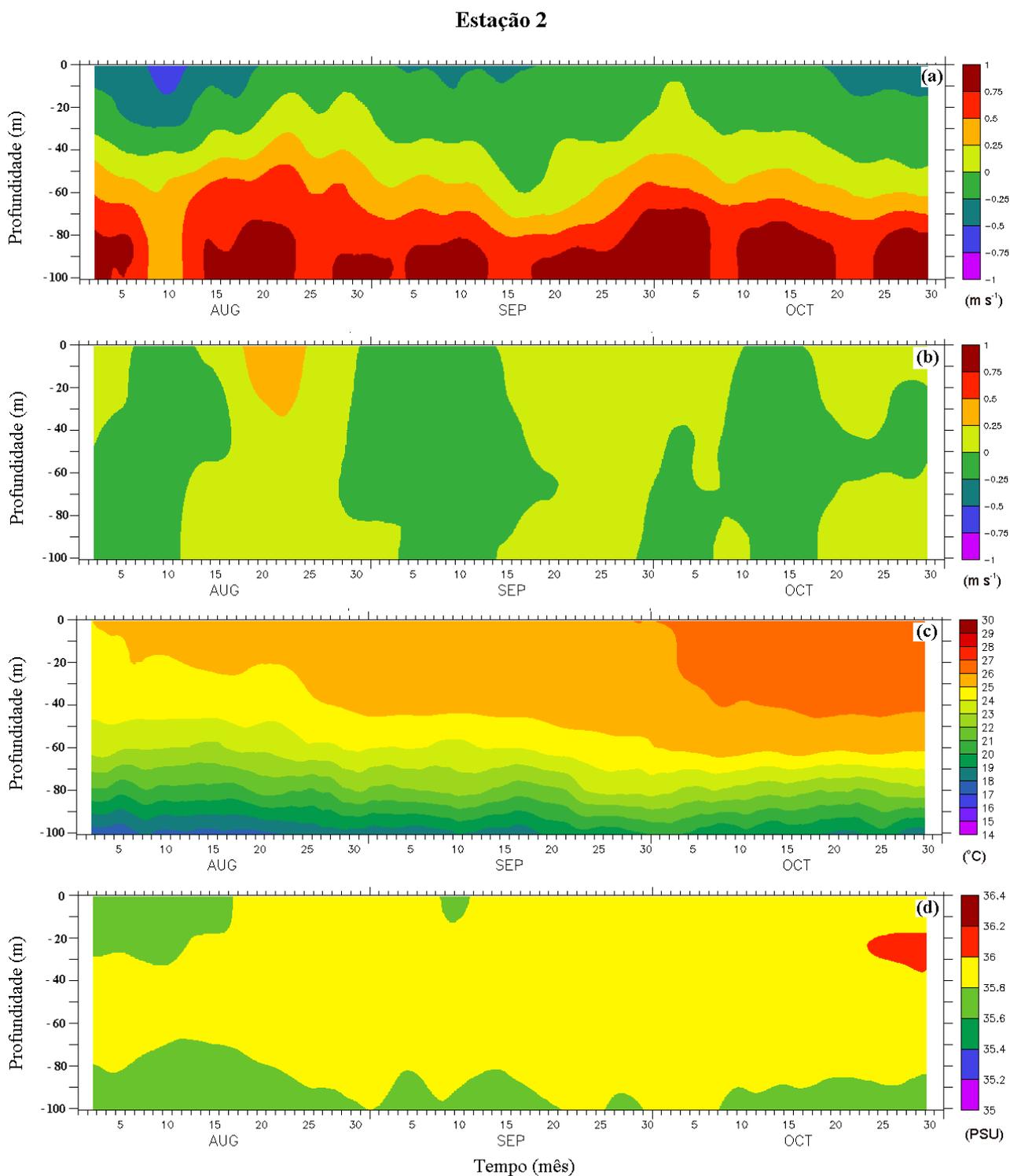


Figura 4.3: Reprodução das variáveis médias com o GOTM para a Estação 2. (a)  $U$ ; (b)  $V$ ; (c)  $\Theta$  e (d)  $S$ .

## 4.2 Balanço de energia

O conjunto de dados disponível permite fazer um estudo do balanço de energia na superfície na região estudada. Aqui, a energia ganha pelo oceano será considerada positiva.

A Figura 4.4 mostra médias diárias calculadas com as séries horárias climatológicas dos termos do balanço de energia na superfície, mostrados no Capítulo 3. Como é esperado para a região equatorial, verifica-se que o fluxo líquido de calor na superfície ( $Q_n$ , linha preta) não varia significativamente durante o ano. Entre janeiro e abril,  $Q_n$  apresenta as maiores variações, o que está relacionado com as variações no balanço de onda curta (OC, linha verde) devido à maior presença de nebulosidade nesse período em que a ZCIT está sobre a região. A perda de energia pelo fluxo de calor latente ( $Q_e$ , linha vermelha) e pelo balanço de onda longa (OL, linha azul) é menor nesse período.

A partir de maio, OC passa a apresentar menores variações e, apesar do aumento dessa componente devido à diminuição de nebulosidade (Figura 3.7a), a perda por  $Q_e$  aumenta em junho devido ao aumento da velocidade do vento (Figura 3.2), fazendo com que  $Q_n$  não varie significativamente. O balanço de onda longa aumenta em junho, quando se verifica o período de menor nebulosidade, voltando a diminuir suavemente no decorrer do ano. O fluxo de calor sensível ( $Q_h$ , linha magenta) é desprezível no balanço, sendo pelo menos 1 ordem de grandeza menor do que os outros termos.

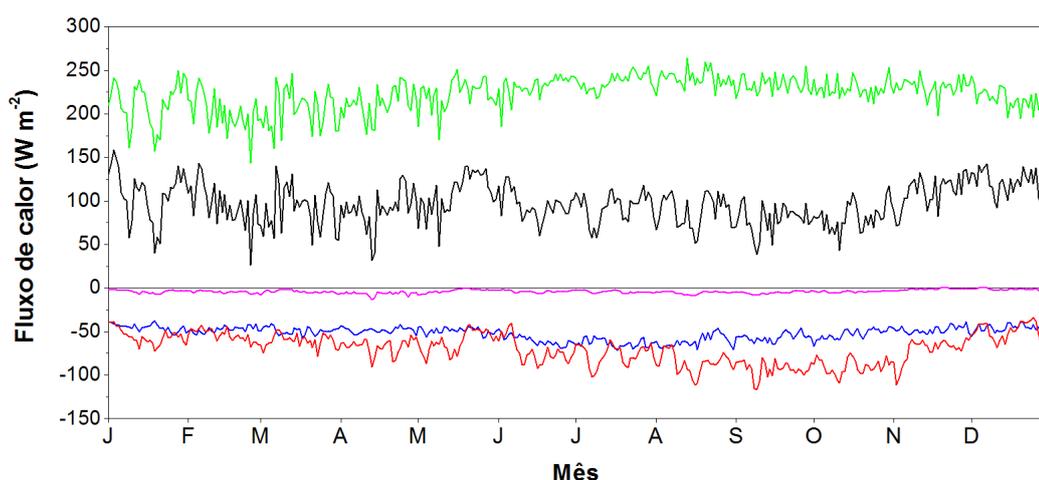


Figura 4.4: Médias diárias climatológicas do fluxo de calor sensível ( $Q_h$ , linha magenta), fluxo de calor latente ( $Q_e$ , linha vermelha), balanço de onda longa (OL, linha azul), balanço de onda curta (OC, linha verde) e fluxo líquido de calor na superfície ( $Q_n$ , linha preta). Período de 2000 a 2006.

Verifica-se que o balanço de onda curta na Estação 1 (Figura 4.5a) é menor do que na Estação 2 (Figura 4.5b). Os balanços de onda curta e, conseqüentemente, o fluxo líquido de calor na superfície do oceano, em ambas as estações, mostra um declínio abrupto de valor em torno da 11 h, provavelmente devido à nebulosidade mais intensa.

A Figura 4.5c mostra a diferença entre os termos do balanço entre as duas estações. Observa-se que durante o dia a Estação 2 recebe mais energia. Porém, à noite, a perda de energia por OL e  $Q_e$  na Estação 2 é maior, compensando, em parte, o ganho durante o dia.

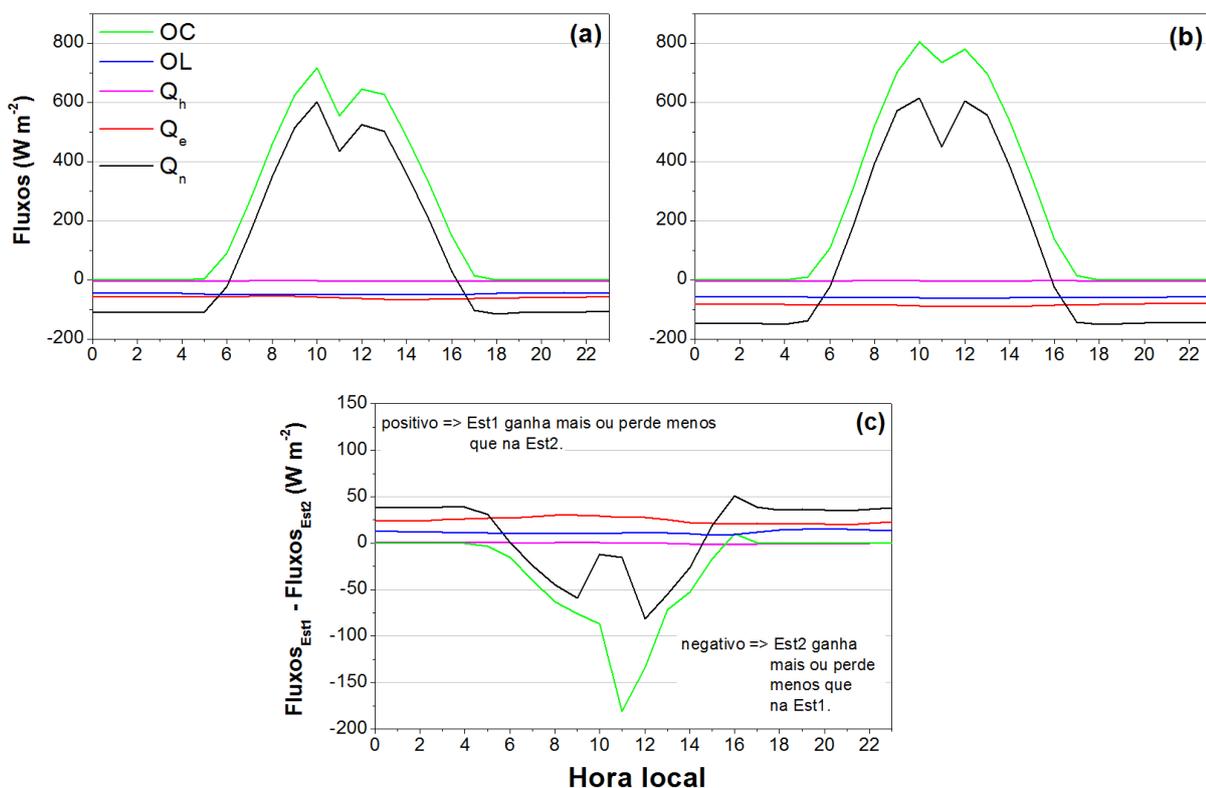


Figura 4.5: Balanço de calor médio diurno para (a) Estação 1 (fevereiro à abril), (b) Estação 2 (agosto a outubro) e (c) diferença dos ciclos diurnos entre as duas estações.

A Tabela 4.2 mostra valores médios dos termos do balanço de energia para cada estação. Observa-se que na Estação 2 há maior entrada de energia por OC (o balanço de onda curta é  $28,9 \text{ W m}^{-2}$  ou 12% maior). Porém, a maior diferença aparece na perda de energia por  $Q_e$ , que é maior na Estação 2 ( $29,2 \text{ W m}^{-2}$  ou 32%). Considerando o desvio padrão, OL estimado pelo SRB é praticamente igual nas duas estações, assim como  $Q_h$ . Com isso,  $Q_n$  é maior na Estação 1 devido à menor perda por  $Q_e$ , mesmo com OC sendo menor.

Estações	$\tau_0^x$	$\tau_0^y$	OC	OL	$Q_e$	$Q_h$	$Q_n$
Estação 1	-1,4	0,6	207,0	-48,4	-61,0	-5,0	93,0
	(0,7)	(0,4)	(21,0)	(3,5)	(9,0)	(2,0)	(23,0)
Estação 2	-4,0	4,4	235,0	-57,0	-90,0	-5,1	83,0
	(1,0)	(0,9)	(11,0)	(7,0)	(10,0)	(1,4)	(17,0)

Tabela 4.2 - Médias das componentes da tensão de cisalhamento na superfície ( $10^{-2}$  N m $^{-2}$ ) e dos termos do balanço de calor na superfície para cada estação (W m $^{-2}$ ). Números entre parênteses são os desvios padrão das médias.

A Tabela 4.2 mostra também as médias das componentes da tensão de cisalhamento na superfície para cada estação. Verifica-se menor tensão de cisalhamento na Estação 1, quando os ventos são menos intensos, com componente de leste. Na Estação 2 a tensão de cisalhamento média é maior, de sudeste.

A Figura 4.6 mostra o calor acumulado pelo fluxo de líquido de calor e na coluna d'água para diferentes profundidades para a simulação de cada estação. O calor acumulado na superfície é a soma cumulativa de  $Q_n$  multiplicado pelo passo de tempo ( $\Delta t = 60s$ ). Nas profundidades mostradas, o calor acumulado foi calculado usando o fluxo de calor integrado na coluna d'água, o qual é obtido pela seguinte equação:

$$Q_{nh} = \rho c_p h \left( \frac{\partial \Theta}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \Theta \right) \quad (4.1)$$

onde  $Q_{nh}$  é o fluxo de calor integrado na coluna d'água de profundidade  $h$ . O primeiro termo dentro do parêntese é o fluxo integrado na coluna, considerando o seu aquecimento/resfriamento a cada  $\Delta t$ , e o segundo termo é o fluxo integrado nessa coluna devido à advecção de temperatura. A derivação dessa equação pode ser encontrada no artigo de Moisan and Niiler (1998). Os perfis verticais de temperatura usados são dos resultados das simulações com o GOTM, mostrados nas Figuras 4.2c e 4.3c, assim como  $\rho$ , calculado conforme descrito na Seção 2.1 (Eq. 2.3). O método de assimilação de dados usado permite, de certa forma, levar em conta o termo de fluxo integrado devido aos processos advectivos, o que seria totalmente negligenciado num modelo unidimensional sem o uso de assimilação. Com o intuito de estudar o balanço de calor na camada superior nas duas

estações, a Eq. 4.1 foi aplicada para diferentes profundidades, como mostra a Figura 4.6.

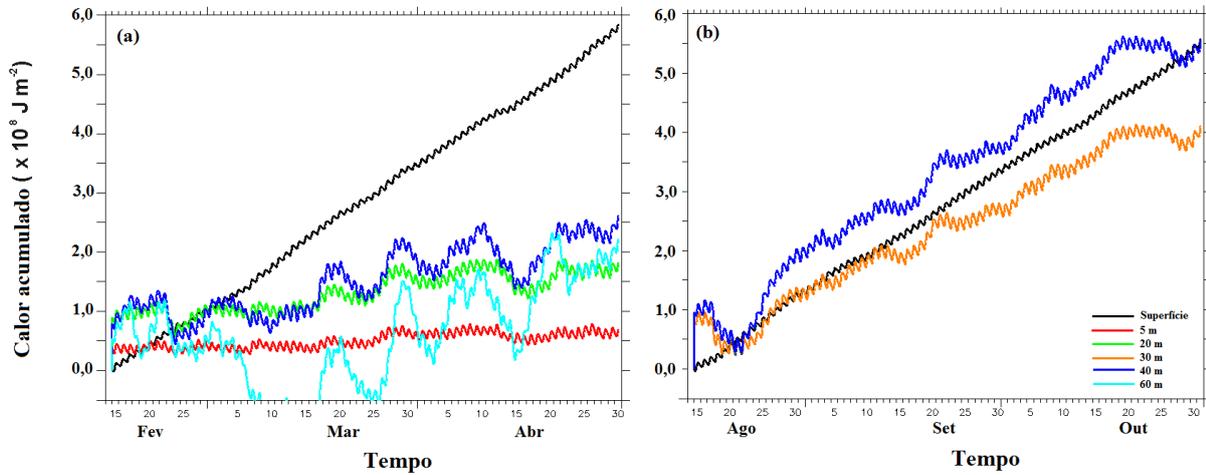


Figura 4.6: Comparação entre o calor acumulado na superfície usando  $Q_n$  e o calor acumulado calculando o fluxo de calor integrado na camada para diferentes profundidades, usando a Eq. 4.1, para (a) Estação 1 e (b) Estação 2. Foram usados os perfis de  $\Theta(z)$  gerados pelo GOTM usando o método de assimilação de dados.

Verifica-se na Figura 4.6a que o calor na superfície (curva preta) na Estação 1 não é conservado na camada superior oceânica, já que os diferentes  $Q_{nh}$  acumulados aparecem menores que  $Q_n$  acumulado no período. Nas profundidades de 20, 40 e 60 m, o calor acumulado mostra uma oscilação com período de aproximadamente 10 dias a partir do início de março. Esse fato é condizente com os estudos de Weingartner and Weisberg (1991a), usando dados de perfis de temperatura e corrente, que observaram, nesse mesmo período, a ocorrência de advecção vertical da superfície até em torno de 75 m de profundidade. Além disso, nesse período ocorre também advecção zonal de temperatura na região devido ao enfraquecimento dos ventos na bacia equatorial, o que estaria relacionada, em parte, com a não-conservação de calor acumulado entre  $Q_n$  e os  $Q_{nh}$  em diferentes profundidades mostrados na Figura 4.6a.

Já na Figura 4.6b, observa-se que o calor acumulado na superfície se encontra aproximadamente em equilíbrio até as profundidades entre 30 e 40 m. Esse resultado para a Estação 2 também são compatíveis com os estudos de Weingartner and Weisberg (1991a,b) e de Weingartner and Tang (1987), os quais mostraram que, durante esse período, a atuação de processos advectivos é mínima e que  $Q_n$  na superfície se encontra em equilíbrio com o fluxo de calor na base da CMO devido ao entranhamento.

Nas próximas seções são analisados os campos médio e turbulento da camada superior do Oceano Atlântico equatorial: as características do campo médio dada pela reprodução do modelo oceânico de turbulência considerado; o campo turbulento estimado pelo modelo, analisando o regime de turbulência na região com ênfase no ciclo diurno, comparando com os estudos realizados no Oceano Pacífico equatorial quando possível e, por último, é analisado o campo de turbulência na Estação 2, quando a CMO é mais desenvolvida.

### 4.3 Propriedades médias

Como mostrado na Figura 3.4, a tensão de cisalhamento do vento tem um ciclo diurno, o qual é mais evidente na Estação 2, quando o vento é mais intenso, apresentando máximo entre às 06 e 14 h, diminuindo após este horário. As Figuras 4.7 e 4.8 mostram que este ciclo diurno da tensão de cisalhamento na superfície é responsável por um ciclo diurno de corrente e cisalhamento nas camadas superficiais.

Na Estação 1, a tensão de cisalhamento gera correntes para noroeste até uma profundidade de quase 15 m, onde  $U(z)$  e  $V(z)$  são próximos de zero (Figura 4.7a,b). Abaixo desta profundidade, pode-se observar o início do escoamento para leste devido à presença da SCE (Figura 4.7a), que se encontra mais rasa nesta estação (Figura 3.6a). Observa-se que  $V(z < -10 \text{ m})$  é praticamente nula (Figura 4.7b) e que  $U(z < -10 \text{ m})$  aumenta a uma taxa constante até 50 m de profundidade, onde abaixo está a região do núcleo da SCE, cuja velocidade zonal é em torno de  $0,80 \text{ m s}^{-1}$  (Figura 4.7a).

A Figura 4.7c,d mostra a existência de um ciclo diurno de cisalhamento nos primeiros 15 m de profundidade na Estação 1. O aumento do cisalhamento da corrente camada superficial tem início a partir das 07 h, diminuindo após às 15 h. Este máximo diurno de cisalhamento da corrente é responsável pelo transporte de momento nos primeiros 15 m, sendo que um máximo do cisalhamento (em módulo), de  $-1,8 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ , aparece em torno de 10 m às 07 h da manhã (Figura 4.7c). Abaixo dos 10 m, o cisalhamento zonal diminui até em torno de 15 m, voltando a aumentar abaixo desta profundidade, sendo que, entre 20 e 50 m, o cisalhamento zonal varia menos de  $0,2 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$  (Figura 4.7c). O cisalhamento da corrente na direção  $y$  começa a diminuir abaixo dos 10 m e é praticamente nulo abaixo de 15 m de profundidade (Figura 4.7d).

Na Estação 2, com os ventos mais intensos, o escoamento superficial, de direção para

noroeste, atinge uma profundidade de até 30 m (Figura 4.8a,b). Abaixo desta profundidade se pode observar escoamento para leste devido à SCE. A corrente zonal para leste (Figura 4.8a) aumenta de intensidade até em torno de 80 m, onde, abaixo desta profundidade, a velocidade do escoamento zonal varia entre 0,75 e 0,80  $\text{m s}^{-1}$ , indicando a região onde se encontra o núcleo da SCE. Nesta estação,  $V(z < -30 \text{ m})$  é praticamente nula (Figura 4.8b).

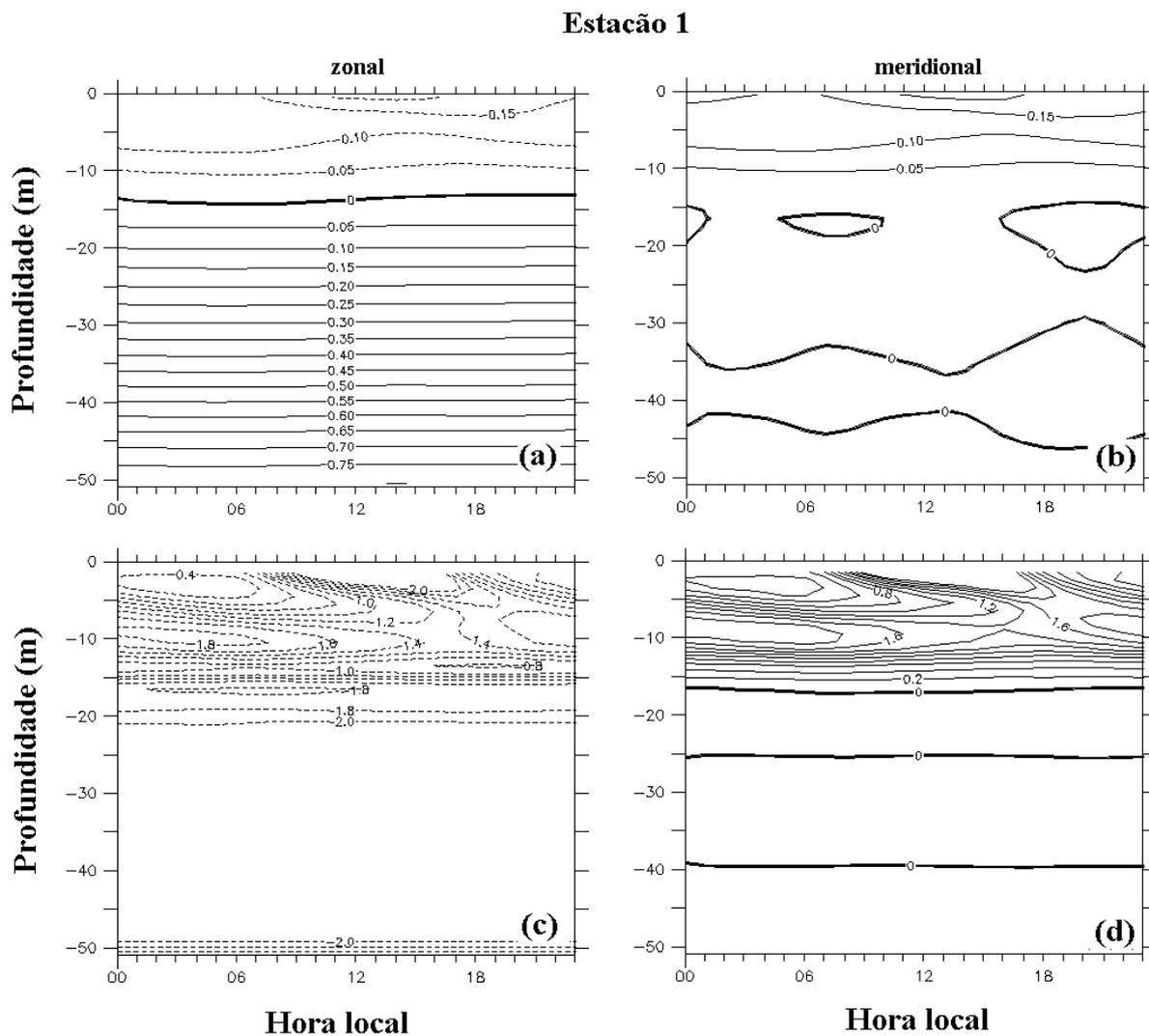


Figura 4.7: Perfis médios diurnos para a Estação 1 de (a) velocidade zonal ( $U(z)$ ); (b) velocidade meridional ( $V(z)$ ); (c) cisalhamento zonal ( $\frac{\partial U}{\partial z}$ ) e (d) cisalhamento meridional ( $\frac{\partial V}{\partial z}$ ). Velocidades em  $\text{m s}^{-1}$  e cisalhamento da corrente em  $10^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Linhas contínuas indicam valores positivos e linhas tracejadas valores negativos.

O ciclo diurno do cisalhamento na Estação 2 (Figura 4.8c,d), devido à tensão de cisalhamento na superfície, atinge até 40 m de profundidade, com a mesma fase estimada na

Estação 1, com máximos entre 07 e 15 h e mínimo no período noturno com a relaxação dos ventos. Abaixo dos 40 m o cisalhamento zonal aumenta, atingindo valores máximos entre 60 e 70 m de profundidade (Figura 4.8c). Abaixo de 70 m, o cisalhamento diminui e apresenta valor nulo entre 90 e 100 m (Figura 4.8c), caracterizando a profundidade média do núcleo da SCE para essa estação.

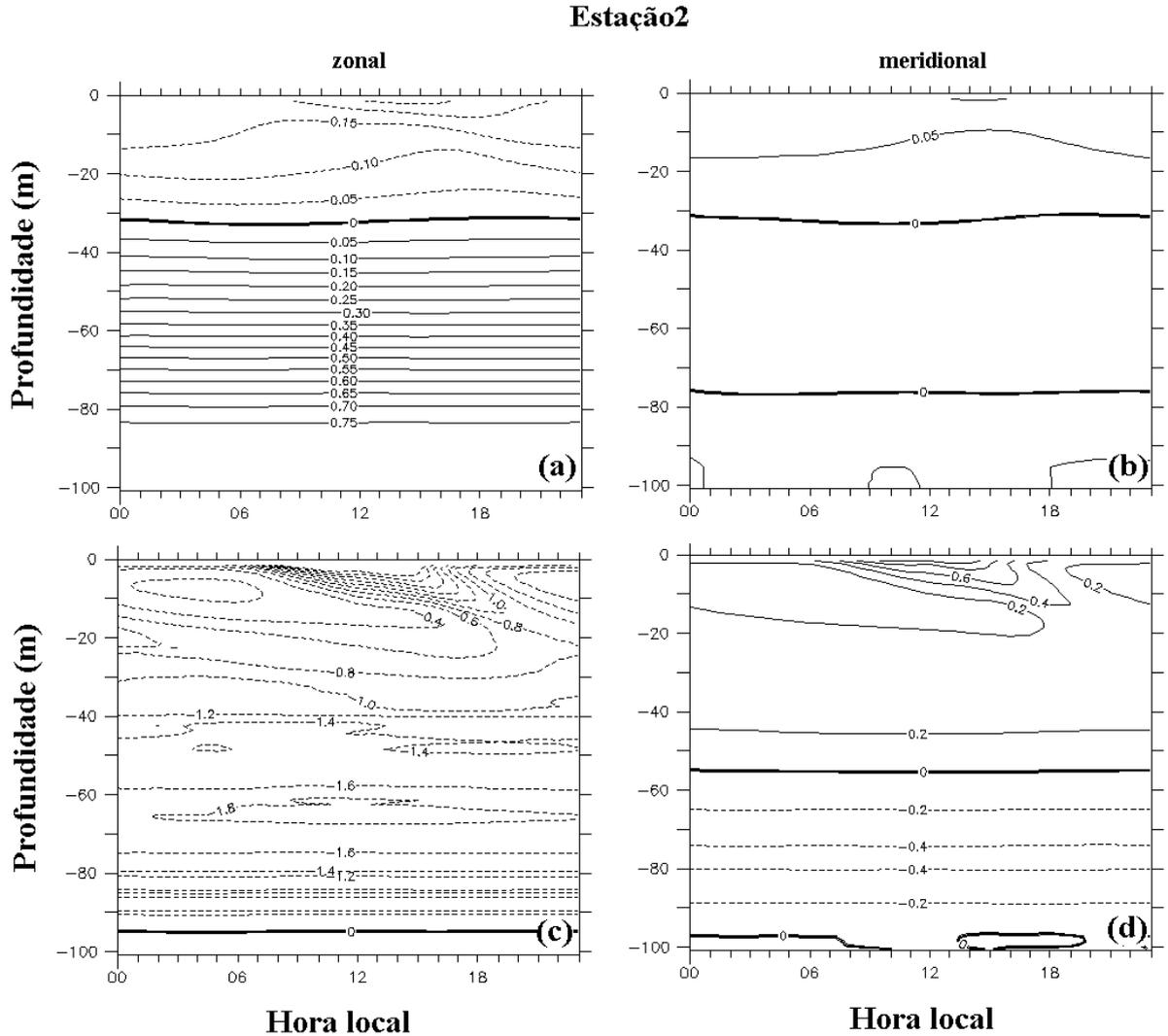


Figura 4.8: Perfis médios diurnos para a Estação 2 de (a) velocidade zonal ( $U(z)$ ); (b) velocidade meridional ( $V(z)$ ); (c) cisalhamento zonal ( $\frac{\partial U}{\partial z}$ ) e (d) cisalhamento meridional ( $\frac{\partial V}{\partial z}$ ). Velocidades em  $\text{m s}^{-1}$  e cisalhamento da corrente em  $10^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Linhas contínuas indicam valores positivos e linhas tracejadas valores negativos.

Nas Figuras 4.7 e 4.8 é importante notar três fatores principais que caracterizam o escoamento na região do Oceano Atlântico equatorial e cujos resultados são condizentes com os estudos no Oceano Pacífico equatorial: variações diurnas de corrente e cisalhamento

em uma profundidade maior na Estação 2, — quando o vento é mais intenso e a camada é mais homogênea em suas propriedades — de até 40 m, contra 10 m na Estação 1, sendo o cisalhamento estimado na camada superficial maior na Estação 1, em módulo (até  $1,8 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$  em 10 m), do que na Estação 2 (até  $1,0 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ , entre 30 e 40 m e acima dos 10 m); a existência da região de intenso cisalhamento acima do núcleo da SCE, entre 20 e 50 m na Estação 1 — onde o cisalhamento zonal apresenta um perfil vertical praticamente constante — e entre 60 e 70 m na Estação 2; e a região do núcleo da SCE, logo abaixo da região de intenso cisalhamento, caracterizada pelo baixo cisalhamento e máximo de velocidade da corrente zonal.

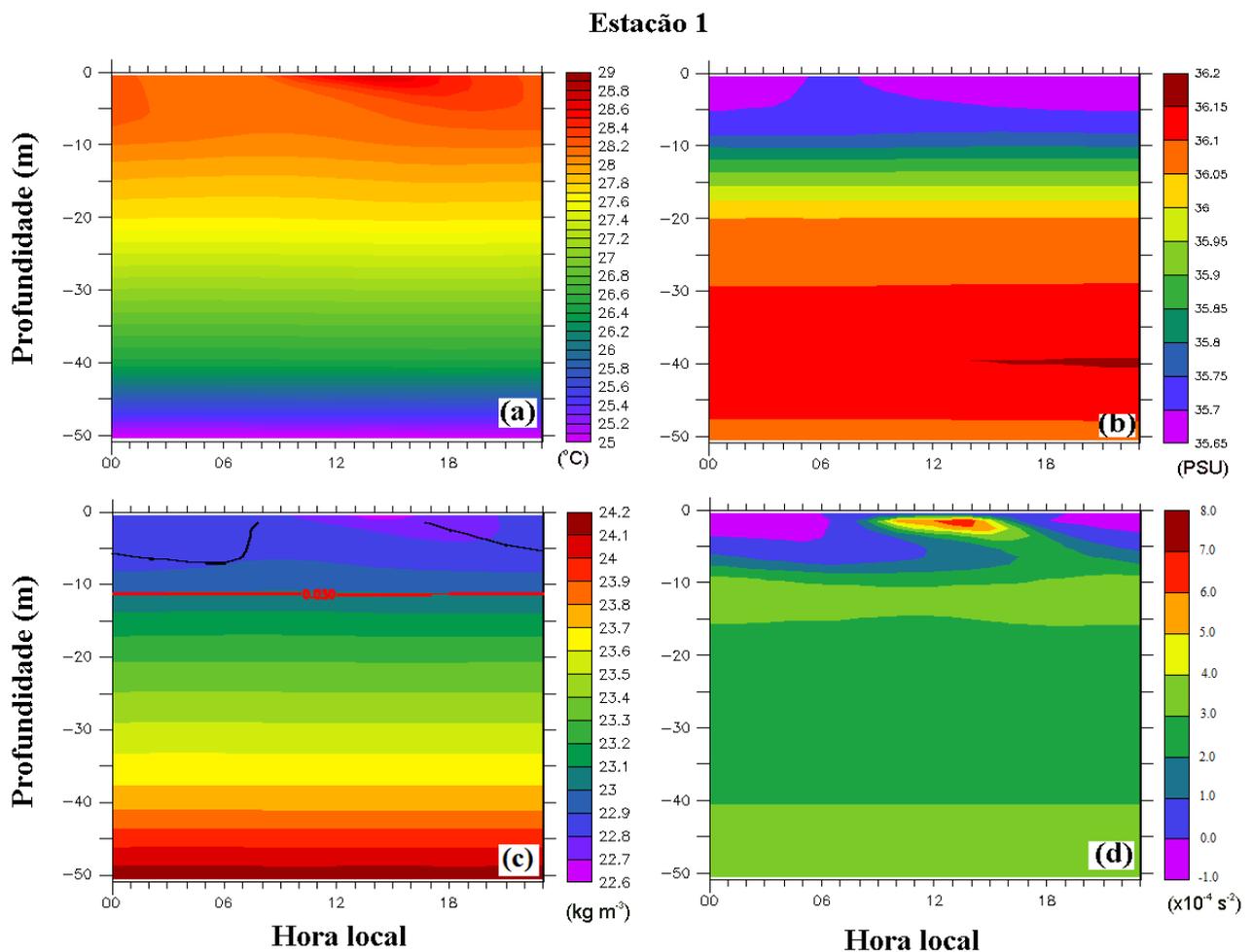


Figura 4.9: Perfis médios diurnos para a Estação 1 de (a)  $\theta(z)$ ; (b)  $S(z)$ ; (c)  $\rho(z) - 1000$  e (d)  $N^2(z)$ . Em (c), a linha preta mostra a profundidade em que  $\rho(z)$  difere  $0,01 \text{ kg m}^{-3}$  de seu valor na superfície e a linha vermelha mostra a profundidade em que  $\rho$  difere  $0,03 \text{ kg m}^{-3}$  de seu valor em  $z = -10 \text{ m}$ .

O aquecimento diurno das camadas superiores segue o aumento do cisalhamento com a profundidade no período do dia (Figuras 4.7c e 4.9a para a Estação 1; Figuras 4.8c e 4.10a para a Estação 2) e variações diurnas de temperatura podem ser observadas até aproximadamente 10 m na Estação 1 e 30 m na Estação 2.

A salinidade na Estação 1 (Figura 4.9b) tem maior variação acima dos 5 m de profundidade, onde aparecem os valores mínimos devido à precipitação nesta estação. Abaixo desta profundidade, a salinidade aumenta até o máximo observado em 40 m. Na Estação 2, a salinidade aparece com menor gradiente vertical.

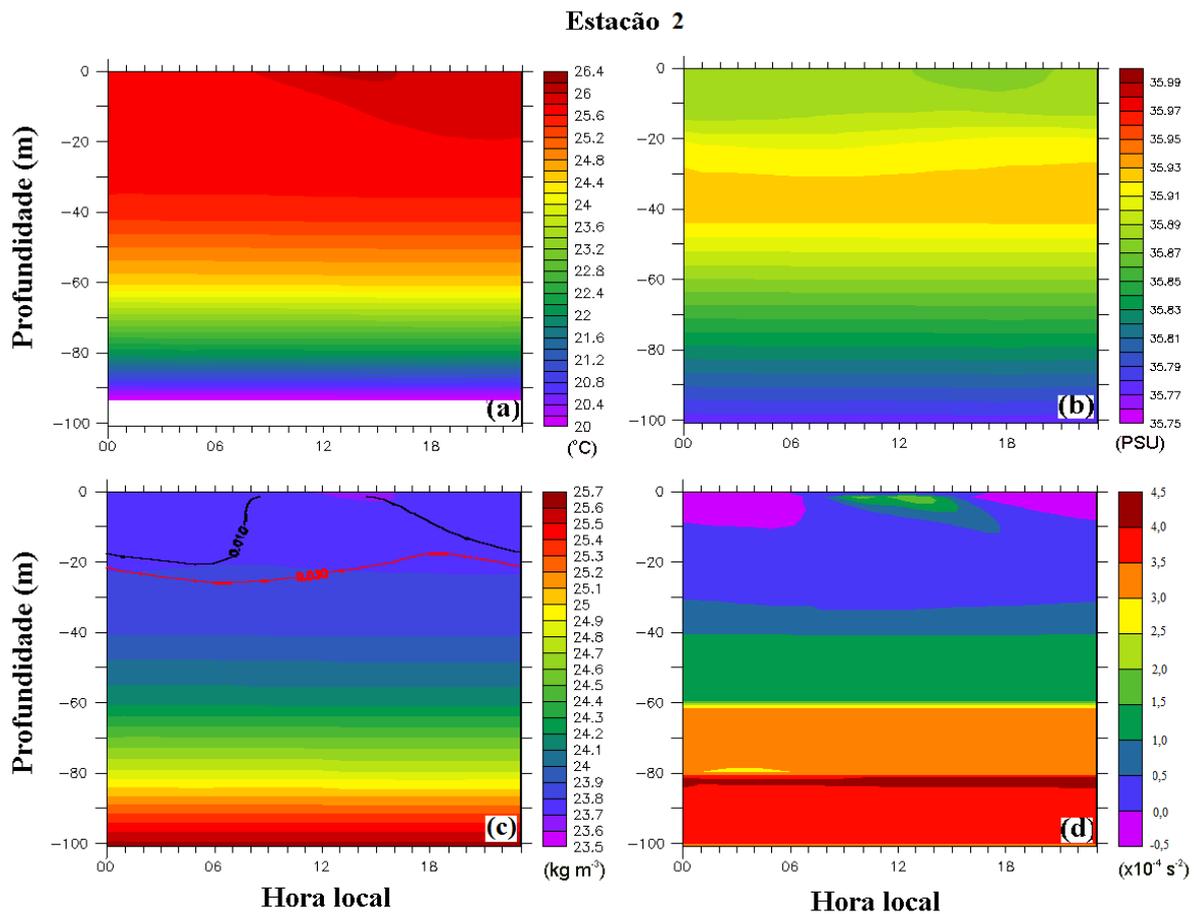


Figura 4.10: Perfis médios diurnos para a Estação 2 de (a)  $\theta(z)$ ; (b)  $S(z)$ ; (c)  $\rho(z) - 1000$  e (d)  $N^2(z)$ . Em (c), a linha preta mostra a profundidade em que  $\rho(z)$  difere  $0,01 \text{ kg m}^{-3}$  de seu valor na superfície e a linha vermelha mostra a profundidade em que  $\rho$  difere  $0,03 \text{ kg m}^{-3}$  de seu valor em  $z = -10 \text{ m}$ .

As variações de densidade seguem as variações de temperatura (Figura 4.9c e 4.10c). A Figura 4.9d mostra que, durante a noite na Estação 1, a instabilidade estática ocorre numa

camada mais rasa que 5 m (valores negativos de  $N^2$ , Eq. 2.17) e, na Estação 2, na camada acima de 10 m (Figura 4.10d). Durante o dia há a formação de uma camada superficial estaticamente estável em ambas as estações, com valores positivos de  $N^2$ . Na Estação 2,  $N^2$  apresenta valores menores que na Estação 1, indicando que o gradiente vertical de  $\rho(z)$  é menor (Eq. 2.17).

Nas Figuras 4.9c e 4.10c, a linha preta mostra a profundidade em que  $\rho(z)$  difere 0,01  $\text{kg m}^{-3}$  de seu valor na superfície ( $h_{cmo}^{0,01}$ ), sendo este um critério usado em alguns trabalhos para estimar a profundidade da CMO diurna. A linha vermelha é o critério sugerido por Boyer Montégut et al. (2004), o qual estima a profundidade da CMO como sendo a diferença de 0,03  $\text{kg m}^{-3}$  de seu valor em 10 m de profundidade ( $h_{cmo}^{0,03}$ ). Segundo os autores, este último critério estima uma CMO em que os fluxos de superfície foram integrados recentemente à camada, na escala de tempo de poucos dias, mas de modo a minimizar os efeitos do ciclo diurno dos fluxos de superfície.

Durante a Estação 1 (Figura 4.9c),  $h_{cmo}^{0,01}$  não aparece durante entre 09 e 14 h, quando o gradiente vertical de  $\rho$  é intenso na superfície devido à incidência de radiação solar, mostrando um aprofundamento após às 15 h, quando a tensão de cisalhamento começa a ser transferida efetivamente até 7 m de profundidade, homogeneizando a camada.  $h_{cmo}^{0,03}$  estima uma profundidade média de 12 m.

Na Estação 2 (Figura 4.10c),  $h_{cmo}^{0,01}$  também não aparece entre 08 e 16 h, se aprofundando após esse horário e estimando um máximo diurno às 06 h em torno de 20 m de profundidade;  $h_{cmo}^{0,03}$  apresenta um ciclo diurno de amplitude menor, com máximo no início da manhã em torno de 25 m e mínimo no início da noite em torno de 18 m, mostrando que nessa estação as forçantes atmosféricas causam efeitos até uma profundidade maior devido às maiores intensidade do vento e das trocas de calor na superfície.

Portanto, na Estação 1, fica evidenciada a existência de uma camada superior oceânica estratificada, na qual as variações diurnas significativas ocorrem numa profundidade menor, em torno de 10 m, com a formação de uma camada estaticamente instável com profundidade menor que 5 m durante a noite devido ao resfriamento noturno da superfície e a estimativa de uma CMO diurna, de densidade homogênea, com profundidade em torno de 7 m de noite.

Na Estação 2, verifica-se uma camada superior oceânica verticalmente mais homogênea

com a formação de uma camada estaticamente instável à noite com 10 m de profundidade. A profundidade da CMO diurna de densidade homogênea apresenta valor máximo em torno de 20 m durante a noite, quando a CMO é mais desenvolvida.

O aprofundamento da CMO diurna em ambas as estações inicia-se em torno das 15 h, com a propagação do momento gerado pelo período de máxima tensão de cisalhamento do vento na superfície. Durante a noite, a CMO continua a aumentar com a instabilidade estática causada pela perda de calor da superfície no período noturno, somada ao cisalhamento nas camadas.

#### 4.4 Propriedades turbulentas

Burchard and Bolding (2001), usando o GOTM, determinaram um critério para estimativa da profundidade da CMO usando a energia cinética turbulenta calculada pelo modelo, considerando a região em que  $k \geq 1 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$  como a CMO ( $h_{cmo}^k$ ). De acordo com os autores, abaixo deste valor não há energia cinética turbulenta suficiente para promover a mistura das propriedades, caracterizando a base da CMO e sendo uma forma de estimar essa profundidade com alta resolução temporal pelo modelo. Portanto, na Figura 4.11 e 4.14, as áreas de cor laranja e vermelha correspondem a região da CMO.

Dada a ordem de grandeza da variação diurna de  $k$  e  $\epsilon$ , alguns gráficos foram feitos usando o logaritmo dessas propriedades, de forma que o critério para obter a profundidade da CMO fica  $\log(k) \geq -5$ .

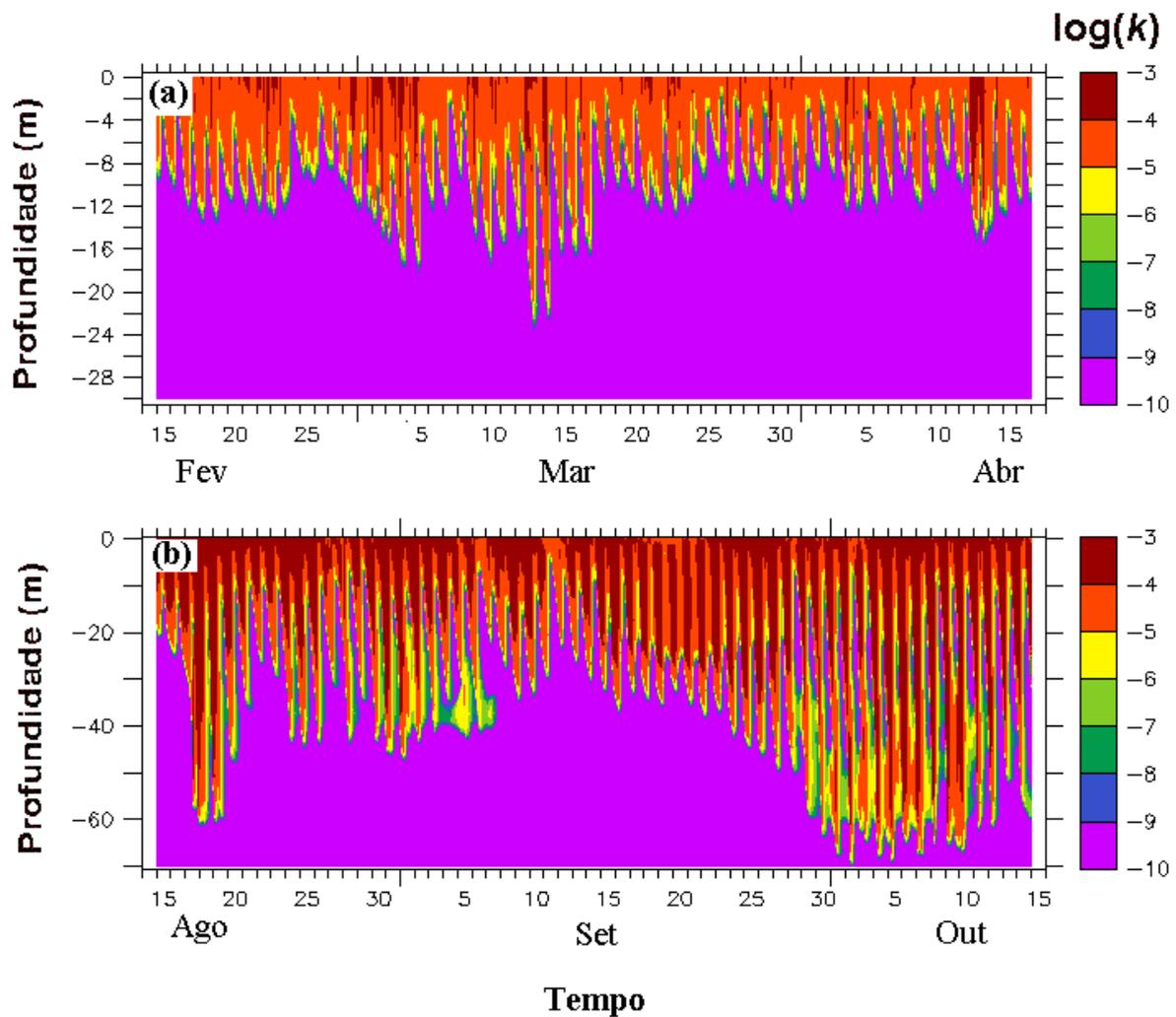


Figura 4.11: Simulação da evolução temporal de  $\log(k)$  para (a) Estação 1 e (b) Estação 2.

A CMO simulada para cada estação é mais rasa durante o dia devido a estratificação estável promovida pela incidência de radiação solar e se aprofunda durante a noite. Na Estação 1, o máximo estimado de  $h_{cmo}^k$  para o período simulado é em torno de 20 m (Figura 4.11a), enquanto na Estação 2 é possível observar períodos em que a  $h_{cmo}^k$  chega a quase 70 m de profundidade (Figura 4.11b) nos últimos dias de setembro e início de outubro.

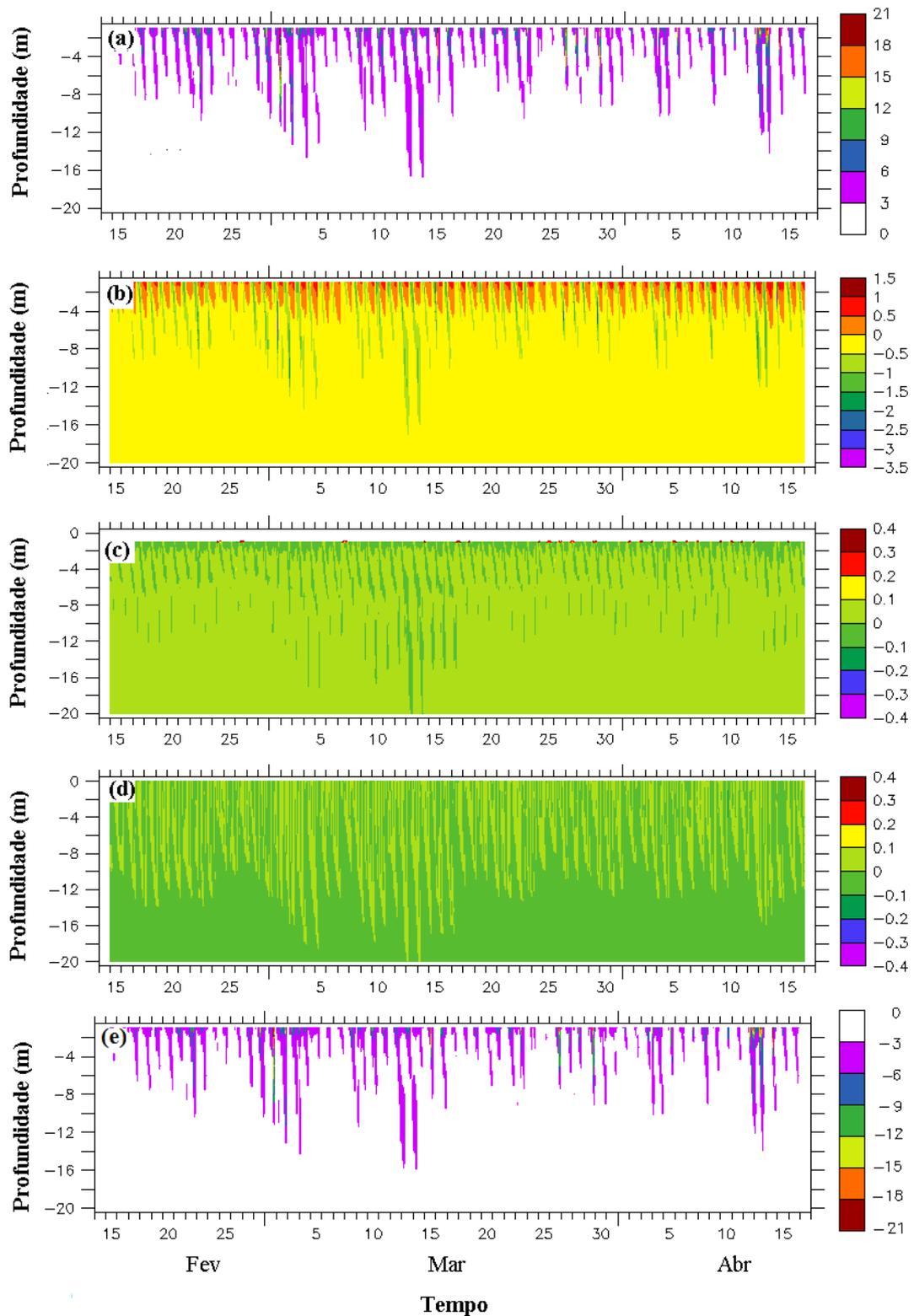


Figura 4.12: Simulação da evolução temporal dos termos da equação de  $k$  (Eq. 2.18) para a Estação 1. (a) Produção mecânica; (b) produção/dissipação térmica; (c) difusão vertical; (d) variação local e (d) taxa de dissipação viscosa. Unidade em  $10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ .

O termo mais importante na equação da energia cinética turbulenta na evolução da CMO é o termo de produção mecânica (Figura 4.12a e Figura 4.13a). Os termo de difusão vertical (Figura 4.12c e Figura 4.13c) e de variação local de  $k$  (Figura 4.12 e Figura 4.13d) são até duas ordens de grandeza menores que o termo de produção mecânica e uma ordem de grandeza menor que o de produção térmica.

O termo de produção térmica (Fig. 4.13b e Figura 4.13b) somente é importante nos primeiros 30% da profundidade da CMO durante o período noturno. Durante o dia esse termo é negativo e age dissipando  $k$ .

No período em que há maior geração de  $k$ , o termo de difusão vertical aparece negativo no local de geração e as camadas acima e abaixo desse local aparecem com valores positivos (Figura 4.12c e Figura 4.13c) indicando que  $k$  foi redistribuída verticalmente.

O fechamento do modelo de turbulência utilizado aqui foi construído para situação de turbulência quase-estacionária e, dessa forma, como esperado, entre todos os termos da equação da energia cinética turbulenta, o de menor intensidade é o de variação local de  $k$ , apresentando valores positivos durante o período noturno, quando há maior desenvolvimento da CMO, e negativos durante o dia.

Dessa forma, para ambas as estações, em primeira aproximação, há um balanço entre a produção mecânica e a taxa de dissipação viscosa (Fig. 4.13e e Figura 4.13e) de energia cinética turbulenta.

Entre os dias 1 e 15 de outubro,  $h_{cmo}^k$  na Estação 2 ultrapassa os 60 metros de profundidade (Figura 4.11b) e, nesse período, observa-se um aumento da produção mecânica, entre 20 e 60 m de profundidade (Figura 4.13a) aparentemente não relacionado com a produção mecânica de  $k$  na superfície. Simultaneamente, observa-se um aumento da dissipação térmica (Figura 4.13b), do transporte de  $k$  (Figura 4.13c) e do termo de dissipação viscosa (Figura 4.13e) de  $k$ . A seção (4.5) investiga, em detalhes, esse período de tempo.

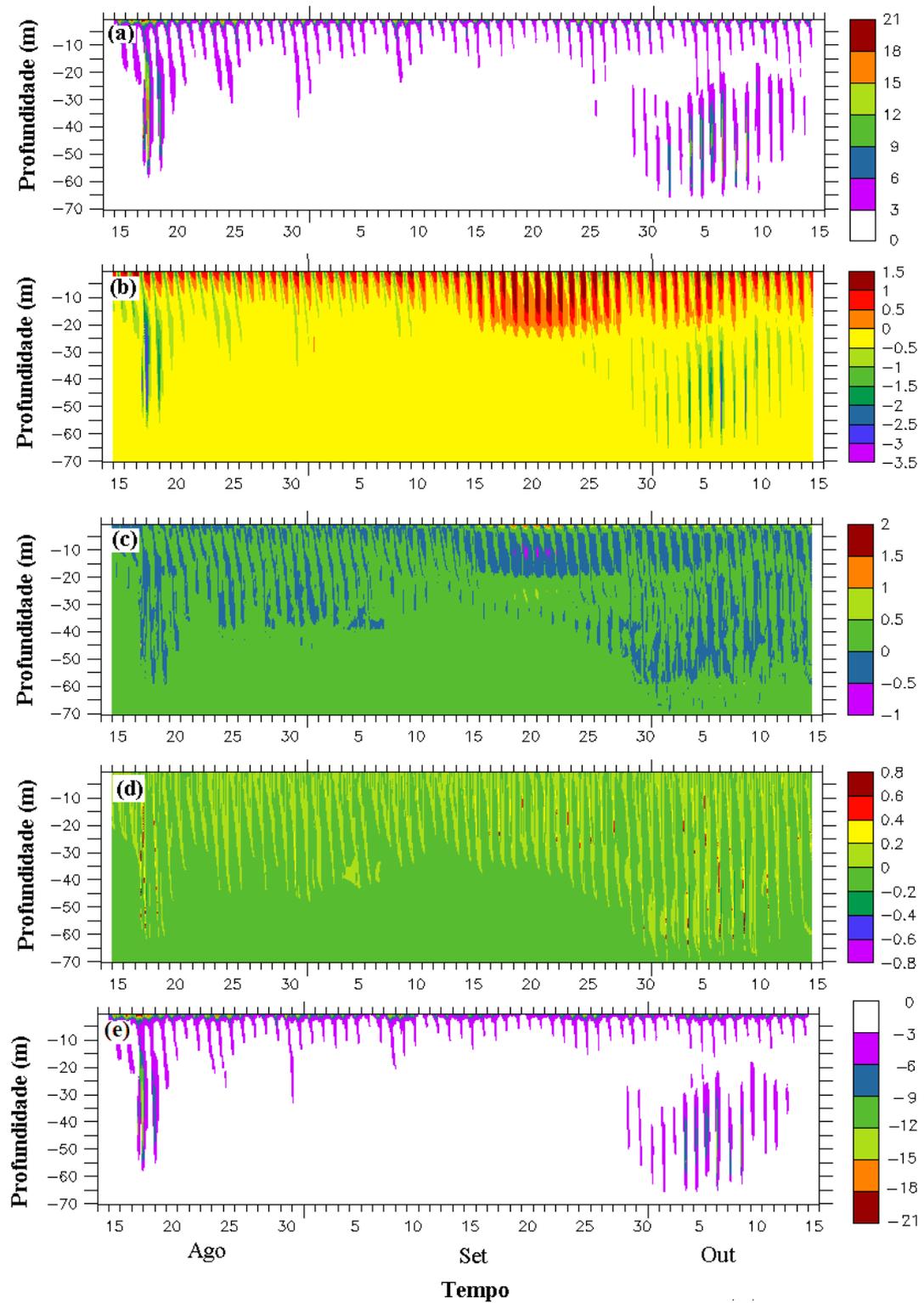


Figura 4.13: Simulação da evolução temporal dos termos da equação de  $k$  (Eq. 2.18) para a Estação 1. (a) Produção mecânica; (b) produção/dissipação térmica; (c) difusão vertical; (d) variação local e (d) taxa de dissipação viscosa. Unidade em  $10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ .

Observa-se na Figura 4.14a que a variação diurna média de  $h_{cmo}^k$  (linha que divide as cores laranja e amarelo) não excede 10 m de profundidade, enquanto que, na Estação 2 (Figura 4.14b), o ciclo diurno de  $h_{cmo}^k$  chega a mais 50 m de profundidade por volta das 05 h. Na Estação 2,  $h_{cmo}^k > -50$  m até em torno de 11 h, quando ocorre o colapso da camada. Durante o dia a CMO fica restrita aos primeiros 5 m na Estação 1 (Figura 4.14a) e nos primeiros 10 m na Estação 2 (Figura 4.14b), quando, no período da tarde, começa a se desenvolver com o aumento do cisalhamento na camada superficial.

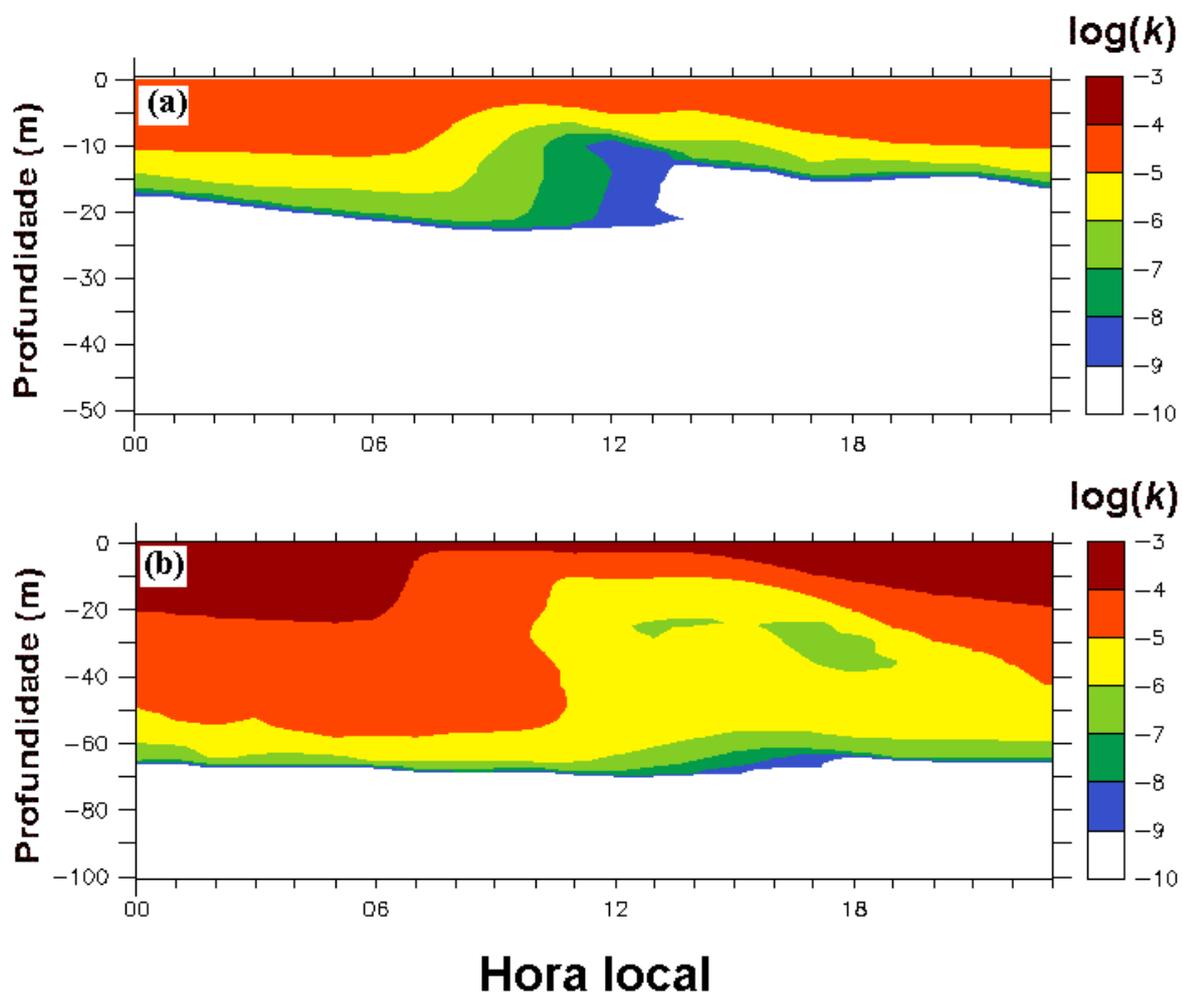


Figura 4.14: Perfil médio diurno de  $\log(k)$  para (a) Estação 1 (15 de fevereiro a 29 de abril) e (b) Estação 2 (15 de agosto a 30 de outubro).

Não existem observações de propriedades turbulentas nessa região do oceano que viabilizem uma validação do modelo usado para aplicação na região equatorial do Atlântico. No entanto, é possível fazer uma comparação qualitativa com medidas e simulações de estudos

sobre o Oceano Pacífico equatorial (Gregg et al., 1985; Wang et al., 1996, 1998; Wang and Müller, 2002; Skyllingttad et al., 1999). Nesses trabalhos, os autores utilizam  $\epsilon$  para quantificar a turbulência na camada superficial e consideram uma camada de turbulência homogênea aquela em que  $\epsilon \geq 1 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ .

Gregg et al. (1985) calcularam o perfil vertical médio de  $\epsilon$  com 385 medidas de perfis desta propriedade no Pacífico equatorial, entre 10 e 150 m de profundidade, de 25 a 30 de novembro (4,5 dias). Eles verificaram que  $\epsilon$  na camada entre 10 e 30 m apresentava uma variação diurna da ordem de 100 e, abaixo desta camada, entre 30 e 90 m, esta propriedade apresentava variação diurna da ordem de 10 a 100, com valores típicos de  $\epsilon = 1 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ , quando a turbulência se encontra desenvolvida.

Observa-se que na Estação 2, a variação diurna de  $\epsilon$  nos primeiros 10 m de profundidade — camada que está sob constante influência das forçantes atmosféricas — é da ordem de 10 (Figura 4.15), sendo  $\epsilon > 1 \times 10^{-8}$  nessa camada; entre 10 e 30 m de profundidade, uma variação diurna de  $\epsilon$  da ordem de  $10^3$  é observada, sendo  $\epsilon$  maior durante a noite, quando há produção mecânica e térmica de  $k$ , e menor no período de estratificação. Nessa camada de 10 a 30 m, medidas de Gregg et al. (1985) mostraram uma variação diurna desta propriedade da ordem de 100. Entre 30 e 60 m de profundidade, região que interage com o escoamento da SCE, de intenso cisalhamento, aparecem variações de  $\epsilon$  da ordem de 100 (Figura 4.15). Gregg et al. (1985) estimaram variações diurnas de  $\epsilon$  da mesma ordem nessa profundidade. Abaixo de 70 m não aparece variação diurna expressiva de  $\epsilon$ .

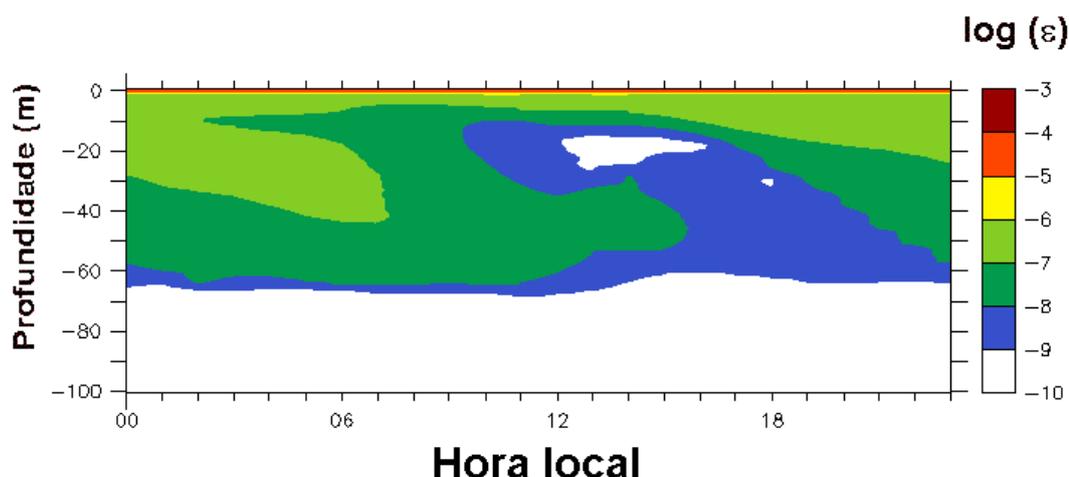


Figura 4.15: Perfil médio diurno de  $\log(\epsilon)$  para a Estação 2 (15 de agosto à 30 de outubro).

Wang et al. (1998) simularam a camada superior do Oceano Pacífico equatorial usando o LES, considerando condições típicas de  $140^\circ$  W. Em suas simulações foram considerados como condições de contorno superior:  $\tau_0^x = -4,2 \times 10^{-2} \text{ N m}^{-2}$  e  $\tau_0^y = 0$ , constantes, e para o aquecimento/resfriamento diurno uma função cíclica solar, em que  $Q_n$  médio diurno é de  $47 \text{ W m}^{-2}$ , com resfriamento constante de  $200 \text{ W m}^{-2}$  durante a noite. Estas condições são similares às condições da Estação 2 neste trabalho. Em seu trabalho, Wang et al. (1998) consideraram os fenômenos da grande escala — como a SCE e advecção de temperatura — nas condições de contorno nos domínios laterais incluindo dados de outras fontes, considerando que esses fenômenos não são influenciados pelos processos de escala menor calculados pelo LES.

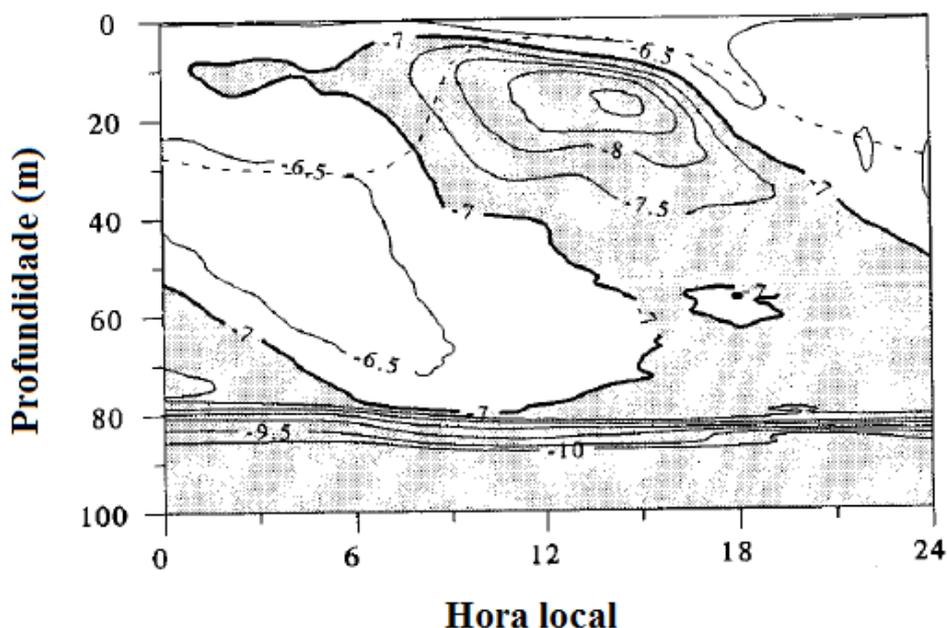


Figura 4.16: Ciclo diurno de  $\epsilon$  simulado com LES na camada superior oceânica considerando situações típicas do Oceano Pacífico equatorial. Linha tracejada indica  $h_{cmo}^{0,01}$ . Área hachurada indica região de  $\epsilon < 1 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ , onde os autores consideram turbulência pouco desenvolvida. Adaptado de Wang et al. (1998).

A Figura 4.16 mostra a variação diurna de  $\epsilon$  e de  $h_{cmo}^{0,01}$  estimados nas simulações de Wang et al. (1998). Observa-se que a variação diurna de  $h_{cmo}^{0,01}$  é similar à Figura 4.10c e que o ciclo diurno de  $\epsilon$  apresenta similaridades com o ciclo médio estimado com o GOTM (Figura 4.15). Na Figura 4.16,  $h_{cmo}^{0,01}$  começa a aumentar após às 15 h, aproximadamente, quando se encontrava menor que 5 m de profundidade, se desenvolvendo durante a noite

até às 06 h, quando atinge seu valor máximo em torno de 30 m, colapsando rapidamente de volta a 5 m após às 08 h com a incidência de radiação solar na camada superficial.

O aumento de  $\epsilon$  segue o aprofundamento da CMO. O contorno de  $\epsilon$  da ordem de  $10^{-7}$  se aprofunda durante o período da tarde chegando em torno de 75 m às 06 h no estudo de Wang et al. (1998) (Figura 4.16). A Figura 4.15 mostra  $\epsilon$  da ordem de  $10^{-7}$  atingindo profundidade máxima de 40 m. A Figura 4.16 mostra que  $\epsilon > 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$  na camada entre 40 e 70 m até 13 h, enquanto que uma diminuição de  $\epsilon$  é observada em torno das 02 h em 10 m de profundidade. Essa diminuição em torno de 10 m também é observada na Figura 4.15, o que neste estudo está relacionado com uma diminuição do cisalhamento na camada mais próxima da superfície neste horário (Figura 4.8c). Neste trabalho, o GOTM estima uma diminuição mais expressiva de  $\epsilon$  com a incidência de radiação solar após às 08 h (Figura 4.15), ocorrendo em toda a camada.

Pode-se dizer que o ciclo diurno estimado da CMO neste trabalho e de Wang et al. (1998) apresentam características similares tanto das propriedades médias quanto das turbulentas, o que dá robustez ao conjunto de dados e a metodologia aplicados neste estudo.

Para o ciclo diurno de  $\epsilon$ , que caracteriza o ciclo diurno da CMO, as simulações com o LES mostram maior aprofundamento e manutenção da camada turbulenta profunda após o nascer do Sol, enquanto que, nas simulações deste trabalho,  $\epsilon > 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$  atinge uma profundidade menor e seu colapso, devido a re-estratificação diurna, ocorre mais rapidamente em toda a camada.

Considerando as diferenças entre as duas regiões oceânicas — principalmente àquelas relacionadas à ordem de grandeza dos fenômenos de grande escala devido à diferença na grandeza das duas bacias oceânicas — e na metodologia usada em ambos os trabalhos — sendo o modelo de fechamento mais simples e genérico que o LES e a utilização de dados derivados de observação neste trabalho — pode-se dizer que essa comparação elucidada algumas características da região oceânica equatorial quanto aos processo dinâmicos da CMO na escala de tempo em questão.

A Figura 4.17 mostra o perfil do fluxo vertical de momento na camada superior oceânica para as duas estações. As camadas laranja e vermelha mostram a profundidade em que o fluxo de momento na camada é maior ou da mesma ordem da tensão de cisalhamento na superfície em determinada hora; em ambas as estações, essa camada ganha profundidade

após o máximo diurno de tensão de cisalhamento na superfície, às 15 h. Após esse período, a tensão de cisalhamento na superfície diminui e a camada de fluxo de momento equivalente à da superfície ganha profundidade.

Na Estação 1 (Figura 4.17a), após às 21 h, o fluxo de momento na camada é equivalente à tensão de cisalhamento na superfície até em torno de 4 m, sendo constante até às 06 h, quando então diminui. Abaixo desta profundidade, durante a noite, o fluxo de momento decresce, apresentando valores de 10% da tensão de cisalhamento na superfície em torno de 10 m de profundidade.

Na Estação 2, das 20 às 02 h, o fluxo de momento na camada é equivalente à tensão na superfície até uma profundidade de 15 m, sendo equivalente a  $6 \times 10^{-2} \text{ N m}^{-2}$  (Figura 3.4). No decorrer da noite, o fluxo de momento abaixo de 15 m de profundidade é vigorosamente transferido até em torno de 55 m, onde pode ser observado com 10% do valor da tensão na superfície.

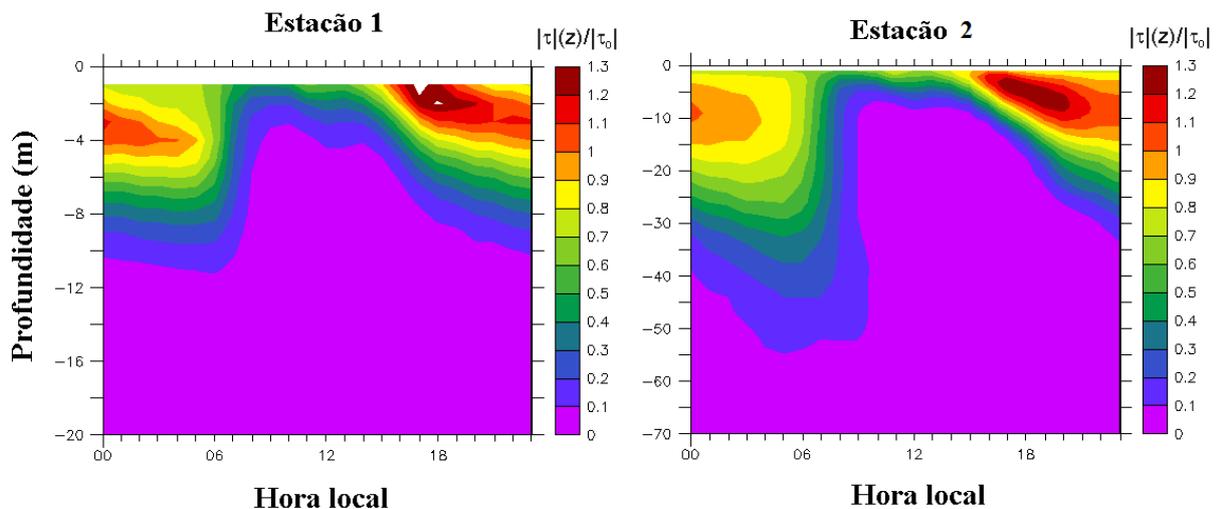


Figura 4.17: Perfil médio diurno do fluxo de momento  $|\vec{\tau}(z)|$  normalizado pela tensão de cisalhamento na superfície para (a) Estação 1 e (b) Estação 2.

A diminuição rápida do fluxo de momento na camada oceânica ao amanhecer se deve à diminuição do vento durante o período da noite e à estratificação no início do dia, que dissipa energia cinética turbulenta. Com isso, observa-se que o vento mantém o cisalhamento numa camada superficial de até 4 m na Estação 1 e 15 m na Estação 2, com o fluxo de momento praticamente constante até essas profundidades, favorecendo a transferência do

momento da superfície para as camadas mais profundas e o entranhamento da camada turbulenta durante a noite.

O fluxo líquido de calor na superfície do oceano, médio durante a Estação 1, é da ordem de  $93 \text{ W m}^{-2}$  e, durante a Estação 2, é de  $83 \text{ W m}^{-2}$  (Tabela 4.2). Durante a Estação 1, o fluxo de calor líquido na CMO segue o aumento do fluxo de momento durante a tarde (Figura 4.18a), transportando calor da superfície para baixo efetivamente após às 15 h. Na Estação 1, um fluxo de calor de  $10 \text{ W m}^{-2}$  pode ser observado até em torno de 10 m durante a tarde (antes das 18 h), o que equivale à 10% do fluxo líquido de calor na superfície médio da estação (Figura 4.18c). Na Estação 2, o contorno de  $10 \text{ W m}^{-2}$  é observado até a profundidade de 15 m (Figura 4.18b), sendo equivalente à 20% do fluxo de calor líquido na superfície médio dessa estação, evidenciando a maior distribuição vertical de calor proveniente da atmosfera nessa estação.

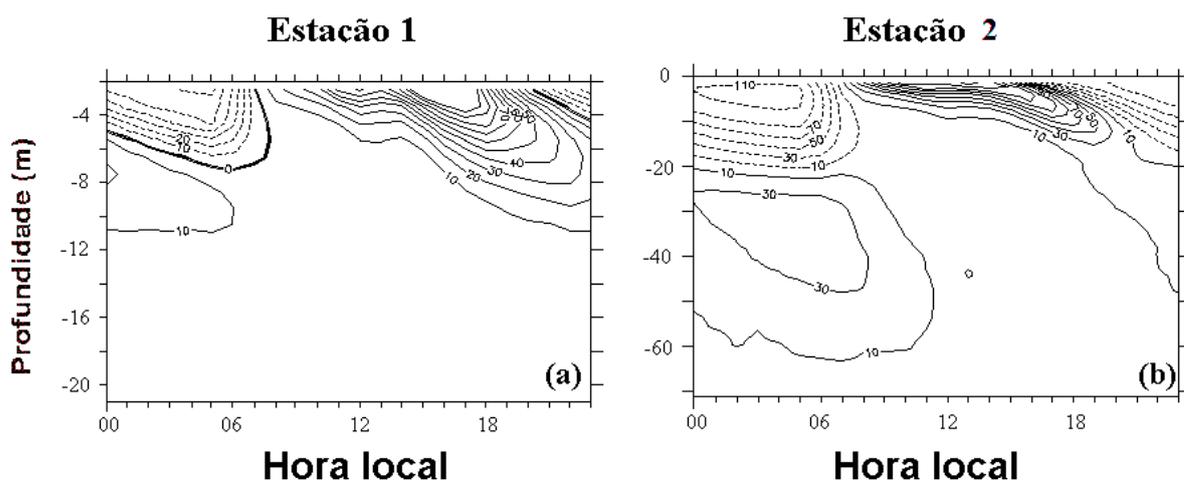


Figura 4.18: Perfil médio diurno do fluxo líquido de calor no oceano ( $\text{W m}^{-2}$ ), para (a) Estação 1 e (b) Estação 2. Linhas tracejadas indicam valores negativos e significam perda de calor.

Na Estação 2, o fluxo de calor na camada próxima da superfície passa a ser negativo aproximadamente 1 hora antes que na Estação 1, já que na Estação 2 a perda de calor é mais intensa na interface, apresentando perdas maiores do que  $100 \text{ W m}^{-2}$  na camada superficial, até em torno de 10 m (Figura 4.18b). Na Estação 1, essa camada com fluxo de calor negativo apresenta valores entre  $-70$  e  $-50 \text{ W m}^{-2}$  com, aproximadamente, 5 m de profundidade. Abaixo da camada onde o fluxo de calor é negativo há uma camada de entranhamento, onde o fluxo de calor aparece positivo. Essa camada de entranhamento

atinge uma profundidade de até 12 m nessa estação (Figura 4.18a).

Na Estação 2, em torno das 04 h, o fluxo de calor é de  $-10 \text{ W m}^{-2}$  em torno de 20 m de profundidade (Figura 4.18b). Abaixo desta camada, há uma espessa camada de entranhamento, onde o fluxo de calor é positivo, compreendendo a camada entre 20 e 60 m. O fluxo de calor nessa camada chega a ser equivalente à 50% do fluxo de calor líquido na superfície médio da estação (Figura 4.18d), evidenciando a existência de um ciclo diurno de turbulência expressivo na região equatorial do Oceano Atlântico na Estação 2.

#### 4.5 Evolução diurna da camada de mistura oceânica durante a Estação 2

Nesta seção são analisadas as propriedades turbulentas durante o período em que o modelo estimou as maiores variações de  $h_{cmo}^k$  durante a Estação 2, que, de acordo com a Figura 4.11b, ocorreram nos dez primeiros dias de outubro, chegando a quase 70 m de profundidade.

A Figura 4.19 mostra as variações de  $\epsilon$  nesses dias. Observa-se na Figura 4.19, pela região em que  $\epsilon > 1 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ , que a camada superficial apresenta evolução diurna típica dessa estação, como descrito na seção anterior (Figura 4.15), se aprofundando após o máximo diurno da tensão de cisalhamento na superfície no período da tarde. Porém, nesse período, observa-se que o modelo estima um grande aumento de  $\epsilon$  após às 00 h, que se estende a mais de 60 m de profundidade durante a noite, de forma semelhante aos resultados das simulações usando LES de Wang et al. (1998) (Figura 4.16).

A Figura 4.20a mostra que nesse período as variações diurnas do cisalhamento zonal ocorrem predominantemente acima de 20 m, apresentando fase típica da estação, com máximo após às 15 h e mínimo durante o período da noite. Nesse período de outubro, o cisalhamento nessa camada superficial (Figura 4.20a) é menor que a média para a estação (Figura 4.8c), evidenciando uma CMO mais homogênea. Abaixo de 20 m, o cisalhamento aumenta rapidamente e, abaixo de 40 m, é maior que a média para a estação. Às 22 h, observa-se que o cisalhamento gerado pelo vento na superfície atinge a profundidade de 20 m, daí se propagando para maiores profundidades, aparentando ser responsável pelo aumento do cisalhamento entre 40 e 60 m durante a noite (contorno de  $1,6 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ ). Abaixo de 60 m, observa-se a região de máximo cisalhamento na camada e também a existência de um ciclo diurno, com valores de  $3 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$  entre às 11 h e 14 h, quando  $\epsilon$

é máximo nesta profundidade (Figura 4.19).

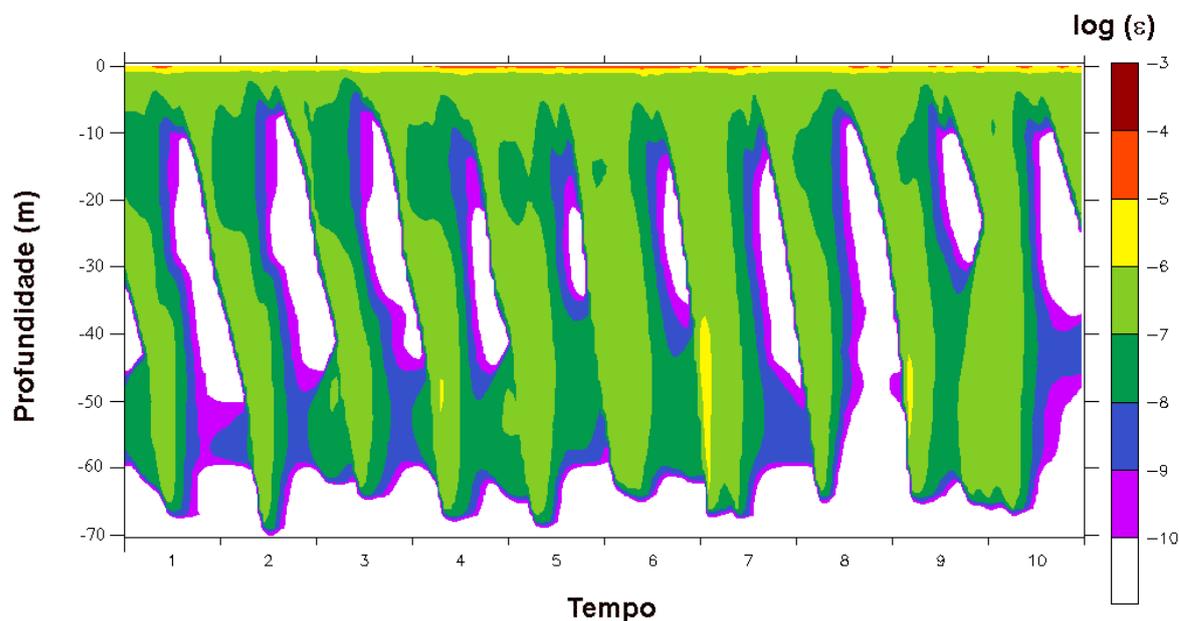


Figura 4.19: Ciclo diurno de  $\epsilon$  de 1 a 11 de outubro simulado com o GOTM.

Na Figura 4.20b, observa-se que, durante a noite, a camada é estaticamente instável até 20 m de profundidade, sendo estável abaixo desta profundidade. Comparando com a média para a Estação 2 (Figura 4.10d), nesse período de outubro a camada se encontra com menor estratificação estável.

A Figura 4.21 mostra a evolução diurna dos termos da equação de  $k$  (Eq. 2.18), calculados pelo modelo, o que permite uma interpretação da contribuição dos processos físicos responsáveis pela geração de energia cinética turbulenta.

Das 12-18 h (Figura 4.21a), período da tarde, quando ocorre o aumento diurno do cisalhamento na camada superficial, verifica-se que  $k$  é gerada por produção mecânica (termo  $P$ ) nessa camada; o termo de empuxo (termo  $B$ ) age dissipando  $k$  nos primeiros 5 m, onde a geração de turbulência é mais intensa (Figura 4.14b), sendo este termo nulo abaixo desta camada; os outros termos aparecem com valores próximos de zero. Entre 30 e 60 m, pode-se observar que  $P$  e  $\epsilon$  são diferentes de zero, o que pode estar relacionado à produção mecânica intensa existente no período anterior (Figura 4.21d).

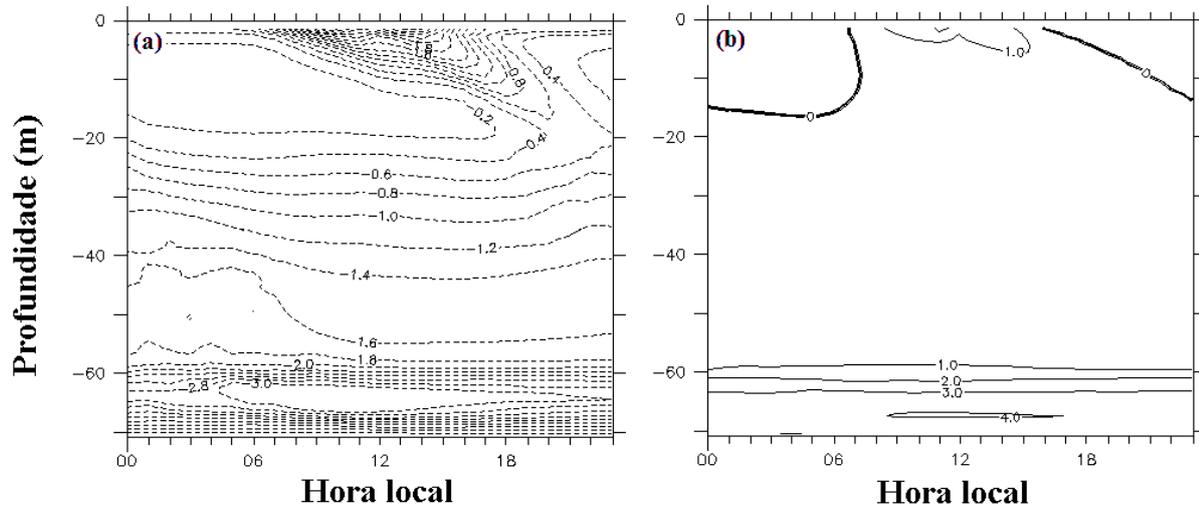


Figura 4.20: Ciclo diurno médio do perfil vertical de (a) cisalhamento da corrente zonal ( $10^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) e (b)  $N^2 \text{ s}^{-2}$ , de 01 a 11 de outubro.

Das 18-00 h (Figura 4.21b), observa-se que a produção mecânica se entende até uma profundidade maior, o que está relacionado com o momento transferido na superfície pelo vento no período da tarde. O termo de empuxo é positivo na camada mais superficial, até aproximadamente 10 m, devido à perda de calor na superfície nesse período, agindo na produção de  $k$ ; abaixo de 10 m esse termo age dissipando energia cinética turbulenta. Observa-se nesse período que o termo de difusão vertical de  $k$  (termo  $T$ ) é negativo entre 5 e 20 m de profundidade, transportando  $k$  de onde há maior geração para as camadas acima e abaixo, contribuindo com o entranhamento na CMO diurna.

Entre 00-06 h é o período em que a CMO diurna se apresenta mais turbulenta (Figura 4.21c). O termo de empuxo, devido à instabilidade estática da camada (Figura 4.18b), é responsável por mais de 20% da produção de  $k$  que é dissipada na superfície, sendo maior que o termo de produção mecânica entre 5 e aproximadamente 18 m, mantendo essa camada próxima da superfície com produção intensa de turbulência. Esse resultado coincide com a simulação de LES de Skylingstadt et al. (1999), utilizando forçantes atmosféricas observadas no Oceano Pacífico. Abaixo de 20 m de profundidade a produção mecânica predomina, sendo esse termo maior do que na superfície, mesmo para o período anterior (Figura 4.21b), quando o momento da superfície ainda estava sendo transferido para as profundidades maiores.

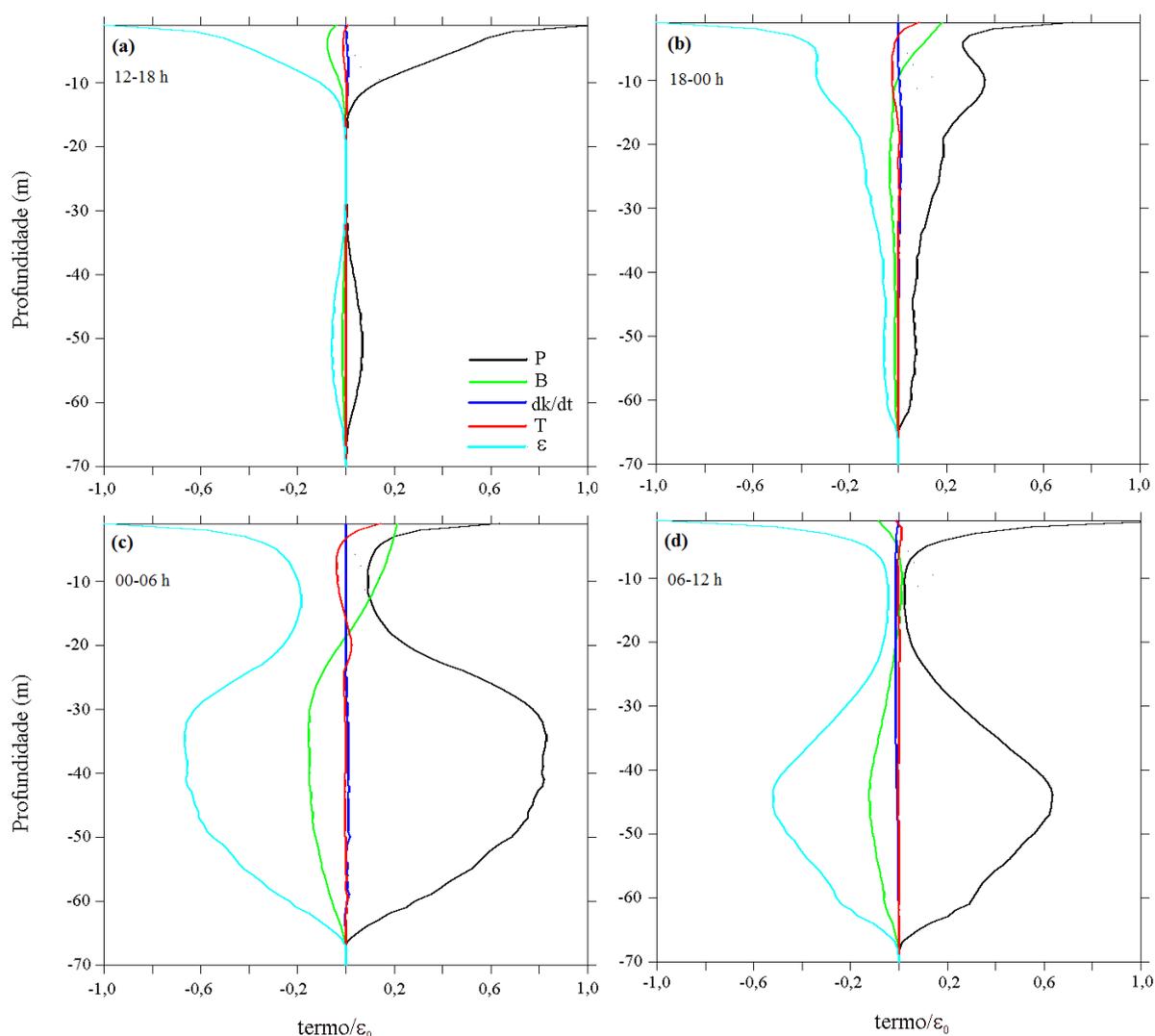


Figura 4.21: Perfis verticais médios dos termos da equação de  $k$  (Eq. 2.18) para o período de 01 a 11 de outubro. (a) Média entre 12-18 h; (b) média entre 18-00 h; (c) média entre 00-06 h e (d) média entre 06-12 h. Os termos foram normalizados pela média de  $\epsilon$  na superfície em cada intervalo do dia.

Uma hipótese para a geração dessa turbulência mecânica intensa a essa profundidade, considerando os campos de cisalhamento mostrados (Figura 4.20a), seria o disparo que o momento transmitido da superfície ocasionaria ao atingir essa profundidade estável, mas de intenso cisalhamento. Neste caso, o fluxo de momento proveniente da superfície teria de ser suficiente para aumentar o cisalhamento nessa camada e vencer a estabilidade estática, gerando energia cinética turbulenta. A outra hipótese seria aquela sugerida por Gregg et al. (1985) e simulada com LES por Wang and Müller (2002), de que a propagação de OGI da camada superficial onde há geração de turbulência térmica e mecânica, ao

chegar nas camadas abaixo e encontrar uma região onde o escoamento é marginalmente estável ( $Ri_g \approx 0,25$ ), de intenso cisalhamento, resultaria no aumento do cisalhamento nessa camada e, assim, na geração de  $k$ . O modelo simplificado usado aqui mostra um mecanismo mais parecido com a primeira hipótese. Quanto à segunda hipótese, esta não é possível ser analisada neste trabalho, pois não está sendo considerada parametrização de OGI de qualquer tipo, de forma que seja possível estudar essas ondas separadamente. No entanto, a ocorrência de tal efeito das OGI poderia estar sendo indiretamente reproduzido nas simulações através da assimilação dos dados derivados das observações do PIRATA de perfil de corrente zonal, caso seja característico da região equatorial do Oceano Atlântico. Nesse caso, os dois processos sugeridos poderiam ser responsáveis pelo aumento da turbulência em profundidade.

No período entre 06-12 h (Figura 4.21d), quando a turbulência intensa produzida na camada mais superficial durante a noite já foi suprimida pela estabilidade estática causada pela incidência de radiação solar, a camada abaixo de 20 m ainda se encontra com grande produção mecânica de  $k$  até quase 70 m. Nessa camada os termos  $\epsilon$  e  $B$  dissipam energia cinética turbulenta.

A Figura 4.22 mostra o ciclo diurno médio do número de Richardson gradiente ( $Ri_g$ ), dado pela seguinte relação:

$$Ri_g = \frac{N^2}{S^2} \quad (4.2)$$

Considerando o mesmo critério utilizado por Wang et al. (1998) e Wang and Müller (2002) para classificar o escoamento usando  $Ri_g$ , para  $Ri_g < 0$  tem-se uma situação de estratificação instável; para  $0 < Ri_g < 0,25$ , tem-se uma situação de estratificação estável com escoamento dinamicamente instável; e para  $Ri_g > 0,25$  tem-se um escoamento estável, não-turbulento. Considera-se ainda uma situação de escoamento marginalmente estável quando  $0,25 < Ri_g < 0,50$ .

A Figura 4.22 mostra que próximo à superfície,  $Ri_g > 0,25$  entre às 07 e 17 h. Após às 17 h, a camada superficial passa a apresentar  $Ri_g < 0$ , chegando a 20 m de profundidade em torno da 00 h, onde existe uma camada de geração de turbulência térmica (Figura

4.21c); essa camada estaticamente instável se mantém até o nascer do Sol. Entre às 11 e 21 h, a camada entre 20 e, aproximadamente, 60 m tem  $0,25 < Ri_g < 0,50$ , ou seja, é marginalmente estável. Após às 21 h, entre 35 e 60 m, tem-se  $0 < Ri_g < 0,25$ , indicando um escoamento dinamicamente instável nessa camada; após as 02 h, a camada dinamicamente instável se estende de 30 a 60 m de profundidade, o que coincide com o aumento da produção mecânica de turbulência observado nas Figura 4.13a e Figura 4.21c,d. É interessante notar que entre essa camada dinamicamente instável, mais profunda, e a camada estaticamente instável, superficial,  $Ri_g$  aparece estável, maior que 0,25, mostrando que as duas camadas turbulentas estão separadas por uma camada não-turbulenta, o que indica que a turbulência na camada profunda pode ter sido gerada remotamente, como pela propagação das OGI da CMO estaticamente instável para a região de intenso cisalhamento, como proposto por Gregg et al. (1985) e simulado por Wang and Müller (2002). Esse resultado mostra, portanto, um quadro similar ao do trabalho de Wang et al. (1998) e a aplicabilidade do modelo usado neste trabalho no estudo da CMO equatorial.

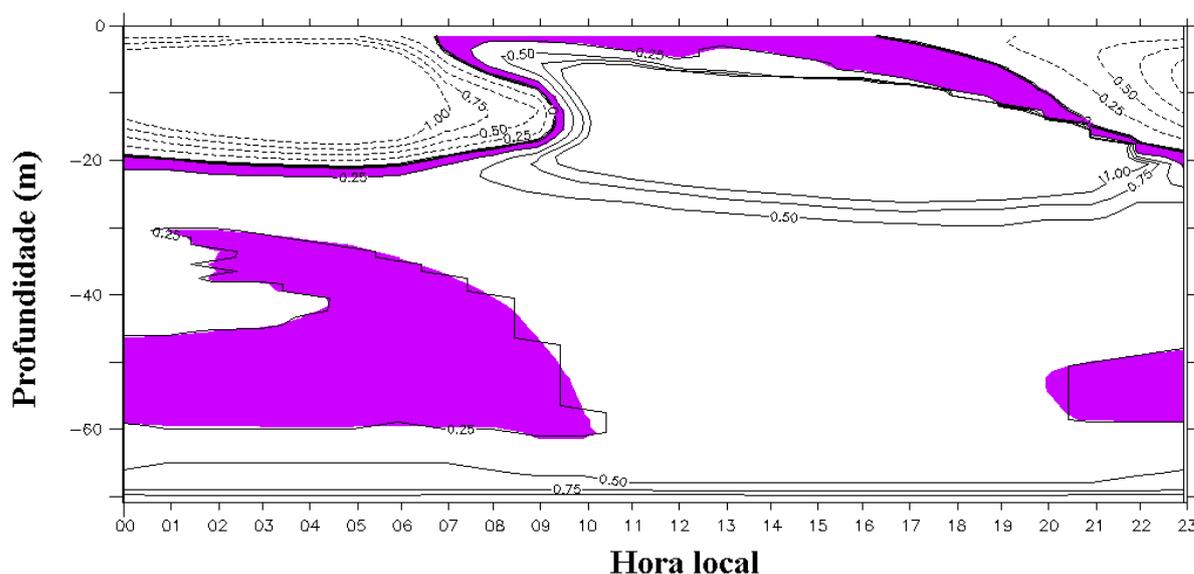


Figura 4.22: Ciclo diurno médio do número de Richardson gradiente entre 1 a 11 de outubro. Área hachurada indica região de escoamento dinamicamente instável, com  $0 < Ri_g < 0,25$

Linden (1975) verificou em experimento de laboratório que em uma camada de mistura onde existe geração intensa de turbulência e que se encontra sobre uma camada estaticamente estável, pode haver irradiação de energia na forma de OGI, cuja velocidade de

fase se propaga para maiores profundidades. No caso do oceano, o momento fornecido pelo vento na superfície adicionado à produção térmica de turbulência durante a noite teria o efeito de intensificar a geração de turbulência na CMO, como foi simulado pelo GOTM, sendo que a CMO se encontra sobre a termoclina, que é a camada de estratificação estável. Gregg et al. (1985), com seus resultados de observações de  $\epsilon$ , sugeriram que esse mecanismo pode ser responsável em grande parte pelo ciclo diurno de turbulência em profundidade observado no Oceano Pacífico equatorial. Essas OGI, ao se propagarem para o fundo e atingirem a camada de intenso cisalhamento, de escoamento marginalmente estável, seriam responsáveis pela geração desse escoamento turbulento a essa profundidade. Wang and Müller (2002) reproduziram esse mecanismo usando LES e verificaram que a presença da camada de intenso cisalhamento, devido à presença da SCE em profundidade, é condição necessária para a existência desse ciclo diurno de turbulência.

## Conclusões

Neste trabalho foi apresentado o estudo da evolução e estrutura da camada de mistura oceânica (CMO) do Oceano Atlântico equatorial utilizando um modelo oceânico de turbulência, o GOTM, dados derivados das observações da bóia PIRATA situada em ( $0^\circ$ ,  $23^\circ$  W) e dados complementares de radiação em superfície do SRB-NASA. Os dados do PIRATA foram utilizados no cálculo dos fluxos turbulentos de superfície usando o algoritmo bulk de Fairall et al. (2003), necessários para fechar o balanço de energia na superfície, e os dados de sub-superfície (corrente, temperatura e salinidade) foram usados na assimilação de dados durante as simulações. Foram realizadas duas simulações, uma para cada estação típica da região, fora dos períodos de transição dos ventos na bacia equatorial, quando a termoclina se encontra em sua posição sazonal média.

Com o conjunto de dados observados da bóia PIRATA — que, no total, compreendeu o período de março de 1999 a junho de 2006 — pôde-se verificar as características das estações simuladas. A primeira estação, caracterizada pela presença da ZCIT, vai de fevereiro a abril (Estação 1). Nesses meses os ventos são mais fracos, com intensidade média de  $2 \text{ m s}^{-1}$ ; ocorrem os máximos de precipitação e TSM, sendo um período de maior nebulosidade e, portanto, menores balanços de radiação na superfície; a camada de mistura oceânica se encontra rasa, desacoplada da termoclina, e toda a camada superior do oceano se encontra com maior estratificação estável.

A segunda estação, de agosto a outubro (Estação 2), é quando a ZCIT se encontra mais ao norte e os ventos alísios são mais intensos na região, com intensidade média de  $6 \text{ m s}^{-1}$ ; a termoclina é mais profunda nesse período e o fluxo de calor em sua base se encontra em equilíbrio com o fluxo de calor na superfície (Weingartner and Tang, 1987); o gradiente

vertical das propriedades da água do mar (temperatura e salinidade) se encontram menores; o índice de precipitação é menor e as trocas diurnas de calor na superfície são mais intensas. As médias horárias de tensão de cisalhamento na superfície mostraram a existência de um ciclo diurno desta variável, o qual é mais evidente na Estação 2, sendo maior das 06 às 14 h.

Verificou-se que o fluxo líquido de calor na superfície apresenta pouca variabilidade no ciclo anual, como esperado para a região equatorial. Na Estação 1, o balanço de onda curta é menor devido à maior nebulosidade nesse período; no entanto, a mesma nebulosidade diminui a perda de energia pelo balanço de onda longa e os ventos, menos intensos nessa estação, resultam em menor perda de energia pelo fluxo de calor latente. No período em que a ZCIT se encontra ao norte, na Estação 2, apesar da menor nebulosidade e maior incidência de radiação solar, a perda de energia pelo balanço de onda longa acaba sendo maior e os ventos, mais intensos, aumentam a perda de energia do oceano pelo fluxo de calor latente. O resultado verificado foi uma pequena variação do fluxo líquido de calor na superfície durante o ano, sendo o ganho de energia do oceano ligeiramente maior no período da ZCIT (Tabela 4.2) devido à menor perda de energia pelo fluxo de calor latente.

Na Estação 1, o fluxo líquido de calor recebido na superfície não é conservado na CMO, sendo parte transportado para leste e parte transportada para profundidades de até 75 m, segundo Weingartner and Weisberg (1991a), o que pode ser observado na Figura 4.6a. Na Estação 2, o fluxo de calor na superfície proveniente da atmosfera é distribuído na CMO (Figura 4.6b) sob menor efeito de advecção e maior mistura vertical nessa estação.

Nas duas estações, a CMO é gerada por turbulência de origem mecânica, pois, em primeira aproximação, há um balanço entre a produção mecânica e a dissipação de energia cinética turbulenta. O termo de produção térmica somente é importante nos primeiros 30% da profundidade da CMO durante o período noturno.

As simulações mostraram que, em ambas estações, o ciclo diurno da tensão de cisalhamento do vento na superfície é responsável pelo desenvolvimento da CMO, que começa a se aprofundar a partir das 15 h com o transporte turbulento de momento para maiores profundidades. Essa propagação de momento no período da tarde é responsável também pelo transporte do calor das águas superficiais — aquecidas pela incidência de radiação solar — para profundidades maiores. Ao poente, inicia-se o resfriamento das águas super-

ficiais com a perda de calor da superfície, tornando a camada estaticamente instável. Com isso, tem início a produção térmica de turbulência, que junto com o momento transferido da superfície no período da tarde, tende a aumentar o entranhamento da CMO, que ganha profundidade até às 06 h. Após esse horário, a CMO diurna colapsa com a re-estratificação da camada superficial devido à incidência de radiação solar e a turbulência é rapidamente dissipada.

Os períodos de transição dos ventos na bacia equatorial, anteriores a cada estação investigada, determinam o estado de estratificação da camada superior oceânica. Esses diferentes estados e as forçantes atmosféricas em cada estação caracterizam a dinâmica da CMO quanto aos processos turbulentos na escala diurna. Na Estação 1, a situação de estratificação estável da camada, resultante da relaxação dos ventos e da concentração de calor em uma CMO rasa, a partir de dezembro, e a menor intensidade das forçantes de superfície nesse período, geram uma CMO média com pequena variação diurna. A Figura 5.1a resume a profundidade da CMO nessa estação estimada pelos diferentes critérios usados. Das 10 às 14 h, a turbulência é mantida pelo vento e  $h_{cmo}^k$  estima uma profundidade média de 5 m para a CMO, chegando a 10 m durante a noite. Usando o critério de gradiente vertical de densidade menor que  $0,01 \text{ kg m}^{-3}$ ,  $h_{cmo}^{0,01}$ , estima-se uma profundidade da CMO em torno de 6 m durante a noite. O critério de de Boyer Montégut et al. (2004),  $h_{cmo}^{0,03}$  mostra uma CMO em torno de 10 m, negligenciando as variações diurnas.

Na Estação 2, por ser um período de ventos e troca de calor mais intensos na superfície, a CMO se encontra com menores gradientes verticais das propriedades e mais profunda. A Figura 5.1b mostra que  $h_{cmo}^{0,01}$  estima uma CMO diurna de densidade verticalmente homogênea com profundidade média de até 20 m durante a noite, ocorrendo estratificação durante o dia;  $h_{cmo}^{0,03}$  apresenta pouca variação diurna, com profundidade em torno de 20 m. Já  $h_{cmo}^k$  estima uma CMO com profundidade de 10 m durante o dia, a qual se mantém nesse horário devido à produção mecânica de turbulência, e aprofundando após às 15 h. Durante a noite, essa camada apresenta uma grande extensão vertical, chegando em torno de 55 m às 04 h, excedendo a profundidade em que as propriedades são verticalmente homogêneas, abrangendo uma camada de entranhamento, onde o fluxo líquido de calor no oceano inverte de sinal (Figura 4.18b).

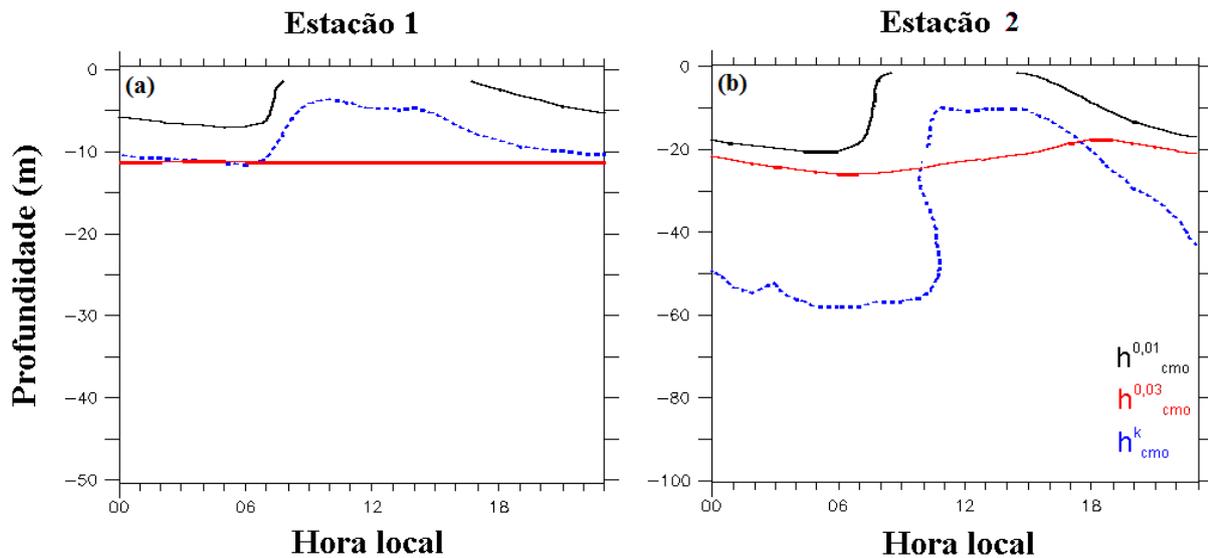


Figura 5.1: Comparação entre as profundidades das camadas de mistura oceânicas estimadas pelos diferentes critérios usados para (a) Estação 1 e (b) Estação 2.  $h_{cmo}^{0,01}$  estima a variação diurna da camada de mistura considerando a diferença de densidade de  $0,01 \text{ kg m}^{-3}$  de seu valor na superfície;  $h_{cmo}^{0,03}$  é o critério sugerido por de Boyer Montégut et al. (2004) para estimar uma camada de mistura com rápida resposta às forçantes atmosféricas, mas negligenciando as variações diurnas, considerando a diferença de  $0,03 \text{ kg m}^{-3}$  da de seu valor em  $z = -10 \text{ m}$ ;  $h_{cmo}^k$  é o critério de Burchard and Bolding (2001) para o GOTM usando a energia cinética turbulenta.

Três hipóteses são sugeridas para explicar a existência dessa CMO de maior profundidade. A primeira, de que o momento transferido no período de máxima tensão de cisalhamento do vento durante o dia, ao atingir a região de intenso cisalhamento, entre 40 e 70 m — existente devido à presença da SCE — mas estaticamente estável, seria suficiente para vencer a estratificação e instabilizar dinamicamente o escoamento nessa profundidade. A segunda baseia-se no mecanismo de geração de ondas de gravidade internas na camada superficial turbulenta, reproduzidos em laboratório por Linden (1984) e simuladas com com LES por Wang and Müller (2002). De acordo com esses trabalhos, em uma camada de mistura onde há intensa produção de turbulência e que se situe sobre uma camada estaticamente estável, são geradas ondas de gravidade internas, as quais se propagam para maiores profundidades. Como sugerido por Gregg et al. (1985), essas ondas ao atingirem a camada de intenso cisalhamento, ocasionam em quebra e geração de turbulência. A terceira hipótese é a de que os dois mecanismo ajam na geração da turbulência nessa camada. Como nesse estudo não foi considerada nenhuma parametrização

---

para geração de turbulência devido às ondas de gravidade internas, não foi possível estimar a contribuição dessas ondas na geração de turbulência, cujos efeitos de sua quebra podem estar indiretamente inseridos nas observações de perfil de corrente zonal do PIRATA.

Dessa forma, como sugestão para trabalho futuro, considera-se importante:

- investigar o efeito das ondas de gravidade internas na geração de turbulência profunda e tentar quantificar a participação dessas ondas na geração de turbulência na região de intenso cisalhamento.
- investigar também o efeito das ondas de gravidade superficiais na geração de turbulência na camada superficial, considerando diferentes parametrizações como condição de contorno de superfície na equação da energia cinética turbulenta.



## Referências Bibliográficas

- Bolding K., Burchard H., Turbulent mixing in the Northern North Sea: a numerical model study, *Cont. Shelf. Res.*, 2002, vol. 22, p. 2707
- Bolton D., The computation of equivalent potential temperature, *Mon. Wea. Rev.*, 1980, vol. 108, p. 1046
- Bourlès B. M., McPhaden J., Hernandez F., Nobre P., Campos E., Yu L., Platon S., Busalacchi A., Moura A. D., Servain J., Trotte J., A Pilot Research Moored Array in the Tropical Atlantic (PIRATA), *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 2008, pp 1111–1125
- Boussinesq J., Essai sur la theorie des eaux courants, *Mem. pres. par.div.savants a l'Academie Sci.*, 2002, vol. 23, p. 1
- Burchard H., *Applied turbulence in marine waters*. Springer, 2002, 215 p.
- Burchard H., Bolding K., Comparison of four different second-order closure models using  $k-\epsilon$  equation, *J. Phys. Oceanogr.*, 2001, vol. 26, p. 1165
- Burchard H., Bolding K., Vilarreal M., GOTM - a general ocean turbulence model. Theory, applications, and test cases, Tech rep EUR 18745 EN., European Commission, 1999
- Burchard H., Umlauf L., *Turbulence in natural waters*. Oceanographic Institute of Warnemund, 2007, 67 p.
- Burchard K., Baumert H., On the performance of a mixed-layer model based on the  $k - \epsilon$  turbulence closure, *J. Geophys. Res.*, 1995, vol. 15, p. 8523

- Canuto V. M., Howard A., Cheng Y., Dubovikov M. S., Ocean turbulence I: one-point closure model. Momentum and heat vertical diffusivities with and without rotation, *J. of Phys. Oceanogr.*, 2001, vol. 31, p. 1413
- Carton J. A., Cao X., Giese B. S., da Silva A. M., Decadal and interannual SST variability in the tropical Atlantic, *J. of Phys. Oceanogr.*, 1996, vol. 26, p. 1165
- Carton J. A., Zhou Z., Annual cycle of sea surface temperature in the tropical Atlantic Ocean, *J. of Geophysical Research*, 1997, vol. 102, p. 27813
- Chang I., L. S., Hegerl G. C., The effect of local sea surface temperatures on atmospheric circulation over the tropical Atlantic sector, *J. Climate*, 2000, vol. 13, p. 2195
- Curry A. C., Webster P. J., *Thermodynamics of atmospheres and oceans*. London Academic Press, 1999, 471 p.
- de Boyer Montégut C., Madec G., Fischer A. S., Lazar A., Iudicone D., An examination of profile data and a profile-based climatology, *J. Geophys. Res.*, 2004, vol. 109
- Dourado M., Caniaux G., One-dimensional modeling of the oceanic boundary layer using PIRATA data at 10° S, 10° W, *Rev. Bras. de Met.*, 2004, vol. 19, p. 217
- Fairall C. W., Bradley E. F., Hare J. E., Grachev A. A., Edson J. B., Bulk parameterization of air-sea fluxes: updates and verification for the COARE algorithm, *J. Climate*, 2003, vol. 16, p. 571
- Fairall C. W., Bradley E. F., Rogers D. P., Edson J. B., Young G. S., Bulk parameterization of air-sea fluxes for Tropical Ocean-Global Atmosphere Coupled-Ocean Atmosphere Response Experiment, *J. Geophys. Res.*, 1996, vol. 101, p. 3747
- Fofonoff N. P., Millard R. C., Algorithms for the computation of fundamentals properties of seawater., *Unesco technical papers in marine sciences*, 1983, vol. 44, 53 p.
- Garrat J. R., Review of drag coefficients over ocean and continents, *Mon. Wea. Rev.*, 1977, pp 915–929
- Grodsky S. A., Carton J. A., Servain J., Lorenzetti J. A., McPhaden M. J., Tropical instability waves at 0° N, 23° W in the Atlantic: A case study using Pilot Research Moored

- 
- Array in the Tropical Atlantic (PIRATA) mooring data, *J. of Geophysical Research*, 2005, vol. 110, p. 1
- Hansterath S., *Climate Dynamics of the Tropics*. Kluwer Academic, 1991, 488 p.
- Jefrey C. D., Robinson I. S., Woolf D. K., J. D. C., The response to phase-depend wind stress and cloud fraction of the diurnal cycle of SST and air-sea CO<sub>2</sub> exchange, *Ocean modelling*, 2008, vol. 23, p. 33
- Jefrey C. D., Woolf D. K., Robinson I. S., Donlon C. J., One-dimensional modelling of convective CO<sub>2</sub> exchange in the tropical Atlantic, *Ocean modelling*, 2007, vol. 19, p. 161
- Jerlov N. G., *Optical oceanography*. Elsevier, 1968
- Kolmogorov A. N., The equations of turbulence motion on an incompressible fluid, *Izv. Akad. Nauk*, 1947, pp 56–58
- Levitus I., Boyer T. P., *Temperature. World Ocean Atlas 1994.*, NOAA Atlas NESDIS 4., 1994, vol. 4, p. 117
- Li T., Philander P., On the seasonal cycle of the equatorial Atlantic Ocean, *J. of Climate, Notes and correspondences.*, 1997, vol. 24, p. 813
- Lien R. C., Caldwell D. R., Gregg M. C., Moum J. N., Turbulence variability at the equator in the central Pacific at the beginning of the 1991-1993 El Niño, *J. Geophys. Res.*, 1995, vol. 100, p. 6881
- Linden P. F., The deepening of a mixed layer in a stratified fluid, *J. Mech. Fluid*, 1975, vol. 71, p. 385
- McPhaden M. J., Peters H., Diurnal cycle of internal wave variation in the equatorial Pacific Ocean:Results from moored observations, *J. Phys. Oceanogr.*, 1992, vol. 22, p. 1317
- Moisan J. R., Niiler P. P., The Seasonal Heat Budget of the North Pacific: Net Heat Flux and Heat Storage Rates (1950-1990), *Jounal of Physical Oceanography*, 1998, vol. 28, p. 401

- Moum J. N., Caldwell D. R., Local influences on the shear-flow turbulence in the equatorial ocean, *Science*, 1985, vol. 230, p. 315
- Moura C. R., Lyons S. W., Spahr J. A., On the dynamics of droughts in Northeast Brasil: observations, theory and numerical experiments with a general circulation model, *J. Climate*, 1990, vol. 3, p. 812
- Moura L., Shukla J., On the dynamics of droughts in Northeast Brasil: observations, theory and numerical experiments with a general circulation model, *J. Atmos. Sci.*, 1981, vol. 38, p. 2635
- Peres J. R. R., Soares J., Estudo do balanço de radiação sobre o Oceano Atlântico tropical na região do Arquipélago de São Pedro e São Paulo, Relatório final de Iniciação Científica, 2008, p. 35 p.
- Philander S. G. H., Gu D., Lambert G., Lau N. C., Li T., Pacanowski R. C., Why the ITCZ is mostly north of the Equador, *J. of Climate.*, 1996, vol. 9, p. 2958
- Ruiz-Barradas A., Carton A., Nigam S., Role of the atmospheric in climate variability of the tropical Atlantic, *J. Climate.*, 2002, vol. 16, p. 2052
- Servain J., Busalacchi A. J., McPhaden M. J., Moura A. D., Reverdin G., Vianna M., Zebiak S. E., A Pilot Research Moored Array in the Tropical Atlantic (PIRATA), *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 1998, vol. 79, p. 2019
- Skyllingstad E. D., Smyth W. D., Moum J. N., Wijesekera H., Upper-ocean turbulence during a westerly wind burst: A comparison of large-eddy simulation results and microstructure measurements, *J. Phys. Oceanogr.*, 1999, vol. 29, p. 5
- Smith S., Coefficients for sea surface wind stress, heat flux, and wind as a function of wind speed and temperature, *J. Geophys. Res.*, 1988, vol. 93, p. 15467
- Smith S., Fairall C. W., Geenaert G. L., Hasse L., Air-sea fluxes: 25 years of progress, *Bound-Lay. Meteor.*, 1996, vol. 78, p. 247
- Stull R. D., Introduction to boundary layer meteorology.. Kluwer Academic Publisher., 1988, 666 p.

- 
- Taylor G. I., Statistical theory of turbulence. In Proceedings of the Royal Society of London , No. 151 in Serie A, 1935, p. 476
- Tennekes H., Lumley J. L., A first course in turbulence.. The MIT Press., 1972, 300 p.
- Thorpe S. A., Recent development in the study of ocean turbulence, Annu, Rev. Earth Planet Sci., 2004, vol. 32, p. 91
- Wainer I., Soares J., North northeast rainfall and its decadal-scale relationship to wind stress and sea surface temperature, J. of Geophysical Research, Letters, 1997, vol. 24, p. 277
- Wang D., Large W G., McWilliams J. C., Large-eddy simulation of the equatorial ocean boundary layer: Diurnal cycle, eddy viscosity and horizontal rotation, J. Geophys. Res., 1996, vol. 101, p. 3649
- Wang D., Large W. G., McWilliams J. C., Large-eddy simulation of the diurnal cycle of deep equatorial turbulence, J. Phys. Oceanogr., 1998, vol. 28, p. 129
- Wang D., Müller P., Effects of equatorial undercurrent shear on upper-ocean mixing and internal waves, J. Phys. Oceanogr., 2002, vol. 32, p. 1041
- Wang J., Carton J. A., Modeling climate variability in the tropical Atlantic Atmosphere, J. Climate., 2003, vol. 16, p. 3858
- Weingartner T. J., Tang T. Y., Further studies on the response of the equatorial termocline in the Atlantic Ocean to the seasonally varying trade winds, J. Phys. Res., 1987, vol. 92, p. 3709
- Weingartner T. J., Weisberg R. H., A description of the annual cycle in the sea surface temperature and upper ocean heat in the equatorial Atlantic, J. Phys. Oceanogr., 1991a, vol. 21, p. 83
- Weingartner T. J., Weisberg R. H., On the annual cycle of equatorial upwelling in the central Atlantic Ocean, J. Phys. Oceanogr., 1991b, vol. 21, p. 68
- Yu L., Weiler A., Sun B., Improving latent heat, and sensible heat flux estimates for the Atlantic Ocean (1988-1999) by a synthesis approach, J. of Climate, 2004, vol. 17, p. 373

- Yu L., Weeler A., Sun B., Mean and variability of the WHOI daily latent and sensible heat fluxes at in situ flux measurements sites in the Atlantic Ocean, *J. of Climate*, 2006, vol. 17, p. 2096
- Yu L., Xiangze X., Weeler R. A., Role of net surface heat fluxes in seasonal variations of sea surface temperature in the tropical Atlantic Ocean, *J. of Climate*, 2006, vol. 19, p. 6153
- Yu L., Xiangze X., Weeler R. A., Multidecade Global Flux Datasets from the Objectively Analyzed Air-sea Fluxes (OAFlux) Project: Latent and Sensible Heat Fluxes, Ocean Evaporation, and Related Surface Meteorological Variables. Woods Hole Oceanographic Institution, OAFlux Project Tech. Report, 2008, p. 64 p.
- Zhang Y. C., Rossow W. B., Lacis A. A., Oinas V., Mishchenko M. I., Calculation of radiative fluxes from the surface to top of atmosphere based on ISCCP and other global data sets: refinements of the radiative transfer model and input data, *J. of Geophys. Res.*, 2004, vol. 109