



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

Laboratório de Interação Ar-Mar  
Grupo de Micrometeorologia

## RELATÓRIO DE ATIVIDADES

Abril - 2010

Projeto de Pesquisa de Mestrado

### **Camada limite oceânica do Atlântico equatorial: experimentos numéricos**

Fabio Luis Alves da Fonseca  
Orientador: Prof<sup>a</sup>. Dra. Jacyra Soares

# ÍNDICE

1. RESUMO .....	1
2. INTRODUÇÃO .....	1
2.1 Características do oceano Atlântico equatorial .....	1
2.2 A camada de mistura superficial e camada limite do oceano Atlântico equatorial 2	
2.2.1 Ciclo anual .....	2
2.2.2 Ciclo diurno .....	2
2.3 Instabilidade gerada pelo cisalhamento vertical da corrente e número de Richardson gradiente .....	3
2.4 Ondas internas em um escoamento estratificado.....	5
3. MODELO OCEÂNICO DE TURBULÊNCIA.....	7
3.1 Modelo GOTM, versão k- $\epsilon$ .....	7
3.2 Condições de contorno .....	9
3.3 Efeitos de ondas internas .....	11
3.4 Dados utilizados e esquema de relaxação.....	11
4. RESULTADOS PRELIMINARES.....	12
5. CONCLUSÕES PRELIMINARES .....	15
6. ETAPAS FUTURAS .....	15
7. BIBLIOGRAFIA.....	16
8. ATIVIDADES ACADÊMICAS .....	20
8.1 Atividades futuras.....	20
8.2 Cronograma de execução.....	21

## 1. RESUMO

A versão  $k-\varepsilon$  com fechamento de segunda ordem de um modelo oceânico de turbulência unidimensional, o *General Ocean Turbulence Model* (GOTM), é usada para estudar a interação entre as ondas curtas não lineares e os processos turbulentos na camada limite oceânica (CLO), no oceano Atlântico equatorial. A interação entre as ondas de alta frequência e os processos turbulentos no oceano ainda não é totalmente entendida, entretanto experimentos numéricos têm-se mostrado importantes na identificação dos mecanismos físicos mais relevantes. Com este intuito, experimentos foram efetuados tendo como ênfase o papel das ondas internas na turbulência da camada limite oceânica, utilizando-se parametrizações numéricas disponíveis no modelo. Resultados preliminares mostram que a inclusão da parametrização de ondas internas no termo de produção mecânica da equação da energia cinética turbulenta gera o incremento da produção/dissipação da energia cinética turbulenta abaixo da camada de mistura oceânica.

## 2. INTRODUÇÃO

### 2.1 Características do oceano Atlântico equatorial

Aproximando-se do equador, o efeito da rotação da Terra sobre os escoamentos diminui e a aproximação geostrófica não é mais válida (Pedlosky, 1994). A tensão de cisalhamento do vento orienta as correntes em superfície, e gera um intenso gradiente horizontal da inclinação da superfície do oceano, de leste para oeste, na escala da bacia equatorial, resultando na formação de uma intensa corrente de jato situada abaixo da camada de mistura oceânica, conhecida como sub-corrente equatorial (EUC). A EUC apresenta-se na profundidade de cerca de 100m e possui velocidade máxima de  $0.80 \text{ m s}^{-1}$  (Philander and Chao, 1991) e apresenta variação sazonal praticamente em fase com a variação do vento em superfície, atingindo maior profundidade no período em que o vento em superfície é mais intenso (Philander, 1980) – para o atlântico, há dois máximos: um ocorrendo no durante o inverno/primavera do hemisfério sul e outro durante o verão/outono do hemisfério sul (Philander et al. , 1996).

A temperatura da superfície do mar (TSM) é caracterizada por um ciclo anual na região equatorial, com mínima de  $22 \text{ }^\circ\text{C}$  em torno de agosto e máxima de aproximadamente  $28 \text{ }^\circ\text{C}$  em meados de abril (Li and Philander, 1997; Skielka et al., 2010). Vários fatores influenciam este ciclo, por exemplo, na parte leste da bacia equatorial, o ciclo anual da componente zonal do vento decorrente do aquecimento diferencial do planeta, levando a variações na profundidade da termoclina (Philander et al., 1996; Li and Philander, 1997) e, na parte oeste, processos oceânicos e de interação ar-mar, ligados de maneira intrínseca ao ciclo sazonal do vento na

bacia equatorial (Weingartner and Weisberg, 1991a,b). Os ventos, por sua vez, são influenciados diretamente pelo deslocamento anual da Zona de Convergência Inter-Tropical (ZCIT).

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 da tensão de cisalhamento. Possui deslocamento norte-sul sazonal, situado sobre a região de maior TSM.

## **2.2 A camada de mistura superficial e camada limite do oceano Atlântico equatorial**

Aqui a camada de mistura oceânica (CMO) é definida como a profundidade onde a densidade difere de  $0,01 \text{ kg m}^{-3}$  do seu valor na superfície. A camada limite oceânica (CLO) é definida como a profundidade onde o fluxo de momento ou de calor tende a zero (ou a uma pequena fração do valor do fluxo de superfície).

### **2.2.1 Ciclo anual**

Ao longo do equador, a CMO tem seu ciclo anual em fase com o deslocamento norte-sul da ZCIT, i.e. em fase com a intensificação e desintensificação dos ventos em superfície (Weingartner and Tang, 1987).

No oceano Atlântico equatorial em específico, verificou-se em  $28^\circ\text{W}$ , que a CMO apresenta menor profundidade em meados de dezembro e seguindo até abril, em acordo com a desintensificação dos alísios e aumento da TSM; aumento da intensidade dos ventos e diminuição da TSM entre abril e maio.

A partir de agosto há uma diminuição do gradiente zonal de temperatura, há um maior fluxo líquido de calor em superfície e um aumento da extensão da CMO. Dessa forma, o melhor período para simulações unidimensionais é a partir de agosto (Weingartner et al., 1987), quando os gradientes horizontais são menos intensos.

### **2.2.2 Ciclo diurno**

O ciclo diurno da camada limite é causado pelo aquecimento solar. A noite, quando não há aquecimento solar, ocorre convecção devido ao resfriamento da superfície, aumentando a CMO e a turbulência. Durante o dia, a reestratificação da camada superficial devido ao intenso

aquecimento solar suprime a convecção e a turbulência decai apesar da tensão do cisalhamento do vento.

O estudo e a caracterização das variáveis turbulentas e sua relação com variação diurna da CLO do oceano Atlântico equatorial ainda está em seu início. Entretanto, desde meados dos anos 80, o oceano Pacífico equatorial tem sido alvo de estudos (Gregg et al., 1985). Verificou-se que, localmente, o vento em superfície é responsável pela turbulência nos primeiros metros da CMO via cisalhamento, quebra de ondas de gravidade superficiais e circulação de Langmuir (Thorpe, 2004).

Na grande escala, a presença da EUC abaixo da CLO ocasiona uma região de intenso cisalhamento vertical e de possível geração de ondas de gravidade internas (Wang and Müller, 1999).

### **2.3 Instabilidade gerada pelo cisalhamento vertical da corrente e número de Richardson gradiente**

Variações verticais da densidade com a profundidade no oceano pode de causar deslocamentos verticais da coluna de água. Havendo uma camada de um fluido menos denso sobre um mais denso, não aparecerão tendências de movimento vertical. Entretanto, no caso contrário (fluido mais denso sobre um menos denso), tendências de movimento vertical aparecerão e a distribuição de densidade será instável. Especificamente, para um fluido de densidade  $\rho$ , se  $\partial\rho/\partial z < 0$  (densidade aumentando com a profundidade) o fluido é dito estável. Quando  $\partial\rho/\partial z > 0$ , espera-se que o fluido seja instável.

Uma parcela ao ser deslocada verticalmente em ambiente estável tenderá a retornar a sua posição inicial e, devido à inércia, esta oscilará em torno da posição inicial. A frequência desta oscilação é dada pela frequência de empuxo ou de *Brunt-Väisälä*  $N$ , Eq. (1).

$$N^2 = -\frac{g}{\rho} \frac{\partial\rho}{\partial z} \quad (1)$$

Um escoamento possui estabilidade estática neutra ( $\partial\rho/\partial z = 0$ ) quando não há perturbações na sua velocidade vertical devido ao empuxo. Isto é, uma parcela deste fluido, ao ser deslocada verticalmente, não terá seu movimento influenciado pelo empuxo, o “novo” entorno onde a parcela se encontrará terá a mesma densidade dela.

Quando há cisalhamento de velocidade dentro de um fluido contínuo pode ocorrer instabilidade de Kelvin-Helmholtz e essa instabilidade vai se manifestar sob a forma de ondas.

As ondas aumentam de amplitude devido ao cisalhamento vertical do fluxo básico e, eventualmente, arrebatam e criam turbulência em pequena escala.

Condição necessária para instabilidade:

$$\frac{1}{4} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 - N^2 > 0$$

$$\frac{N^2}{\left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2} = Ri < \frac{1}{4} \quad \text{em alguma região do domínio}$$

Condição suficiente para estabilidade:

$$\frac{1}{4} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 - N^2 \leq 0$$

$$\frac{N^2}{\left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2} = Ri \geq \frac{1}{4} \quad \text{em todo o domínio}$$

A medida desta relação é dada pelo número de Richardson gradiente  $Ri = N^2 / (\partial u / \partial z)^2$ . Em um escoamento com cisalhamento vertical da corrente, o valor de  $Ri > 0.25$  é estável, i.e. a turbulência não pode ser gerada por gradientes verticais de velocidade. Seguindo Wang and Müller (1998), também é definida a condição para o número de Richardson que descreve um ambiente marginalmente estável:  $0.25 < Ri < 0.50$ .

Para interpretar fisicamente a instabilidade de Kelvin-Helmholtz, consideram-se duas parcelas de fluido localizadas nas profundidades  $z$  e  $z + \delta z$ , conforme esquema da Figura 1.

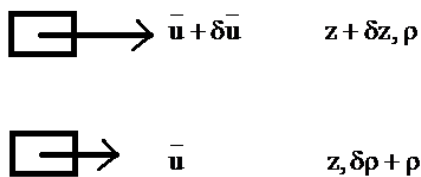


Figura 1: Movimento de uma parcela de fluido na direção  $z$

A força necessária para deslocar a parcela superior até a profundidade  $z$  é:

$$-\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \delta z = N^2 \delta z$$

O trabalho necessário para esse deslocamento é:

$$N^2 (\delta z)^2$$

A variação de energia cinética é:

$$\delta(E_C) = \frac{1}{2} \left[ (\bar{u})^2 - (\bar{u} + \delta\bar{u})^2 \right] - \frac{1}{2} \left[ 2 \left( \bar{u} + \frac{\delta\bar{u}}{2} \right)^2 \right]$$

$$\delta(E_C) = \frac{1}{4} (\delta\bar{u})^2$$

$$Ri < \frac{1}{4} \Rightarrow \left( \frac{\partial\bar{u}}{\partial z} \right)^2 > 4N^2 \Rightarrow N^2 (\delta z)^2 < (\delta\bar{u})^2$$

Assim, a condição necessária para instabilidade,

mostra que a força aplicada à parcela para o deslocamento deve ser menor do que a variação de energia cinética por unidade de comprimento.

## **2.4 Ondas internas em um escoamento estratificado**

*Ondas internas ou de gravidade*, possuem como força restauradora a gravidade se o fluido for deslocado verticalmente (Pedlosky, 2003), e como ocorrem na interface em regiões de densidades diferentes podem aparecer, no oceano, na base da CLO.

No caso mais simples de um oceano com uma frequência de Brunt-Väisälä constante, incompressível, estratificado, sem rotação, pode-se mostrar matematicamente que a transferência de energia não é necessariamente efetuada na direção de propagação da onda (velocidade de fase).

Supondo que o fluido esteja em repouso e que só haja perturbações nas componentes verticais dos campos de velocidade e pressão, a equação do movimento do fluido pode ser reduzida à:

$$\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + N^2 w = 0 \quad (2)$$

Onde  $N$  é a frequência de Brunt-Väisälä,  $w$  é velocidade vertical e  $t$  é o tempo.

Para simplificação dos cálculos, pois o campo de ondas internas é tridimensional no oceano, tomou-se o vetor número de onda  $\vec{k}$  (aquele que aponta na direção de propagação das ondas) como tendo componentes na direção zonal  $\vec{k} \cdot \hat{i} = kx$  e vertical  $\vec{k} \cdot \hat{k} = mz$  onde  $k$  e  $m$  são os números de onda em radianos na direção zonal e vertical, respectivamente.

Agora, supondo perturbações verticais em forma de onda senoidal nas direções de interesse, podemos escrever uma solução para a velocidade vertical

$$w = w_0 \cos(kx + mz - \omega t) \quad (3)$$

Inserindo a Eq. (3) na equação do movimento (dedução encontra-se em Pedlosky (2003)), temos a solução não trivial

$$\omega^2(k + m)^2 = N^2 k^2 \quad (4)$$

Finalmente,

$$\omega = \pm N \frac{k}{k + m} = N \cos(\theta) \quad (5)$$

onde  $\theta$  é o ângulo entre o eixo  $x$  e o vetor número de onda  $\vec{k}$ . Assim, a frequência depende apenas da orientação do vetor número de onda e não de sua magnitude. Portanto, a frequência máxima atingida por esta categoria de ondas é  $N$ .

O *vetor velocidade de fase* de uma onda qualquer é a velocidade com que uma parte particular da onda (geralmente um cavado ou uma crista) passa por um ponto fixo no espaço. Sua magnitude é dada por  $c = \omega / \|\vec{k}\|$

A velocidade com que a energia é propagada pelas ondas é dada pelo vetor velocidade de grupo  $\vec{c}_g$ . No caso das ondas internas, a velocidade de grupo é comparável ao gradiente da frequência ( $\vec{c}_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \hat{i} + \frac{\partial \omega}{\partial m} \hat{k}$ ), sendo perpendicular à direção de propagação das ondas (velocidade de fase) e, portanto, seguindo na mesma direção da velocidade do fluido (Pedlosky J. , *Waves in the Ocean and the Atmosphere*, 2003). A magnitude do vetor velocidade de grupo é perpendicular à direção de propagação do fluido e do vetor velocidade de fase. Sua magnitude é dada por  $\|\vec{c}_g\| = N m / (k^2 + m^2)$ .

Uma condição simples para a dispersão de ondas é a de que a velocidade de fase seja diferente da velocidade de grupo. A dependência senoidal de  $\omega$  nos garante que as duas velocidades não são iguais e, portanto, a onda é dispersiva.

Trabalhos recentes (experimentos numéricos com o modelo Large Eddy Simulation, LES) focados na região equatorial do Pacífico demonstraram que instabilidades decorrentes do cisalhamento do escoamento na presença da EUC são mais importantes do que aquelas devido à convecção térmica na camada de mistura sem a presença da EUC (Wang et al., 2002; Clayson et al., 1999). Entretanto, supõe-se que a convecção térmica na CLO funciona como um gatilho na perturbação do escoamento ao atuar sobre a superfície que separa a CLO dos níveis mais profundos, criando um tipo de instabilidade de Kelvin-Helmholtz (Skylingstad et al., 1994). A perturbação desta superfície irradia ondas de gravidade internas.. É importante frisar que a convecção, como demonstrado por Wang e Müller (2002), não é condição necessária para a ampliação das perturbações na interface. É fundamental que esteja presente a EUC. A EUC, de



acordo com o proposto por McPhaden e Peters (1992), Moum et al. (1992) e Skyllingstad et al. (1994), atua aumentando o cisalhamento vertical,

A caracterização completa destas ondas ainda não é conhecida, mas experimentos numéricos diversos (Wang and Müller, 2002; Wang and Müller, 1999; Wang et al., 1998), análises estatísticas de dados (Wijesekera and Dillon, 1991; Moum, et al., 1992; Gregg, et al., 1985) e análises de estabilidade linear (Sun, et al., 1998; Sutherland, 1996) situam as ondas internas atuantes abaixo da CLO do oceano Pacífico com as seguintes propriedades: comprimento de onda entre 150-350 m; frequências entre 0.72-12 cph (1 ciclo por hora = 3600 Hertz); velocidade de fase proporcional à velocidade média do escoamento da CLO (nos trabalhos citados, a velocidade varia entre -1 e -0.1 m s<sup>-1</sup>).

### 3. MODELO OCEÂNICO DE TURBULÊNCIA

O modelo unidimensional *General Ocean Turbulence Model* (GOTM) foi desenvolvido com o intuito de agregar várias implementações numéricas de métodos para a resolução da mistura vertical da coluna d'água oceânica, focando nos processos termodinâmicos e hidrodinâmicos mais importantes (Burchard et al., 1999). Outro intuito foi o de servir como plataforma de desenvolvimento de novos modelos de turbulência assim como acoplagem em modelos tridimensionais com baixo custo computacional.

Neste trabalho, foi utilizado o modelo k-ε com fechamento turbulento de segunda ordem de Canuto et al. (2001), como proposto em Skielka (2009), Burchard (2002) e Burchard and Bolding (2001).

#### 3.1 Modelo GOTM, versão k-ε

A seguir é descrito, sucintamente, o modelo GOTM, versão κ-ε, o qual utiliza as equações primitivas unidimensionais (Burchard and Beckers, 2004):

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu_t \frac{\partial u}{\partial z} \right) - f v = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} \quad (6)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu_t \frac{\partial v}{\partial z} \right) - f u = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} \quad (7)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu_t' \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) = -\frac{1}{\rho_0 c_p} \frac{\partial I}{\partial z} \quad (8)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu_t' \frac{\partial S}{\partial z} \right) = 0 \quad (9)$$

onde  $u$ ,  $v$ ,  $\theta$  e  $S$  são, respectivamente, as componentes de velocidade nas direções  $x$  e  $y$ , a temperatura potencial e a salinidade. A coordenada vertical,  $z$ , varia do fundo em  $z=-H$  até a superfície em  $z=\zeta$ .  $\nu_t$  é a viscosidade turbulenta vertical;  $\nu'_t$  é a difusividade turbulenta vertical;  $c_p$  é o calor específico a pressão constante;  $g$ , a aceleração da gravidade;  $f$ , o parâmetro de Coriolis e  $I$  é a radiação solar incidente.

A densidade potencial é obtida pela equação do estado:

$$\rho = \rho(\theta, S, \rho_0) \quad (10)$$

a qual pode ser calculada utilizando usando a equação de estado da UNESCO (Fofonoff and Millard, 1983) ou sua versão linearizada.

A equação para o empuxo,  $b$   $\left( b = -g \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)$  é:

$$\frac{\partial b}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu'_t \frac{\partial b}{\partial z} \right) = 0 \quad (11)$$

A viscosidade ( $\nu_t$ ) e a difusividade ( $\nu'_t$ ) turbulentas podem ser calculadas utilizando um modelo de turbulência de duas equações, o modelo  $\kappa$ - $\varepsilon$ , com energia cinética turbulenta (ECT),  $\kappa$ , e taxa de dissipação de ECT,  $\varepsilon$  (Burchard and Baumert, 1995; Burchard and Bolding, 2001).

As duas equações prognósticas para  $\kappa$  e  $\varepsilon$  são:

$$\frac{\partial \kappa}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\nu_t}{\sigma_\kappa} \frac{\partial \kappa}{\partial z} \right) = P + B - \varepsilon \quad (12)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) = \frac{\varepsilon}{\kappa} (c_{1\varepsilon} P + c_{3\varepsilon} B - c_{2\varepsilon} \varepsilon) \quad (13)$$

Com:

$$P = \nu_t M^2; \quad B = -\nu'_t N^2 \quad (14)$$

Os termos  $P$  e  $B$  podem ser entendidos, respectivamente, como produção/dissipação por cisalhamento e produção por empuxo.  $\sigma_\kappa, \sigma_\varepsilon, c_{1\varepsilon}, c_{2\varepsilon}$  e  $c_{3\varepsilon}$  são constantes empíricas.  $M^2$  e  $N^2$

são, respectivamente, a frequência de cisalhamento ao quadrado e a produção por empuxo (frequência de Brunt-Vaisala):

$$M^2 = \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2; \quad N^2 = \left( \frac{\partial b}{\partial z} \right)^2 \quad (15)$$

A viscosidade turbulenta para momento e a difusividade turbulenta para traçadores podem ser estimadas fazendo uso da relação de Kolmogorov-Prandtl (Bolding et al., 2002):

$$v_t = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad v'_t = c'_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (16)$$

As grandezas adimensionais,  $c_\mu$  e  $c'_\mu$ , são funções de estabilidade e contém os detalhes do fechamento turbulento de segunda ordem algébrico :

$$c_\mu = c_\mu(\alpha_M, \alpha_N), \quad c'_\mu = c'_\mu(\alpha_M, \alpha_N) \quad (17)$$

e

$$\alpha_M = M^2 \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad \alpha_N = N^2 \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (18)$$

A real estrutura das funções de estabilidade depende dos detalhes do fechamento utilizado.

### **3.2 Condições de contorno**

É necessário fornecer condições de contorno inferior e de superfície para as equações de momento, calor, sal (Eqs. 6 a 9), ECT e dissipação (Eqs. 12 e 13).

Na superfície os fluxos turbulentos de momento e calor podem ser obtidos de duas formas (i) prescritos (como valores constantes ou lidos de um arquivo) ou (ii) estimados utilizando dados meteorológicos padrão (Fairall et al., 1996). Os parâmetros necessários para estimar os fluxos turbulentos são: temperatura da superfície do mar, temperatura do ar, umidade do ar e o vetor velocidade do vento.

Fluxos turbulentos de momento na superfície:

$$\tau_x = \rho_0 v_t \frac{\partial u}{\partial z}, \quad \tau_y = \rho_0 v_t \frac{\partial v}{\partial z} \quad \text{para } z = \zeta \quad (19)$$

Fluxo turbulento de calor total na superfície ( $Q_{\text{tot}} = Q_E + Q_H + Q_B$ )

$$\frac{Q_E + Q_H + Q_B}{\rho_0 c_p} = v_t' \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad \text{para } z = \zeta \quad (20)$$

onde,  $Q_E$  é o fluxo de calor latente,  $Q_H$  é o fluxo de calor sensível e  $Q_B$  é a radiação de onda longa emitida pelo oceano.

Para o fluxo turbulento de salinidade de superfície, que é determinado pelo fluxo de água fresca na superfície, é necessário calcular a diferença entre a evaporação ( $q_E$ ) e a precipitação ( $q_P$ ):

$$\frac{S(q_E - q_P)}{\rho_0 (0)} = v_t' \frac{\partial S}{\partial z} \quad \text{para } z = \zeta \quad (21)$$

Para integrações por pouco tempo o fluxo de água fresca pode ser desprezado quando comparado ao fluxo de calor na superfície. Dessa forma, neste trabalho, o fluxo de salinidade será considerado desprezível.

Para as quantidades turbulentas utiliza-se, usualmente, como condição de fronteira, a “Lei da Parede”, tanto na superfície quanto no fundo. Para aplicações oceanográficas, é comum a aplicação de condições do tipo Dirichlet ou Neumann ou condições misturadas, derivadas da lei da parede. A condição de contorno de Dirichlet para  $\kappa$  e  $\varepsilon$  tem a seguinte forma:

$$\kappa(z') = \frac{u_*^2}{\sqrt{c_\mu^0}} \quad (22)$$

$$\varepsilon(z') = \frac{|u_*|}{\kappa(z' + z_0)} \quad (23)$$

onde  $u_*$  é a escala característica de velocidade,  $z'$  é a distância a fronteira e  $z_0$  é a espessura da subcamada viscosa.

A condição de contorno de Neumann para  $\kappa$  e  $\varepsilon$  tem a seguinte forma:

$$\frac{v_t}{\sigma_k} \frac{\partial \kappa}{\partial z} = 0 \quad (24)$$

$$\frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = -\left(c_\mu\right)^{3/4} \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\kappa^{3/2}}{\kappa(z' + z_0)} \quad (25)$$

Como condição de contorno inferior para as componentes da velocidade horizontal é aplicada a condição de fronteira “no-slip”:

$$u = v = 0 \quad \text{para } z = -H \quad (26)$$

Para temperatura e salinidade é usada como condição de fronteira inferior, a condição de não fluxo:

$$v'_t \frac{\partial \theta}{\partial z} = v'_t \frac{\partial S}{\partial z} = 0 \quad \text{para } z = -H \quad (27)$$

### **3.3 Efeitos de ondas internas**

O efeito das ondas internas pode ser incorporado ao modelo somando ao termo de cisalhamento médio,  $M^2$ , do termo de produção por cisalhamento (expressão 14) um termo de parametrização das ondas internas (relacionado à frequência de Brunt-Väisälä,  $N^2$ ):

$$P = v_t (M^2 + 0,7N^2) \quad (28)$$

### **3.4 Dados utilizados e esquema de relaxação**

A região investigada é a bacia central do Atlântico equatorial (0°N, 23°W). Os dados foram colhidos a partir de uma bóia oceanográfica do projeto *Prediction and Research Moored Array over the Tropical Atlantic Ocean* (PIRATA) (Bourlès, et al., 2008), (Servain, et al., 1998), fundeada na região em estudo. A bóia registrou medidas de alta frequência (cada 10 minutos) das seguintes variáveis: temperatura do ar e umidade relativa, direção do vento e velocidade, radiação de onda curta incidente, precipitação e perfis verticais de temperatura da coluna d’água oceânica e de salinidade.

Os dados do PIRATA e o esquema de relaxação utilizados neste trabalho foram os mesmos utilizados por (Skielka et al., 2010).

O termo de relaxação possibilitou a inclusão de processos físicos não presentes no modelo 1D, como a subcorrente equatorial (EUC) (Skielka et al., 2009). Matematicamente, a inclusão deste termo nas variáveis  $X$  do campo médio é dada pela Eq. (29),

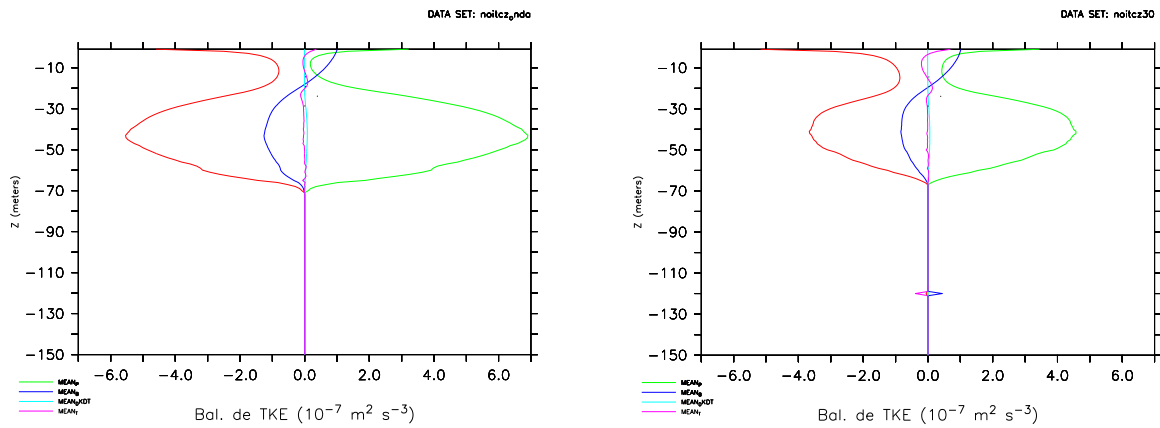
$$\frac{\partial X}{\partial t} \propto -T_{relax} (X - X_{obs}) \quad (29)$$

onde  $X_{obs}$  é a média horária observada e  $T_{relax}$  é o período de assimilação, prescrito no modelo. O período utilizado foi para  $T_{relax}$  foi de 1 dia.

#### 4. RESULTADOS PRELIMINARES

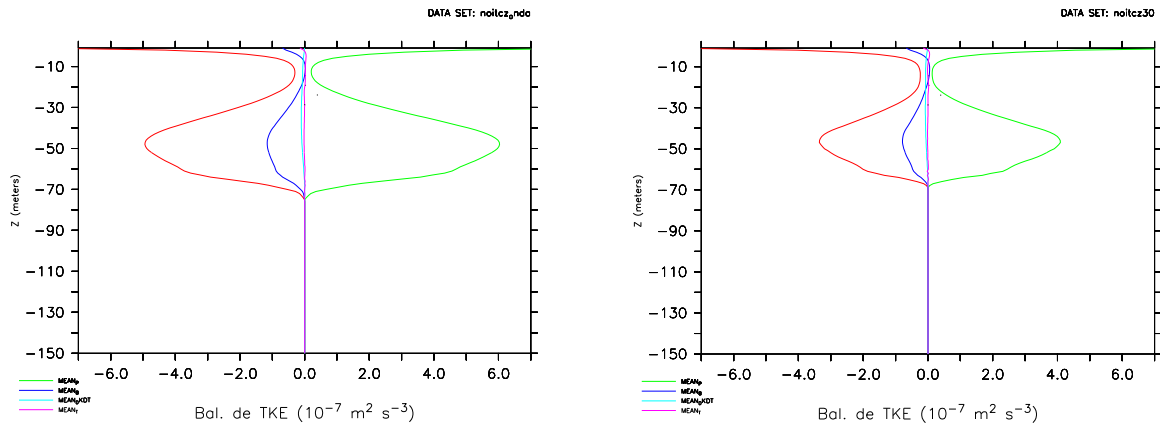
Neste estudo, foram utilizados os 10 dias com maior atividade turbulenta da série obtida por Skielka et al. (2010). A escolha deste período foi feita conforme as indicações propostas por Weingart et al. (1992 a,b) e Burchard and Bolding (2001). Em específico, temos diminuição de processos advectivos, diminuição da influência de ondas de instabilidade tropical (ondas de instabilidade baroclínica presas na região equatorial, de desenvolvimento ligado às condições atmosféricas da região) e aumento da profundidade da camada limite oceânica noturna.

Entre às 00h e 06h da manhã (Fig. 2a,b), o processo de resfriamento da superfície oceânica já está avançado, e é neste horário em que se apresentam os maiores valores de produção e dissipação de energia cinética turbulenta.



(a) 00-06h; parametrização de ondas internas

(b) 00-06h; sem parametrização



(c) 06-12h; parametrização de ondas internas

(d) 06-12h; sem parametrização

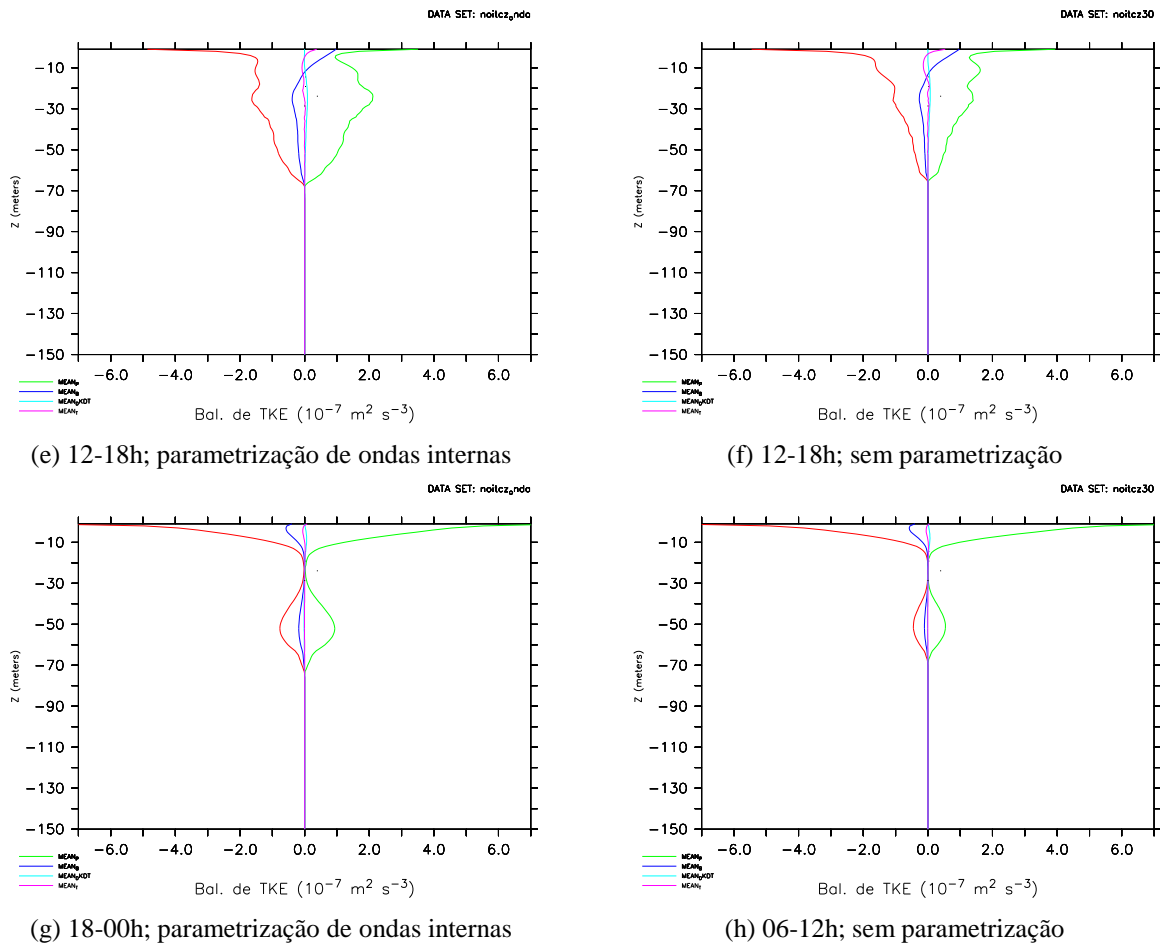
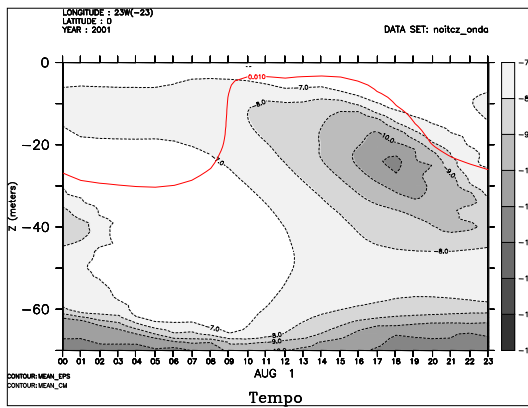


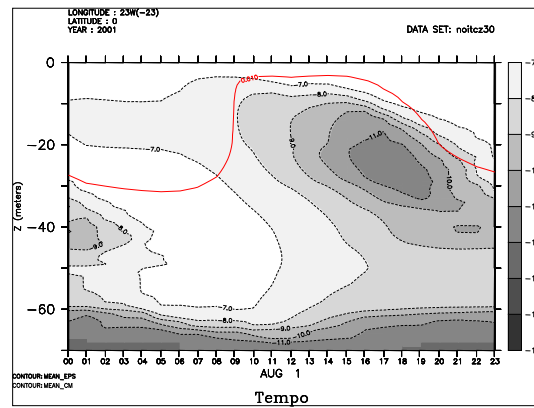
Figura 2: Perfil vertical dos termos do balanço de energia cinética turbulenta: (a),(c),(e) e (g) simulação com a parametrização de ondas internas; (b),(d),(f) e (h) simulação sem a parametrização de ondas internas. P é o termo de produção mecânica (verde), B é o termo de produção/dissipação mecânica (azul escuro), LT é a variação local da energia cinética turbulenta (azul claro), T é o termo de transporte (roxo) e  $\epsilon$  é o termo da taxa de dissipação da energia cinética turbulenta (vermelho).

Conforme esperado a energia cinética turbulenta é maior quando a parametrização das ondas internas é incluída no termo de produção de energia.

O perfil horário da taxa de dissipação de energia turbulenta,  $\epsilon$ , (Fig. 3) mostra que a região com maior dissipação turbulenta na CLO apresenta seu núcleo (região em branco) com maior abrangência e profundidade do que aquela sem a influência da adição de ondas internas no modelo. Isto significa que a inclusão da parametrização de ondas internas no modelo faz a mistura turbulenta perdurar por mais tempo e atingir maiores profundidades. É importante salientar que como a escala da Figura 3 é logarítmica, quanto mais negativo o valor, menor a dissipação.



(a) parametrização de ondas internas



(b) sem parametrização

Figura 3: Evolução diurna do logaritmo da taxa de dissipação da energia cinética turbulenta. Média horária feita a partir dos 10 dias com maiores valores de  $\epsilon$ . A linha vermelha representa a profundidade da CMO, definida como a profundidade onde a densidade difere de  $0,01 \text{ kg m}^{-3}$  do seu valor em superfície.

Teorias atuais consideram que as ondas internas, ao interagirem com o escoamento marginalmente estável ( $0.25 < Ri < 0.50$ ), conforme Figura 4, causam o aumento do cisalhamento local e instabilidades podem se desenvolver, levando à mistura turbulência.

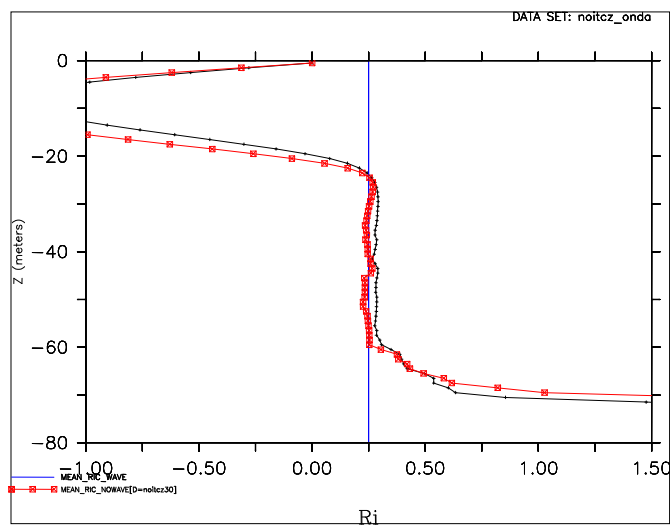


Figura 4: Perfil vertical do número de Richardson gradiente. A linha azul indica o número de Richard crítico  $Ri_c=0.25$ . Em preto, o resultado com a parametrização de ondas internas do modelo. Em vermelho a simulação original, sem a parametrização.

A figura 5 mostra o desenvolvimento da turbulência com o tempo através da covariância da velocidade vertical normalizada pela velocidade característica em superfície ( $\langle w'w' \rangle / u_*^2$ , onde  $\langle \rangle$  significa a média no tempo). A velocidade característica é utilizada para designar a taxa de transferência de momento devido ao escoamento turbulento, já a



covariância da velocidade vertical designa o fluxo vertical de perturbações da velocidade vertical.

Nota-se que, após o pôr-do-sol e acima de 70m (i.e. região turbulenta), as linhas onde ocorrem os máximos de covariância vertical atingem profundidades maiores com o decorrer do tempo. Esta é uma característica de entranhamento turbulento e demonstra que a turbulência devido à convecção demora um certo período até atingir profundidades maiores, condizente com o apresentado para o balanço dos termos da equação da energia cinética turbulenta.

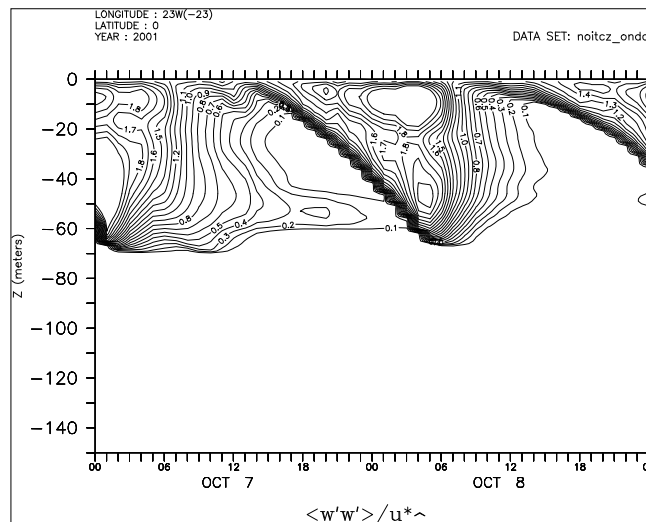


Figura 5: Variância da velocidade vertical  $\langle w'w' \rangle$ , normalizada pela velocidade característica em superfície  $u_*^2$ .

## 5. CONCLUSÕES PRELIMINARES

O estudo da influência das ondas internas na camada limite oceânica foi iniciado utilizando-se a versão  $k-\varepsilon$  com fechamento de segunda ordem de um modelo oceânico de turbulência unidimensional. O modelo permitiu verificar o ciclo diurno de turbulência na região e as variações de estabilidade na coluna d'água. Encontrou-se que, ao se utilizar a implementação de ondas internas do modelo, houve aumento da produção/dissipação da turbulência abaixo da CMO, que também se perdurou por mais tempo.

## 6. ETAPAS FUTURAS

No primeiro momento do trabalho, esforços se concentraram no entendimento do modelo numérico utilizado e na implementação da rotina de incorporação de ondas de gravidade internas.

Pretende-se, ao final do trabalho entender o mecanismo de geração das ondas internas na base da CLO. Essas ondas podem ser geradas da interação do ciclo diurno da turbulência

com o cisalhamento vertical da contra corrente equatorial? Essas ondas carregam quantidades significativas de energia para profundidades maiores do que da CLO?

Para tanto é necessário primeiro entender fisicamente a rotina que permitiu a inclusão das ondas de gravidade interna no modelo utilizado. Depois é necessário utilizar diferentes parâmetros turbulentos para tentar entender o processo físico que ocorre na região de intenso cisalhamento vertical da EUC.

## 7. BIBLIOGRAFIA

Bolding, K., Burchard, H., Pohlmann, T., and Stips, A. (2002). Turbulent mixing in the Northern North Sea: a numerical model study. *Continental Shelf Research* , pp. 2707–2724.

Bourlès, B., Lumpkin, R., McPhaden, M., Hernandez, F., Nobre, P., Campos, E., et al. (2008). PIRATA program: history and accomplishments of the 10 first years tropical Atlantic observing system's backbone. *Bulletin of the American Meteorological Society* , pp. 1111-1125.

Burchard, H. (2002). Applied Turbulence Modelling in Marine Waters. In: *no. 100 in Lecture Notes in Earth Sciences*. Springer.

Burchard, H., and Baumert, H. (1995). On the performance of a mixed-layer model based on the k-epsilon turbulent closure. *Journal of Geophysical Research* , 100, pp. 8523-8540.

Burchard, H., and Beckers, J.-M. (2004). Non-uniform adaptive vertical grids in one-dimensional numerical ocean models. *Ocean Modelling* , 6, pp. 51-81.

Burchard, H., and Bolding, K. (2001). Comparison of four different second-order closure models using k-ε equation. *J. Phys. Oceanography* , 26, p. 1165.

Burchard, H., Bolding, K., and Villarreal, M. (1999). GOTM – a general ocean turbulence model. Theory, applications and test cases. In: *Tech.Rep. EUR 18745*. EN: European Commission.

Canuto, V. M., Howard, A., Cheng, Y., and Dubovikov, M. S. (2001). Ocean turbulence I: One-point closure model-momentum and heat vertical diffusivities. *Journal of Physical Oceanography* , 31, pp. 1413-1426.

Clayson, C. A., and Kantha, L. H. (1999). Turbulent Kinetic Energy and Its Dissipation Rate in the Equatorial Mixed Layer. *Journal of Physical Oceanography* , 29, pp. 2146-2166.

Craig, P. D., and Banner, M. L. (1994). Modeling wave-enhanced turbulence in the ocean surface layer. *Journal of Physical Oceanography* , 24, pp. 2546-2559.

Fairall, C. W., Bradley, E. F., Hare, J. E., Grachev, A. A., and Edson, J. B. (2003). Bulk parameterization of Air-Sea Fluxes: Updates and Verification for the COARE Algorithm. *Journal of Climate* , 16, pp. 571-591.

Fairall, C. W., Bradley, E. F., Rogers, D. P., Edson, J. B., and Young, G. S. (1996). Bulk parameterization of air-sea fluxes for TOGA-COARE. *Journal of Geophysical Research* , 101, pp. 3747-3764.

Fofonoff, N. P., and Millard, R. C. (1983). Algorithms for the computation of fundamental properties of seawater. *Unesco technical papers in marine sciences* , pp. 1-53.

Gargett, A. E. (1989). Ocean Turbulence. *Ann. Rev. Fluid Mech.* , pp. 419-451.

Gregg, M. C., Peters, H., Weson, J. C., Oakey, N. S., and Shay, T. J. (1985). Intensive measurements of turbulence and shear in the equatorial undercurrent. *Nature* , 318, pp. 140-144.

Li, T., and Philander, P. (1997). On the seasonal cycle of the equatorial Atlantic Ocean. 24, 813.

Lien, R.-C., Caldwell, D. R., Gregg, M. C., and Moum, J. N. (1995). Turbulence Variability at the equator in the central Pacific at the beginning of the 1991-1993 El Niño. *Journal of Geophysical Research* , 100, pp. 6881-6898.

Lien, R.-C., D'Asaro, E. A., and McPhaden, M. J. (2002). Internal Waves and Turbulence in the Upper Central Equatorial Pacific: Lagrangia and Eulerian Observations. *Journal of Physical Oceanography* , 32, pp. 2619-2639.

Lien, R.-C., D'Asaro, E. A., and McPhaden, M. J. (2002). Internal Waves and Turbulence in the Upper Central Equatorial Pacific: Lagrangian and Eulerian Observations. *Journal of Physical Oceanography* , 32, pp. 2619-2639.

Lien, R.-C., McPhaden, M. J., and Gregg, M. C. (1996). High-Frequency Internal Waves at 0, 140W and Their Possible Relationship to Deep-Cycle Turbulence. *Journal of Physical Oceanography* .

McPhaden, M. J., and Peters, H. (1992). Diurnal Cycle of Internal Wave Variability in the Equatorial Pacific Ocean: Results from Moored Observations. *Journal of Physical Oceanography* , 22, pp. 1317-1329.

Mellor, G. L. (1989). Retrospect on Oceanic Boundary Layer Modeling and Second Moment Closure. In: P. Muller, and D. Henderson (Ed.), *Parameterization of Small-Scale Processes; Proc. of the Aha Hulikoa Hawaiian Winter Workshop* (pp. 251-271). Honolulu: University of Hawaii at Manoa.

- Moum, J. N., Caldwell, D. R., and Paulson, C. A. (1989). Mixing in the Equatorial Surface Layer and Thermocline. *Journal of Geophysical Research* , 94, pp. 2005-2021.
- Moum, J. N., Hebert, D., Paulson, C. A., and Caldwell, D. R. (1992). Turbulence and Internal Waves at the Equator. Part II: Details of a Single Event. *Journal of Physical Oceanography* , 22, pp. 1346-1356.
- Moum, J. N., Hebert, D., Paulson, C. A., and Caldwell, D. R. (1992). Turbulence and Internal Waves at the Equator. Part I: Statistics from Towed Thermistors and a Microstructure Profiler. *Journal of Physical Oceanography* , 22, pp. 1330-1345.
- Moum, J. N., McPhaden, M. J., Hebert, D., Peters, H., Paulson, C. A., and Caldwell, D. R. (1992). Internal Waves, Dynamic Instabilities, and Turbulence in the Equatorial Thermocline: An Introduction to Three Papers in this Issue. *Journal of Physical Oceanography* , 22, pp. 1357-1359.
- Pedlosky, J. (1994). *Geophysical Fluid Dynamics*. Berlin: Springer-Verlag.
- Pedlosky, J. (2003). *Waves in the Ocean and the Atmosphere*. Berlin: Springer.
- Philander, S. G. (1980). The Equatorial Undercurrent Revisited. *Ann. Rev. Earth Planet* , pp. 191-204.
- Philander, S. G. (May de 1980). The Equatorial Undercurrent Revisited. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* , 8, pp. 191-294.
- Philander, S. G., and Chao, Y. (1991). On the contrast between the seasonal cycles of the equatorial atlantic and pacific oceans. *Journal of Physical Oceanography* , 21, pp. 1399-1406.
- Philander, S. G., Gu, D., Lambert, G., Lau, N. C., Li, T., and Pacanowski, R. C. (1996). Why the ITCZ is mostly north of the Equator. 9, 2958.
- Pond, S., and Pickard, G. L. (1993). *Introductory Dynamical Oceanography* (2007 ed.). Oxford: Butterworth-Heinemann.
- Schudlich, R. R., and Price, J. F. (1992). Diurnal Cycles of Current, Temperature, and Turbulent Dissipation in a Model of the Equatorial Upper Ocean. *Journal of Geophysical Research* , 97, pp. 5409-5422.
- Servain, J., Busalacchi, A. J., McPhaden, M. J., Moura, A. D., Reverdin, G., Vianna, M., et al. (1998). A Pilot Research Moored Array in the Tropical Atlantic (PIRATA). *The Bulletin of American Meteorological Society*, 79 , 2019-2031.
- Skjelka, U., Soares, J., Oliveira, A. P., and Servian, J. (2010). Diagnostic of the diurnal cycle of turbulence of the Equatorial Atlantic Ocean upper boundary layer. *Dynamics of Atmospheres and Oceans* (SUBMETIDO).

Skielka, U., Soares, J., Oliveira, A., and Servian, J. (2009). Study of the Equatorial Atlantic oceanic mixing layer using a one-dimensional turbulence model. *Revista Brasileira de Oceanografia*.

Skyllingstad, E. D., and Denbo, D. W. (1994). The Role of Internal Gravity Waves in the Equatorial Current System. *Journal of Physical Oceanography* , 24, pp. 2093-2110.

Sun, C., Smyth, W. D., and Moum, J. N. (1998). Dynamic instability of stratified shear flow in the upper equatorial Pacific. *Journal of Geophysical Research* , 103 (10), pp. 323-337.

Sutherland, B. R. (1996). Dynamic Excitation of Internal Gravity waves in the equatorial Oceans. *Journal of Physical Oceanography* , 26, pp. 2398-2419.

Thorpe, S. A. (1995). Dynamical Processes of Transfer at the Sea Surface. *Prog. Oceanog.* , 35, pp. 315-352.

Thorpe, S. A. (1999). On the Breaking of Internal Waves in the Ocean. *Journal of Physical Oceanography* , 29, pp. 2433-2441.

Thorpe, S. A. (1978). On the Shape and Breaking of Finite Amplitude Internal Gravit Waves in a Shear Flow. *J. Fluid. Mech* , 85, pp. 7-31.

Thorpe, S. A. (2004). Recent Developments in the Study of Ocean Turbulence. *Annual Review Earth Planet* , pp. 91-109.

Wang, D., and Müller, P. (2002). Effects of Equatorial Undercurrent Shear on Upper-Ocean Mixing and Internal Waves. *Journal of Physical Oceanography* , 32, pp. 1041-1057.

Wang, D., and Müller, P. (1999). Internal Wave Generation in the Equatorial Undercurrent. *Dynamics of Oceanic Internal Gravity Waves, II* (pp. 181-187). Honolulu: University of Hawaii at Manoa.

Wang, D., McWilliams, J. C., and Large, W. G. (1998). Large-Eddy Simulation of the Diurnal Cycle of Deep Equatorial Turbulence. *Journal of Physical Oceanography* , 28, pp. 129-148.

Weingartner, T. J., and Tang, T. Y. (1987). Further studies on the response of the equatorial thermocline in the Atlantic Ocean to the seasonally varying trade winds. *J. Phys. Res.* , 92, p. 3709.

Weingartner, T. J., and Weisberg, R. H. (1991a). A description of the annual cycle in the sea surface temperature and upper ocean heat in the equatorial Atlantic. *J. Phys. Oceanography* , 21, p. 83.

Weingartner, T. J., and Weisberg, R. H. (1991b). On the annual cycle of equatorial upwelling in the central Atlantic ocean. *J. Phys. Ocean.* , 21, p. 68.

Wijesekera, H. W., and Dillon, T. M. (1991). Internal Waves and Mixing in the Upper Equatorial Pacific Ocean. *Journal of Geophysical Research* , pp. 7115-7125.

## 8. ATIVIDADES ACADÊMICAS

Realizei 100% dos créditos necessários para o depósito da dissertação. Na Tabela 1, podem ser vistas as disciplinas realizadas e o conceito obtido em cada uma delas.

Fui aprovado no exame de qualificação em 30/03/2010.

Por fim, obtive os primeiros resultados relativos ao projeto com o modelo GOTM e cumpri o objetivo de ler a bibliográfica básica necessária para o desenvolvimento da pesquisa até o momento.

**Tabela 1:** Disciplinas realizadas em 2009.

DISCIPLINA	CONCEITO
MAP-5725	Tratamento Numérico de EDOs B
IOF-5857	Dinâmica de Fluidos Geofísicos B
MAC-5742	Introdução à Computação Paralela e Distribuída A
AGM-5716	Termodinâmica da Atmosfera B
AGM-5714	Dinâmica da Atmosfera II A
AGC-5900	Preparação Pedagógica A
AGM-5804	Micrometeorologia A

### 8.1 Atividades futuras

A próxima etapa do projeto será testar as parametrizações para a quebra de ondas de superfície. Com tal intuito, lerei a bibliográfica básica desta segunda etapa e a tese de doutorado do autor do modelo GOTM (Burchard, 2002). Também estudarei o código fonte e programarei rotinas para análise estatística dos dados.

## 8.2 Cronograma de execução

<b>Atividades</b>	<b>Período</b>
Realização das disciplinas, pesquisa bibliográfica, familiarização com o código do GOTM.	Março de 2009 a Dezembro de 2009. ( <b>CONCLUÍDO</b> )
Exame de Proficiência	Setembro de 2009 ( <b>CONCLUÍDO</b> )
Exame de Qualificação.	Abril de 2010. ( <b>CONCLUÍDO</b> )
Realização das simulações, análise dos resultados e redação da dissertação.	Maior de 2010 a março de 2011.