

Implementação de novos modelos de turbulência no Princeton Ocean Model (POM)

José Francisco A. de Souza¹, José Luiz L. de Azevedo², Ivan D. Soares² &
Leopoldo R. de Oliveira²

¹Escola de Engenharia – FURG, Rio Grande, RS – Doutorando do Curso de Pós Graduação em Oceanografia Física, Química e Geológica do IO da FURG, Rio Grande, RS.

jfas.ee.furg@gmail.com

²Instituto de Oceanografia –FURG, Rio Grande, RS.

joseazevedo@furg.br

isoares@atlantis.org.br

leopoldorota@yahoo.com.br

RESUMO: Uma das questões mais desafiadoras em oceanografia é a simulação dos processos de mistura, responsáveis pela difusão de momentum, calor, sal, sedimentos, etc. Na modelagem de escoamentos, o modelo hidrodinâmico simula as propriedades do escoamento médio enquanto o modelo de turbulência, acoplado ao primeiro, é o responsável por simular os processos de mistura. Nesse artigo é utilizado o Princeton Ocean Model (POM), o qual traz acoplado o conhecido modelo de fechamento turbulento $q^2 - q^2 L$ de Mellor e Yamada [14]. Para adicionar flexibilidade à modelagem, os modelos $k - kL$, $k - \varepsilon$, $k - \omega$ e $k - gen$, da mesma categoria, são incorporados ao POM e um Problema Teste envolvendo o aprofundamento da camada de mistura oceânica é realizado para permitir a comparação entre eles.

PALAVRAS CHAVE: modelos de turbulência; modelos de circulação oceânica; processos de mistura; modelos a duas equações.

ABSTRACT: One of the most challenging issues in oceanography is the mixing processes simulation, responsible for diffusion of momentum, heat, salt, sediment, etc. In the modeling of flow, the hydrodynamic model simulates the properties of the mean flow while turbulence model, coupled to the first, is responsible for simulating the mixing process. In this article it is used the Princeton Ocean Model (POM), which brings the well known coupled turbulent closure model of Mellor and Yamada [14]. To add flexibility to the modeling, the $k - kL$, $k - \varepsilon$, $k - \omega$ e $k - gen$ models are incorporated into the POM and a test problem involving a deepening of the ocean mixed layer is performed to allow comparison between them.

KEYWORDS: turbulence models; ocean circulation models; mixing processes; two equations models.

1. INTRODUÇÃO

A simulação dos processos de mistura em águas costeiras é uma das questões mais desafiadoras em oceanografia (Thorpe, [18]). O avanço tecnológico tem permitido o desenvolvimento de computadores mais rápidos, com maior capacidade de memória e instigado os modelistas a investigar processos cada vez mais complexos, levando-os a introduzir novos termos nos modelos de turbulência e, com isso, a simular os processos mistura de forma cada vez mais realista (Ilicak et al., [7]).

Os modelos de turbulência utilizados neste trabalho se baseiam no conceito de viscosidade turbulenta e na analogia com a teoria cinética, segundo a qual a viscosidade turbulenta é proporcional a uma escala de velocidade característica das flutuações do movimento e a uma escala de comprimento característica deste movimento (Rodi, [16]). Entre os modelos deste tipo, destacam-se os chamados *modelos a duas equações*, os quais são largamente empregados como sub-modelos de turbulência e, entre os modelos algébricos, são os mais completos porque utilizam duas equações diferenciais de transporte para a determinação das escalas de velocidade e comprimento, necessárias para determinação da viscosidade turbulenta: uma para a energia cinética turbulenta (*ECT*) e outra para a macro-escala de comprimento (*MET*), características da turbulência.

O Princeton Ocean Model (POM), modelo hidrodinâmico básico utilizado neste trabalho, é um modelo 3-D, concebido para aplicações oceanográficas, que resolve as equações de Navier-Stokes, após a promediação de Reynolds (RANS), usando as aproximações hidrostática e de Boussinesq. Como sub-modelo de turbulência ele utiliza o modelo de Mellor and Yamada [14] nível 2,5 (referenciado, daqui para frente, apenas como MY82), o qual emprega uma equação para a energia cinética turbulenta (q^2) e uma segunda equação para a macro-escala de comprimento turbulenta representada pelo produto (q^2L).

Sobre esta base hidrodinâmica serão incorporados ao POM outros quatro modelos de turbulência, do mesmo tipo, obtidos a partir da metodologia da *Escala Genérica de Comprimento - EGC* (*GLS - Generic Length Scale* na literatura inglesa) proposta por Umlauf and Burchard [19], a qual será descrita na Seção 3. Os modelos implementados no POM são modelos clássicos de turbulência, que vêm recebendo a atenção dos modelistas, com a introdução de algumas adaptações para aplicações oceanográficas. Os modelos em destaque são: $k-kL$ (*EGC*), $k-\varepsilon$ (*EGC*), $k-\omega$ (*EGC*) e $k-gen$ (*EGC*), onde a sigla entre parêntesis significa que a versão apresentada neste trabalho deriva da metodologia citada.

A metodologia *EGC* proposta por Umlauf and Burchard [19] é utilizada aqui para a determinação de uma *escala genérica* de comprimento, ψ . A proposta é substituir a variável q^2L , na segunda equação do modelo MY82, existente no POM, pela variável genérica ψ , de Umlauf and Burchard [19], e com isso reproduzir os modelos a duas equações, $q^2 - q^2L$ de MY82, $k-kL$ (*EGC*), $k-\varepsilon$ (*EGC*), $k-\omega$ (*EGC*), $k-gen$ (*EGC*), conforme Warner et al. [22].

Os modelos do tipo $k-kL$ e $k-\varepsilon$ têm sido exaustivamente empregados e avaliados em aplicações geofísicas e, portanto, dispensam maiores comentários. Duas versões do modelo $k-\omega$, de Wilcox (Wilcox /1988 e Wilcox / 1998 *apud* Umlauf et al., [21]), nunca antes aplicadas à escoamentos geofísicos devido à falta de adequação para representar escoamentos

afetados pela rotação da Terra e estratificação, foram adaptados e avaliadas por estes autores. Segundo eles, este modelo notabiliza-se por sua capacidade de integração na subcamada viscosa sem necessidade da versão, altamente custosa, do modelo para baixos números de Reynolds, além de sua excelente performance em situações com gradientes de pressão adversos.

Segundo estes autores, a versão adaptada de 1988 apresentou uma performance comparável a dos modelos $q^2 - q^2 L$ (MY82) e $k - \varepsilon$ de Rodi [15] e é até melhor em algumas situações relevantes; esta versão (1988) do modelo $k - \omega$ foi a sugerida por Umlauf et al., [21] para aplicações geofísicas. Warner et al. [22], utilizando a metodologia *EGC*, reproduziram os modelos citados no parágrafo anterior, inclusive o modelo $k - gen$, e conduziram uma série de casos-teste, incluindo circulação estuarina, aprofundamento da camada de mistura e transporte de sedimentos em suspensão, tendo concluído que todos os modelos apresentaram desempenho muito similar. Eles chamam a atenção para o fato de que as maiores variações entre os modelos aparecem nas simulações com sedimentos em suspensão do que naquelas que envolvem concentrações de salinidade, porque o transporte de sedimentos suspensos tende a amplificar as mínimas diferenças entre os métodos.

2. DESCRIÇÃO DO MODELO HIDRODINÂMICO

O Princeton Ocean Model (POM) faz parte de uma classe de modelos tridimensionais e, por ser de domínio público, tem sido largamente utilizado por milhares de usuários em todos os continentes para as mais diversas aplicações, desde a simulação da hidrodinâmica de ambientes lagunares de pequena escala, até a hidrodinâmica de bacias oceânicas inteiras (Alves, [1]).

Uma característica interessante do POM é a separação dos modos interno e externo. Como as equações a serem resolvidas envolvem a dinâmica da superfície livre, os rápidos movimentos das ondas de gravidade externas (~ 200 m/s) precisa de um ajuste com o movimento das ondas de gravidade internas, mais lentas (~ 2 m/s), porque a condição *CFL* impõe severas limitações no passo de tempo que pode ser utilizado para o avanço temporal da solução (Kantha and Clayson, [9], [10]). Esse problema é contornado com o emprego da chamada técnica de separação dos modos (*mode splitting*), que consiste na separação das equações dos modos interno e externo, resolvendo as equações do modo externo com um passo de tempo compatível com as rápidas ondas de gravidade externas enquanto as equações do modo interno são resolvidas com um passo de tempo maior, consistente com as ondas de gravidade internas, mais lentas. À intervalos de tempo regulares os dois modos são ajustados para evitar divergência entre as soluções. Com isso a elevação da superfície e as velocidades barotrópicas são resolvidas no modo externo enquanto as velocidades baroclínicas, os escalares temperatura e salinidade além das variáveis turbulentas, são resolvidas no modo interno (e.g., Blumberg and Mellor, [2]; Kantha and Clayson, [9], [10]).

As variáveis prognósticas são as três componentes da velocidade, a temperatura e a salinidade além da elevação da superfície livre e duas quantidades características da turbulência; a energia cinética turbulenta (*ECT*) e a macro-escala de comprimento da turbulência (*MET*). As equações governantes e as respectivas condições de contorno são discretizadas com a utilização da técnica de diferenças finitas e as variáveis são definidas sobre grades horizontalmente e verticalmente alternadas (grade *C* de Arakawa).

A técnica de solução das derivadas temporais e espaciais horizontais, tanto do modo externo como do modo interno, empregam esquemas explícitos de diferenciação para garantir maior eficiência computacional. A parte vertical (advecção e difusão) do modo interno exige um esquema implícito para atender o pequeno espaçamento vertical e a matriz tri-diagonal resultante deste procedimento é resolvida com o auxílio do algoritmo de Thomas (Blumberg and Mellor, [2]).

O modelo é constituído pelas equações da continuidade, momentum e transporte de escalares que, após a promediação de Reynolds, resulta no sistema

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - f U_j \varepsilon_{ij3} = -\frac{1}{\rho_o} \frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\rho g}{\rho_o} \delta_{i3} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{v \frac{\partial U_i}{\partial x_j}} - \overline{u_i u_j} \right) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + U_i \frac{\partial \Theta}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma \frac{\partial \Theta}{\partial x_i} - \overline{u_i \theta} \right) \quad (3)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + U_i \frac{\partial S}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma \frac{\partial S}{\partial x_i} - \overline{u_i s} \right) \quad (4)$$

onde U_i e u_i são as componentes média e flutuante da velocidade, $f U_j \varepsilon_{ij3}$ é a força de Coriolis, P a pressão, ρ e ρ_o a densidade total e de referência, $-\overline{u_i u_j}$ é o tensor de Reynolds, Θ e S são a temperatura e salinidade médias, θ e s , as flutuações de temperatura e salinidade e $\overline{u_i \theta}$ e $\overline{u_i s}$ representam os fluxos de calor e sal respectivamente. O fechamento do sistema é conseguido com a parametrização das tensões de Reynolds e dos fluxos de calor e sal, que assumem as formas:

$$-\overline{u_i u_j} = K_M \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad -\overline{u_i \theta} = K_H \frac{\partial \Theta}{\partial x_i} \quad -\overline{u_i s} = K_H \frac{\partial S}{\partial x_i} \quad (5)$$

com

$$K_M = qL S_M, \quad K_H = qL S_H \quad (6)$$

onde K_M é a viscosidade turbulenta, K_H é a difusividade de calor e sal, S_M e S_H são as chamadas funções de estabilidade que incorporam informações a respeito dos efeitos do cisalhamento e estratificação sobre os segundos momentos que se perdem no processo de algebrização das tensões de Reynolds. As funções de estabilidade empregadas no POM dependem do parâmetro de flutuabilidade G_H , e são dadas por;

$$S_M = \frac{A_1 [1 - 3c_1 - 6A_1 / B_1] + S_H \left[(18A_1^2 + 9A_1 A_2) G_H \right]}{[1 - 9A_1 A_2 G_H]} \quad (7)$$

e

$$S_H = \frac{A_2 [1 - 6A_1 / B_1]}{[1 - (3A_2 B_2 + 18A_1 A_2) G_H]} \quad (8)$$

Nas expressões (6), (7) e (8), $(A_1, A_2, B_1, B_2, C_1) = (0,92; 0,74; 16,6; 10,1; 0,08)$ são parâmetros do modelo determinados experimentalmente e q é a raiz quadrada de q^2 , o dobro da energia cinética turbulenta. As variáveis q^2 e L (macro-escala de comprimento) representam quantidades características da turbulência e precisam ser determinadas para fechar o conjunto de equações. O POM incorpora um sub-modelo de turbulência que utiliza duas equações diferenciais parciais (*EDP's*), uma para cada uma destas quantidades. Modelos deste tipo fazem parte de uma classe de modelos de fechamento turbulento chamados *modelos a duas equações*, aos quais dedica-se a seção seguinte.

3. MODELOS DE TURBULÊNCIA A DUAS EQUAÇÕES

Estes modelos fundamentam-se no conceito de viscosidade turbulenta e na hipótese de Prandtl-Kolmogorov segundo a qual, e em analogia com a teoria cinética, a viscosidade turbulenta deve ser proporcional a uma escala de velocidade (ϑ) e uma escala de comprimento (L) características da turbulência, conforme a expressão,

$$v_t \propto \vartheta \cdot L \quad (9)$$

Nesse trabalho são abordados os modelos que utilizam duas *EDP's* para o transporte de duas entidades características da turbulência: uma equação de transporte para a energia cinética turbulenta (*ECT*), ($q^2/2$ na notação de MY ou k na notação tradicional), e outra equação para outra quantidade característica da turbulência que, de alguma forma tenha relação com a macro-escala turbulenta. A primeira equação, para a *ECT*, pode ser obtida por contração da equação das tensões de Reynolds (ver Deschamps, [6] e Silvestrini, [17]) e, após a modelagem de algumas correlações desconhecidas, assume a forma

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = D + P_S + P_B - \varepsilon \quad (10)$$

Na equação, D representa o transporte difusivo da *ECT*, P_S e P_B são a produção de *ECT* pelo cisalhamento do escoamento médio e pela flutuabilidade (*buoyancy*), respectivamente, enquanto ε é a taxa de dissipação da *ECT*, dados por,

$$D = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_L \frac{\partial (q^2 L)}{\partial z} \right) \quad (11)$$

$$P_S = K_M \left[\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (12)$$

$$P_B = K_q \frac{g}{\rho_o} \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (13)$$

$$\varepsilon = \frac{q^3}{B_1 L} \quad (14)$$

A segunda equação, para a macro-escala de comprimento da turbulência (*MET*) não precisa necessariamente ter a própria escala de comprimento “*L*” como variável prognóstica; qualquer combinação do tipo $Z = k^m \cdot L^n$ será suficiente porque a energia cinética turbulenta “*k*” já é conhecida da solução da Equação-*k* (Rodi, [16]). A maioria das equações propostas até hoje não utilizam “*L*” como variável dependente. As combinações $k^m \cdot L^n$ mais importantes que surgiram ao longo do tempo são (Rodi, [16]; Deschamps, [6]): a taxa de dissipação, $\varepsilon (\propto k^{3/2}/L)$, o produto da *ECT* pela escala de comprimento (kL) e a frequência característica da turbulência: $\omega (\propto k^{1/2}/L)$. Mais recentemente, Umlauf and Burchard [19] propuseram a utilização de uma equação diferencial para uma quantidade turbulenta, que vem recebendo a denominação *gen* (*generic*), a qual é obtida a partir de um método também desenvolvido por eles e a respeito do qual vamos discutir na próxima seção. A escala proposta por estes autores fica na forma: $gen (\propto k/L^{2/3})$.

3.1 A escala genérica – O método *EGC* (Escala Genérica de Comprimento)

Os modelos à duas equações utilizam a Equação (10) para a *ECT*, e uma segunda equação para outra entidade representativa da escala de comprimento turbulenta, a qual pode ser qualquer uma das citadas no parágrafo anterior. Esta segunda equação é obtida de forma heurística e por isso, em todos os modelos, apresenta uma estrutura semelhante à da Equação (10). Essa semelhança estrutural levou Umlauf and Burchard [19] a proporem uma equação de transporte para uma quantidade turbulenta genérica (ψ), a partir da qual fosse possível reproduzir qualquer um dos modelos a duas equações em uso hoje em dia e, eventualmente, abrir caminho para que os pesquisadores proponham novos modelos utilizando outras quantidades turbulentas ainda não exploradas. O modelo genérico consiste assim da Equação (10) para a *ECT* e a equação de transporte para a escala genérica que, por ter a mesma estrutura, pode ser escrita na forma:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + U_j \frac{\partial \psi}{\partial x_j} = F_\psi + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{K_M}{\sigma_\psi} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) + \frac{\psi}{k} (c_{\psi 1} P_S + c_{\psi 3} P_B - c_{\psi 2} \varepsilon F_{Wall}) \quad (15)$$

Em (15), ψ , representa o parâmetro através do qual se vai determinar a macro-escala turbulenta e F_ψ representa o termo de difusão horizontal. As constantes $c_{\psi 1}$, $c_{\psi 2}$ e $c_{\psi 3}$ são parâmetros empíricos que precisam ser determinados experimentalmente para cada modelo e seus valores podem ser observados na Tabela 1. O parâmetro genérico ψ é expresso por (Umlauf and Burchard, [19])

$$\psi = (c_\mu^0)^p k^m L^n \quad (16)$$

onde, c_μ^0 é uma constante e p , m e n são coeficientes que definem o parâmetro que representará a escala de comprimento característica da turbulência. Estes coeficientes podem, teoricamente, assumir qualquer valor real, entretanto, um conjunto específico de valores conduzem à quantidades características da turbulência já conhecidas e exploradas como a *taxa*

de dissipação da ECT, ε , ou a frequência da turbulência, ω . Um rearranjo na expressão (16) permite expressar a taxa de dissipação na forma genérica como;

$$\varepsilon = (c_\mu^0)^{3+p/n} k^{\frac{3}{2}+m/n} \psi^{-1/n} \quad (17)$$

e a escala de comprimento genérica na forma,

$$L = (c_\mu^0)^{-p/n} k^{-m/n} \psi^{-1/n} \quad (18)$$

A escolha adequada dos coeficientes p , m e n reproduz qualquer um dos modelos citados anteriormente. Um modelo que tem apresentado bons resultados para escoamentos geofísicos é o concebido por Umlauf and Burchard [19] e explorado em Warner et al [22]. Eles adotam valores para os coeficientes p , m e n de modo a obter uma grandeza característica chamada escala genérica “gen”. A Tabela 1 apresenta os valores assumidos pelos parâmetros para reproduzir cada um dos modelos citados.

Tabela 1. Parâmetros utilizados nos modelos (Warner et al., [22])

Parâmetro	$k-kL_MY$ $\psi = q^2 L$	$k-kL (EGC)$ $\psi = (c_\mu^0)^0 k^1 L^1$	$k-\varepsilon (EGC)$ $\psi = (c_\mu^0)^3 k^{\frac{3}{2}} L^{-1}$	$k-\omega (EGC)$ $\psi = (c_\mu^0)^{-1} k^{\frac{1}{2}} L^{-1}$	$k-gen (EGC)$ $\psi = (c_\mu^0)^2 k^1 L^{\frac{2}{3}}$
p	0,0	0,0	3,0	-1,0	2,0
m	1,0	1,0	1,5	0,5	1,0
n	1,0	1,0	-1,0	-1,0	-0,67
σ_q	2,44	2,44	1,0	2,0	0,8
σ_q^ψ	2,44	2,44	1,3	2,0	1,07
c_1	0,9	0,9	1,44	0,555	1,0
c_2	0,5	0,5	1,92	0,833	1,22
c_3^+	0,9	1,0	1,0	1,0	1,0

Destaca-se que na notação de Mellor e Yamada a ECT é representada por $q^2/2$ onde q^2 , corresponde ao dobro da energia cinética turbulenta, ao invés de k , que é a notação convencional, enquanto as funções de estabilidade S_M e S_H , na notação de Mellor e Yamada, são representadas pelos símbolos c_μ e c'_μ , respectivamente. Em virtude disso, a metodologia EGC não reproduz o modelo $q^2 - q^2 L$ de forma direta.

4. METODOLOGIA

O método proposto por Umlauf and Burchard [19] foi utilizado para implementar os modelos $k-kL (EGC)$, $k-\varepsilon (EGC)$, $k-\omega (EGC)$ e $k-gen (EGC)$ no POM, o qual já traz incorporado um modelo do tipo $k-kL$, mais especificamente $q^2 - q^2 L$. Umlauf and Burchard [19] comentam que fisicamente não há uma vantagem objetiva em utilizar uma variável ao invés de outra, todavia, tanto matematicamente como numericamente, a escolha da

variável representativa da escala de comprimento pode afetar fortemente as propriedades do modelo correspondente.

Com esta implementação no POM, a equação para a energia cinética turbulenta permanece exatamente a mesma do modelo original (MY82), não recebendo qualquer tipo de adaptação. Entretanto, a equação de transporte para a escala de comprimento existente no POM foi adaptada para representar a escala genérica ψ (*psi*) e os coeficientes que aparecem na Equação (15) foram adaptados para receber os valores correspondentes a cada modelo selecionado.

Em relação à função de aproximação da parede, Mellor and Yamada [14] já reconheciam sua necessidade para garantir a positividade dos coeficientes de viscosidade. Warner et al. [22] provaram que todos os modelos com expoente n positivo na expressão (16) exigem função de aproximação da parede para garantir a positividade destes coeficientes. Este é o caso dos modelos $q^2 - q^2 L$ (MY82) e $k - kL$ (EGC). Com isso, a função de aproximação da parede, F_{wall} , existente no modelo original, foi separada da equação para ser calculada apenas quando um destes modelos tenha sido selecionado.

Para o estudo comparativo dos modelos implementados existem alguns experimentos que são normalmente utilizados pelos modelistas para aferir a qualidade da implementação. A predição correta do aprofundamento da camada de mistura, devido à tensão do vento atuando na superfície, é um dos requisitos mais críticos para um modelo de turbulência oceânico (Umlauf and Burchard, [19]). Uma vez que as medidas do aprofundamento da camada de mistura (ACM) no oceano real são geralmente contaminadas pelo efeito da divergência horizontal do movimento e pela ação de ondas internas, a verificação dos modelos de turbulência é geralmente conduzida por comparação com experimentos de laboratório (Kantha and Clayson, [8]; Umlauf et al., [21]).

O clássico experimento de Kato and Phillips [11] se constitui em uma referência padrão na comunidade de modelagem (e.g., Burchard and Petersen [5]; Burchard and Deleersnijder [4]; Umlauf et al. [21]; Umlauf and Burchard [19]; Warner et al. [22]). No experimento, um fluido contido em um tanque de laboratório, inicialmente estratificado linearmente, é submetido a uma tensão superficial constante. A tensão produz cisalhamento nas camadas superficiais, a qual gera turbulência promovendo mistura e homogeneização na parte superior da coluna d'água. Com o passar do tempo a camada de mistura, induzida por esta tensão, vai penetrando no fluido logo abaixo, estavelmente estratificado, e a profundidade da termocline (ou pycnocline) vai aumentando. Price, em 1979 (Burchard and Petersen, [5]), sugeriu uma solução empírica para a evolução da profundidade da camada de mistura $D(t)$ a partir dos resultados do experimento de Kato & Phillips da forma,

$$D(t) = 1,05 \frac{u_*}{\sqrt{N_0}} t^{1/2}, \quad (19)$$

onde, N_0 é o valor inicial da frequência de Brunt-Väissälä e $u_* = \sqrt{\tau_s / \rho_0}$ a velocidade de fricção superficial. Burchard and Deleersnijder [4] e Burchard and Bolding [3] utilizaram a Teoria da Similaridade para adaptar os resultados do experimento às dimensões oceânicas

com os valores $u_* = 0,01 \text{ m/s}$ e $N_o = 0,01 \text{ s}^{-1}$. A simulação é conduzida por 30 horas e a solução empírica resulta em $h_{(30h)} = 34,5 \text{ m}$.

O experimento numérico recomendado na literatura (Burchard and Bolding, [3]; Umlauf et al., [21] e WHRC [22]) é conduzido em um canal com comprimento $L = 6650 \text{ m}$, largura $B = 240 \text{ m}$ e profundidade constante $H = 50 \text{ m}$, o qual foi discretizado com 19, 6 e 100 elementos de grade, respectivamente, assegurando um espaçamento vertical de 0,50 m entre níveis sigma. A bacia contém água inicialmente em repouso e, sobre a superfície da água, é feito soprar um vento com 8,6 m/s, o qual produz uma tensão com intensidade $\tau_s = 0,10 \text{ N/m}^2$, que é aplicada uniformemente em todos os pontos da superfície.

A camada de mistura, provocada pelo processo de mistura induzido pelo cisalhamento nas camadas superiores, penetra no fluido estavelmente estratificado cuja densidade inicial cresce linearmente da superfície até o fundo. Outros parâmetros do experimento são apresentados na Tabela 2.

Tabela 2. Parâmetros utilizados no Problema-teste

Parâmetros do experimento	Valor
Comprimento, largura, profundidade	6650 m, 240 m, 50 m
Nº elementos de grade (Im, Jm, Kb)	19, 6, 100
Rugosidade do fundo (Z_{ob})	0,005 m
Passo de tempo do modo interno (dti)	12 s (isplit = 30)
Passo de tempo do modo externo (dte)	0,4 s
Temperatura (superfície / fundo)	10 °C / 8 °C

O canal se estende na direção este-oeste. Nos contornos abertos (este e oeste), quer para as variáveis do modo externo como interno, foram empregadas condições de contorno numéricas do tipo cíclica (*Periodic Open Boundaries*). Nos contornos fechados (norte e sul) as condições de contorno são automaticamente aplicadas com o emprego de “máscaras” que permitem velocidade tangencial ao contorno e anulam as velocidades normais (Mellor, [12], pág 29). A salinidade foi mantida constante e uniforme com valor de 30 psu (*practical salinity unit*) em todos os pontos da grade durante a simulação e nenhum fluxo de calor ou massa é permitido através da superfície livre ou do fundo. A salinidade constante faz com que a densidade seja uma função apenas da temperatura e, por esta razão, a estratificação inicial com $N_o = 0,01 \text{ s}^{-1}$ foi provida através de um perfil de temperatura inicial que varia linearmente desde 10 °C na superfície (água menos densa) até 8 °C no fundo (água mais densa).

5. RESULTADOS E DISCUSSÕES

A simulação é conduzida por um período de 30 horas correspondendo à duração do experimento de Kato and Phillips [11], adaptado para a escala oceânica (Burchard and Deleersnijder [4]; Burchard and Bolding [3]). A tensão constante do vento arrasta as camadas superficiais gerando um gradiente de velocidade que transfere energia para a componente turbulenta do movimento. A agitação turbulenta assim gerada homogeneiza a porção superior

da coluna d'água criando uma camada de mistura superficial cuja temperatura (densidade) é uniforme e maior (menor) que a das camadas inferiores. Na base desta camada de mistura surge um forte gradiente de temperatura (densidade) que caracteriza a termoclina (picnoclina), a qual separa a camada superficial da camada de fundo ainda estratificada.

A camada de mistura superficial se distingue pelo nível relativamente mais alto de energia cinética turbulenta (ECT) em relação ao fluido abaixo da picnoclina, ainda estratificado e em repouso. É justamente este o critério empregado para identificar a profundidade da camada de mistura superficial. Procura-se identificar na coluna d'água o ponto mais baixo cuja ECT ainda é maior que $1,10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^2$. No experimento foi selecionado o ponto central da grade para averiguar esta condição e definir a profundidade alcançada em um instante qualquer. Com isso, todos os pontos da coluna d'água com $k > 1,10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^2$ pertencem a camada de mistura superficial enquanto pontos com $k < 1,10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^2$ pertencem a camada estratificada e quiescente e de baixo.

A Figura 1 apresenta o resultado obtido para o aprofundamento da camada de mistura superficial para os modelos $q^2 - q^2L$ (MY2.5), $k - kL$ (EGC), $k - \varepsilon$ (EGC), $k - \omega$ (EGC) e $k - gen$ (EGC). A linha sólida, em ambas as figuras, representa a solução empírica conforme descrito na seção anterior.

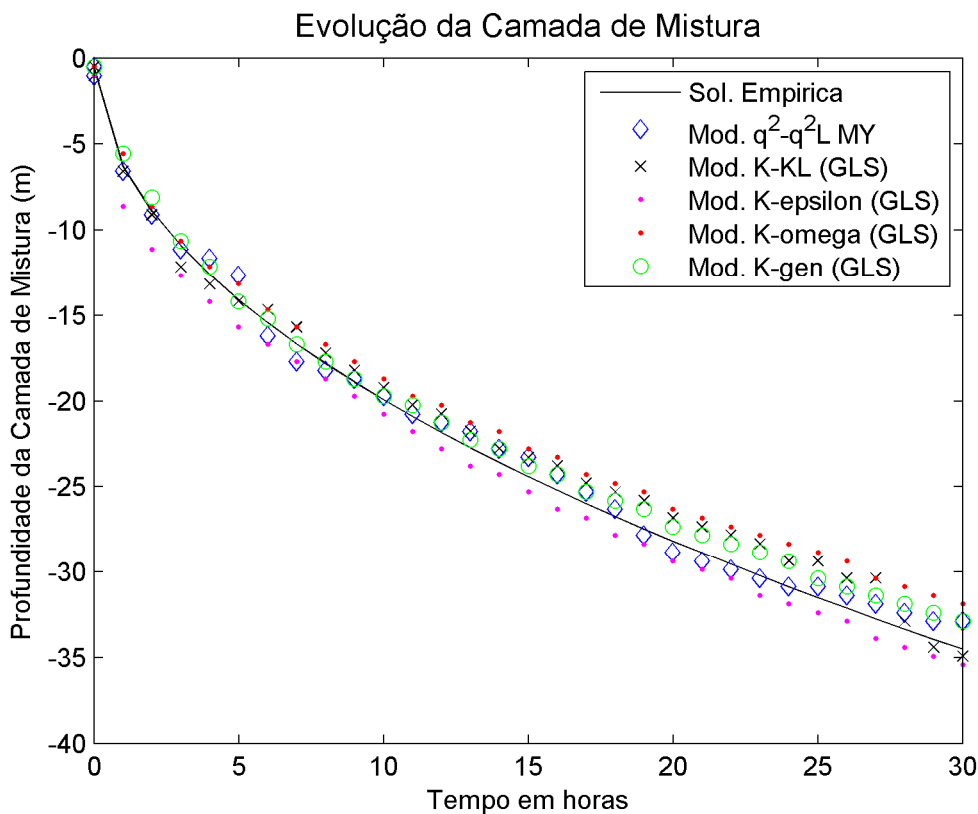


Figura 1. Evolução da camada de mistura em função do tempo em horas.

Os modelos representaram de forma muito razoável o aprofundamento da camada de mistura mas pode ser observado que os modelos $q^2 - q^2L$ (MY2.5) e $k - kL$ (EGC) apresentaram uma leve oscilação em torno da solução empírica (Figura 1). Possivelmente isto

se deva a presença da função de aproximação da parede que só estes modelos utilizam. Os demais modelos apresentaram soluções suaves.

Em relação ao modelo $k - \varepsilon$ (EGC) discrepâncias positivas foram verificadas durante todo o tempo, indicando que este modelo é capaz de produzir mistura mais intensa que os outros modelos superestimando o aprofundamento da camada de mistura. Por outro lado, o modelo $k - \omega$ (EGC) produziu menos mistura.

No final do experimento, após decorrido o período de 30 horas de vento constante, se pode verificar que o modelo $k - \omega$ (EGC) apresentou a maior discrepância (-2,62 m ou -7,6%) em relação a solução empírica enquanto o modelo $k - kL$ (EGC) produziu a menor (0,41 m ou +1,2%). O modelo original $q^2 - q^2L$ (MY2.5) situou-se entre estes limites mas, entre os cinco modelos testados, foi o que apresentou as maiores oscilações, possivelmente porque é o único que leva em consideração a energia proveniente da rebentação de ondas, através da correção de Craig and Banner/1994, introduzida na condição de contorno superficial para a ECT (Mellor and Blumberg, [13]). Na Figura 2 é apresentada, para cada instante, a discrepância percentual entre a solução numérica obtida com cada um dos modelos e a solução empírica.

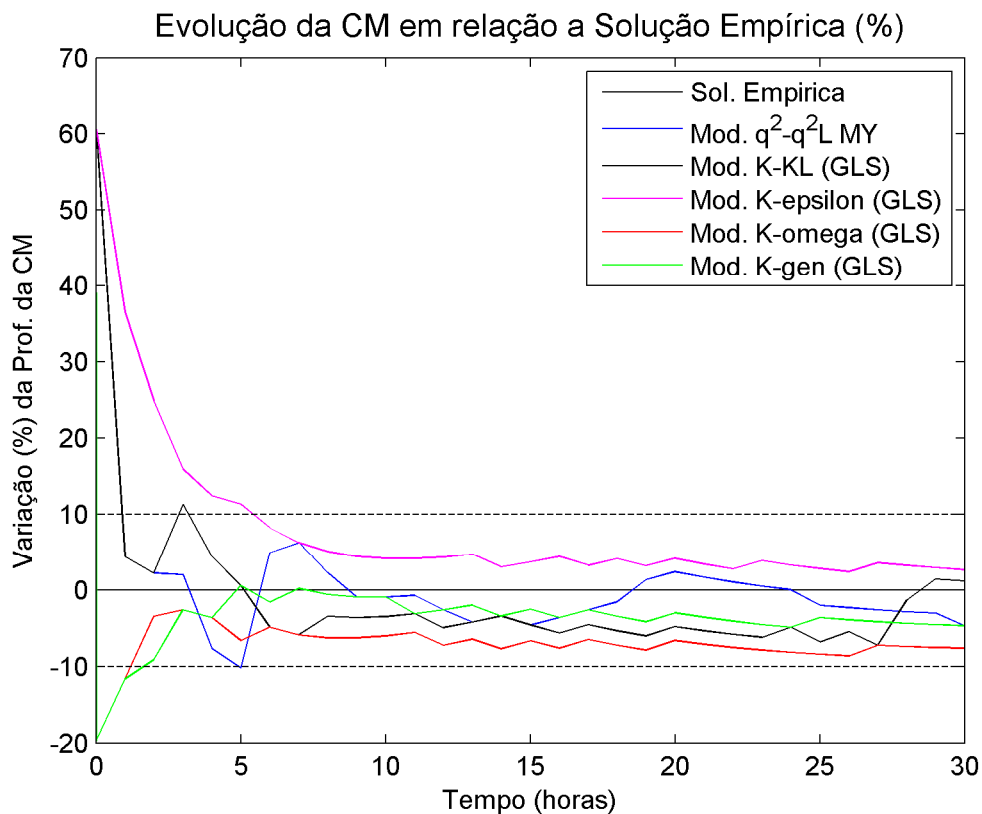


Figura 2. Evolução da camada de mistura em função do tempo em horas em relação à solução empírica (linha sólida horizontal). As linhas tracejadas indicam desvios de 10% em relação à solução empírica.

Na Figura 2, as linhas tracejadas indicam a diferença de $\pm 10\%$ em relação à solução empírica e se observa claramente que, após 10 horas, todos os modelos apresentaram um comportamento razoavelmente uniforme, com exceção do modelo $k - kL$ (EGC) que só nas últimas 2 ou 3h se ajustou à solução empírica.

A evolução temporal dos perfis de temperatura e densidade (note que a densidade é função apenas da temperatura porque a salinidade foi mantida constante e uniforme ao longo do experimento) foi acompanhada em um ponto no centro da grade. Na Figura 3 é apresentada esta evolução temporal dos perfis de temperatura e densidade obtidos com o modelo $k-\varepsilon$ (EGC). Para os outros modelos a evolução dos perfis apresenta um aspecto idêntico e não são mostrados.

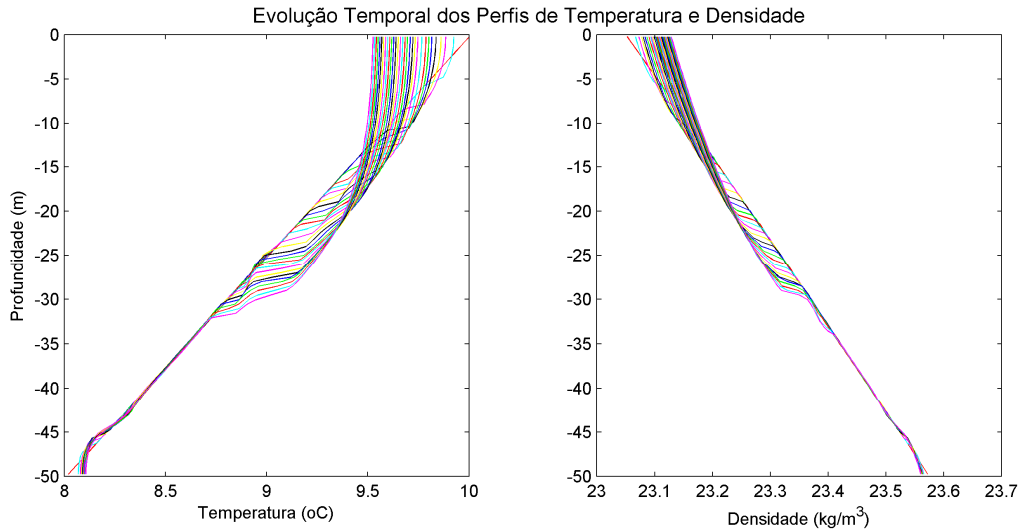


Figura 3. Evolução temporal dos perfis de temperatura e densidade a partir dos perfis lineares iniciais.

Um exame cuidadoso da Figura 3 mostra que a camada de mistura vai se formando com o passar do tempo, a partir do perfil linear inicial, com o abaixamento da temperatura na superfície e elevação da temperatura na base desta camada, como é previsto teoricamente. Nos perfis de temperatura (ou densidade) pode-se observar que a camada de mistura superficial aprofunda até aproximadamente 35 m em acordo com a Figura 1.

Alguns parâmetros turbulentos de maior relevância para a comparação do desempenho dos modelos são apresentados na Figura 4 para o instante final do experimento (30 horas). Pode-se observar que para todos os modelos os coeficientes de viscosidade e difusividade apresentaram na camada de mistura superficial valores da ordem de $10^{-2} \text{ m}^2/\text{s}$, portanto bem maiores que o valor de *background* ($5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$) como era esperado, indicando a presença de mistura intensa nesta camada.

Os perfis de energia cinética turbulenta apresentam alguma variação de modelo para modelo mas, em todos eles, os níveis de produção de energia são comparáveis. A energia é transferida do vento para o escoamento médio e deste para o movimento turbulento. A maior parte da energia produzida pelo modelo $q^2 - q^2 L$ fica restrita à faixa de 5 a 10 m de profundidade, diminuindo suavemente em direção a base da camada de mistura, enquanto o modelo $k - \omega$ transfere a maior parte da energia para a faixa entre 25 e 30 m de profundidade, bem próximo da pycnoclina. Em profundidades abaixo de 35 m cessa a produção de energia cinética turbulenta para todos os modelos em conformidade com os coeficientes de viscosidade que caem aos valores de *background* como pode ser observado na Figura 4.

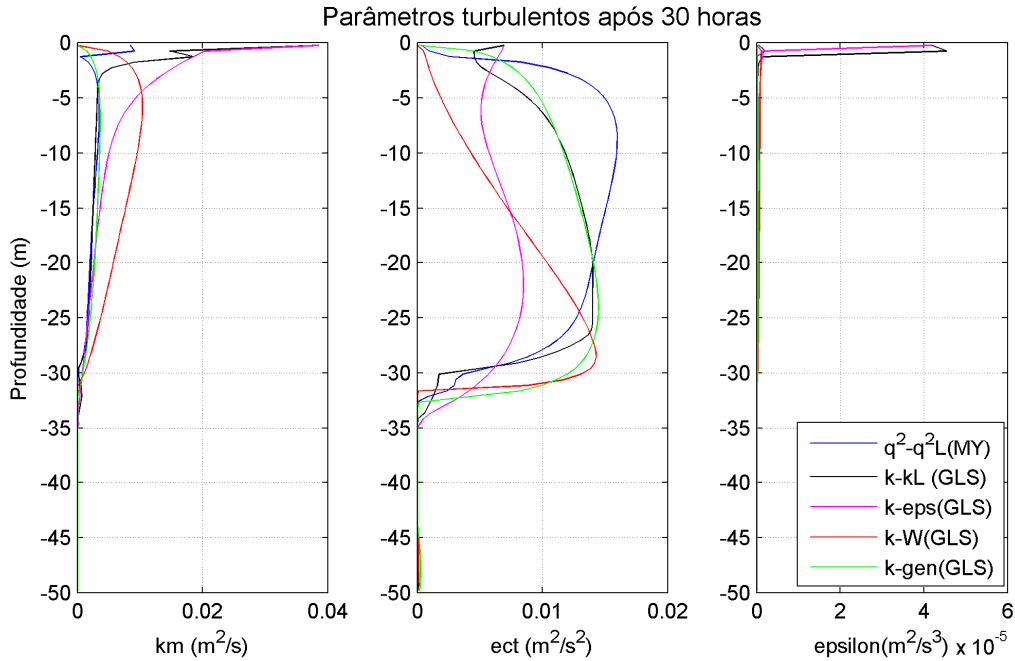


Figura 4. Parâmetros turbulentos de maior relevância após 30 horas. Da esquerda para a direita: viscosidade turbulenta (K_M), energia cinética turbulenta (ECT) e taxa de dissipação da ECT (ϵ).

As taxas de dissipação da energia cinética turbulenta apresentaram valores muito diferentes de modelo para modelo com ordens de magnitude variando de 10^{-7} a $10^{-5} m^2/s^3$ como pode ser observado na Figura 5.

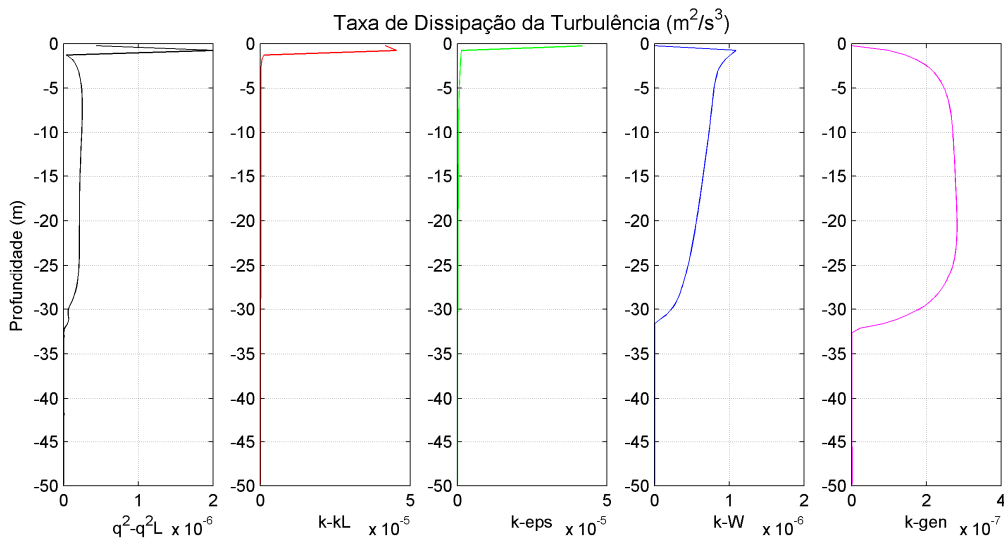


Figura 5. Valores da taxa de dissipação (ϵ) da energia cinética turbulenta para cada modelo após 30 horas de vento constante e uniforme.

6. CONCLUSÕES

Os resultados obtidos são preliminares mas o experimento demonstrou que a implementação dos modelos de turbulência $k-kL$ (EGC), $k-\epsilon$ (EGC), $k-\omega$ (EGC) e $k-gen$ (EGC) no código computacional do POM, o qual já traz incorporado o modelo de

turbulência do tipo $k-kL$, mais especificamente q^2-q^2L de Mellor and Yamada [14], foi adequada. Todos os modelos apresentaram resultados similares com o aprofundamento da camada de mistura não excedendo 7,6% em relação a solução empírica. Pequenas oscilações foram observadas com o modelo q^2-q^2L (MY) possivelmente devido ao maior aporte de energia na coluna d'água pela introdução da correção de Craig & Bunner para a arrebentação de ondas. Antes que os modelos sejam aplicados para simulações em escoamentos realistas, é recomendado que sejam conduzidos outros testes envolvendo outras forçantes, especialmente a influência da maré.

REFERÊNCIAS

1. ALVES, F. N. A., 2006. Estudo do transporte de óleo por um modelo lagrangeano de partículas na Bacia de Pelotas. Dissertação de Mestrado. Curso de Pós-Graduação em Oceanografia Física, Química e Geológica. FURG.
2. BLUMBERG, A. F. and MELLOR, G.L., 1987. A Description of a Three-Dimensional Coastal Ocean Circulation Model in *Three dimensional ocean models*, edited by N. S. Heaps, pp. 1-16. American Geophysical Union, Washington D.C.
3. BURCHARD, H. and BOLDING, K., 2001. Comparative Analysis of Four Second-Moment Turbulence Closure Models for the Oceanic Mixed Layer. *Journal of Physical Oceanography*, V 31, 1943-1968.
4. BURCHARD, H. and DELLERSNIJDER, E., 2001. Stability of algebraic non-equilibrium second-order closure models. *Ocean Modelling*, Vol. 3, 33-50.
5. BURCHARD, H. and Petersen, 1999. O. Models of turbulence in the marine environment – A comparative study of two-equation turbulence models. *Journal of Marine Systems*. 21, 29 – 53.
6. DESCHAMPS, C. J., 2002. Modelos Algébricos e Diferenciais in *TURBULÊNCIA*. Volume 1, Cap 3. ABCM - Associação Brasileira de Ciências Mecânicas, Rio de Janeiro. p 101-155.
7. ILICAK, M., ÖZGÖKMAN, T.M., PETERS, H., BAUMERT, H. and ISKANDARANI, M., 2008. Performance of two-equation turbulence closures in three-dimensional simulations of the Red Sea overflow. *Ocean Modelling*, V24, 122-139.
8. KANTHA, L.H. and CLAYSON, C.A., 1994. An Improved Mixed Layer Model for Geophysical Applications. *Journal of Geophysical Research*. Vol 99, No C12, Pages 25235-25266.
9. KANTHA, L.H. and CLAYSON, C. A., 2000. Numerical Models of Oceans and Oceanic Process in *International Geophysics Series*, Volume 66, Academic Press. 940 p
10. KANTHA, L.H. and CLAYSON, C. A., 2000. Small Scale Process in Geophysical Fluid Flows in *International Geophysics Series*, Volume 67, Academic Press. 885 p.
11. KATO, H. and PHILLIPS, O.M., 1969. On the penetration of a turbulent layer into stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, V. 37, part 4, pp. 643-655.
12. MELLOR, G., 1998: A three-dimensional, primitive equation, numerical ocean model. Users guide for the Princeton Ocean Model, págs. 1-41.
13. MELLOR, G.L. and BLUMBERG, A.F., 2004. Wave Breaking and Ocean Surface Layer Thermal Response. *Journal of Physical Oceanography*. Notes and Correspondence. Vol. 34, 693-698.
14. MELLOR, G.L., and YAMADA, T., 1982. Development of a Turbulence Closure Model for Geophysical Fluid Problems. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 20, 851-875.
15. RODI, W., 1987. Examples of Calculation Methods for Flow and Mixing in Stratified Fluids. *Journal of Geophysical Research*. Vol 92, No C5, 5303-5328.

16. RODI, W., 1993. *Turbulence Models and Their Application in Hydraulics*. IAHR-International Association for Hydraulic Research 3^a Ed, 104 p.
17. SILVESTRINI, J. H., 2003. Simulação Numérica Direta e de Grandes Escalas de Escoamentos Transicionais e Turbulentos *in* TURBULÊNCIA. Volume 2, Cap 1. ABCM - Associação Brasileira de Ciências Mecânicas, ABCM – Rio de Janeiro. p 1-81.
18. THORPE, S.A., 2005. *The Turbulent Ocean*. Cambridge University Press, 439 p.
19. UMLAUF, L. and BURCHARD, H., 2003. A Generic Length-Scale Equation for Geophysical Turbulence Models. *Journal of Marine Research*, 61, 235-265.
20. UMLAUF, L and BURCHARD, H., 2005. Second-order turbulence closure models for geophysical boundary layers. A review of recent work. *Continental Shelf Research*, 25, 795-827.
21. UMLAUF; L. , BURCHARD, H., and HUTTER, K., 2003. Extending the *k-w* turbulence model towards oceanic applications. *Ocean Modelling*, 5, 195-218.
22. WARNER, J.C., Sherwood, C.R., Arango, H.G., Signell, R.P., 2005. Performance of a four turbulence closure models implemented using a generic length scale method. *Ocean Modelling*, Vol 8, 81-113.
23. WHRC/WOODS HOLE RESEARCH CENTER. Woods Hole Coastal and Marine Science Center. http://woodshole.er.usgs.gov/project-pages/sediment-transport/Test_Case_1.htm
Acesso em 12/04/2010