

Testes iniciais com áreas de dissipação de energia para inclusão de ilhas em modelos Ref-Dif Parabólicos

Marco A. R. Romeu¹, Elói Melo², Davide Franco³ & Rodrigo C. Barletta⁴

¹Laboratório de HidraulicaMarítima – UFSC, Florianópolis, SC – mar@ens.ufsc.br

²Laboratório de HidraulicaMarítima – UFSC, Florianópolis, SC – emf@ens.ufsc.br

³Laboratório de HidraulicaMarítima – UFSC, Florianópolis, SC – franco@ens.ufsc.br

⁴Laboratório de HidraulicaMarítima – UFSC, Florianópolis, SC –rcb@ens.ufsc.br

RESUMO

Os modelos numéricos de Refração-difração de onda são baseados no método da aproximação parabólica da equação do declive suave. Na utilização deste tipo de modelo em batimetrias que apresentam quebra-mares ou ilhas existe o aparecimento de ruído numérico no campo de altura de onda calculado. O aparecimento de ruído deve-se ao fato de que na inclusão de quebra-mares ou ilhas pela maneira tradicional as hipóteses básicas assumidas são violadas localmente. Neste trabalho, compara-se campos de altura de onda obtidos utilizando-se duas maneiras de incluir-se ilhas. A maneira tradicional e uma maneira alternativa, que utiliza áreas localizadas de dissipação de energia. Nos campos de altura de onda calculados com a maneira alternativa a presença de ruído numérico foi menor do que a encontrada utilizando a maneira tradicional.

PALAVRAS-CHAVE: Refração-Difração, Modelos Numéricos, Engenharia Costeira, Oceanografia Física.

1. INTRODUÇÃO

A necessidade de informações precisas sobre as condições do mar em águas rasas promoveu o desenvolvimento de modelos numéricos de propagação de ondas nas últimas décadas. Os primeiros modelos, tratavam simplificadaamente o fenômeno da refração que era calculada baseada na lei de Snell. Esta aproximação apresentava problemas em regiões onde existia forte focalização de energia (cáusticas). Por outro lado, a difração de ondas superficiais foi estudada originalmente por Penney & Price [8], através de uma analogia com a difração de ondas de luz, e portanto, limitava-se a casos onde a profundidade era constante.

Berkhoff [1], desenvolveu uma equação capaz de descrever a propagação de ondas com efeitos simultâneos de refração e difração. Que ficou conhecida na literatura como a Equação do Declive Suave (“Mild Slope Equation”). Como o próprio nome já indica, a equação admite que a profundidade varie suavemente em distâncias da ordem de um comprimento de onda. Entretanto, a solução desta equação, também requer grande esforço computacional para soluções numéricas em áreas relativamente grandes (maiores que 10 comprimentos de onda), dificultando seu uso em costas abertas.

Os modelos de refração e difração tornaram-se uma opção interessante aos modelos clássicos de refração a partir da aplicação do método da equação parabólica (Parabolic Equation Method) para a equação do declive suave Radder [9]. O método da equação parabólica, entretanto, requer que o campo de ondas tenha uma direção preferencial de

propagação e que não haja reflexão no sentido oposto ao da propagação. A maioria dos casos em que a costa consiste de praias arenosas, satisfaz estas condições.

Uma faceta que favoreceu a utilização dos modelos parabólicos foi à possibilidade de se incluir ilhas sem a necessidade de condições de contorno [6]. Entretanto, a inclusão de ilhas neste tipo de modelo é feita através da introdução de lamina d'água de alguns cm de profundidade o que induz o aparecimento de ruído numérico, o qual pode comprometer a qualidade dos resultados.

Uma opção para minimizar o ruído numérico nos campos de onda é substituir as ilhas por áreas localizadas de dissipação de energia [10]. Neste trabalho, investiga-se a eficiência na redução do ruído por meio de áreas de dissipação de energia , comparando-se campos de onda calculados utilizando ilhas dissipativas e a maneira tradicional.

2. MODELO DE REFRAÇÃO-DIFRAÇÃO

O modelo numérico utilizado neste trabalho foi originalmente desenvolvido por Melo [7] e utiliza o método da equação parabólica com a chamada aproximação de Padé [5].

O modelo de refração-difração linear utilizado neste trabalho calcula as transformações sofridas por ondas monocromáticas planas, ou seja, ondas que no ponto inicial de propagação possuem uma única altura, um único período e uma única direção de incidência.

2.1. Equação do Declive Suave (Mild Slope Equation)

Baseado na hipótese que a onda é capaz de ajustar-se a variações suaves de profundidade de modo que a solução para profundidade constante seja válida localmente, Berkhoff [1], deduziu uma equação que permite descrever a propagação de ondas de pequena amplitude sobre um fundo com inclinação suave, incluindo efeitos de empinamento, reflexão, refração e difração. Esta equação ficou conhecida como a Equação do Declive Suave (EDS).

$$\nabla_h \cdot (CC_g \nabla_h \phi) + k^2 CC_g \phi = 0 \quad (1)$$

Onde C é a velocidade de fase da onda, C_g é a velocidade de grupo e k é o número de onda.

$\phi(x, y)$ está relacionado com o deslocamento da superfície livre η pela relação:

$$\eta(x, y) = \text{Re} \left(\phi(x, y) e^{-i\sigma t} \right) \quad (2)$$

Onde $\sigma = 2\pi / T$ é a frequência de oscilação com período T .

2.2. Método da Aproximação Parabólica

Apesar da equação do declive suave descrever a propagação de ondas com efeitos de empinamento, refração, difração e reflexão, combinados, esta equação por ser uma equação envolve dificuldades para se obter soluções numéricas em áreas de grandes dimensões.

Para amenizar essas dificuldades, a alternativa encontrada foi o método da aproximação Parabólica que já era utilizado em outros campos da física. No caso específico de ondas superficiais de gravidade, o método da aproximação parabólica foi utilizada pela primeira vez por Radder [9]. O propósito básico deste método é converter a equação do declive suave em uma equação ou em um conjunto de equações parabólicas, capazes de descrever um campo de ondas que se propaga numa direção preferencial, porém considerando efeitos de difração na direção transversal.

O primeiro passo do método utilizado neste trabalho é fazer uma troca de variáveis, para transformar a equação do declive suave numa equação de Helmholtz com coeficiente variável.

$$\Psi = (CC_g)^{\frac{1}{2}} \phi, \quad (3)$$

Em termos de Ψ a equação (1) se torna:

$$\nabla_h^2 \Psi + K_c^2 \Psi = 0 \quad (4)$$

Onde:

$$K_c^2 = k^2 - \frac{\nabla_h^2 (CC_g)^{\frac{1}{2}}}{(CC_g)^{\frac{1}{2}}} \quad (5)$$

O termo:

$$-\frac{\nabla_h^2 (CC_g)^{\frac{1}{2}}}{(CC_g)^{\frac{1}{2}}} \text{ é de ordem superior, no caso de fundos com inclinação suave este}$$

termo pode ser desprezado se comparado com k^2 .

Então a equação (5) fica:

$$K_c^2 = k^2 \quad (6)$$

Onde:

$$k = k(x, y).$$

Algumas outras hipóteses também são utilizadas para a obtenção da aproximação parabólica. As mais relevantes em relação ao interesse do presente trabalho são:

- Existe uma direção de propagação preferencial do campo de ondas, (direção x) de modo que os desvios da onda em relação a esta direção sejam relativamente pequenos.

- O campo de ondas Ψ pode ser dividido em duas componentes, uma de ondas transmitidas Ψ^+ e outra de ondas refletidas Ψ^- tais que: $\Psi = \Psi^+ + \Psi^-$. Após encontrar-se um par de equações parabólicas acopladas, uma para o campo transmitido Ψ^+ e outra para o campo refletido Ψ^- , admite-se que o campo de ondas transmitido predomina sobre o campo de ondas refletidas, de maneira que este possa ser desprezado.

A equação resultante do método da aproximação parabólica utilizada neste trabalho foi obtida utilizando a aproximação de Padé [5], que possibilita a propagação das ondas num setor de direções mais amplo em relação à direção principal.

Sua forma final é:

$$2iK_c \frac{\partial A}{\partial x} + \left[2K_c(K_c - k_0) + i \frac{\partial K_c}{\partial x} \right] A + \frac{i}{2K_c} \frac{\partial^3 A}{\partial x \partial y^2} + \left[\frac{3}{2} - \frac{k_0}{2K_c} \right] \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} = 0 \quad (7)$$

onde x é a direção dominante de propagação de onda, $A = A(x, y)$ é a amplitude complexa da onda, k_0 é o número de onda de referência no início da propagação, tomado normalmente como o número de onda em águas profundas.

Sendo o campo de ondas Ψ dado por:

$$\Psi(x, y) = A(x, y)e^{ik_0x} \quad (8)$$

e a parte horizontal do potencial de velocidades ϕ , recuperada transformando Ψ em ϕ através da equação 3:

$$\phi = \Psi (cc_g)^{-\frac{1}{2}} \quad (9)$$

O modelo utilizado neste trabalho resolve numericamente a equação 7, utilizando um esquema de Crank-Nicolson. Este esquema é bastante eficiente implicando numa grande redução dos esforços computacionais em relação à equação 1.

2.3. Hipóteses básicas do modelo numérico

A solução apresentada pelo modelo numérico pode ficar comprometida se algumas das hipóteses usadas na dedução do método da aproximação parabólica para a equação do declive suave não forem respeitadas. A seguir estão alguns breves comentários sobre suas hipóteses básicas.

1) Existência de uma direção preferencial de propagação das ondas.

É necessário que exista uma direção de propagação dominante segundo [4], [5], a aproximação parabólica de Padé é confiável para desvios na direção de propagação de até mais ou menos 45 graus em relação a tal direção.

Quando existe a necessidade do modelo calcular a propagação de ondas que diverjam muito da direção de propagação dominante, é possível que os resultados comecem a ficar ruins, como é o caso mostrado em [6].

2) Ondas refletidas são desprezíveis.

A propagação de ondas no sentido contrário ao da propagação principal (ondas refletidas) deve ser desprezível. Esta restrição não é respeitada na presença de ilhas, costões ou quebra-mares, pois estes provocam reflexão. Porém, normalmente, o campo de ondas de interesse é posterior a este tipo de anteparo onde ondas refletidas não são importantes.

Para o caso de uma batimetria sem obstáculos, a reflexão de ondas depende do período da onda e da inclinação da praia. Em praias de areia de fraca declividade, praticamente toda a energia vinda do oceano é dissipada na arrebentação ou transferida não linearmente para outros tipos de ondas, esta condição é satisfeita, não havendo reflexão significativa.

3) As variações do meio de propagação devem ser suaves.

A hipótese do declive suave, utilizada algumas vezes no decorrer da dedução, é a hipótese básica do modelo. A utilização do modelo pode ficar comprometida em presença de variações bruscas da configuração do fundo, como é o caso nos contornos de costões rochosos, quebra-mares e ilhas. Violações localizadas desta hipótese nestes tipos de estrutura geram ruído numérico que se propaga pelo domínio computacional podendo comprometer toda a solução.

3. INCLUSÃO DE ILHAS NOS MODELOS REFRAÇÃO-DIFRAÇÃO

3.1. Ilhas “Película”

A arrebentação das ondas é um fenômeno altamente não linear. O modelo linear utilizado neste trabalho simula a arrebentação de forma extremamente simplificada através do dispositivo de Kirby e Dalrymple [6], no qual, em todos os pontos do domínio de cálculo a relação entre a altura de onda e a profundidade é verificada. Se esta relação exceder o valor de 0.8 a onda é considerada “arrebentada”, sendo sua altura forçada a guardar a relação de oitenta por cento da profundidade. Na modelação de ilhas ou quaisquer estruturas que impeçam a propagação de ondas, admite-se que estes obstáculos possuam fronteiras inclinadas onde existe uma faixa de arrebentação de ondas. Portanto, utilizando o dispositivo da arrebentação de ondas, descrito acima, as ilhas, quebra-mares e mesmo regiões costeiras são representadas por áreas submersas com uma fina camada ou película de água com profundidade de alguns centímetros. Assim, as ondas que passa pela película de água tem sua altura reduzida de tal forma que, para efeitos práticos, a onda é aniquilada definitivamente.

Juntando-se a isto a limitação do modelo quanto ao desvio em relação à direção preferencial de propagação de ondas, a inclusão de ilhas dá origem a uma região de sombra na retaguarda das mesmas onde as ondas são excessivamente pequenas.

3.2. Ilhas “dissipativas”

Uma forma alternativa para a inclusão de ilhas em modelos de refração-difração é possível à luz do trabalho de Dalrymple, Kirby e Hwang [3]. Neste caso, a ilha ou similar pode ser representada não como uma película, mas como uma área de dissipação de energia, a qual, da mesma maneira que no caso anterior, é capaz de efetivamente aniquilar a onda no local desejado, só que neste caso gradativamente.

O restante desta seção consiste numa revisão da metodologia necessária para incluir áreas de dissipação de energia na equação do Declive Suave.

Para se incluir áreas de dissipação de energia no modelo de refração-difração linear, deve-se retornar à forma final da equação do declive suave, equação (1), e incluir um termo extra, responsável pela dissipação de energia [2].

A equação do declive suave com a inclusão do termo sugerido por Booij [2], para a dissipação de energia tem a forma:

$$\nabla_h \cdot (CC_g \nabla_h \phi) + (k^2 CC_g + i\sigma W)\phi = 0 \quad (10)$$

Onde:

$$W = \frac{\nabla_h \cdot (EC_g)}{E} \quad (11)$$

e W representa uma taxa de dissipação de energia por unidade de área e por unidade de energia E .

A inclusão da dissipação de energia feita acima admite implicitamente que a estrutura vertical do potencial de onda e a relação de dispersão não sejam afetadas.

Os procedimentos para encontrar-se a forma final da aproximação parabólica para a equação do declive suave com a inclusão de dissipação de energia são os mesmos utilizados para a versão sem dissipação de energia, bastando para tanto substituir K_C na equação 4 por K_D , dado por:

$$K_D^2 = k^2 \sqrt{1 + \frac{iW}{kC_g}} \quad (12)$$

Dependendo da natureza da dissipação, o valor de W assume diferentes valores. Dalrymple, Kirby e Hwang [3], avaliaram diferentes formas de W para diferentes mecanismos de dissipação de energia, tais como atrito com o fundo, presença de bancos de algas e arrebenção de ondas.

Se a dissipação for um processo localizado, como é o caso deste trabalho, W se torna uma função das coordenadas espaciais, $W = W(x, y)$.

Em regiões onde não existe dissipação $W = 0$, e $K_D = K_C$, como anteriormente.

Neste trabalho não há necessidade de associar o valor de W a um determinado tipo específico de dissipação. O propósito da utilização de áreas de dissipação é apenas apresentar uma forma alternativa de se incluir ilhas no modelo.

Para isto, define-se uma nova variável, chamada de fator de dissipação e representada por f_d .

$$f_d = \frac{W}{kC_g} \quad (13)$$

de maneira que o valor de K_D fique definido em função de f_d :

$$K_D^2 = k^2 \sqrt{1 + if_d} \quad (14)$$

A forma final da aproximação parabólica, para a aproximação de ordem superior, incluindo dissipação de energia, continua sendo a equação 7, porém agora utilizando K_C substituído por K_D :

$$2iK_D \frac{\partial A}{\partial x} + \left[2K_D(K_D - k_0) + i \frac{\partial K_D}{\partial x} \right] A + \frac{i}{2K_D} \frac{\partial^3 A}{\partial x \partial y^2} + \left[\frac{3}{2} - \frac{k_0}{2K_D} \right] \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} = 0 \quad (15)$$

4. CASO DE ESTUDO

O caso estudado é o de um quebra-mar colocado perpendicularmente a direção da onda numa região de profundidade constante. Na opção da ilha Película, a profundidade do

quebra-mar foi posta em 0.03 m, tendo o restante da batimetria profundidade constante igual a 50 m, conforme a Fig. (1a). Suas dimensões são de 3100 metros na direção x da grade batimétrica e 5000 metros na direção y onde o quebra-mar está a 100 metros do início da grade computacional.

As características da onda utilizada pelo modelo: altura 1 metro, incidência normal à grade batimétrica, o período de onda escolhido foi de 8.018 segundos. Este período foi escolhido para que o comprimento de onda fosse de exatos 100 metros. Com isso, as dimensões adimensionalizadas da batimetria neste caso são: 31 comprimentos de onda na direção x , e 50 comprimentos de onda na direção y . O quebra-mar localiza-se a distância de 1 comprimento de onda na direção x e desde o primeiro ponto até a distância de 25 comprimentos de onda na direção y .

Ao lado da figura da batimetria do quebra-mar, também se apresenta na Fig. (1b) os contornos de altura relativa de onda obtida da solução analítica de Penney e Price [8] para esse caso. Essa solução analítica tem distancias adimensionalizada pelo comprimento de onda, simbolizado pela letra L , e altura relativa a altura inicial da onda. A incidência é normal ao quebra-mar. A máxima altura relativa é de 1.16 m.

A profundidade nos pontos da grade batimétrica é de $1/2L = 50$ metros em toda sua extensão, exceto no quebra-mar que é de 0.03 metros. Esta grande diferença implica em uma acentuada inclinação nas paredes laterais do quebra-mar.

O intervalo dos contornos de altura de onda são de 0.1 m

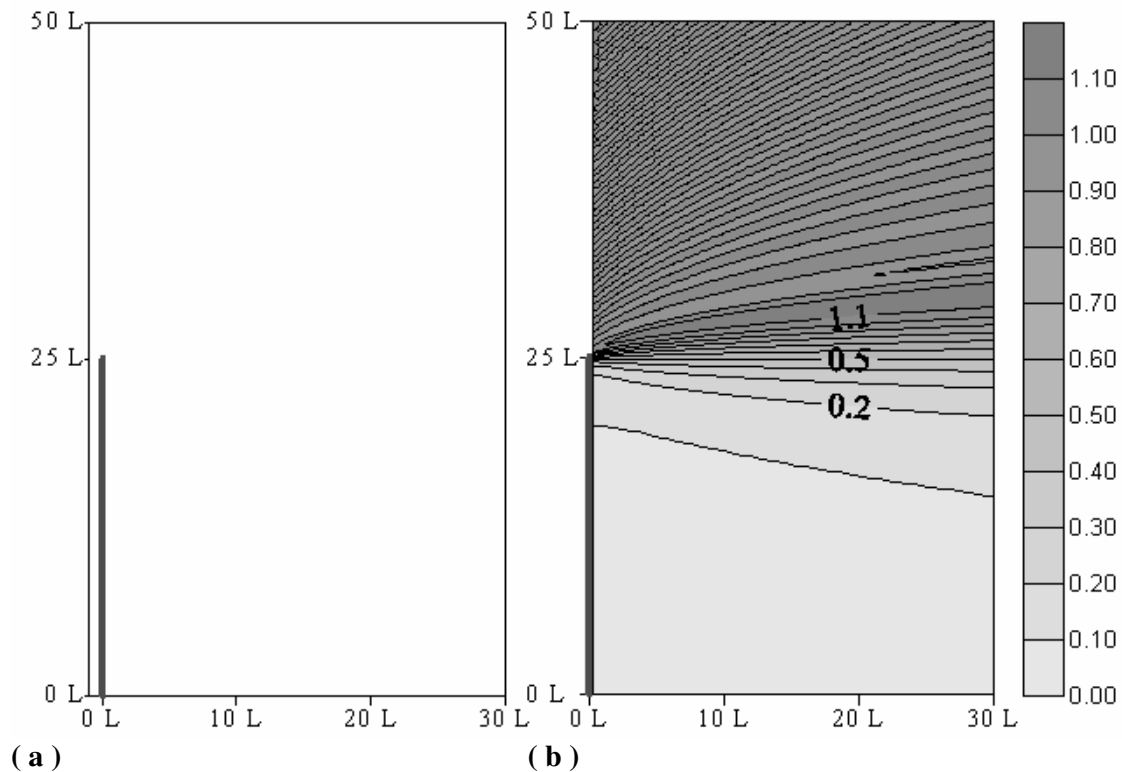


Figura 1a Batimetria do quebra-mar.

Figura 1b Sol Analítica de Penney e Price [8] para incidência normal.

Para simular-se a extremidade lateral de uma ilha, o quebra-mar fino teve sua largura aumentada para, por exemplo: 2 L de largura e a outra com 5 L, como mostrado na Fig 2.

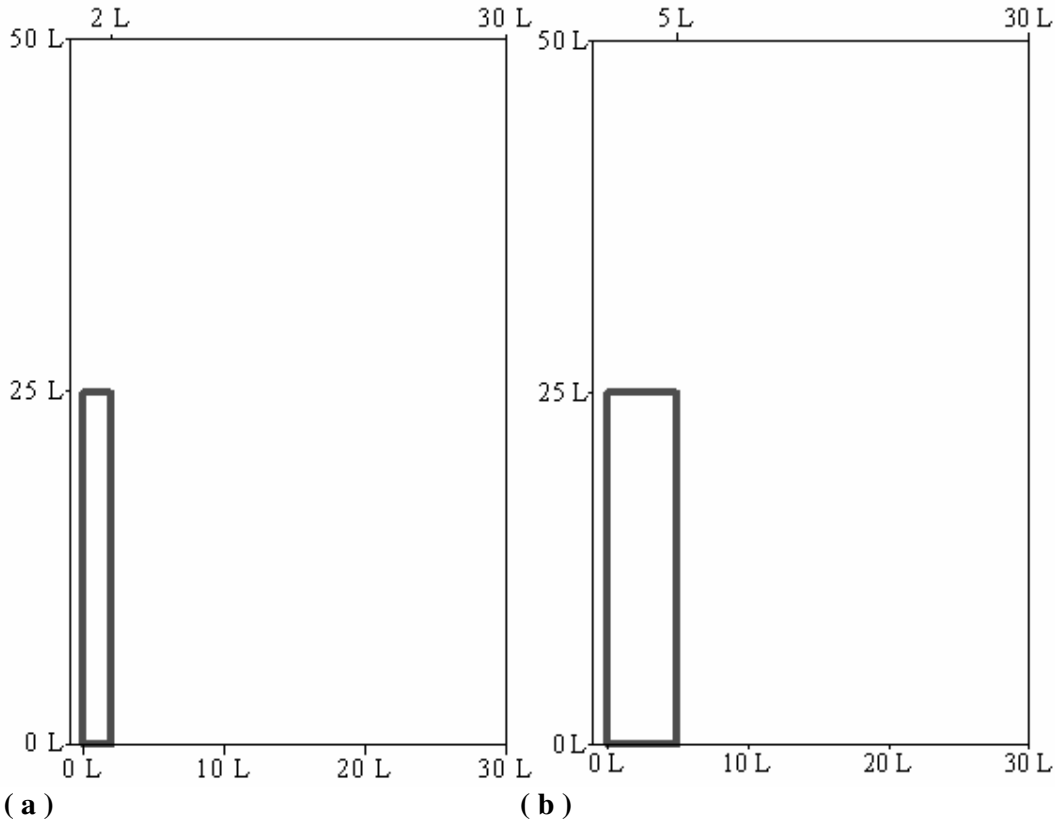


Figura 2a Ilha película de largura 2 L. **Figura 2b** Ilha película de largura 5 L

5. VALORES DOS FATORES DE DISSIPACÃO

Para uma boa utilização de áreas de dissipação de energia é necessário verificar a sensibilidade do modelo ao valor do fator de dissipação usado. A maneira mais simples de analisar esta questão é estudar o caso de um canal dissipativo de profundidade uniforme para o qual se conhece a solução analítica. Para tanto, comparou-se a solução analítica do decaimento da amplitude da onda com a solução numérica do modelo para diferentes fatores de dissipação. Outro ponto que foi investigado diz respeito à resposta da solução numérica para diferentes espaçamentos da grade.

Para um canal dissipativo de profundidade uniforme, (portanto, sem efeito de refração, difração e empinamento, mas apenas dissipação), a aproximação parabólica, equação 15, fica reduzida a:

$$i \frac{dA}{dx} + (K_D - k_0)A = 0 \quad (16)$$

A solução para a amplitude complexa A é :

$$A(x) = e^{i(K_D - k_0)x} \quad (17)$$

Para obter-se o campo de ondas Ψ substitui-se $A(x)$ na equação (8).

Como definido na equação 14, K_D é um número complexo e pode ser escrito como:

$$K_D = K_R + iK_I \quad (18)$$

Onde K_R é a parte real de K_D e K_I é a parte imaginária de K_D .

Portanto, a solução analítica para o campo de onda é:

$$\Psi = e^{-K_I x} \cos(K_R x) \quad (19)$$

Observa-se, como esperado, que a amplitude da onda decai exponencialmente, sendo que K_I é o responsável por controlar este decaimento.

Os espaçamentos $\Delta x = \Delta y$ escolhidos para a versão numérica foram:

0.2 L, 0.1 L, 0.05 L, 0.025 L, ou respectivamente:

$$\frac{1}{5} L, \frac{1}{10} L, \frac{1}{20} L, \frac{1}{40} L.$$

Os gráficos a seguir mostram o decaimento da altura de onda obtidos da solução numérica e da analítica. As distância em metros são contada a partir do início da dissipação, para diferentes espaçamentos de grade simbolizados pela letra “S”.

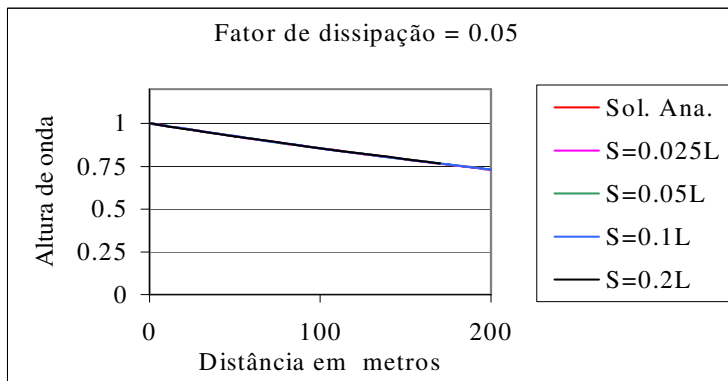


Figura 3 Fator de dissipação igual 0.05.

Na figura 3, vê-se que para o fator de dissipação igual a 0.05, é relativamente fraco causando um decaimento suave de pouco mais de 25 %, na distância de dois comprimentos de onda original.

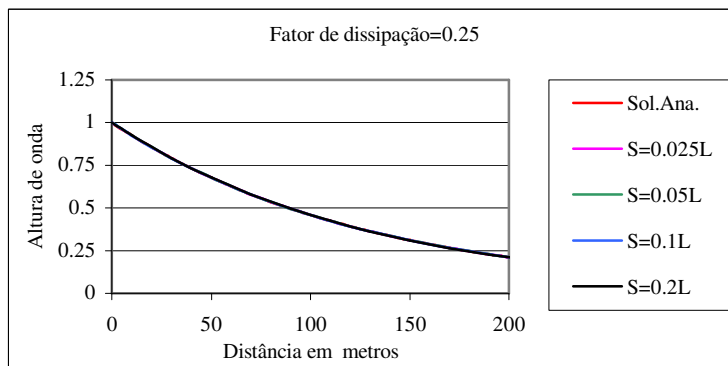


Figura 4 Fator de dissipação igual a 0.25.

Na figura 4, vê-se que, para o fator de dissipação igual a 0.25, o decaimento mostra-se mais acentuado, mas continua sendo gradativo.

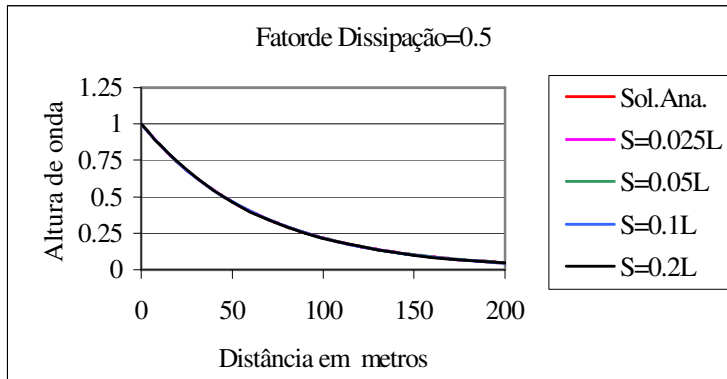


Figura 5 Fator de dissipação igual a 0.5.

Na figura 5, vê-se que, para o fator de dissipação igual a 0.5, a onda já pode ser considerada praticamente aniquilada na distância de dois comprimentos de onda originais.

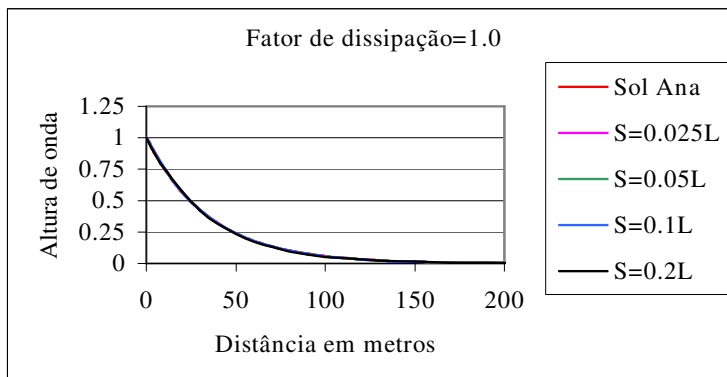


Figura 6 Fator de dissipação igual a 1.0.

Na figura 6, vê-se que, para o fator de dissipação igual a 1.0, o decaimento da altura de onda é rápido e a onda totalmente aniquilada em dois comprimentos de onda originais.

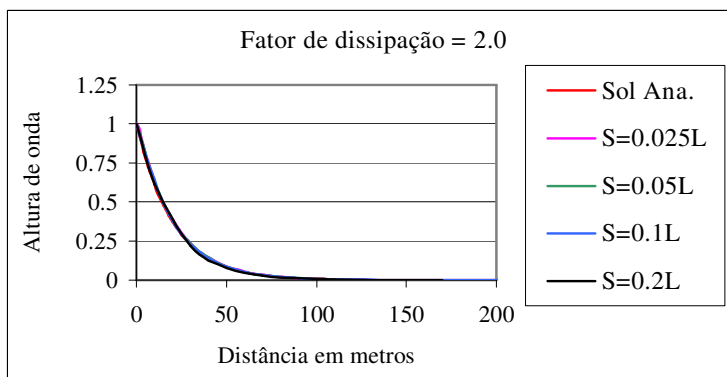


Figura 7 Fator de dissipação igual a 2.0.

Na figura 7, vê-se que, para o fator de dissipação igual a 2.0, o decaimento da altura de onda é rápido com a onda sendo totalmente aniquilada em um comprimento de onda original.

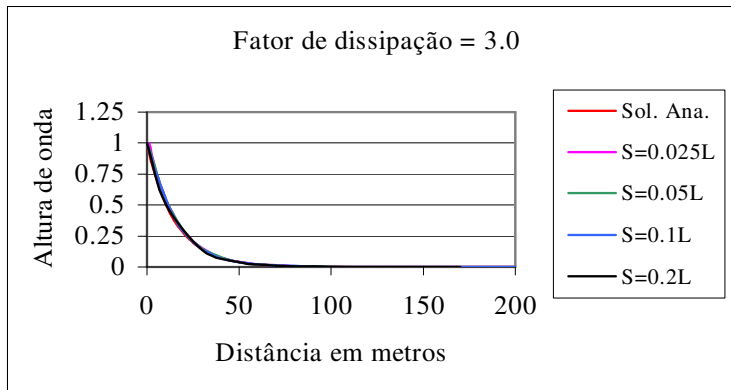


Figura 8 Fator de dissipação igual a 3.0.

Para o fator de dissipação igual a 3.0, Fig (8) a onda é praticamente aniquilada numa distância de meio comprimento de onda original.

Foi possível observar que, para todos os fatores de dissipação, a utilização de diferentes espaçamentos de grade não afetou o perfil de decaimento da altura de onda e que as soluções numéricas mostram apenas pequenas diferenças em relação à solução analítica.

Comprova-se, assim, que para um intervalo de valores do fator de dissipação na faixa de: $0.05 \leq f_d \leq 3.0$, o decaimento da altura de onda calculado pelo método numérico não é alterado pelo espaçamento numérico.

Estas comparações servem como base para a escolha do fator de dissipação de energia a ser utilizado na modelação de ilhas dissipativas.

6. COMPARAÇÕES ENTRE ILHA PELÍCULA E ILHA DISSIPATIVA.

Inicialmente, deve-se ressaltar que na modelação de ilhas como áreas de dissipação de energia a profundidade é constante e igual $0.5 L$ e necessita-se que o decaimento da altura de onda nas fronteiras das ilhas seja suave o suficiente para reduzir o aparecimento de ruído numérico.

Outro ponto a ser considerado é que a altura da onda após a área de dissipação deve ser pequena o suficiente para ser equivalente ao caso da ilha película. Onde a energia da onda é praticamente toda dissipada.

A altura da onda que passa pela película de água e alcança a parte posterior da ilha é de alguns milímetros, assim, para o caso das ilhas dissipativas, devem ser utilizados fatores de dissipação de energia tais que na parte posterior da ilha a altura da onda seja similar à ilha película.

As larguras das ilhas utilizadas para comparações foram: 1L, 2L, 5L. Através dos perfis de decaimento figuras 3 até 8, determinou-se os fatores de dissipação para cada uma das ilhas.

Para simular a ilha de 1 L utilizou-se fator de dissipação igual a 2.0, este fator reduziu a altura de onda para alguns centímetros numa distância equivalente a 1L.

Para simular a ilha de 2 L utilizou-se fator de dissipação igual a 0.5 que diminuiu praticamente a mesma altura de onda, porém no dobro da distância.

Para simular a ilha de 5 L utilizou-se fator de dissipação igual a 0.25, este fator elimina a onda numa distância de aproximadamente 4 L.

Da experiência, sabe-se que quanto menores forem os espaçamentos utilizados nas grades, maior será o ruído no campo de onda. Para as ilhas dissipativas deste trabalho foram utilizados os espaçamentos $\Delta x = 10$ m. e $\Delta y = 10$ m. Já que estes espaçamentos são relativamente pequenos e em casos práticos normalmente são utilizados espaçamentos maiores. Assim, verificando-se a aplicabilidade das ilhas dissipativas para um caso mais adverso, pode-se avaliar sua utilidade.

Na Fig. 9 apresenta-se o campo de onda calculado para o caso da ilha película. Neste caso a largura do quebra-mar é somente um ponto da grade computacional, e a onda passa da profundidade de 50m para 0.03 m também em um espaçamento de grade.

Para todas as figuras a seguir a incidência das ondas é normal à grade batimétrica e o intervalo nos contornos de altura de onda é 0.1 m.

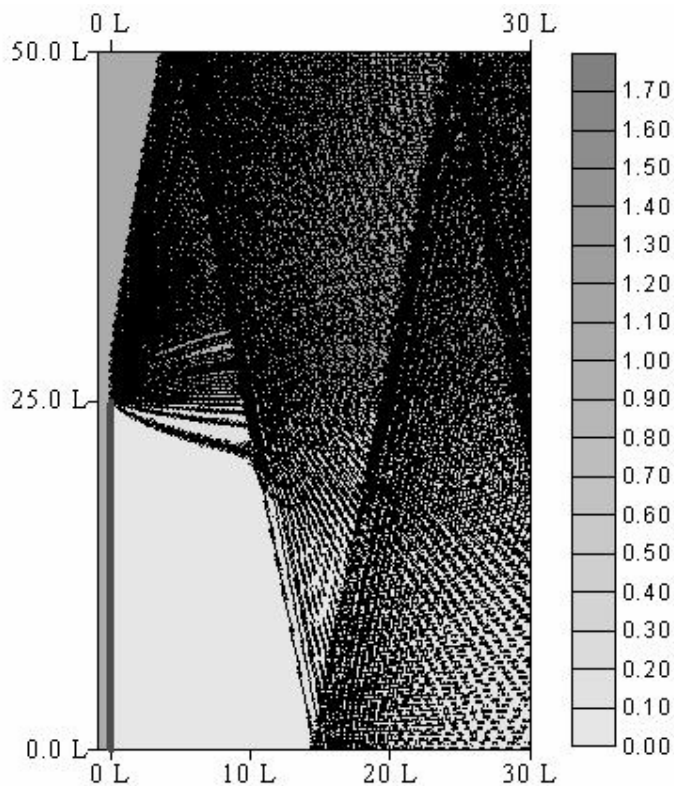


Figura 9 Campo de onda para o quebra-mar A altura máxima é 1.73 m.

Observando a Fig. 9, nota-se que o ruído surge na ponta do quebra-mar e se manifesta como oscilações rápidas de altura de onda que se propagam pelo campo de altura. Ao alcançar a fronteira lateral superior, o ruído é refletido e a partir daí espalha-se por todo o domínio computacional.

O caso equivalente ao da Fig 9 para um quebra-mar modelado como ilha dissipativa demandaria a utilização de um fator de dissipação suficientemente grande para dissipar a onda num único espaçamento de grade. Essa hipótese não é interessante pois, isto também acarretaria o aparecimento de um ruído numérico equivalente ao gerado pela extremidade do quebra-mar película.

Na figura 10 são apresentados as soluções obtidas para: (a) ilha película e (b) ilha dissipativa. Neste caso, as ilhas possuem a largura de $1L$, ou seja, um comprimento de onda.

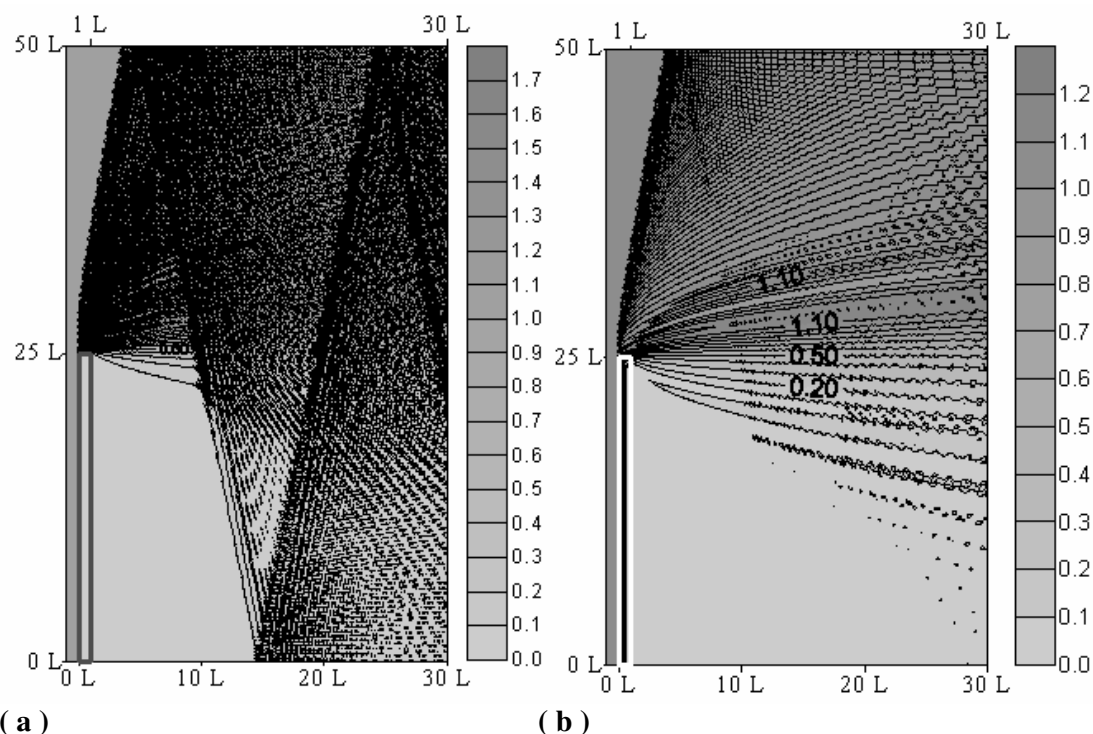


Figura 10 Contornos de altura de onda para :
a) Ilha película de largura $1L$. A altura máxima é $1.73m$
b) Ilha dissipativa de largura $1L$. A altura máxima é $1.22m$

Comparando, primeiramente as soluções das Fig 9 e 10 a, pode-se perceber que o ruído numérico já diminuiu consideravelmente, para caso da ilha película da figura 10 a. Onde os contornos de altura de onda estão totalmente encobertos pelo ruído numérico.

Comparando agora as soluções 10 a e 10 b, nota-se que esta largura de ilha, já foi o suficiente para que houvesse uma diminuição significativa de ruído numérico.

Já é possível identificar na parte posterior a ilha os contornos de altura de onda calculados pelo modelo, os quais apresentam-se similares aos da solução analítica de Penney e Price figura 1b, o que desde já comprova a utilidade das áreas de dissipação de energia.

Ainda é possível identificar uma quantidade pequena de ruído numérico surgindo na extremidade da ilha. Pode-se perceber que o ponto ao qual o ruído é refletido na lateral não se alterou, ou seja, o padrão de propagação do ruído na grade computacional é o mesmo, a sua intensidade é que foi diminuída.

Na figura a seguir são apresentados os contornos de altura de onda obtidos para: (a) ilha película e (b) ilha dissipativa. Neste caso, com ilhas de largura de $2L$, ou seja, dois comprimentos de onda.

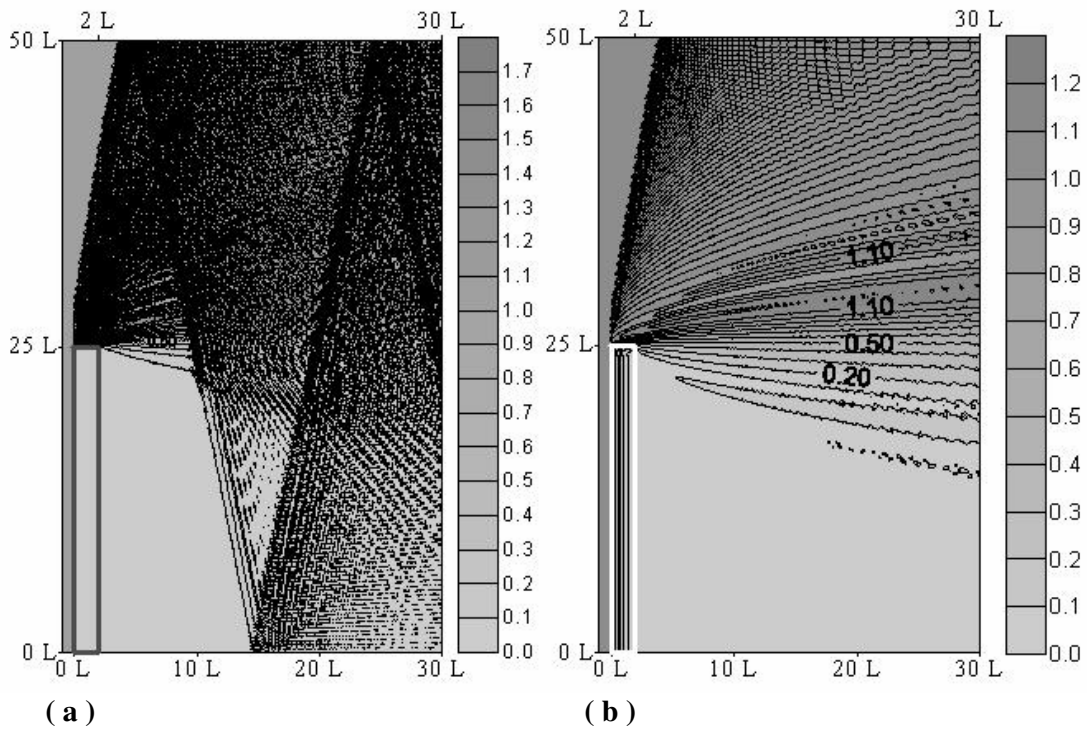


Figura 11 Contornos de altura de onda para :
a) Ilha película de largura $2L$. A altura máxima é 1.73m
b) Ilha dissipativa de largura $2L$. A altura máxima é 1.22m

Pode-se perceber novamente que a diferença do nível de ruído numérico entre os dois campos de onda é enorme.

Comparando-se a Fig. 9, Fig 10 a, e Fig. 11 a, vê-se que, 0

Novamente para o primeiro caso, o da ilha película figura 11a, o padrão de ruído assemelha-se muito em todas elas o que pode indicar que a geração principal de ruído ocorre na extremidade do quebra-mar. Neste ponto do quebra-mar existe um forte gradiente transversal de altura de onda, entre a onda que passa sobre o quebra-mar que é arrebatada a onda que passa ao lado do quebra-mar.

Para o caso da figura 11 b modelada com a área de dissipação de energia, nota-se que a presença de ruído numérico foi novamente diminuída em relação se comparadas às figuras de uma ilha de largura $1L$ e a de largura $2L$.

Como a largura da ilha é maior, já é possível notar as linhas de decaimento de altura de onda no interior da ilha dissipativa. Como a altura das ondas no seu interior foi atenuada de uma forma mais gradativa os gradientes transversais de altura ficavam menores e a intensidade do ruído gerado na grade foi também menor.

Na figura a seguir são apresentados os resultados obtidos para: (a) ilha película e (b) ilha dissipativa. Neste caso, com ilhas de largura de $5L$, ou seja, cinco comprimentos de onda.

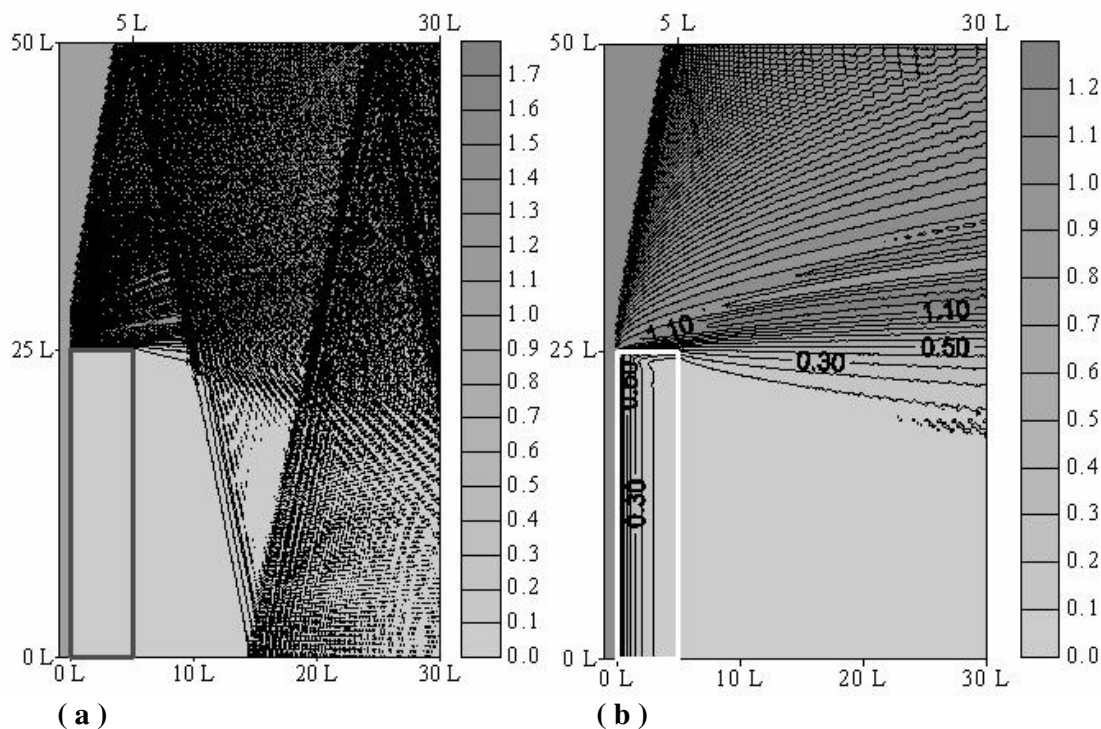


Figura 12 Contornos de altura de onda para :

a) Ilha película de largura $5L$. A altura máxima é 1.73m

b) Ilha dissipativa de largura $5L$. A altura máxima é 1.23m

Neste caso é possível notar a influência da largura das ilhas nos contornos de altura de onda na parte lateral da ilha, os contornos apresentam-se paralelos à extremidade lateral da ilha.

Como a largura da ilha é ainda maior, as linhas de decaimento de altura de onda no interior da ilha dissipativa ficam mais evidentes e como a altura das ondas no seu interior foi atenuada de uma forma ainda mais gradativa os gradientes transversais de altura foram menores e a intensidade do ruído gerado na grade foi também menor.

Os contornos na parte posterior da ilha dissipativa são coerentes com o efeito de proteção imposto por uma ilha mais larga

7. CONCLUSÕES E SUJESTÕES

Com a utilização de áreas de dissipação de energia para modelar ilhas, o gradiente de profundidade existente nos contornos das ilhas é eliminado e as variações na altura da onda podem ser controladas de uma forma gradativa através do fator de dissipação de acordo com a largura da ilha. Assim, a intensidade do ruído numérico no campo de onda pode ser diminuída.

A aplicação de áreas localizadas de dissipação de energia para modelar ilhas nas grades batimétricas utilizadas pelos modelos numéricos de refração-difração, diminuíram efetivamente a intensidade de ruído numérico no campo de altura de onda calculado se comparado aos casos onde as ilhas foram incluídas pela maneira tradicional.

A utilização de áreas de dissipação é mais indicada para inclusão de ilhas de maior porte em que a possibilidade de utilização de um fator de dissipação menor fica favorecida, implicando em uma intensidade menor de ruído numérico.

Neste trabalho utilizou-se um único fator de dissipação constante por toda a ilha dissipativa. Uma alternativa interessante seria, utilizar um fator de dissipação variável, a fim de obter menores variações nas laterais da ilhas e provavelmente uma redução ainda maior na intensidade do ruído numérico.

Seria também interessante investigar mais detalhadamente o ruído numérico, utilizando diferentes direções de incidência de onda e diferentes tamanhos de espaçamentos longitudinal e transversal da grade de cálculos.

8. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. BERKHOFF, J. C. W. *Computations of Combined Refraction-Diffraction*, Vancouver, Proc. 13th Conference on Coastal Engineering, ASCE, p. 471-490, 1972.
2. BOOIJ, N. *Gravity Waves on Water With Non-Uniform Depth and Current*, Delft, 1981, Tese de Doutorado, Delft University, p. 131.
3. DALRYMPLE, R. A.; KIRBY, J. T.; HWANG P. A. *Wave Diffraction Due To Areas of Energy Dissipation*. J. of waterway, Port, Coastal and Ocean Eng., Vol. 110, N. 1, p. 67-79, 1984.
4. DALRYMPLE, R. A.; KIRBY, J. *Models for Very Wide-Angle Water Waves and Wave Diffraction*. J. Fluid Mech. , Vol. 192, p. 33-55. 1988.
5. KIRBY, J. T. *Higher-Order Approximation in the Parabolic Equation Method for Water Wave*. Journal of Geophysical Research, Vol. 91(C1), p. 933-952, 1986.
6. KIRBY, J. T.; DALRYMPLE, R. A. *Modeling Waves in Surf Zones and Around Islands*, J. of Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng., Vol. 112, N. 1, pp. 78-93, 1986.
7. MELO, E. *Wave Propagation in a Jettied Entrance Channel*. San Diego, 1990, Tese de Doutorado, University of California.
8. PENNEY, W. G.; PRICE, A. T. *Part I. The Diffraction Theory of Sea Waves and the Shelter Afforded by Breakwaters*, Phil. Trans. Royal Society, Vol. A244 (882), p. 236-253, 1952.
9. RADDER, A. C. *On the Parabolic Equation Method for Water Wave Propagation*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 95, p. 159-176, 1979.
10. ROMEU, M.A.R. *Refração-Difração de Ondas: Inclusão de Ilhas por meio de Áreas de Dissipação de Energia*, Florianópolis, 2000, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de santa Catarina.