

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA AMBIENTAL

DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA SANITÁRIA E AMBIENTAL

MARCO ANTÔNIO RÍGOLA ROMEU

**REFRAÇÃO-DIFRAÇÃO DE ONDAS: INCLUSÃO DE ILHAS POR MEIO
DE ÁREAS DE DISSIPACÃO DE ENERGIA**

Dissertação apresentada à Universidade
Federal de Santa Catarina para obtenção do
título de Mestre em Engenharia Ambiental

Orientador: Elói Melo F^o, PhD.

Co-Orientador: Davide Franco, Dr.

FLORIANÓPOLIS
SANTA CATARINA
ABRIL 2000

**REFRAÇÃO - DIFRAÇÃO DE ONDAS: INCLUSÃO DE ILHAS POR MEIO DE
ÁREAS DE DISSIPACÃO DE ENERGIA.**

MARCO ANTÔNIO RÍGOLA ROMEU

Dissertação submetida ao corpo docente do Programa de Pós - Graduação em Engenharia Ambiental da Universidade Federal de Santa Catarina como parte dos requisitos necessários para obtenção do grau de

MESTRE EM ENGENHARIA AMBIENTAL
na Área de Uso e Proteção de Ambientes Costeiros

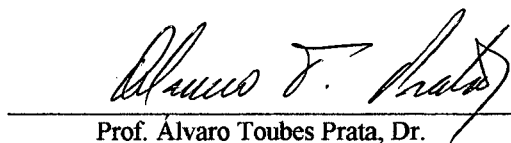
Aprovado por:



Prof. Flávio Rubens Lapolli, Dr.
(Coordenador)



Prof. Maurício Felga Gobbi, Dr.



Prof. Álvaro Toubes Prata, Dr.



Prof. Davide Franco, Dr.
(Co-Orientador)



Prof. Eloi Melo Filho, Dr.
(Orientador)

FLORIANÓPOLIS, SC – BRASIL
ABRIL/2000

ROMEU, M. A. R.

**REFRAÇÃO-DIFRAÇÃO DE ONDAS: INCLUSÃO DE ILHAS POR MEIO DE
ÁREAS DE DISSIPACÃO DE ENERGIA.**

FLORIANÓPOLIS, 07/04/2000

xvii, 87p., 29,7 cm, figuras em cores, (CPGEA/UFSC, M.Sc., Engenharia Ambiental, 2000).

Dissertação - Universidade Federal de Santa Catarina.

1. Modelos de refração-difração 2. Áreas de dissipação de energia 3. Oceanografia Física

I. CPGEA/UFSC

II. Título (Série)

Este trabalho é dedicado a meus pais:

Hugo Romeu e Iara Rígola Romeu.

AGRADECIMENTOS

A Deus , pela experiência de viver.

Ao Seu Romeu e a Dona Iara pelo apoio moral e financeiro.

Ao Prof. Davide Franco, pela ajuda, orientação, boa vontade e paciência perante minhas limitações.

Ao Prof. Eloi Melo Filho, pela confiança, ajuda e orientação.

A CAPES pela bolsa de estudo

A quem mais contribuiu neste trabalho e não foi citado.

ÍNDICE

	LISTA DE FIGURAS	VIII
	LISTA DE TABELAS	XIII
	LISTA DE SÍMBOLOS	XIV
	RESUMO	XVI
	ABSTRACT	XVII
I	INTRODUÇÃO	1
II	MODELO DE REFRAÇÃO-DIFRAÇÃO LINEAR	5
2.1	Introdução	5
2.2	Equações fundamentais	6
2.3	Equação do Declive Suave (Mild Slope Equation)	8
2.4	Método da Aproximação Parabólica	9
2.5	Hipóteses Básicas do método da Aproximação Parabólica	13
III	DIFRAÇÃO DE ONDAS: SOLUÇÃO ANALÍTICA DE PENNEY E PRICE		15
3.1	Introdução	15
3.2	Equações fundamentais	16
3.3	Difração de ondas em torno de um longo quebra-mar rígido e impermeável	17
3.4	Ondas incidindo obliquamente no quebra-mar	24
3.5	Campo e altura de onda atrás de uma abertura	28
3.6	Difração de ondas em torno de uma ilha quebra-mar.....		30
IV	INCLUSÃO E ILHAS NOS MODELOS REFRAÇÃO-DIFRAÇÃO	32
4.1	Introdução	32
4.2	Ilhas “películas”	33
4.3	Relação entre as hipóteses básicas e o número de onda.....		34
4.4	Ilhas “dissipativas”	35
4.5	Atenuação da altura de onda num canal dissipativo	38

V	CARACTERIZAÇÃO DO RUÍDO NUMÉRICO	43
5.1	Introdução	43
5.2	Ruído numérico nos modelos de Refração-Difração	44
5.3	Batimetria e característica da onda utilizada	51
5.4	Influência dos espaçamentos longitudinal e transversal.....	53
5.5	Influência do ângulo de incidência nas características do ruído numérico	64
5.6	Influência da Largura de uma ilha no ruído numérico	69
VI	APLICAÇÃO DAS ÁREAS DE DISSIPAÇÃO DE ENERGIA	74
6.1	Introdução	74
6.2	Espaçamentos utilizados	75
6.3	Limites das áreas de dissipação	75
6.4	Comparações dos resultados entre ilha película e ilha dissipativa	77
VII	CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES	83
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	85

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1	Ilustração dos setores de propagação de onda Kirby (1986c).	12
Figura 3.1	Sistema de coordenadas e a localização do quebra-mar, com a direção de propagação das ondas sendo de 90 graus em relação a direção do quebra-mar.	17
Figura 3.2	Sinais de σ e σ' para os quatro quadrantes.	19
Figura 3.3	Contorno de altura de onda máxima e posição das cristas extraído de Penney & Price (1952) para o caso de ondas normalmente incidentes num quebra-mar rígido semi-infinito.	22
Figura 3.4	Reconstituição feita no presente trabalho da solução da figura (3.3). A escala de cores ao lado diz respeito à elevação da superfície.	22
Figura 3.5	Cortes transversais de altura de onda a distâncias de 2 (a) e 8 (b) comprimentos de onda do quebra-mar para o caso mostrado na figura (3.3) extraído de Penney e Price (1952).	23
Figura 3.6	Reconstituição feita no presente trabalho dos cortes de altura de onda mostrados na figura (3.5).	23
Figura 3.7	Sinais de σ e σ' para as regiões Q, R e S.	25
Figura 3.8	Contornos de altura de onda (em azul) e posição da superfície, com ondas incidindo num ângulo de 60 graus, conforme figura (3.7), para um quebra-mar semi-infinito localizado de 0L a 8L.	27
Figura 3.9	Contornos de altura de onda (em azul) e posição da superfície, com ondas incidindo em um ângulo de 120 graus, conforme figura (3.7), para um quebra-mar localizado de 0L a 8L.	27
Figura 3.10	Os índices 1 e 2 das funções das equações (3.36) e (3.37), estão relacionados a qual quebra-mar é utilizado como origem. Figura extraída do trabalho original de Penney & Price (1952).	28
Figura 3.11	Contorno de altura de onda, que passa por uma abertura de largura 2.5L, mostrado no trabalho original de Penney e Price (1952).	29

Figura 3.12	Reconstituição feita por este trabalho da mesma solução apresentada na figura (3.11). A escala de cores apresentada ao lado diz respeito à elevação da superfície.	30
Figura 3.13	Contornos de altura de onda (em azul) e a posição da superfície, com ondas incidindo normalmente, para uma ilha quebra-mar de 10L de comprimento, localizada de -5.0L até 5.0L.	31
Figura 3.14	Idem à figura (3.13) para ondas incidindo com um ângulo de 60 graus.	31
Figura 4.1	Perfis de decaimentos longitudinais de onda, para diferentes espaçamentos de grade, para um mesmo fator de dissipação igual a 0.05.	39
Figura 4.2	Perfis de decaimentos longitudinais de onda, para diferentes espaçamentos de grade, para um mesmo fator de dissipação igual a 0.25.	40
Figura 4.3	Perfis de decaimentos longitudinais de onda, para diferentes espaçamentos de grade, para um mesmo fator de dissipação igual a 0.5.	40
Figura 4.4	Perfis de decaimentos longitudinais de onda, para diferentes espaçamentos de grade, para um mesmo fator de dissipação igual a 1.0.	41
Figura 4.5	Perfis de decaimentos longitudinais de onda, para diferentes espaçamentos de grade, para um mesmo fator de dissipação igual a 2.0.	41
Figura 4.6	Perfis de decaimentos longitudinais de onda, para diferentes espaçamentos de grade, para um mesmo fator de dissipação igual a 3.0.	42
Figura 5.1	Curvas de $\frac{\alpha}{k_0}$, c e c_g em função de $\frac{\beta}{k_0}$	47
Figura 5.2	Variação dos valores dos ângulos c e c_g em função de $\frac{\beta}{k_0}$	48
Figura 5.3	Ruído numérico presente na grade computacional com $\beta/k_0 = 1.0$. A perturbação inicial que deu origem às componentes do ruído está localizada em $(x,y)=(0,20)$, figura extraídas de Kirby (1986a).....	49

Figura 5.4	Ruído numérico presente na grade computacional com $\beta/k_0 = 2.5$, perturbação inicial que deu origem às componentes do ruído está localizada em $(x,y)=(0,10)$, figura extraída de Kirby (1986a).....	50
Figura 5.5a	Batimetria utilizada.	52
Figura 5.5b	Contorno de altura de onda da solução analítica relativa a batimetria da figura (5.5a), para incidência normal de onda. Os intervalos de altura de onda são de 0.1 m., e a máxima altura é de 1.16 m.	52
Figura 5.6a	Grade com espaçamentos (0.2Lx0.2L) ou (156x251) pontos, a altura máxima observada é 1.53 m.	54
Figura 5.6b	Grade com espaçamentos (0.1Lx0.1L) ou (311x501) pontos, a altura máxima observada é 1.73 m..	54
Figura 5.7	Contornos do campo de ondas, utilizados para determinação dos valores do coeficiente angular de C_g , e para a escolha do coeficiente angular de C.....	56 e 57
Figura 5.8	Valores dos ângulos de c_g em função dos espaçamentos longitudinais e transversais.	59
Figura 5.9	Valores de c_g em função dos espaçamentos longitudinais e transversais.	59
Figura 5.10	Valores dos ângulos de c em função dos espaçamentos longitudinais e transversais.	60
Figura 5.11	Valores c em função dos espaçamentos longitudinais e transversais.	60
Figura 5.12	Valores de β/k_0 em função dos espaçamentos longitudinais e transversais.	61
Figura 5.13a	Cortes transversais na ponta do quebra-mar variando-se os espaçamentos transversais	63
Figura 5.13b	Cortes transversais na ponta do quebra-mar variando-se os espaçamentos longitudinais	63
Figura 5.14a	Contorno de altura de onda obtido com espaçamentos (0.1L,0.1L) com incidência normal das ondas. A altura máxima é 1.73 m	65

Figura 5.14b	Contorno de altura de onda obtido com espaçamentos (0.1L,0.1L) com incidência das ondas de +15 graus. A altura máxima é 1.71 m	65
Figura 5.14c	Contorno de altura de onda obtido com espaçamentos (0.1L,0.1L) com incidência das ondas de -15 graus. A altura máxima é 1.82 m	65
Figura 5.15a	Contorno de altura de onda obtido com espaçamentos (0.2L,0.2L), com incidência normal das ondas. A altura máxima é 1.53 m	66
Figura 5.15b	Contorno de altura de onda obtido com espaçamentos (0.2L,0.2L) com incidência das ondas de +30 graus. A altura máxima é 1.42 m	66
Figura 5.15c	Contorno de altura de onda obtido com espaçamentos (0.2L,0.2L) com incidência das ondas de -30 graus. A altura máxima é 1.75 m	66
Figura 5.16	Cortes transversais na direção do quebra-mar para diferentes ângulos de incidência. Os espaçamentos utilizados são $\Delta x = 0.1L$ e $\Delta y = 0.1L$	67
Figura 5.17a	Contornos de altura de onda com incidência normal, largura da ilha de 5L e espaçamentos (0.2L,0.2L). A altura máxima é 1.51 m.	69
Figura 5.17b	Contorno de altura de onda com incidência normal, largura da ilha de 5L e espaçamentos (0.1L,0.1L). A altura máxima é 1.73 m.	69
Figura 5.18	Cortes obtidos ao longo da direção média de propagação do ruído numérico, para as batimetrias com um quebra-mar e ilhas de largura 1L, 2L e 5L	70
Figura 5.19a	Contorno de altura de onda obtido com espaçamentos (0.2L,0.2L) com incidência das ondas de -10 graus. A altura máxima é 1.58 m, e a largura da ilha de 1L.	71
Figura 5.19b	Contorno de altura de onda obtido com espaçamentos (0.2L,0.2L) com incidência das ondas de -30 graus. A altura máxima é 1.76 m, e a largura da ilha de 1L.	71
Figura 5.19c	Contorno de altura de onda obtido com espaçamentos (0.2L,0.2L) com incidência das ondas de -30 graus. A altura máxima é 1.94 m, e largura da ilha de 2L.	71

Figura 5.20	Contorno de altura de onda obtido para uma grade de espaçamentos (0.1L, 0.1L) com incidência das ondas ocorrendo num ângulo de -30 graus. A altura máxima são 2 metros, largura da ilha de 2L	73
Figura 6.1	Perfil de decaimento de altura de onda através das ilhas dissipativas a uma distância de um comprimento de onda a partir do canto das ilhas	76
Figura 6.2a	Contornos de altura de onda, para ilha película de largura 1 L. A altura máxima é 1.73m	77
Figura 6.2b	Contorno de altura de onda, para ilha dissipativa de largura 1 L. A altura máxima é 1.22m	77
Figura 6.3a	Contorno de altura de onda, para ilha dissipativa de largura 2 L. A altura máxima é 1.22m	78
Figura 6.3b	Contorno de altura de onda, para ilha dissipativa de largura 5 L. A altura máxima é 1.23m	78
Figura 6.4	Corte transversal em $x = 0$, para as ilhas dissipativas de diferentes larguras e ilhas películas cuja as alturas de onda são coincidentes.	79
Figura 6.5	Corte ao longo da direção de c_g para as ilhas dissipativas e para o quebra-mar fino, que é um corte idêntico aos cortes das ilhas películas.	80
Figura 6.6	Focalização para os cortes das figuras (6.5).	81
Figura 6.7	Corte longitudinal em $y = 29$, para as ilhas dissipativas e um corte que representa as ilhas películas	81
Figura 5.20	Contorno de altura de onda obtido para uma grade de espaçamentos (0.1L,0.1L) com incidência das ondas ocorrendo num ângulo de -30 graus, a largura da ilha de 2L para ilha película com a altura máxima de 2.00 metros.	85
Figura 6.8	Contorno de altura de onda obtido para uma grade de espaçamentos (0.1L,0.1L) com incidência das ondas ocorrendo num ângulo de -30 graus, a largura da ilha de 2L para ilha dissipativa com a altura máxima de 1.33 metros.	85

LISTA DE TABELAS

Tabela 5.1	Ângulos relacionados a c_g expressos em graus, em função dos espaçamentos delta x , delta y	55
Tabela 5.2	Valores de β/k_0 , determinados a partir do valor de c_g , em função dos espaçamentos delta x , delta y . Os valores escolhidos estão indicados em negrito.	58
Tabela 5.3	Valores dos ângulos de c expressos em graus, em correspondência aos valores obtidos para c_g conforme (tabela 5.1). Os valores escolhidos estão indicados em negrito.	58
Tabela 5.4	Valores máximos de altura de onda calculadas na direção do quebra-mar para os respectivos espaçamentos utilizados. As alturas das ondas estão expressas em metros.	64

LISTA DE SÍMBOLOS

Maiúsculas Romanas

A	Amplitude complexa
C	Velocidade de fase da onda
C_g	Velocidade de grupo da onda
E	Energia
K_C	Número de onda da onda
K_D	Número de onda equivalente da onda
K_R	Parte real do número de onda equivalente
K_I	Parte imaginária do número de onda equivalente
L	Comprimento de onda
T	Período
\vec{U}	Vetor velocidade
W	Taxa de dissipação de energia

Minúsculas Romanas

c	Velocidade de fase espacial do ruído numérico
c_g	Velocidade de grupo espacial do ruído numérico
d	Profundidade local
f	Estrutura vertical do escoamento
f_d	Fator de dissipação
g	Módulo da aceleração da gravidade
h	Profundidade local
\vec{k}	Vetor número de onda
k	Módulo do vetor número de onda
k_0	Numero de onda de referência no início da propagação.
l	Componente longitudinal do número de onda da onda
m	Componente transversal do número de onda da onda
t	Tempo
u, v, w	Componentes da velocidade nas direções espaciais

x, y, z Dimensões espaciais

Maiúsculas Gregas

Δx Espaçamento longitudinal da grade de cálculos
 Δy Espaçamentos transversais da grade de cálculos
 Φ Potencial de velocidade
 Ψ Campo de ondas
 Ψ^+ Campo de ondas transmitido
 Ψ^- Campo de ondas reflexivo

Minúsculas Gregas

α Componente longitudinal do número de onda do ruído numérico.
 β Componente transversal do número de onda do ruído numérico.
 η Posição da superfície livre
 ζ Posição da superfície livre
 ϕ Parte horizontal do potencial de velocidade
 σ Frequência angular da onda

RESUMO

A inclusão de ilhas em modelos numéricos de propagação de onda baseados na aproximação parabólica da Equação de Declive Suave é um assunto de grande importância para a costa brasileira. Normalmente as ilhas são representadas por uma fina película de água que implica na arrebentação das ondas. Porém, ilhas com declives laterais íngremes violam a hipóteses do Declive Suave provocando o aparecimento de ruído numérico no campo de ondas calculado. Este trabalho analisa a possibilidade de modelar-se ilhas como áreas localizadas de dissipação de energia na tentativa de diminuir a geração de ruído numérico. Primeiramente é apresentada uma descrição dos modelos de refração-difração e suas hipóteses básicas. A seguir, é apresentada uma revisão da solução analítica de Penney & Price (1952) para difração de ondas, que posteriormente é utilizada como referência para a identificação do ruído numérico nas soluções numéricas. São também discutidos os dois métodos de inclusão de ilhas, ou seja, a “ilha película” e a “ilha dissipativa”. A influência dos espaçamentos da grade computacional, do ângulo de incidência da onda e a largura de um ilha na geração e propagação do ruído numérico são investigados em detalhes. Finalizando mostra-se que na modelação de ilhas como áreas de dissipação de energia existe uma substancial diminuição da geração de ruído numérico.

ABSTRACT

The inclusion of islands in numerical wave propagation models based on the parabolic approximation of the Mild Slope Equation is an issue of great importance for the Brazilian coast. This is usually done by replacing the islands by a thin film of water that causes the waves to break. However, islands with steep side slopes will violate the mild slope assumption of the model giving rise to the appearance of high wavenumber noise in the predicted wave field. This work analyses the possibility of modelling islands as localised energy dissipation zones in an attempt to alleviate noise generation. A description of the refraction-diffraction propagation model and its basic assumptions are presented first. Next, one presents a review of the analytical solution of Penney & Price (1952) for pure wave diffraction which is subsequently used as a basis for identifying noise in the numerical solutions. The "thin film" and the "dissipative island" methods for including islands are also discussed. The influence of grid spacings, wave incidence angle and island width upon noise generation and propagation are investigated in detail. Finally, one shows that the modelling of islands as energy dissipation zones leads to a substantial decrease in noise generation.

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

O rápido aumento da capacidade de cálculo dos computadores, aliado ao contínuo avanço do conhecimento humano sobre os fenômenos da natureza, propiciaram um grande progresso nas ciências naturais. Nas áreas de Meteorologia e Oceanografia, especificamente, já é possível prever com precisão bastante razoável vários fenômenos atmosféricos e oceânicos, como por exemplo ventos, temperatura, precipitação e geração de ondas pelo vento sobre o oceano.

A combinação das facilidades da internet com o avanço da capacidade de previsão ambiental científica propiciou, mais recentemente, a disseminação em massa de resultados e dados que antes ficavam restritos a agências governamentais ou ao meio acadêmico.

Inspirado por estes avanços, o Laboratório de Hidrologia Aplicada e Hidráulica Marítima (LHAHiMar) pretende implantar um Programa de Informação Costeira (P.I.C.), o qual disponibilizará em tempo real via internet diagnósticos das condições de agitação do mar na região costeira de parte do litoral brasileiro. Nestas regiões, as ondas desempenham um papel dominante, pois tudo está sujeito a suas ações. Elas são a principal fonte de energia mecânica das praias e determinam suas geometrias e composições.

O presente trabalho está inserido em uma das linhas de pesquisa do LHAHiMar e faz parte de uma das etapas necessárias para a realização do P.I.C.. Esta etapa consiste no cálculo das transformações sofridas pelas ondas ao propagarem-se pela plataforma continental, desde águas profundas até a costa. Nesta propagação, uma série de efeitos, como empinamento, refração, difração, reflexão etc. modificam significativamente algumas das características que as ondas tinham em águas profundas. Para a realização destes cálculos é necessário a utilização de um modelo numérico de propagação de ondas.

Estes tipos de modelos tiveram um rápido desenvolvimento nestas últimas duas décadas, devido à necessidade de informações precisas sobre ondas na costa. Os primeiros programas, tratavam separadamente os fenômenos da propagação de onda. A refração era calculada baseada na lei de Snell, um caso particular da teoria dos raios, esta aproximação apresenta problemas em regiões onde existe forte focalização de energia (cáusticas). A difração de ondas superficiais foi estudada originalmente por Penney & Price (1952), através de uma analogia com a difração de ondas da luz, limitando-se a casos onde a profundidade é constante.

Berkhoff (1972) contribuiu substancialmente com a introdução de uma equação capaz de descrever a propagação de ondas com efeitos de refração e difração simultaneamente. Esta equação ficou conhecida na literatura como a equação do declive suave (Mild Slope Equation). Como o próprio nome já diz, a equação assume que a profundidade deve variar suavemente em distâncias da ordem de um comprimento de onda. Entretanto, esta equação, por ser elíptica, apresenta problemas na sua aplicação a costas abertas e também requer grande esforço computacional para soluções numéricas em áreas relativamente grandes (maiores que 10 comprimentos de onda), ficando seu uso restrito a problemas práticos.

Os modelos de propagação de onda que incluem refração e difração progrediram dramaticamente, desde que Radder (1979) desenvolveu o método da equação parabólica (Parabolic Equation Method) para a equação do declive suave desenvolvida por Berkhoff. A aplicação 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 de interesse, em que a costa consiste de praias arenosas, satisfaz estas condições.

A aproximação de ordem mais baixa para o método da equação parabólica (lower order approximation) supõe que a direção principal de propagação é a direção x . Kirby (1986a) estendeu esta aproximação para um setor de aproximação de $+ ou - 45$ graus, em torno da direção dominante de propagação, com a aproximação de mais alta ordem para o método da equação parabólica (higher order approximation).

Estes tipos de modelos representaram satisfatoriamente a propagação de ondas sobre fundo com batimetria complexa em laboratório através dos trabalhos de Berkhoff (1982),

para ondas regulares, Vicent e Briggs (1989) para ondas irregulares e em regiões costeiras abertas Liu (1985) e O'Reilly e Guza (1991), tendo estes sido largamente empregados, inclusive estando disponível na internet, como por exemplo: <http://chinacat.coastal.uel.edu/~Kirby/programs/refdif.html>, sendo capazes de rodar em computadores pessoais. Seus resultados são obtidos em tempo relativamente pequeno se comparados a outros modelos do tipo elípticos ou hiperbólicos

Um outro ponto que favoreceu a larga utilização destes modelos, foi a possibilidade de se incluir ilhas sem a necessidade de condições de contorno Kirby & Dalrymple (1986), mais detalhes sobre a inclusão de ilhas no capítulo 4, porém a inclusão destas, não respeita as restrições anteriormente estabelecidas para a utilização deste tipo de modelo, principalmente as hipóteses da direção principal de propagação e a do declive suave, causando o aparecimento de ruído numérico (numerical noise) na sua solução, ruído este que pode comprometer os resultados de toda a malha de cálculos.

Um filtro de alta frequência é normalmente utilizado neste tipo de modelo, e normalmente são obtidos resultados satisfatórios, porém em pontos específicos da grade computacional, a utilização de um filtro provoca uma faixa com elevações exageradas na altura da onda no sentido longitudinal comprometendo o resultado do campo de ondas na área próxima a esta faixa longitudinal.

Neste trabalho é utilizado um modelo numérico de propagação de ondas baseado no método da equação parabólica com a aproximação de mais alta ordem baseada na equação do declive suave e é analisada a possibilidade da utilização de áreas de dissipação de energia para a inclusão de ilhas neste tipo de modelo, com o propósito de minimizar ou diminuir o ruído numérico que surge utilizando-se a maneira tradicional de incluir ilhas.

IMPOR.

O ruído numérico é caracterizado em profundidade constante, e compara-se às soluções do modelo para as duas maneiras de modelar-se ilhas, tradicional e dissipativa, utilizando espaçamentos longitudinal e transversal previamente escolhidos.

No capítulo 2, encontra-se um resumo do modelo de refração difração linear utilizando o método da aproximação parabólica para a equação do declive suave.

No capítulo 3, encontra-se a maneira de reproduzir a solução analítica para difração de ondas em profundidade constante, do clássico trabalho de Penney & Price (1952)

No capítulo 4, apresenta-se a maneira usual de se incluir ilhas e a forma alternativa, utilizando-se de áreas de dissipação de energia Dalrymple, Kirby & Hwan (1984)

No capítulo 5, o ruído numérico é caracterizado em profundidade constante.

No capítulo 6, com os espaçamentos longitudinais e transversais escolhidos, compara-se a solução do modelo para ambos os modos de inserir ilhas nos modelos.

No capítulo 7, estão as conclusões e recomendações deste trabalho.

CAPITULO 2

MODELO DE REFRAÇÃO-DIFRAÇÃO

2.1- Introdução

Este capítulo apresenta um resumo da teoria na qual o modelo de refração-difração utilizado neste trabalho é baseado. O modelo numérico foi originalmente desenvolvido por Melo (1990) e calcula as transformações sofridas pelas ondas ao propagarem-se sobre uma batimetria de profundidade variável.

No item 2.2 são apresentadas as equações fundamentais que governam a propagação de ondas superficiais e suas condições de contorno. A seguir é apresentada a equação do declive suave e suas limitações.

No item 2.4 apresenta-se um resumo da dedução do método da aproximação parabólica para a equação do declive suave, que descreve os fenômenos de empinamento, refração e difração, destacando algumas hipóteses admitidas na obtenção desta aproximação. Estas hipóteses estão relacionadas diretamente com as limitações do modelo.

No item 2.5, estão enfatizadas as hipóteses básicas do método da Aproximação Parabólica e no capítulo 4 e 5 serão referenciadas aos problemas oriundos da inserção de ilhas na grade computacional deste tipo de modelo.

2.2- Equações fundamentais

Para encontrar-se as equações fundamentais para propagação de ondas admite-se inicialmente que o fluido seja incompressível e invíscido e o escoamento irrotacional. Nesse tipo de escoamento, o campo de velocidades \vec{U} pode ser descrito por meio de uma função escalar Φ , denominada potencial de velocidade, tal que:

$$\vec{U}(x, y, z, t) = \nabla\Phi(x, y, z, t) \quad (2.1)$$

Em coordenadas cartesianas, tem-se:

$$u = \frac{\partial\Phi}{\partial x}, \quad v = \frac{\partial\Phi}{\partial y}, \quad w = \frac{\partial\Phi}{\partial z} \quad (2.2)$$

onde u , v e w são as componentes do campo de velocidades \vec{U} . Substituindo-se o potencial de velocidade nas equações de conservação da massa e do momentum, verifica-se que Φ satisfaz a equação de Laplace:

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.3)$$

O sistema de coordenadas normalmente utilizado em problemas de ondas superficiais tem x e y como coordenadas horizontais e z como a coordenada vertical orientada positivamente para cima, a partir do nível de repouso da água.

Uma das principais dificuldades desse tipo de escoamento reside no fato da própria superfície da água ser uma incógnita do problema e estar em movimento. São necessários dois tipos de condição de contorno na superfície.

Condição de contorno cinemática

$$w = \frac{\partial\eta}{\partial t} - u \frac{\partial\eta}{\partial x} - v \frac{\partial\eta}{\partial y} \quad z = \eta(x, y, t) \quad (2.4)$$

Condição de contorno dinâmica:

$$\frac{\partial\Phi}{\partial t} + \frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2) + g\eta = 0 \quad z = \eta(x, y, t) \quad (2.5)$$

onde $\eta(x, y, t)$ é a posição da superfície livre e g a aceleração da gravidade.

As condições de contorno acima tornam a solução matemática desse escoamento potencial extremamente difícil, pois além de serem equações diferenciais não lineares, devem ser aplicadas numa posição desconhecida a priori.

Esta dificuldade pode ser amenizada no caso de ondas que possuam amplitude pequena em relação ao seu comprimento e à profundidade da água.

Neste caso, as condições de contorno superficiais podem em primeira aproximação serem linearizadas e aplicadas na posição de repouso da água:

Condição de contorno cinemática linearizada:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad \text{em } z = 0 \quad (2.6)$$

Condição de contorno dinâmica linearizada:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -g\eta \quad \text{em } z = 0 \quad (2.7)$$

A condição de contorno no fundo supondo-se que o fundo seja rígido e impermeável é dada por:

$$w = -u \frac{\partial h}{\partial x} - v \frac{\partial h}{\partial y} \quad z = -h(x, y) \quad (2.8)$$

onde h é a profundidade da água, considerada variável.

As equações (2.3), (2.6), (2.7) e (2.8), portanto, formam a base matemática fundamental para o estudo da propagação de ondas superficiais de pequena amplitude, que é o tema do presente trabalho.

Uma simplificação adicional é ainda possível de ser introduzida se as ondas forem consideradas periódicas. Nesse caso, a variação temporal da solução toma a forma:

$$\Phi(x, y, z, t) = \varphi(x, y, z) e^{-i\sigma t} \quad (2.9)$$

onde $\sigma = 2\pi/T$ é a frequência de oscilação com período T e $\varphi(x, y, z)$ é a parte espacial do Potencial de velocidade.

2.3 Equação do declive suave (Mild Slope Equation)

O problema Potencial apresentado no item anterior pode ainda ser simplificado se o fundo sobre o qual as ondas propagam-se variar suavemente em distâncias da ordem de um comprimento de onda. Nesse caso, admite-se que a onda é capaz de ajustar-se à nova profundidade de modo que a solução para profundidade constante seja aproximadamente válida localmente. Baseado nessa hipótese, Berkhoff (1972) 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. Apresenta-se, a seguir, um breve resumo dessa dedução.

Inicialmente observa-se que a estrutura vertical do escoamento $f(z)$, para ondas propagando-se sobre um fundo horizontal, deve satisfazer as seguintes equações:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial z^2} - k^2 f = 0 \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial f}{\partial z} = 0 \quad \text{em } z = -h \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial f}{\partial z} - \frac{\sigma^2}{g} f = 0 \quad \text{em } z = 0 \quad (2.12)$$

onde k e σ estão relacionados através da relação de dispersão:

$$\sigma^2 = gk \tanh kd \quad (2.13)$$

A solução desse problema é a função $f(z)$:

$$f(z) = \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \quad (2.14)$$

onde $k = 2\pi/L$ é o número de onda com L sendo o comprimento de onda, e h a profundidade (constante).

Assim, a solução para ondas propagando-se sobre um fundo não horizontal pode ser aproximada por:

$$\Phi(x, y, z, t) = \varphi(x, y, z)e^{-i\sigma t} = -\frac{ig}{\sigma} f(z, h)\phi(x, y)e^{-i\sigma t} \quad (2.15)$$

onde a relação de dispersão, equação (2.13) e a estrutura vertical $f(z, h)$, equação (2.14), ambas obtidas para fundo horizontal, são agora consideradas válidas localmente e variam conforme a profundidade varia e $\phi(x, y)$ corresponde ao potencial horizontal.

Com a variação vertical conhecida, o problema tridimensional original é então reduzido a um problema bidimensional através da integração vertical da equação governante e utilizando-se no processo as condições de contorno.

O resultado é a equação:

$$\nabla_h \cdot (CC_g \nabla_h \phi) + k^2 CC_g \phi = 0 \quad (2.16)$$

que ficou conhecida como a equação do declive suave (Mild Slope Equation).

Onde, $C(x, y) = \frac{\sigma}{k}$ é a velocidade de fase da onda, $C_g(x, y) = \frac{\partial \sigma}{\partial k}$ é a velocidade de grupo e C e C_g , estão relacionados pela equação:

$$C_g = \frac{C}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \quad (2.17)$$

Em (2.16), $\phi(x, y)$ está relacionado com o deslocamento da superfície livre η pela relação:

$$\eta(x, y) = \text{Re} \left(\phi(x, y) e^{-i\sigma t} \right) \quad (2.18)$$

2.4 Método da aproximação parabólica

Apesar da equação do declive suave ter sido uma contribuição substancial para a modelação de ondas oceânicas, possibilitando descrever a propagação de ondas com efeitos de empinamento, refração, difração e reflexão, simultaneamente, esta equação é uma equação elíptica apresentando, portanto, dificuldades no que se refere a soluções numéricas em áreas de grandes dimensões.

A alternativa encontrada foi inspirada em problemas semelhantes encontrados em outros campos da física que já eram abordados por meio da aproximação parabólica. No

caso específico de ondas superficiais de gravidade, a aproximação parabólica foi utilizada pela primeira vez por Radder (1979). 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.

Existem na literatura várias maneiras diferentes para se obter as equações parabólicas (Radder, 1979; Booij, 1981; Darymple et al, 1984; Liu et al, 1986). Os procedimentos e hipóteses a seguir mencionados são aqueles descritos por Liu (1991).

Mostrar o desenvolvimento completo da aproximação parabólica não é propósito deste trabalho. O intuito ao salientar-se estas hipóteses é enfatizar as condições de utilização do método da aproximação parabólica para futuras referências. Na dissertação de Rego (1992), foram apresentados, em detalhes, as deduções tanto da equação do declive suave (semelhantemente ao sugerido em Mei, 1983), quanto do método da aproximação parabólica, como em Liu (1991).

O primeiro passo do método é fazer uma troca de variáveis, para transformar a equação do declive suave numa equação de Helmholtz com coeficiente variável, Radder (1979).

$$\Psi = (CC_g)^{\frac{1}{2}} \phi, \quad (2.19)$$

Em termos de Ψ a equação (2.16) se torna:

$$\nabla_h^2 \Psi + K_c^2 \Psi = 0 \quad (2.20)$$

onde:

$$K_c^2 = k^2 - \frac{\nabla_h^2 (CC_g)^{\frac{1}{2}}}{(CC_g)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.21)$$

e o termo:

$$-\frac{\nabla_h^2 (CC_g)^{\frac{1}{2}}}{(CC_g)^{\frac{1}{2}}} \text{ de ordem superior, para fundo de inclinação suave pode ser}$$

desprezado se comparado com k^2 .

Então a equação (2.21) fica:

$$K_c^2 = k^2 \quad (2.22)$$

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

Algumas outras hipóteses também são utilizadas para a obtenção da aproximação parabólica. As mais relevantes em relação ao interesse deste trabalho estão listadas a seguir:

- Existe uma direção de propagação preferencial do campo de ondas, (direção x) de modo que os desvios 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, ou seja:

$$\Psi \cong \Psi^+ \text{ pois } \Psi^- \cong 0$$

- As variações de K_c sejam pequenas, sendo que $K_c = k$ conforme (2.22)

Para se obter a equação resultante do método da aproximação parabólica que descreve a evolução da onda, dois tipos de aproximações são possíveis de serem feitas em relação ao setor de direção das ondas:

Aproximação de ordem inferior tem a forma final:

$$2iK_c \frac{\partial A}{\partial x} + \left[2K_c(K_c - k_0) + i \frac{\partial K_c}{\partial x} \right] A + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} = 0 \quad (2.23)$$

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.

e a parte horizontal do potencial de velocidades ϕ , recuperada transformando Ψ em ϕ através da equação (2.19):

$$\phi = \Psi (c c_g)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.26)$$

O modelo utilizado neste trabalho resolve numericamente a equação (2.24), utilizando um esquema de Crank-Nicolson. Este esquema é bastante eficiente implicando numa grande redução dos esforços computacionais em relação à equação (2.16). Podem ser citados em relação a melhoramentos na sua forma: Kirby e Dalrymple (1984) em respeito a não linearidade, Liu e Tsay (1985) reflexão fraca, Booij(1981) refração-difração por correntes e Dalrymple, Kirby, Hwang (1984) inclusão de dissipação de energia.

Um item que pode ser tratado como limitação do modelo são as reflexões nas fronteiras laterais da malha, o modelo utiliza condições de contorno laterais do tipo transmissiva como apresentada em Kirby (1986b). Esta condição é utilizada para eliminar a interferência da fronteira lateral no interior do campo de ondas, porém esta interferência não é eliminada por completo, podendo prejudicar a solução do modelo.

2.5 Hipóteses básicas do método da Aproximação Parabólica

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. A aproximação parabólica de mais alta ordem é confiável para desvios na direção de propagação de até mais ou menos 45 graus em relação a tal direção (Kirby, 1986a; Dalrymple & Kirby, 1988).

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 procurado é posterior a este tipo de anteparo e as ondas refletidas não estão presentes.

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

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.

CAPÍTULO 3

DIFRAÇÃO DE ONDAS: SOLUÇÃO ANALÍTICA DE PENNEY E PRICE

3.1- Introdução

Este capítulo tem como objetivo apresentar um caso particular do problema de propagação de ondas para o qual se conhece a solução analítica. Tal solução será usada no capítulo cinco como termo de comparação para os resultados do modelo numérico.

O caso escolhido foi o da difração “pura”, que é um caso particular da refração-difração que ocorre quando a profundidade é constante, o qual foi estudado pela primeira vez por Penney e Price (1952) num trabalho que se tornou clássico na literatura sobre ondas, os itens deste trabalho que aqui estão reproduzidos são:

- a) ondas incidindo normalmente no final de um longo quebra-mar.
- b) ondas incidindo obliquamente no final de um longo quebra-mar.
- c) campo de ondas atrás de uma abertura.
- d) difração de ondas atrás de uma ilha quebra-mar.

Por uma questão de fidelidade, o referencial e a simbologia utilizados neste capítulo são os mesmos do trabalho original, com exceção ao comprimento de onda, que originalmente foi representado pela letra λ é aqui referenciado pela letra L .

3.2 Equações fundamentais

No capítulo anterior foram apresentadas as equações fundamentais para a propagação de ondas sobre fundo de profundidade variável. As equações fundamentais para difração “pura” são, na verdade, um caso particular da refração-difração quando a profundidade é constante.

Portanto, em problemas de difração “pura”, a condição de contorno de fundo equação (2.8), utilizada no capítulo anterior, deve ser substituída por:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad \text{em } z = -d \quad (3.1)$$

onde d é a profundidade.

Seguindo Penney e Price, soluções da equação de Laplace (2.3) que são periódicas no tempo e que satisfazem a condição de contorno (3.1) são da forma:

$$\Phi = Ae^{iktC} \cosh k(z+d)F(x,y) \quad (3.2)$$

onde C , como já definido anteriormente, é a velocidade de fase das ondas, e $F = F(x,y)$ é uma função complexa de x e y que satisfaz a equação obtida substituindo (3.2) em (2.16) para o caso de profundidade constante:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + k^2 F = 0 \quad (3.3)$$

A equação (3.3) é a equação chave em problemas de difração de ondas e é conhecida como a equação de Helmholtz. Observa-se que (3.3) pode ser obtida substituindo-se (3.2) diretamente na equação de Laplace (2.3) ou, alternativamente, na equação do Declive Suave (2.16) para profundidade constante.

A elevação da superfície é obtida a partir da parte real de ζ , tal que:

$$\zeta = \frac{Aikc}{g} e^{iktC} \cosh kdF(x,y) \quad (3.4)$$

onde ζ é função do tempo, com orientação positiva para cima a partir do nível da superfície da água em repouso.

A solução do problema será dada pela função complexa $F(x, y)$ que satisfaça (3.3) e pelas condições de contorno (apresentadas a seguir) específicas para cada caso. A altura máxima e a fase da superfície das ondas são determinadas pelo módulo e o argumento da $F(x, y)$.

3.3 Difração de ondas em torno de um longo quebra-mar rígido e impermeável

No referencial utilizado por Penney & Price para calcular a difração de ondas na ponta de um longo quebra-mar, as ondas propagam-se na direção y no sentido crescente. A origem dos eixos x e y está localizada na ponta do quebra-mar, colocado ao longo da parte positiva no eixo x , da origem ao infinito, conforme mostrado na figura 3.1.

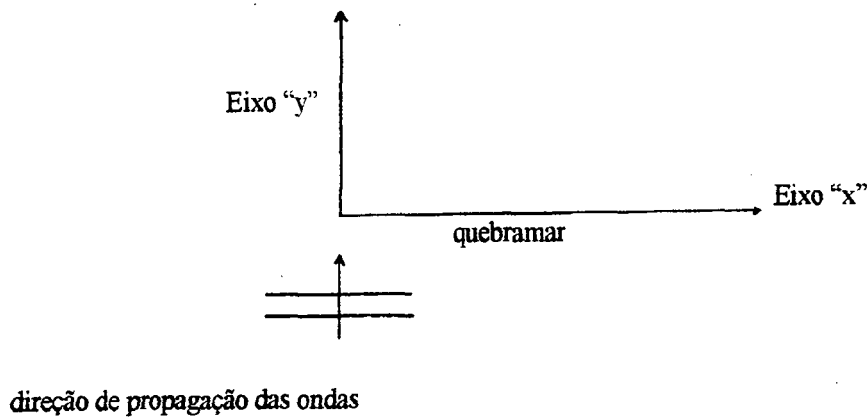


Figura 3.1 Sistema de coordenadas e a localização do quebra-mar, com a direção de propagação das ondas sendo de 90 graus em relação ao eixo do quebra-mar.

No trabalho original, Penney e Price abordaram dois tipos de quebra-mares: um rígido e outro flexível. Esta revisão tratará apenas do quebra-mar rígido, que é o caso de maior interesse prático.

A presença do quebra-mar rígido impõe uma nova condição de contorno ao problema, na qual a componente da velocidade do fluido normal ao quebra-mar deve ser zero.

$$\frac{\partial F}{\partial y} = 0 \quad \text{em } y = 0 \text{ e } x \geq 0 \quad (3.5)$$

Para determinar a difração de ondas propagando-se na direção y e incidindo normalmente ao quebra-mar, é necessário determinar a solução da equação (3.3), sujeita à condição de contorno (3.5), tal que para valores grandes e negativos de x se tenha:

$$F(x, y) = e^{-iky} \quad (3.6)$$

As equações (3.3), (3.4) e (3.6) são semelhantes às equações de difração da luz em uma barreira semi-infinita perfeitamente reflexiva, resolvida por Sommerfeld (1896) e Baker & Copson (1939). Usando tal analogia, Penney e Price encontraram a solução para a difração de ondas, a qual é dada por:

$$F(x, y) = \frac{1+i}{2} \left\{ e^{-iky} \int_{-\infty}^{\sigma(r,y)} e^{-\frac{i\pi u^2}{2}} du + e^{iky} \int_{-\infty}^{\sigma'(r,y)} e^{-\frac{i\pi u^2}{2}} du \right\} \quad (3.7)$$

sendo:

$$\sigma^2(r, y) = \frac{4}{\lambda}(r - y) \quad (3.8)$$

$$\sigma'^2(r, y) = \frac{4}{\lambda}(r + y) \quad (3.9)$$

onde L é o comprimento de onda dado por $L = \frac{2\pi}{k}$ e r é a distância de um ponto qualquer da superfície até a ponta do quebra-mar, dado por:

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (3.10)$$

Note-se que:

$$\sigma'(r, y) = \sigma(r, -y) \quad (3.11)$$

Sendo $r \geq y$ sempre, $\sigma^2 \geq 0$ e $\sigma'^2 \geq 0$ sempre, os sinais de σ e σ' dependem do quadrante onde estes se encontram, conforme mostrado na figura (3.2).

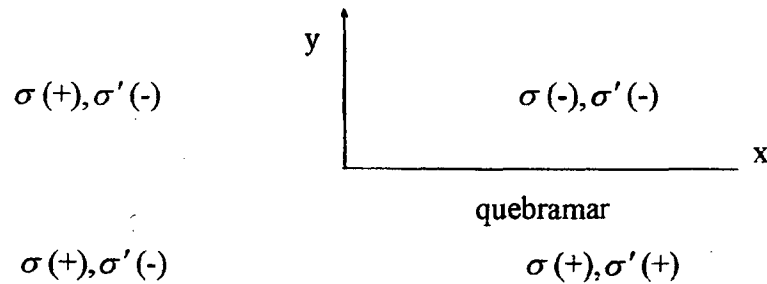


Figura 3.2 Sinais de σ e σ' para os quatro quadrantes

Penney e Price definiram as seguintes três regiões.

Região Q: onde x assume valores negativos, corresponde aos quadrantes dois e três.

Região R: onde x assume valores positivos e y assume valores negativos, corresponde ao quarto quadrante. Esta região não é de interesse para o presente estudo por estar localizada na frente do quebra-mar e possuir ondas refletidas no seu interior.

Região S: onde x e y assumem valores positivos, corresponde ao primeiro quadrante.

Seguindo Penney e Price, utilizando (3.11) pode-se rescrever (3.7) como:

$$F(x, y) = e^{-iky} \frac{1+i}{2} \int_{-\infty}^{\sigma(r,y)} e^{-\frac{i\pi u^2}{2}} du + e^{-ik(-y)} \frac{1+i}{2} \int_{-\infty}^{\sigma(r,-y)} e^{-\frac{i\pi u^2}{2}} du \quad (3.12)$$

Definindo:

$$f(\sigma) = \frac{1+i}{2} \int_{-\infty}^{\sigma} e^{-\frac{i\pi u^2}{2}} du \quad (3.13)$$

e utilizando (3.13) para rescrever (3.12), encontra-se:

$$F(x, y) = e^{-iky} f(\sigma(r, y)) + e^{-ik(-y)} f(\sigma(r, -y)) \quad (3.14)$$

Para que se possa obter a solução nas diferentes regiões, é necessário utilizar os sinais correspondentes de σ para cada região.

Utilizando-se a relação:

$$f(\sigma) + f(-\sigma) = 1 \quad (3.15)$$

Quando $\sigma(r, y)$ e-ou $\sigma(r, -y)$ forem positivos, encontra-se uma expressão de $F(x, y)$ em função de $-\sigma(r, y)$ e-ou $-\sigma(r, -y)$ para cada região, conforme mostrado abaixo.

Região Q:

$$\sigma(r, y) = (+), \sigma(r, -y) = \sigma'(r, y) = (-) \text{ e}$$

$$F(x, y) = e^{-iky} [1 - f(-\sigma(r, y))] + e^{-ik(-y)} f(-\sigma(r, -y)) \quad (3.16)$$

$$F(x, y) = e^{-iky} - e^{-iky} f(-\sigma(r, y)) + e^{-ik(-y)} f(-\sigma(r, -y)) \quad (3.17)$$

Região S:

$$\sigma(r, y) = (-), \sigma(r, -y) = \sigma'(r, y) = (-) \text{ e}$$

$$F(x, y) = e^{-iky} f(-\sigma(r, y)) + e^{-ik(-y)} f(-\sigma(r, -y)) \quad (3.18)$$

Para simplificar a notação podem-se definir duas novas funções:

$$f_1 = e^{-iky} f(-\sigma(r, y)) \quad (3.19)$$

$$g_1 = e^{-ik(-y)} f(-\sigma(r, -y)) \quad (3.20)$$

e expressar $F(x, y)$ para as duas regiões de interesse :

Para a região Q:

$$F(x, y) = e^{-iky} - f_1 + g_1 \quad (3.21)$$

Para a região S:

$$F(x, y) = f_1 + g_1 \quad (3.22)$$

Para se obter o campo ondas, basta calcular as funções f_1 e g_1 para os respectivos r e y e, por consequência, determinar $f(-\sigma)$.

Utilizando-se a equação (3.13) incluindo o sinal negativo para σ , $f(\sigma)$ pode ser expressa como:

$$f(\sigma) = \frac{1+i}{2} \int_{-\infty}^{\sigma} e^{-\frac{i\pi u^2}{2}} du$$

$$= \frac{1+i}{2} \left[\int_{-\infty}^0 e^{-\frac{i\pi u^2}{2}} du + \int_0^{\sigma} e^{-\frac{i\pi u^2}{2}} du \right] \quad (3.23)$$

$$= \frac{1+i}{2} \left[\frac{1-i}{2} + \int_0^{\sigma} e^{-\frac{i\pi u^2}{2}} du \right] \quad (3.24)$$

$$= \frac{1+i}{2} \left[\frac{1-i}{2} + \int_0^{\sigma} \cos \frac{\pi u^2}{2} du - i \int_0^{\sigma} \sin \frac{\pi u^2}{2} du \right] \quad (3.25)$$

Desta forma, a solução final do problema (3.25) pode ser calculada através das integrais de Fresnel:

$$\int_0^{\sigma} \cos \frac{1}{2} \pi u^2 du \quad (3.26)$$

$$\int_0^{\sigma} \text{sen} \frac{1}{2} \pi u^2 du \quad (3.27)$$

A altura máxima da onda é dada pelo módulo de $F(x, y)$ e a posição da superfície é encontrada por meio da parte real de ζ , conforme indicado em (3.4). Neste trabalho as integrais de Fresnel foram resolvidas diretamente pela biblioteca do software Microsoft Developer Studio, não sendo necessário utilizar as aproximações sugeridas para alguns casos no trabalho original de Penney e Price (1952).

As figuras (3.3) e (3.5), foram extraídas do trabalho original e apresentam respectivamente: a) as cristas e os contornos de altura máxima de onda para um quebra-mar rígido, b) dois cortes transversais da altura máxima de onda a $2L$ e $8L$ atrás do quebra-mar, ambas com as ondas incidindo normalmente. Nas figuras (3.4) e (3.6), estão os resultados obtidos por este trabalho, para as mesmas condições das figuras (3.3) e (3.5).

Os quebra-mares estão representado na cor marrom .

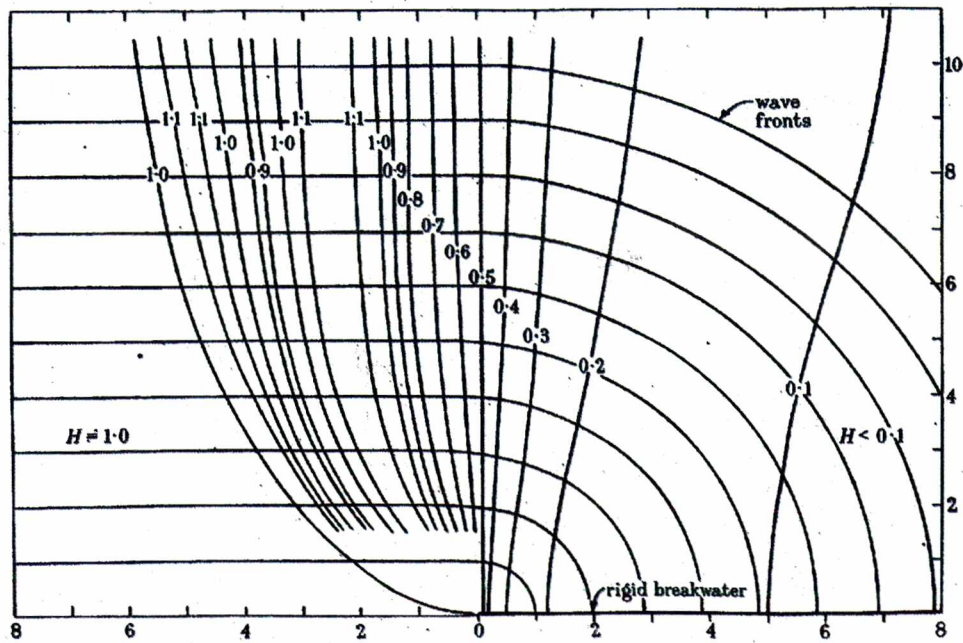


Figura 3.3 Contorno de altura de onda máxima e posição das cristas extraído de Penney & Price (1952) para o caso de ondas normalmente incidentes num quebra-mar rígido semi-infinito.

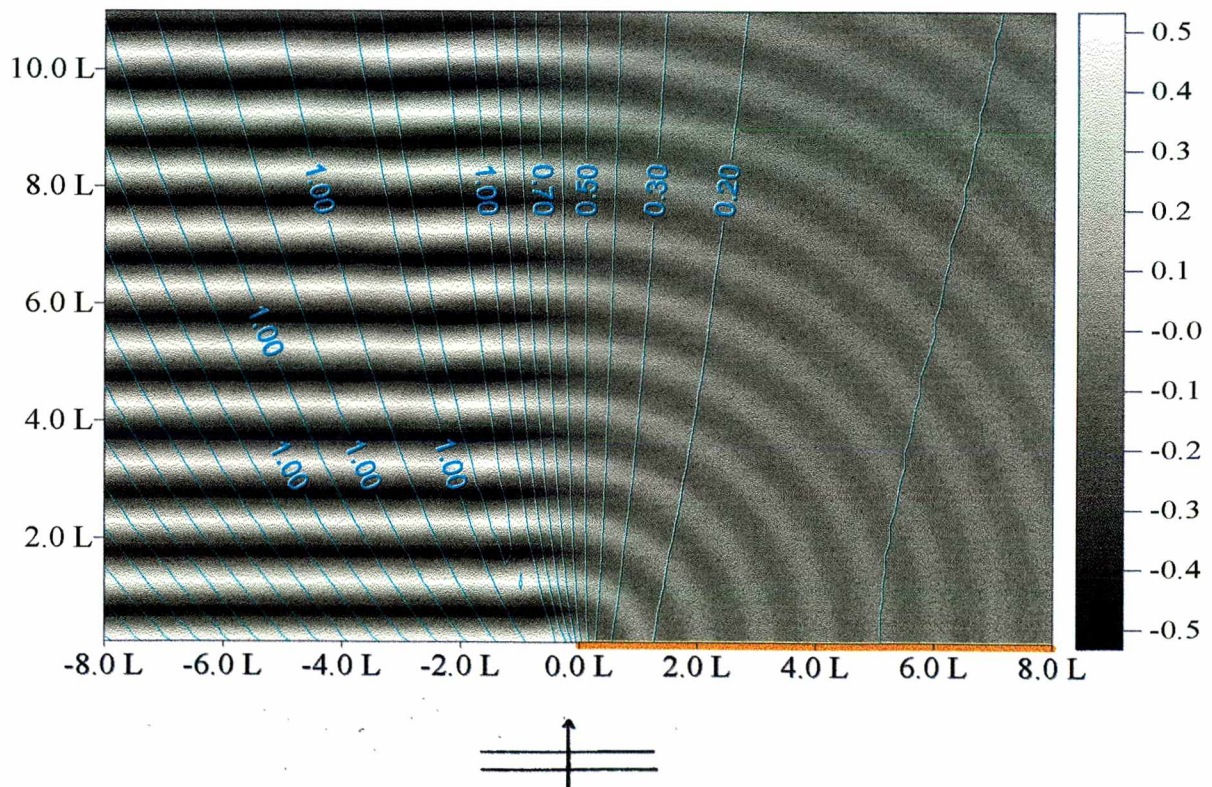


Figura 3.4 Reconstituição feita no presente trabalho da solução da figura (3.3). A escala de cores ao lado diz respeito à elevação da superfície.

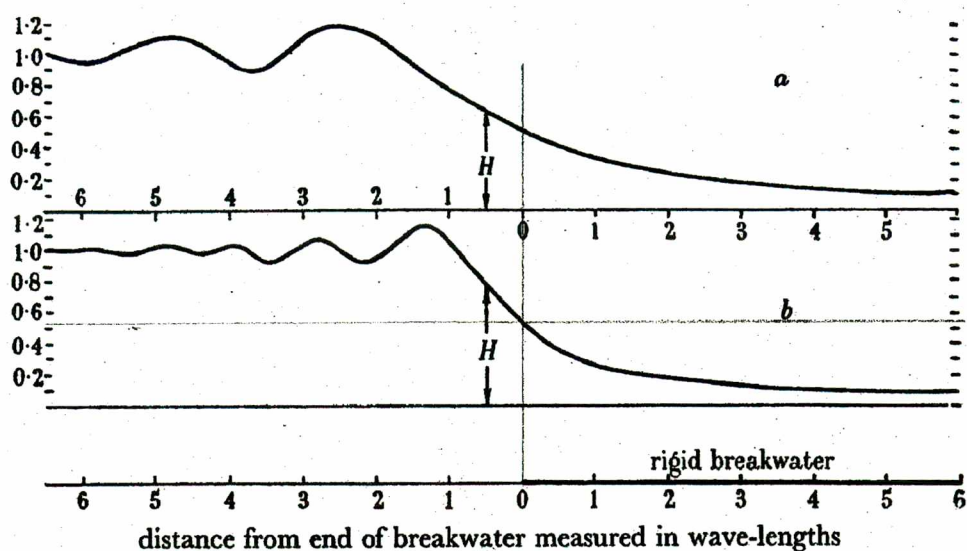


Figura 3.5 Cortes transversais de altura de onda a distâncias de 2 (a) e 8 (b) comprimentos de onda do quebra-mar para o caso mostrado na figura (3.3) extraído de Penney e Price (1952).

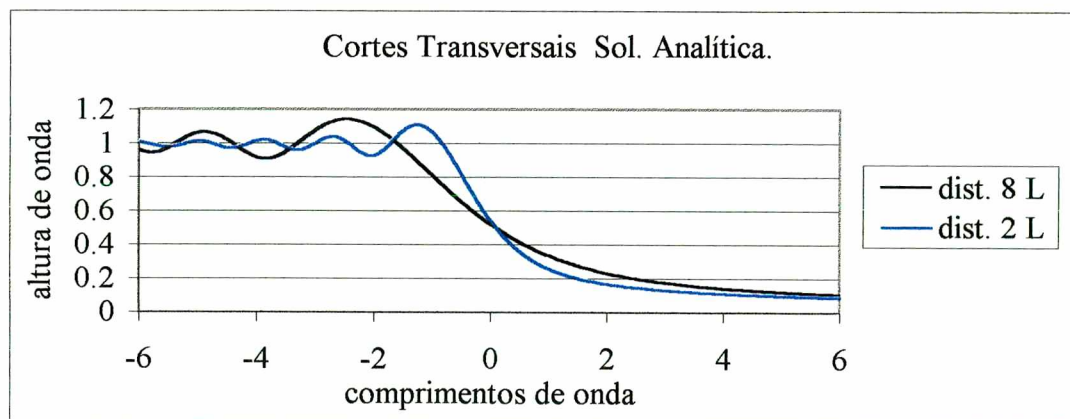


Figura 3.6 Reconstituição feita no presente trabalho dos cortes de altura de onda mostrados na figura (3.5).

Nas figuras (3.3) e (3.4), observa-se a diminuição na altura máxima dos contornos de altura de onda devido a presença do quebra-mar e a difração das ondas caracterizada pela forma circular de propagação das cristas das ondas em direção a parte protegida.

Nas figuras (3.5) e (3.6), observa-se o efeito de oscilação transversal na altura máxima de onda originada na ponta do quebra-mar.

3.4) Ondas incidindo obliquamente no quebra-mar

Quando a incidência for oblíqua, o referencial utilizado por Penney & Price continua sendo o mesmo, figura (3.1). As ondas, neste caso, incidem no sentido positivo segundo um ângulo θ_0 , conforme mostrado na figura (3.7).

Por conveniência, Penney e Price passaram a utilizar coordenadas polares (r, θ) para expressar a função $F(x, y)$ sendo:

$$\begin{aligned} r &= \sqrt{x^2 + y^2} \\ \theta &= \arccos(x/r) \end{aligned} \quad (3.28)$$

O procedimento para calcular o campo de ondas para o caso de incidência oblíqua em um quebra-mar rígido é similar ao caso de incidência normal, já que este é um caso particular da incidência oblíqua.

Nota-se que o ângulo formado entre a direção de incidência das ondas e o quebra-mar é medido no sentido anti-horário a partir do eixo x e denotado por θ_0 .

No caso de incidência oblíqua a equação (3.14) fica:

$$F(r, \theta) = e^{-ikr \cos(\theta - \theta_0)} f(\sigma) + e^{-ikr \cos(\theta + \theta_0)} f(\sigma') \quad (3.29)$$

onde:

$$\sigma = 2\sqrt{\left(\frac{kr}{\pi}\right)} \text{sen} \frac{1}{2}(\theta - \theta_0) \quad (3.30)$$

$$\sigma' = -2\sqrt{\left(\frac{kr}{\pi}\right)} \text{sen} \frac{1}{2}(\theta + \theta_0) \quad (3.31)$$

Nota-se que ainda existe uma relação entre σ e σ' , tal que:

$$\sigma'(r, \theta) = \sigma(r, -\theta) \quad (3.32)$$

Utilizando (3.32) e rescrevendo (3.29):

$$F(r, \theta) = e^{-ikr \cos(\theta - \theta_0)} f(\sigma(r, \theta)) + e^{-ikr \cos(\theta + \theta_0)} f(\sigma(r, -\theta)) \quad (3.33)$$

A função $f(\sigma)$ é a mesma, tanto para o caso de incidência normal como para o caso de incidência oblíqua, definidas em (3.13), neste caso são também definidas três regiões, mas que serão diferentes para cada ângulo de incidência.

Como no caso de incidência normal σ e σ' possuem sinais que dependem da posição, conforme pode ser visto na figura a seguir, são equivalentes ao caso anterior.

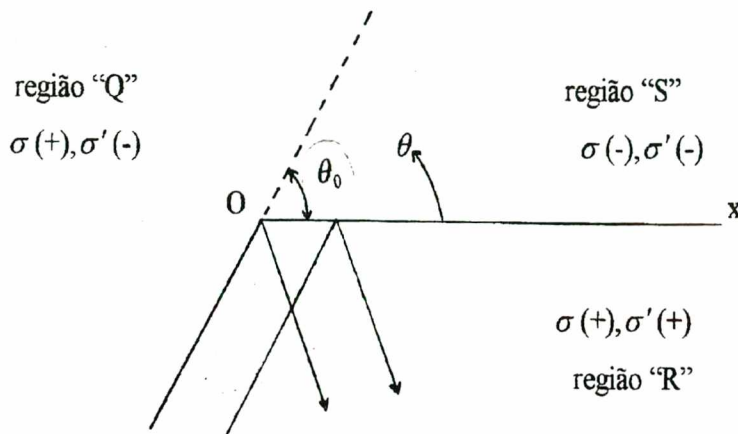


Figura 3.7 Sinais de σ e σ' para as regiões Q, R e S.

Utilizando a relação $f(\sigma) + f(-\sigma) = 1$, (3.17) independentemente para $\sigma(r, \theta)$ e $\sigma(r, -\theta)$, positivos, encontra-se a expressão de $F(r, \theta)$ em função de $-\sigma(r, \theta)$ e $-\sigma(r, -\theta)$

Com $F(r, \theta)$ expressa desta maneira, pode-se identificar separadamente os termos referentes às ondas incidentes e às ondas difratadas para cada região:

Região Q:

$$\sigma(r, y) = (+), \sigma(r, -y) = \sigma'(r, y) = (-) \text{ e}$$

$$F(r, \theta) = e^{-ikr \cos(\theta - \theta_0)} - e^{-ikr \cos(\theta - \theta_0)} f(-\sigma(r, \theta)) + e^{-ikr \cos(\theta + \theta_0)} f(-\sigma(r, -\theta))$$

$$(I) \qquad (II) \qquad (III) \qquad (3.34)$$

O primeiro termo representa as ondas incidentes e os outros dois termos representam os efeitos de difração.

Conforme já mencionado, a região R, por estar em frente ao quebra-mar e possuir ondas refletidas no seu interior, não é do interesse deste trabalho e não será incluída.

Região S:

$$\sigma(r, y) = (-), \sigma(r, -y) = \sigma'(r, y) = (-) \text{ e}$$

$$F(r, \theta) = e^{-ikr \cos(\theta - \theta_0)} f(-\sigma(r, \theta)) + e^{-ikr \cos(\theta + \theta_0)} f(-\sigma(r, -\theta)) \quad (3.35)$$

Na região S tanto $\sigma(r, \theta)$ quanto $\sigma(r, -\theta)$ são negativos, existindo somente efeitos de difração.

Redefinindo as funções f_1 e g_1 para o caso de incidência oblíqua, tem-se:

$$f_1 = e^{-ikr \cos(\theta - \theta_0)} f(-\sigma(r, \theta)) \quad (3.36)$$

$$g_1 = e^{-ikr \cos(\theta + \theta_0)} f(-\sigma(r, -\theta)) \quad (3.37)$$

Com estas funções, $F(r, \theta)$ é rescrita para cada região de interesse:

Região Q:

$$F(x, y) = e^{-ikr \cos(\theta - \theta_0)} - f_1 + g_1 \quad (3.38)$$

Região S:

$$F(x, y) = f_1 + g_1 \quad (3.39)$$

Como no caso anterior, para se obter o campo de ondas, basta calcular as funções f_1 e g_1 para os respectivos r e θ e, por conseqüência, encontrar a solução de $f(-\sigma)$. Utilizando-se a equação (3.13) inclui-se o sinal negativo para σ . A solução $f(\sigma)$ é obtida de modo análogo ao caso de incidência normal, através do uso das integrais de Fresnel, equações (3.26) e (3.27).

O campo de altura de onda é obtido através do módulo de $F(r, \theta)$ e a posição relativa da superfície é encontrada por meio da parte real de ζ , como anteriormente.

As figuras (3.8) e (3.9) exemplificam de forma gráfica, os resultados dos cálculos feitos no presente trabalho para incidência não normal.

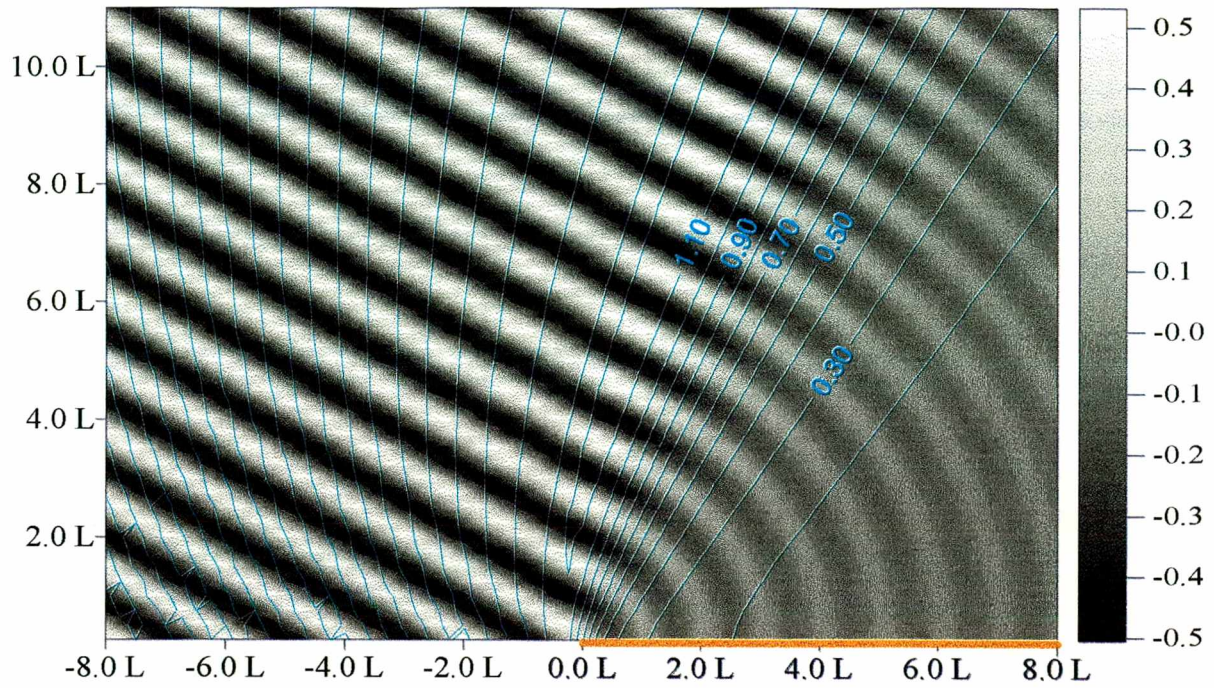


Figura 3.8 Contornos de altura de onda (em azul) e posição da superfície, com ondas incidindo em um ângulo de 60 graus, conforme figura (3.7), para um quebra-mar localizado de 0L a 8L.

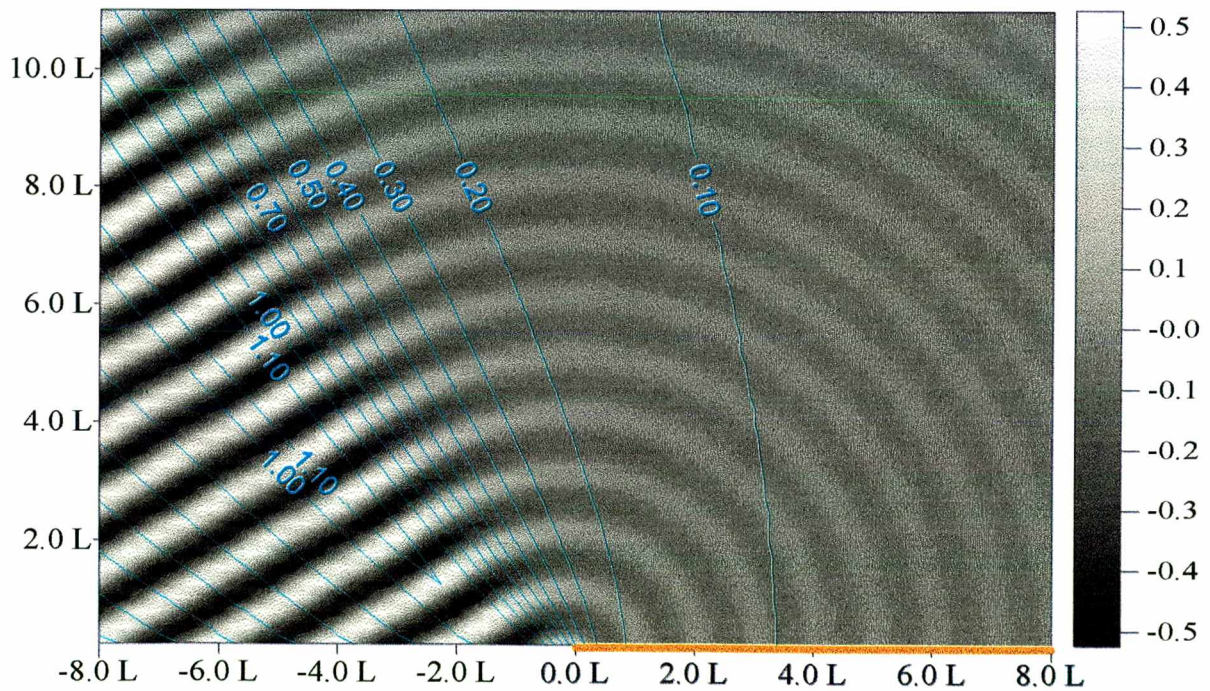


Figura 3.9 Contornos de altura de onda (em azul) e posição da superfície, com ondas incidindo em um ângulo de 120 graus, conforme figura (3.7), para um quebra-mar localizado de 0L a 8L.

Comparando-se as figuras (3.8) e (3.9), com a figura (3.3) ou (3.4), observa-se respectivamente, a diminuição e o aumento da área protegida pelo quebra-mar, em função do ângulo de incidência das ondas. Também pode-se observar, sua influência na maneira como ocorre a difração das ondas em direção a parte protegida.

3.5) Campo e altura de onda atrás de uma abertura

Para o cálculo da altura de onda atrás de uma abertura formada por dois longos quebra-mares rígidos, as condições de contorno exatas para esse caso requerem velocidade nula nas duas paredes. Entretanto, Penney & Price mostraram que, se a abertura for maior do que 1.5 comprimentos de onda, é possível obter a solução através da superposição das soluções obtidas anteriormente para dois quebra-mares simétricos.

No caso de um único quebra-mar, a variável $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ é definida a partir do final do mesmo. No entanto, com a inserção de um segundo quebra-mar no contexto do item 3.2, existirão dois raios r_1 e r_2 referenciados a partir da ponta de cada quebra-mar. Assim, o campo de ondas pode ser calculado pela superposição das soluções referentes a cada quebra-mar, conforme figura a seguir.

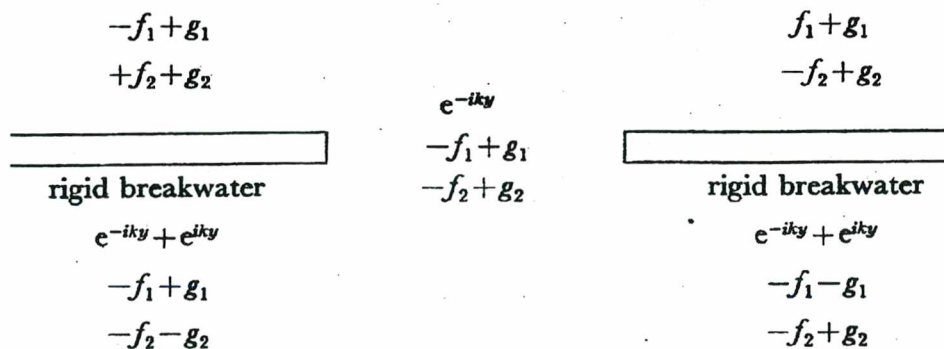


figura 3.10 Os índices 1 e 2 das funções das equações (3.36) e (3.37), estão relacionados a qual quebra-mar é utilizado como origem. Figura extraída do trabalho original de Penney & Price (1952).

De acordo com a figura (3.10), três regiões de interesse são identificadas:

Região 1 atrás do quebra-mar 1, região 2, atrás do quebra-mar 2, região 3 atrás da abertura formada entre os quebra-mares.

As funções f_1 e g_1 são idênticas às funções do item 3.4 números (3.36) e (3.37) deste trabalho, e fazem referência ao quebra-mar 1. As funções f_2 e g_2 são calculadas de forma análoga às equações anteriores e fazem referência ao quebra-mar 2.

Com as funções f_1 e g_1 , e f_2 e g_2 resolvidas para cada região, tem-se a função $F(x,y)$, sendo a altura das ondas obtida através do seu módulo e a posição relativa da superfície através da parte real de ζ .

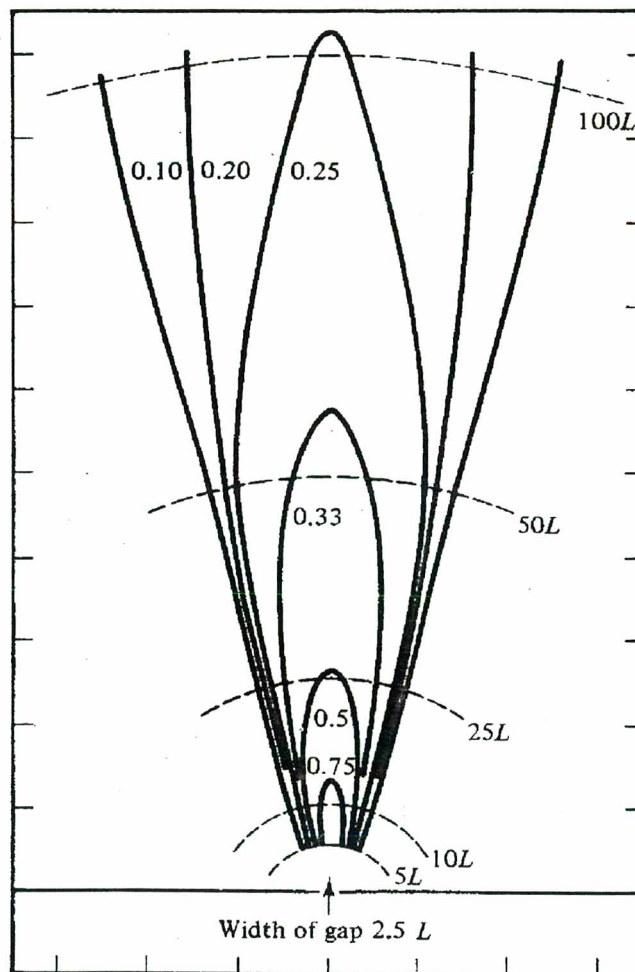
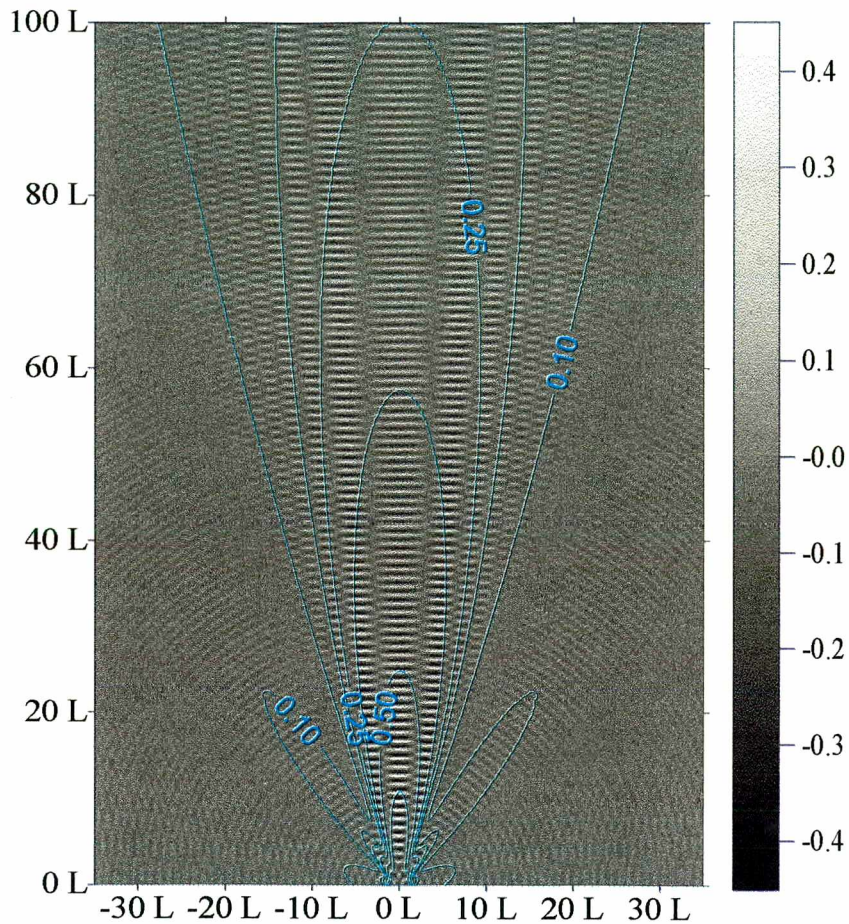


Figura 3.11 Contorno de altura de onda que passa por uma abertura de $2.5 L$, mostrado no trabalho original de Penney e Price (1952).



3.12 Reconstituição feita por este trabalho da mesma solução apresentada na figura (3.11). A escala de cores apresentada ao lado diz respeito à elevação da superfície.

Nas figuras (3.11) e (3.12) observa-se a maneira como os contornos de altura de onda diminuem, a medida que a onda penetra pela abertura e difrata-se pelo campo computacional.

3.6) Difração de ondas em torno de uma ilha quebra-mar

Penney e Price indicam que o método da superposição pode ainda ser utilizado para se obter o campo de ondas difratado por uma ilha fina e longa desde que o seu tamanho seja de pelo menos 10 comprimentos de onda. Para tanto, basta considerar os extremos da ilha como a ponta de um quebra-mar e superpor as soluções já encontradas de forma adequada.

As figuras abaixo mostram os resultados obtidos no presente trabalho para 2 ângulos de incidência .

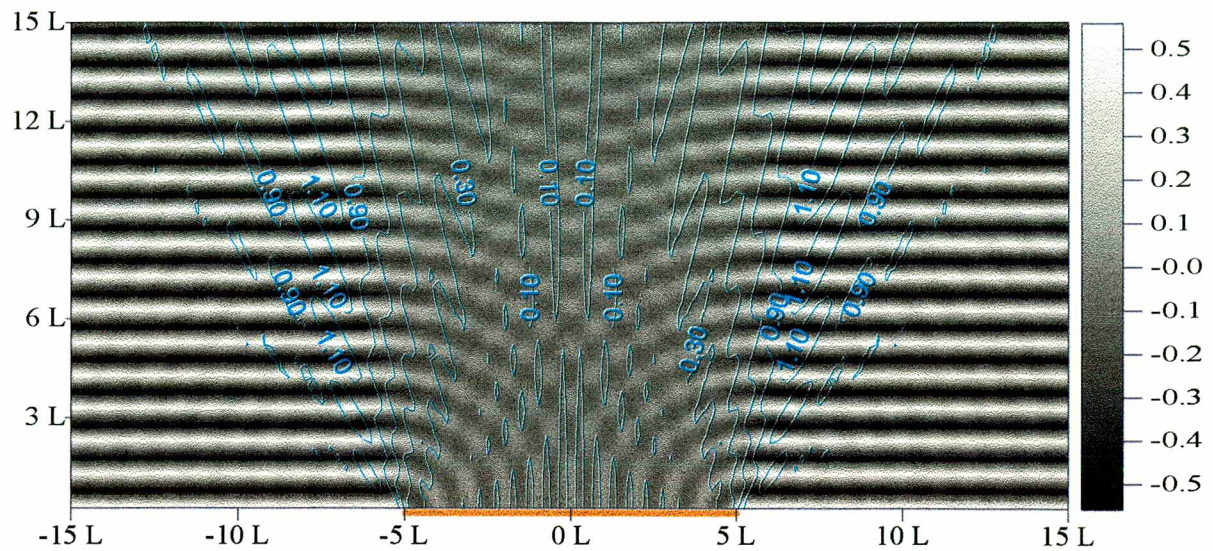


Figura 3.13 Contornos de altura de onda (em azul) e a posição da superfície, com ondas incidindo normalmente, para uma ilha quebra-mar de $10L$ de comprimento, localizada de $-5.0L$ até $5.0L$.

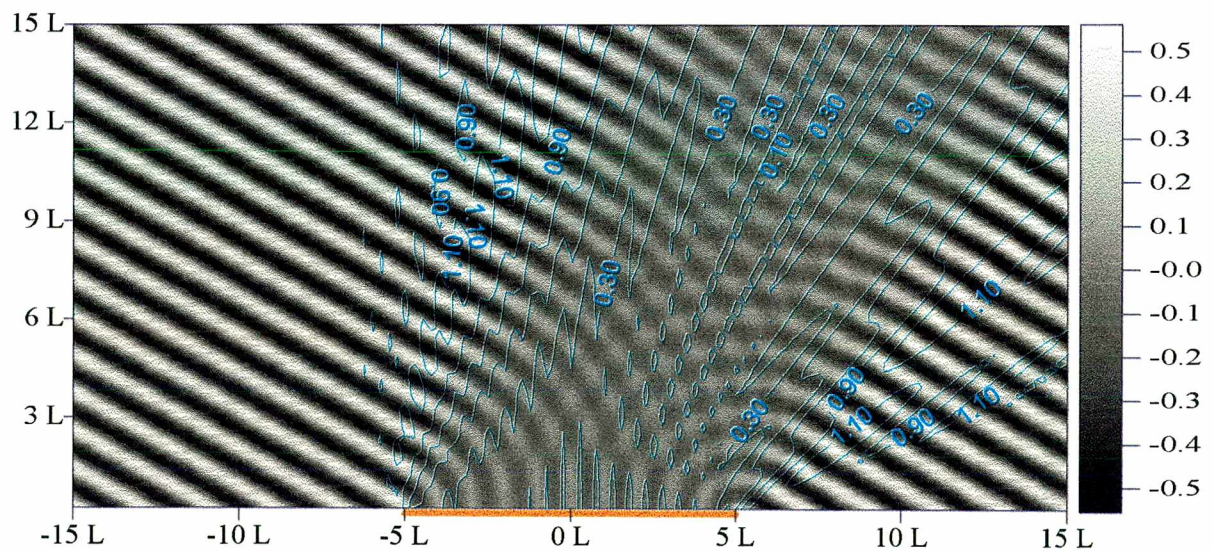


Figura 3.14 Idem à figura (3.13) para ondas incidindo com um ângulo de 60 graus.

Nas figuras (3.13) e (3.14) pode-se notar a influência de uma ilha quebra-mar no campo de ondas em função do variação do ângulo de incidência. Observa-se como a parte protegida pela ilha fica modificada, juntamente com a mudança no padrão de sobre posições das cristas das ondas que difrataram por de traz da ilha .

CAPITULO 4

INCLUSÃO DE ILHAS NOS MODELOS REFRAÇÃO-DIFRAÇÃO

4.1-Introdução

Uma das aplicações mais importantes dos modelos parabólicos de refração-difração diz respeito à propagação de ondas em torno de ilhas localizadas próximas à costa. A costa de Santa Catarina, por exemplo, está repleta de ilhas: ilha do Campeche, Arvoredo, Moleques do Sul etc. Assim sendo, é de grande interesse estudar em detalhes o funcionamento do modelo de refração-difração em presença de ilhas.

Este capítulo apresenta a maneira normalmente utilizada para incluir-se ilhas e quebra-mares neste tipo de modelos numéricos e discute suas conseqüências, em particular o aparecimento de ruído numérico.

Também é apresentada, neste capítulo, uma forma alternativa para modelação de ilhas, utilizando-se de áreas localizadas de dissipação de energia. Esta alternativa será explorada no capítulo seis, na tentativa de diminuir o ruído numérico observado quando modela-se ilhas da maneira tradicional.

Finalizando o capítulo, são realizados alguns testes de decaimento de altura de onda em áreas de dissipação de energia.

4.2- Ilhas “películas”

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 & Dalrymple (1986), 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.

Com relação à modelação de ilhas ou quaisquer estruturas que impeçam a propagação de ondas, admite-se que estes obstáculos possuem fronteiras inclinadas onde existe uma faixa de arrebentação de ondas. 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 passam 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 área de sombra onde as ondas são excessivamente pequenas.

Quando as paredes da ilha possuem um declive forte (como no caso de costões rochosos), existe uma variação brusca na altura de onda, devido a violação localizada das hipóteses básicas admitidas pelo método da aproximação parabólica, o que faz com que ocorra o aparecimento de ruído numérico no campo de ondas calculado pelo modelo.

No capítulo 5 apresenta-se uma caracterização do ruído numérico que surge nestes tipos de modelos, relacionando-se seu aparecimento as hipóteses violadas, e ainda, a maneira como este propaga-se e espalha-se pelo campo de ondas em função da componente transversal de seu número de onda.

4.3 Relação entre as hipóteses básicas e o número de onda

As duas hipóteses básicas do método do declive suave para a aproximação parabólica são: a inclinação do fundo deve ser suave em relação ao comprimento de onda e deve haver uma direção preferencial de propagação das ondas. Estas hipóteses requerem que a variação do número de onda também seja suave ao longo da grade de cálculo. De fato, utilizando-se a relação de dispersão equação (2.13), pode-se observar a influência da profundidade no número de onda.

Para águas profundas, $\tanh kh \cong 1$. A onda não sente o fundo, e o valor de k permanece constante, podendo ser determinado pela expressão:

$$k = \frac{\sigma^2}{g} \quad (4.1)$$

Para águas rasas, $\tanh kh \cong kh$, e o valor de k pode ser determinado pela expressão:

$$k = \frac{\sigma}{\sqrt{gh}} \quad (4.2)$$

Como o valor de k é proporcional ao inverso da raiz quadrada da profundidade, a variação do valor de k entre pontos adjacentes não será suave no caso de uma inclinação acentuada do fundo.

Para melhor quantificar as variações do número de onda em relação à direção preferencial de propagação, é conveniente introduzir o vetor número de onda:

$$\vec{k} = (l, m) \quad (4.3)$$

onde, l é a componente longitudinal (direção x) e m é a componente transversal (direção y), tal que:

$$k^2 = l^2 + m^2, \quad \text{e } k = |\vec{k}| \quad (4.4)$$

Utilizando-se das componentes do número de onda, para escrever a hipótese de que as ondas devam propagar-se próximas a uma direção principal, tem-se:

$$l \gg m \quad (4.5)$$

Ou seja, a componente longitudinal do número de onda deve ser muito maior do que a componente transversal. No sentido restrito da expressão, o emprego da aproximação é somente válido para a seguinte condição, Kirby (1986a):

$$\left(\frac{m}{k}\right)^2 \ll 1 \quad (4.6)$$

Observa-se, desta forma, a existência de uma relação direta entre as hipóteses básicas do modelo e as variações de k . Quando estas são válidas, os valores do número de onda variam suavemente, enquanto que quando as hipóteses são violadas, as variações de k são grandes.

A questão que se coloca então é: como o modelo parabólico de refração-difração responde a variações abruptas do número de onda k ? Esta questão é da maior importância para o sucesso deste tipo de modelo, será tema exclusivo do próximo capítulo da presente dissertação. Por hora, pode-se adiantar que tal resposta dá-se na forma de oscilações rápidas da altura de onda que, uma vez geradas, espalham-se pelo domínio de cálculo, contaminando a solução real. O aparecimento deste “ruído”, conforme Kirby (1986a) aponta, é uma característica inerente da Aproximação Parabólica e constitui-se numa importante fonte de imprecisão dos modelos de refração-difração.

4.4- 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 (1984). 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.

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

Para incluir-se áreas de dissipação de energia no modelo de refração-difração linear, deve-se retornar à forma final da equação do declive suave, equação (2.16), e incluir um termo extra, responsável pela dissipação de energia, Booij (1981).

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

$$\nabla_h \cdot (CC_g \nabla_h \phi) + (k^2 CC_g + i\sigma W) \phi = 0 \quad (4.7)$$

onde:

$$W = \frac{\nabla_h \cdot (EC_g)}{E} \quad (4.8)$$

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

Observa-se que 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 pela dissipação.

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 em (2.20) por K_D , dado por:

$$K_D^2 = k^2 \sqrt{1 + \frac{iW}{kC_g}} \quad (4.9)$$

Dependendo da natureza da dissipação, o valor de W assume diferentes valores. No trabalho de Dalrymple, Kirby e Hwang (1984), avaliam-se diferentes formas de W para diferentes mecanismos de dissipação de energia, tais como atrito com o fundo, presença de bancos de algas, e arrebentação 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 .

$$f_d = \frac{W}{kc_g} \quad (4.10)$$

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

$$K_D^2 = k^2 \sqrt{1 + if_d} \quad (4.11)$$

A forma final da aproximação parabólica utilizando a aproximação de ordem superior, incluindo dissipação de energia, continua sendo (2.24) com K_C substituído por K_D :

$$2iK_D \frac{\partial A}{\partial x} + \left[2K_D (K_D - k_0) + i \frac{\partial K_D}{\partial x} \right] A + \frac{i}{2K_D} \frac{\partial^3 A}{\partial x \partial y^2} + \left[\frac{3}{2} - \frac{k_0}{2K_D} \right] \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} = 0 \quad (4.12)$$

Como discutido na seção 4.2, a variação do número de onda deve ser suave pois está diretamente relacionado às hipóteses básicas da equação parabólica. Assim, em locais onde o valor de k sofre grandes variações, as hipóteses são também violadas.

Conforme será visto, na utilização de áreas de dissipação para modelar ilhas, usa-se o fator de dissipação com o propósito de reduzir o aparecimento de ruído numérico se comparado ao resultado equivalente à ilha película.

4.5- Atenuação da altura de onda num canal dissipativo

Para verificar a sensibilidade do modelo ao valor do fator de dissipação, compara-se uma solução analítica do decaimento da amplitude da onda em função do fator de dissipação, com a solução numérica do modelo para o caso de um canal dissipativo de profundidade uniforme.

Outro ponto a ser averiguado 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 (4.12), fica reduzida a:

$$i \frac{dA}{dx} + (K_D - k_0)A = 0 \quad (4.13)$$

A solução para a amplitude complexa A é :

$$A(x) = e^{i(K_D - k_0)x} \quad (4.14)$$

Para obter-se o campo de ondas Ψ substitui-se $A(x)$ na equação (2.25).

Como definido na equação (4.11), K_D é um número complexo e pode ser escrito como:

$$K_D = K_R + iK_I \quad (4.15)$$

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:

$$\Psi = e^{-K_I x} \cos(K_R x) \quad (4.16)$$

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

As características da onda utilizada nas comparações a seguir são: altura inicial da onda, 1 metro, comprimento $L = 100$ metros, profundidade uniforme de 50 metros e período $T = 8.018$ segundos.

Com comprimento de onda igual a 100 metros e profundidade de 50 metros, a razão entre profundidade e comprimento é de 0.5, o que caracteriza uma onda no limite entre águas profundas e águas intermediárias.

Os espaçamentos $\Delta x = \Delta y$ escolhidos para os testes e simbolizados por “S” 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 em relação à distância em metros contada a partir do início da dissipação.

Neste cálculo não foi utilizado comprimentos de onda como abcissas, porque o comprimento de onda varia à medida em que o fator de dissipação é aplicado. Entretanto, em relação ao comprimento de onda antes do início da aplicação, a distância de 200 metros representa dois comprimentos de onda.

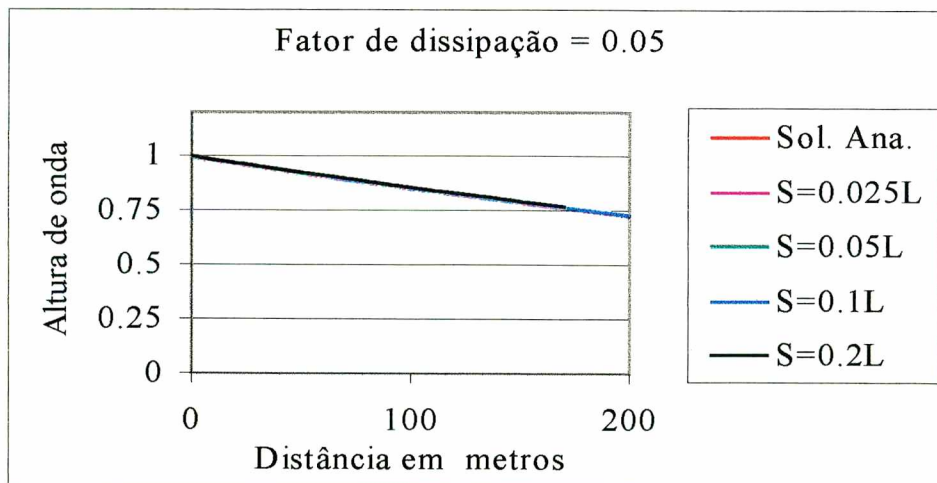


Figura 4.1 Perfis de decaimentos longitudinais de onda, para diferentes espaçamentos de grade, para um mesmo fator de dissipação igual 0.05.

Observando a figura (4.1), vê-se que para o fator de dissipação igual a 0.05, relativamente pequeno, o decaimento é suave e de pouco mais de 25 %, na distância de dois comprimentos de onda original, e o espaçamento não afeta o resultado numérico.

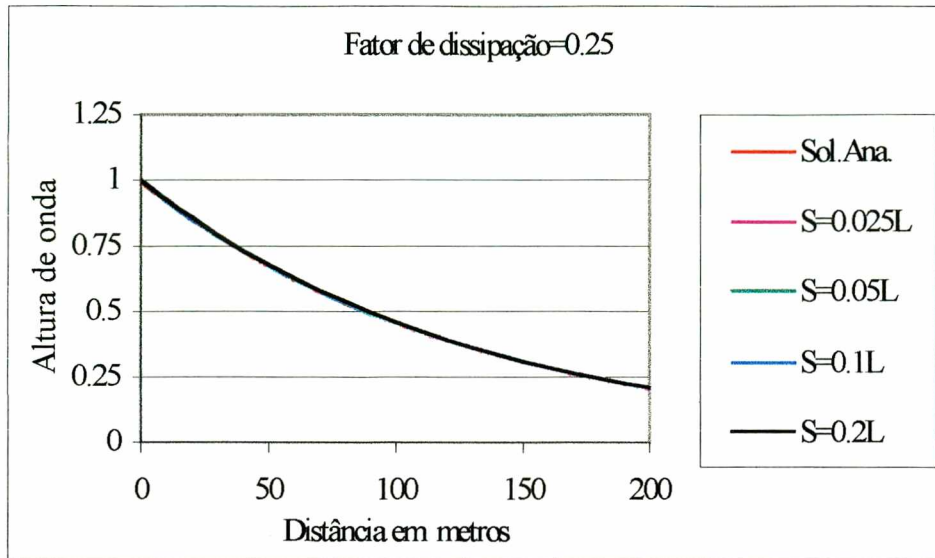


Figura 4.2 Perfis de decaimentos longitudinais de onda, para diferentes espaçamentos de grade, para um mesmo fator de dissipação igual a 0.25.

Observando a figura (4.2), vê-se que para o fator de dissipação igual a 0.25, o decaimento mostra-se mais acentuado, mas continua sendo gradativo e o espaçamento não afeta o resultado numérico.

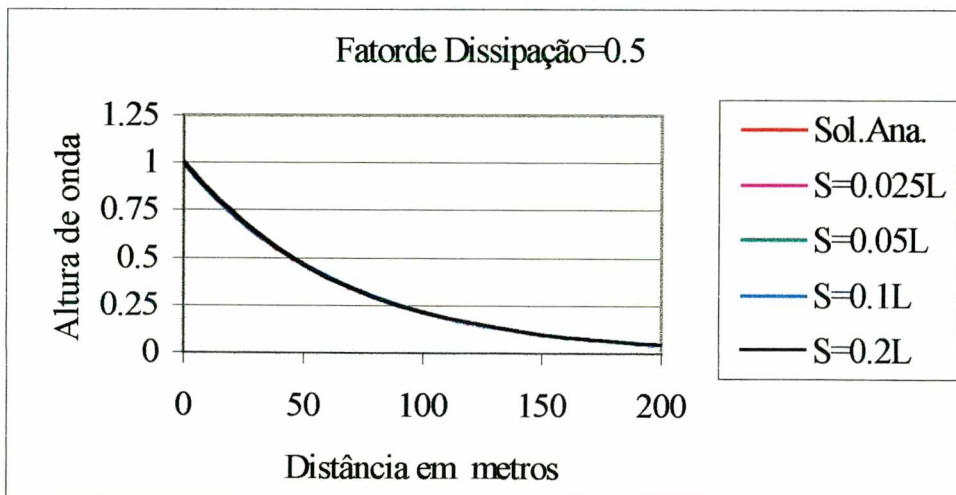


Figura 4.3 Perfis de decaimentos longitudinais de onda, para diferentes espaçamentos de grade, para um mesmo fator de dissipação igual a 0.5.

Observando a figura (4.3), 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. As soluções numéricas continuam idênticas à solução analítica para diferentes espaçamentos.

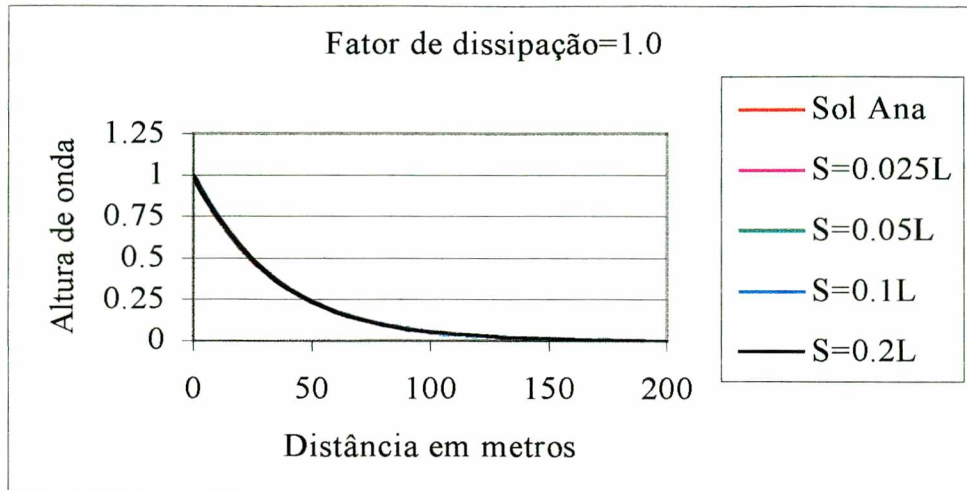


Figura 4.4 Perfis de decaimentos longitudinais de onda, para diferentes espaçamentos de grade, para um mesmo fator de dissipação igual a 1.0.

Observando-se a figura (4.4), 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 e o espaçamento não afeta o resultado numérico.

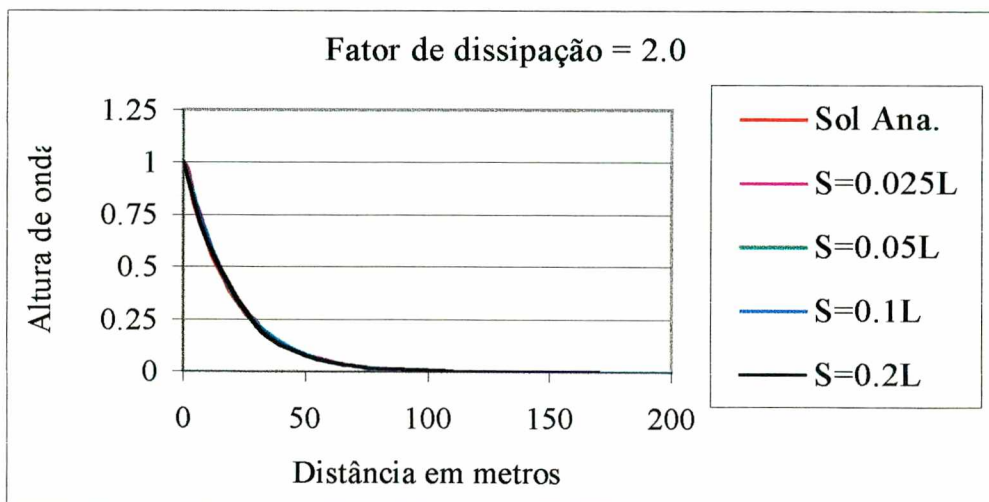


Figura 4.5 Perfis de decaimentos longitudinais de onda, para diferentes espaçamentos de grade, para um mesmo fator de dissipação igual a 2.0.

Observando a figura (4.5), vê-se que para o fator de dissipação igual a 2.0 o decaimento da altura de onda é rápido, a onda é totalmente aniquilada em um comprimento de onda original e o espaçamento não afeta o resultado numérico.

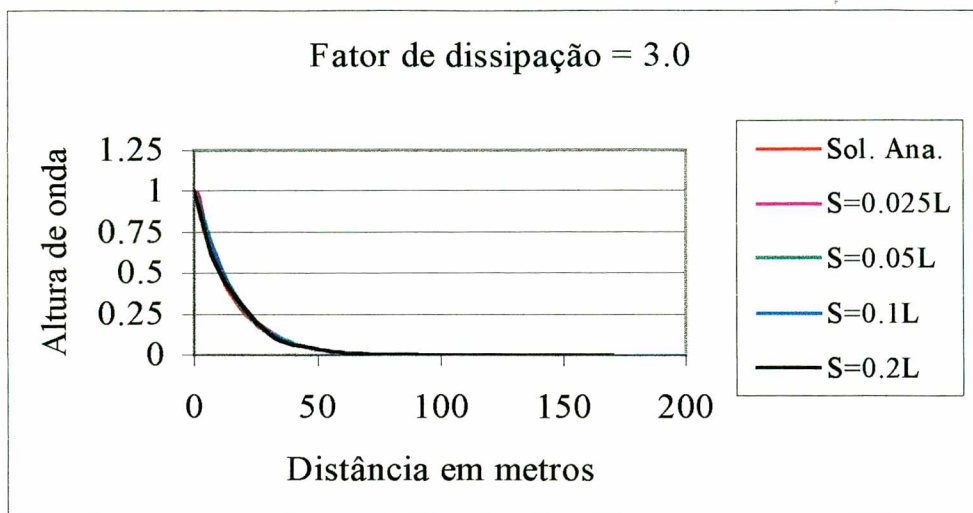


Figura 4.6 Perfis de decaimentos longitudinais de onda, para diferentes espaçamentos de grade, para um mesmo fator de dissipação igual a 3.0.

Para o fator de dissipação igual a 3.0, a onda é praticamente aniquilada na distância de meio comprimento de onda original, o decaimento é forte e as soluções numéricas mostram pequenas diferenças em relação à solução analítica

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

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.

Finalmente, deve-se ressaltar que na modelação de ilhas como áreas de dissipação de energia, necessita-se que o decaimento da altura de onda nas fronteiras das ilhas seja suave o suficiente para reduzir o aparecimento de ruído numérico. Pode-se ainda usar fatores de dissipação variáveis para que a onda descreva um perfil diferente do apresentado quando utiliza-se um fator de dissipação constante.

Outro ponto a ser considerado é que a altura da onda após o término da ilha deve ser pequena o suficiente a não comprometer o campo de ondas atrás da ilha.

CAPITULO 5

CARACTERIZAÇÃO DO RUÍDO NUMÉRICO

5-1 Introdução

Nos modelos numéricos baseados no método da aproximação parabólica para a equação do declive suave, o ruído numérico surge devido à violação localizada das hipóteses básicas. Porém, existem alguns fatores que podem alterar a maneira como o ruído numérico apresenta-se na grade computacional

Utilizando-se de uma batimetria própria ao aparecimento de ruído numérico, e tendo como referência a solução teórica obtida no capítulo dois, relaciona-se a maneira como este aparece e espalha-se pelo campo de ondas com os seguintes fatores: espaçamento longitudinal, e transversal da grade de cálculo, ângulo de incidência das ondas e no caso de uma ilha, a sua largura.

Para verificar-se a influência da largura de uma ilha no ruído numérico, o quebra-mar fino é modificado de maneira a aumentar em largura. O ruído numérico que surge no canto destas ilhas é comparado com o ruído numérico que surge na ponta do quebra-mar.

Com o ruído numérico caracterizado para o caso de ilhas películas, pode-se observar e explicar sua redução quando da simulação de ilhas, utilizando-se áreas de dissipação de energia nos modelos de refração-difração.

5-2 Ruído Numérico nos modelos de Refração-difração

Kirby & Dalrymple (1986) empregaram o dispositivo que simula a arrebentação de ondas para estudar o campo de ondas no entorno de uma ilha cônica de base elíptica. Os resultados foram obtidos com a aproximação parabólica de mais baixa ordem. O ruído aparece inicialmente na forma de grandes valores de altura da onda em pontos isolados da grade e então propaga-se para o interior da malha na forma de “bow waves”, com oscilações em forma de laços e amplitude em torno de um a dois por cento da amplitude inicial.

Kirby (1986a), utilizando um modelo com a aproximação parabólica de mais alta ordem, obteve resultados diferentes para o mesmo exemplo. O ruído aparece e espalha-se rapidamente pela grade, sobrepondo-se à solução “real” do modelo numérico.

Nestes casos, o ruído numérico origina-se na parte atrás das ilhas devido à refração das ondas causada pelo declive lateral. Estas ondas dobram até ou mais de 90 graus a partir da direção principal de propagação, desrespeitando a hipótese da direção principal de propagação. Podem apresentar a componente transversal do número de onda da onda refratada maior do que o próprio número de onda inicial, devido a erros envolvendo a aproximação para um setor de ângulos grandes.

Ilhas, grandes calotas submarinas, quebra-mares etc. quando incluídas na grade computacional, obrigam o fundo a ter uma forte inclinação, contrariando a hipótese do declive suave e a de que o número de onda não deva sofrer variações abruptas. A diminuição da profundidade implica em elevação da altura das ondas, o que, junto com a presença de um perímetro de arrebentação nos limites laterais das ilhas, ocasiona uma grande diferença de altura de onda na direção transversal (entre as ondas arrebentadas e as ondas não arrebentadas), que tem influência na intensidade do ruído numérico.

Nos modelos numéricos baseados no método da aproximação parabólica para a equação do declive suave, a violação localizada das hipóteses básicas assumidas previamente pelo método resulta na geração de perturbações transversais no interior da grade de cálculo. Estas perturbações são tratadas pelo modelo como ondas e são propagadas. O ruído numérico presente em um campo de ondas é representado por estas

perturbações propagadas pelo interior do campo de ondas sobre postas ao campo “real” de ondas.

Com os campos de ondas calculados, a profundidade constante, a amplitude do ruído numérico e as componentes de seu número de onda podem ser analisadas, considerando-se que o ruído numérico pode ser representado na forma de uma onda de amplitude complexa propagando-se na direção $\pm y$ com x crescente.

$$A(x, y) = e^{i(\pm\beta y - \alpha x)} \quad (5.1)$$

Onde α é a componente longitudinal e β a componente transversal do número de onda do ruído numérico.

Assim podem ser definidos para o ruído numérico uma velocidade de fase espacial

$$c = \frac{\alpha}{\beta} \quad (5.2)$$

e uma velocidade de grupo espacial

$$c_g = \frac{\partial \alpha}{\partial \beta} \quad (5.3)$$

Onde c representa quanto o ruído propaga-se na direção longitudinal em respeito à direção transversal e c_g representa o quanto varia a componente média do número de onda longitudinal α do ruído no que diz respeito à variação da componente média do número de onda transversal β .

Ambas as velocidades espaciais podem ser interpretadas como coeficientes angulares, por serem estas razões entre duas distâncias. Assim, c_g é também o coeficiente angular da propagação do grupo de ondas que forma o ruído numérico e c é o coeficiente angular médio da propagação longitudinal das componentes do ruído numérico.

Utilizando-se a equação (5.1) na equação (2.23), que calcula na aproximação de ordem inferior a evolução da amplitude complexa das ondas na grade de cálculo, encontra-se a relação de dispersão espacial no campo de ondas.

$$\alpha = \frac{\beta^2}{2k_0} \quad (5.4)$$

e c e c_g podem ser descritos como:

$$c = \frac{\beta}{2k_0} \quad (5.5)$$

$$c_g = \frac{\beta}{k_0} \quad (5.6)$$

onde k_0 é o número de onda da onda originalmente propagada pelo modelo, e a partir da qual o ruído numérico foi gerado.

Para a aproximação de ordem inferior, os valores de c e c_g são finitos para todo o valor de β finito, sendo o valor de c_g exatamente o dobro de c para todo β . Pode-se observar que suas funções não apresentam descontinuidade. Neste caso, o ruído numérico aparece de maneira localizada, conforme representado em Kirby (1986a). A aproximação de ordem inferior permite descrever um setor angular menor em relação a direção principal de propagação, sendo sua utilização menos indicada quando existirem ilhas. Desta forma, este trabalho concentra sua análise no caso da aproximação de ordem superior.

Utilizando-se a equação (5.1) na equação (2.24), encontra-se a relação de dispersão espacial no campo de ondas para a aproximação de ordem superior.

$$\alpha = \left(\frac{\beta^2}{2k_0} \right) / \left(1 - \frac{\beta^2}{4k_0^2} \right) \quad (5.7)$$

e c e c_g podem ser descritos como:

$$c = \left(\frac{\beta}{2k_0} \right) / \left(1 - \frac{\beta^2}{4k_0^2} \right) \quad (5.8)$$

$$c_g = \left(\frac{\beta}{k_0} \right) / \left(1 - \frac{\beta^2}{4k_0^2} \right)^2 \quad (5.9)$$

Neste caso, as funções das variáveis α , c e c_g apresentam um ponto de descontinuidade para $\frac{\beta}{k_0} = 2$. As equações (5.7), (5.8) e (5.9), podem ser melhor analisadas em função de β/k_0 , como mostrado na figura (5.1).

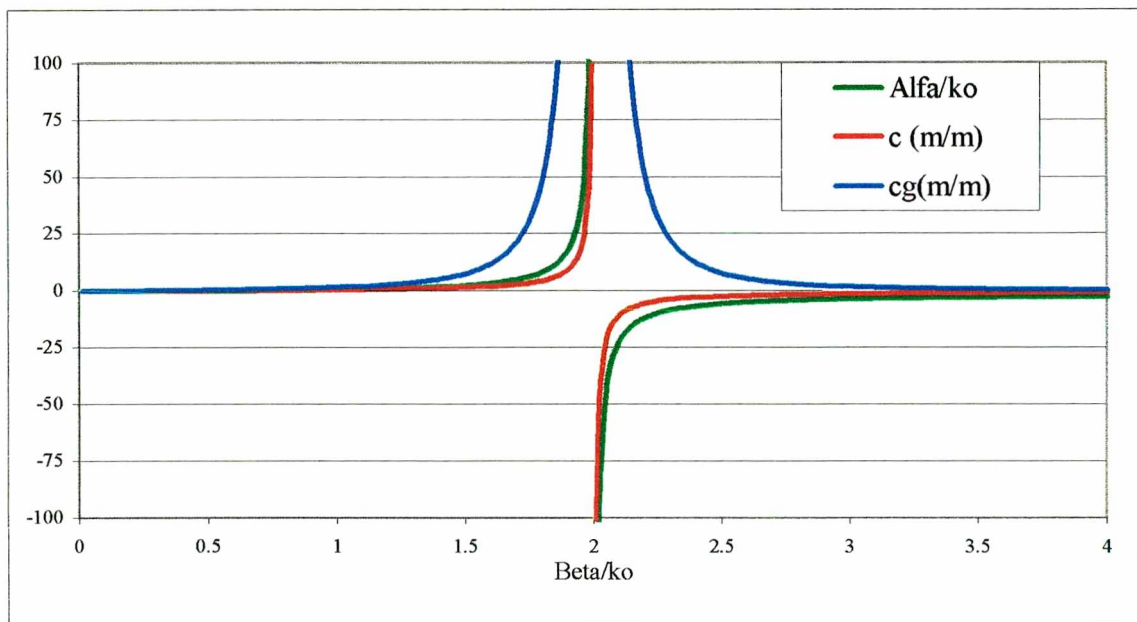


Figura 5.1 Curvas de $\frac{\alpha}{k_0}$, c e c_g em função de $\frac{\beta}{k_0}$.

Na figura (5.2) pode-se observar como variam os ângulos relacionados aos coeficientes angulares, c_g velocidade de grupo e c velocidade de fase do ruído numérico em função do parâmetro β/k_0 .

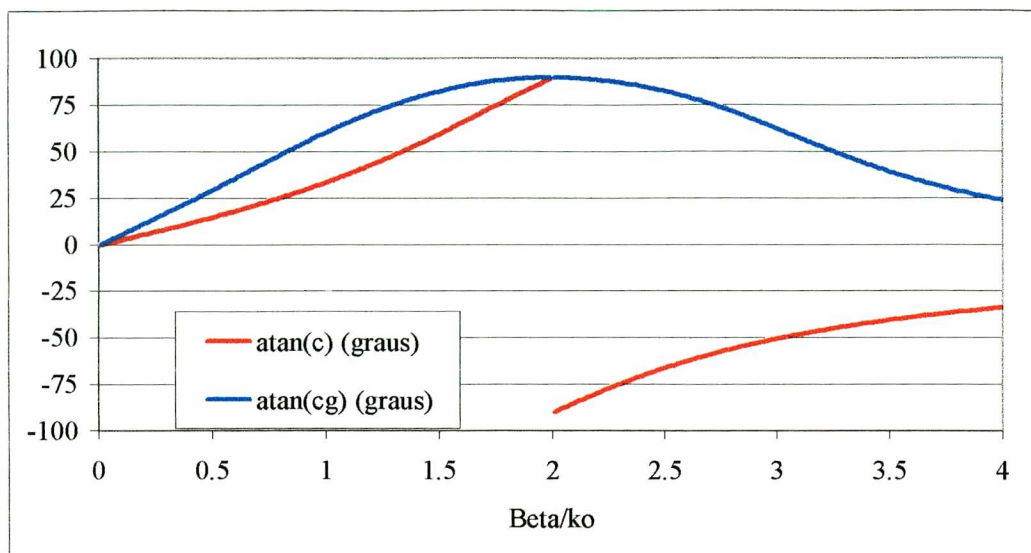


Figura 5.2 Variação dos valores dos ângulos c e c_g em função de $\frac{\beta}{k_0}$.

Acompanhando o andamento dos valores de c_g , c e de seus ângulos correspondentes em relação a β/k_0 , observa-se que os valores de c_g e c tendem ao infinito e o ângulo relacionado a c_g tende a 90 graus quando β/k_0 tende para 2. Existe uma troca de sinal nos valores da velocidade de fase c e de seu ângulo correspondente para valores de β/k_0 maiores que 2.

Fica evidenciado da figura (5.1) que, um mesmo valor c_g , corresponde a dois valores de β/k_0 e cada um destes está relacionado a um valor de c , um positivo quando $\beta/k_0 < 2$ e outro negativo quando $\beta/k_0 > 2$. Conseqüentemente, cada velocidade de grupo c_g admite analiticamente duas possíveis velocidades de fase c , uma positiva e outra negativa, existindo uma troca de sinais em $\beta/k_0 = 2$.

Quando $\beta \ll k_0$, as velocidades espaciais do ruído numérico, são muito pequenas e o ruído não aparece no campo de ondas. No intervalo onde a componente transversal do número de onda do ruído aproxima-se do valor igual a duas vezes o número de onda da onda original, estas velocidades tendem ao infinito, para valores de $\frac{\beta}{k_0} > 2$ a velocidade de fase torna-se negativa, e para valores de $\beta \gg k_0$ ambas as velocidades diminuem e tendem

novamente para zero, indicando o não aparecimento de ruído numérico no campo computacional.

Quando $\beta k_0 < 2$, os coeficientes angulares c e c_g são positivos e a propagação dispersiva do ruído dá-se ao longo da propagação do grupo de componentes do ruído. Quando $\beta k_0 > 2$, o valor do coeficiente angular c_g é positivo, porém o coeficiente angular c é negativo, fazendo com que a dispersão das componentes do ruído aconteça num ângulo divergente da direção de propagação do grupo, proporcionando um espalhamento maior do ruído numérico pelo campo de ondas.

Nas figuras (5.3) e (5.4), a seguir, extraídas de Kirby (1986a), aparecem ilustrados os coeficientes angulares c_g e c em dois casos em que os valores de componente transversal do número de onda do ruído numérico são diferentes.

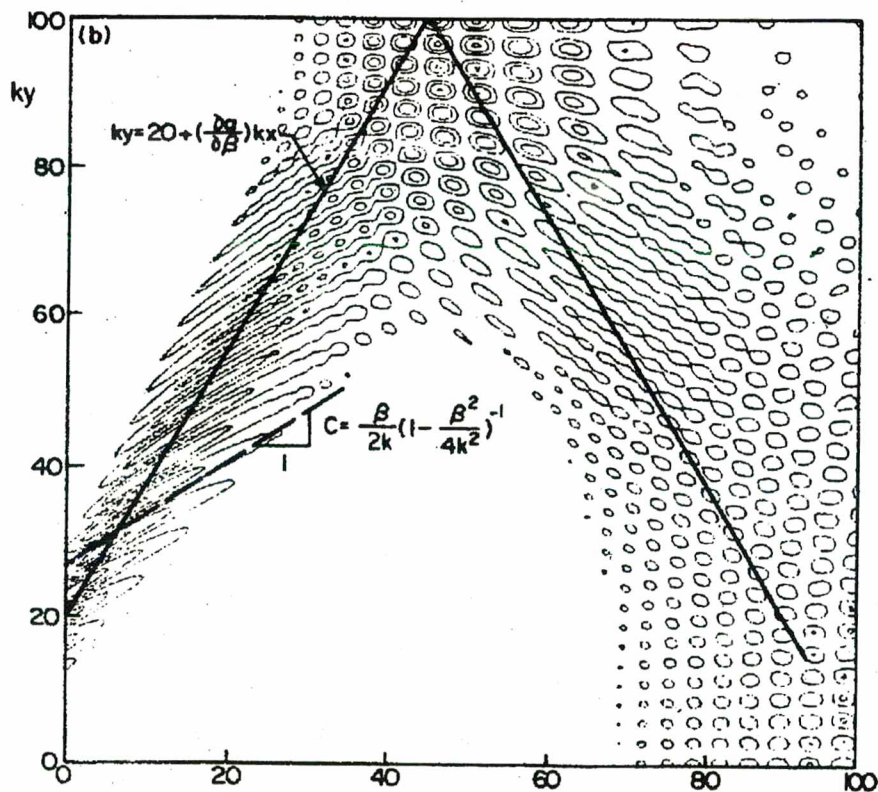


Figura 5.3 Ruído numérico presente na grade computacional com $\beta/k_0 = 1.0$. A perturbação inicial que deu origem às componentes do ruído está localizada em $(x,y)=(0,20)$, figura extraídas de Kirby (1986a).

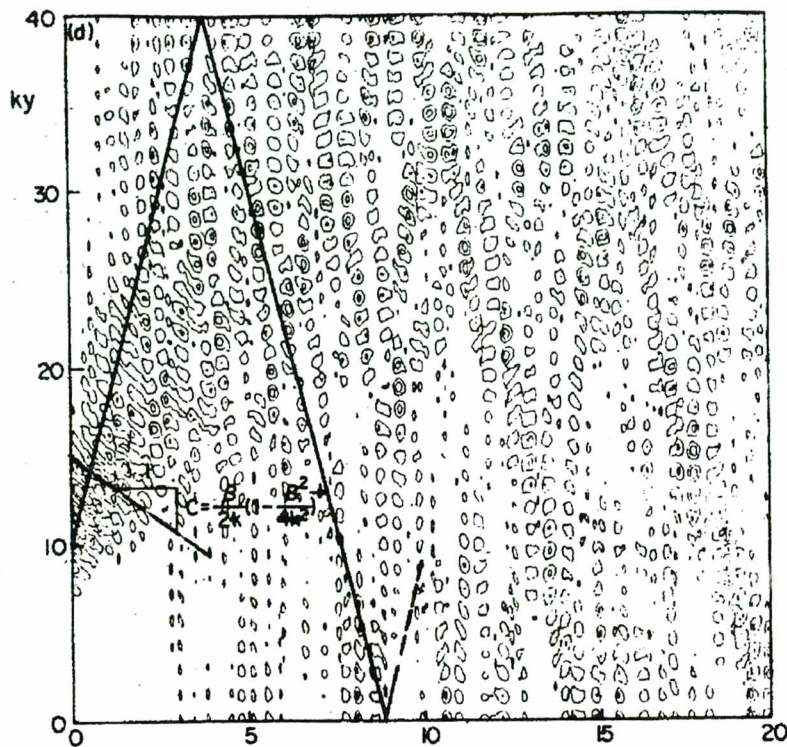


Figura 5.4 Ruído numérico presente na grade computacional com $\beta/k_0 = 2.5$, perturbação inicial que deu origem às componentes do ruído está localizada em $(x,y)=(0,10)$, figura extraída de Kirby (1986a).

Comparando as figuras (5.3) e (5.4), pode-se observar a influência do valor da componente transversal β do ruído numérico nos valores de c_g e c e, conseqüentemente, a maneira como o ruído numérico propaga-se e espalha-se pelo domínio computacional.

No primeiro caso, em que $\beta/k_0 = 1$, figura (5.3), c_g e c são ambos positivos e a dispersão das componentes do ruído ocorre ao longo da direção de propagação do grupo. As componentes do ruído que possuem componente transversal do número de onda β menores, têm maior velocidade de fase e separam-se desta direção. Porém só preenchem a largura do domínio computacional após terem sido refletidas na fronteira.

No segundo caso, para $\beta/k_0 = 2.5$, figura (5.4), este é um valor um pouco maior que o ponto de discontinuidade, as componentes de alta velocidade de fase espacial aparecem quase que imediatamente. Além disso, c_g é positivo, c é negativo e a dispersão das componentes do ruído não ocorre ao longo da direção de propagação do grupo. O grupo

desmancha-se rapidamente e espalha-se pelo campo de ondas sendo refletido várias vezes na fronteiras laterais, preenchendo o inteiro domínio computacional.

É possível definir as características do grupo de ondas que formam o ruído numérico, determinando a direção de propagação do grupo, que é o ângulo relacionado ao coeficiente angular c_g . A partir daí, podem ser identificados os valores do parâmetro β/k_0 e, conseqüentemente, os valores da componente transversal β do número de onda médio do ruído numérico. Utilizando as equações (5.4), (5.5), obtém-se os correspondentes valores da componente longitudinal do número de onda α e os dois valores admissíveis do coeficiente angular c do ruído numérico.

Observando-se como o ruído numérico espalha-se no campo de ondas, pode-se identificar qual dos possíveis coeficientes angulares está presente. Com estes valores conhecidos é possível relacionar algumas das características do ruído numérico aos espaçamentos longitudinal e transversal da grade computacional, ângulo de incidência das ondas e, no caso de uma ilha, a influência de sua largura.

5-3 Batimetria e características da onda utilizada

A área escolhida para a realização dos testes (figura 5.5a) possui 31 comprimentos de onda na direção x , e 50 comprimentos de onda na direção y . Existe um quebra-mar na distância de 1 comprimento de onda na direção x , que estende-se desde o primeiro ponto até a distância de 25 comprimentos de onda na direção y . Quando o comprimento de onda é igual a 100 metros, esta área assume as dimensões de 3100 metros em x por 5000 metros em y onde o quebra-mar está a 100 metros do início da grade computacional.

Primeiramente, apresenta-se a batimetria utilizada e a solução analítica de Penney e Price, para ondas incidindo normalmente num quebra-mar. A solução analítica não se modifica em função do espaçamentos utilizados.

Nas figuras a seguir, quebra-mares e ilhas películas estão representados em cor marrom.

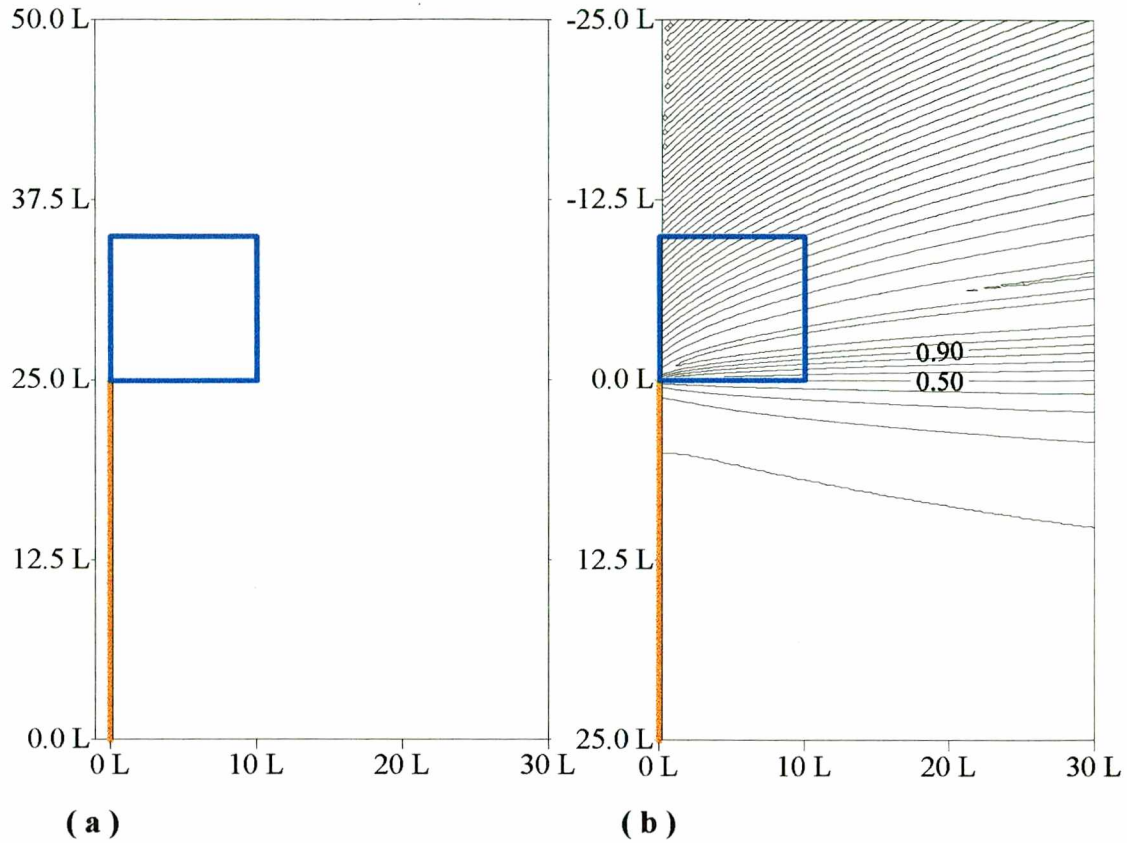


Figura 5.5a Batimetria utilizada.

Figura 5.5b Contorno de altura de onda da solução analítica relativa a batimetria da figura (5.5a), para incidência normal de onda. Os intervalos de altura de onda são de 0.1 m., e a máxima altura é de 1.16 m.

A área menor destacada em azul, nas figuras (5.5a), (5.5b), de dimensões $10L \times 10L$, próxima à ponta do quebra-mar, foi utilizada para a análise do ruído numérico. Esta área foi escolhida, sabendo-se que o ruído numérico surge na ponta do quebra-mar e propaga-se pelo interior da grade computacional. Foi escolhida também por estar resguardada dos efeitos de reflexão nas fronteiras laterais.

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, em função dos espaçamentos longitudinais e transversais utilizados, quanto menores estes forem, mais verticais resultam ser as paredes laterais do quebra-mar.

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

As características da onda no início de sua propagação são: altura 1 metro, direção de incidência é normal ao quebra-mar, comprimento de onda $L = 100$ metros. Para ter-se um comprimento de onda igual a 100 metros com uma profundidade de 50 metros, o período de onda deve ser de 8.018 segundos.

O ruído numérico gerado é causado pelo forte gradiente de profundidade próximo ao quebra-mar. Este gradiente desrespeita completamente a hipótese do declive suave e provoca uma grande variação no número de onda. A onda passa do regime de águas profundas para águas rasas em distâncias correspondentes a um delta x , ou delta y se a comparação for no sentido transversal. Pode-se verificar a grande variação destes valores utilizando a relação de dispersão equação (2.13) ou, mais especificamente, da equação (4.1) para pontos em profundidade de 50 metros, o número de onda é igual a 0.0628 e pela equação (4.2) para pontos em profundidade de 0.03 metros, o número de onda é 1,44.

De acordo com a relação observada entre profundidade e comprimento de onda, o regime no qual as ondas propagam-se é o limite entre águas profundas e águas intermediárias.

5.4 Influência dos espaçamentos longitudinal e transversal

Para observar a influência dos espaçamentos longitudinais e transversais no ruído numérico, foram construídas diferentes grades computacionais para a batimetria apresentada na figura (5.5a). Os valores dos espaçamentos escolhidos são frações do número de onda:

$\frac{1}{2}L$, $\frac{1}{5}L$, $\frac{1}{10}L$, $\frac{1}{20}L$, tendo sido necessário respeitar os máximos valores de espaçamentos sugeridos para utilização do modelo, $\Delta x = 0.5L$ comprimentos de onda na direção x , e $\Delta y = 0.25L$ comprimentos de onda na direção y .

Na figura (5.6), observa-se o contorno de altura de onda calculado pelo modelo para as grades com espaçamentos $(\Delta x, \Delta y) = (0.2L, 0.2L)$ e $(\Delta x, \Delta y) = (0.1L, 0.1L)$, em ambas aparecem perturbações na altura de onda na ponta do quebra-mar, propagadas através do campo de ondas, sobrepondo-se à solução do modelo.

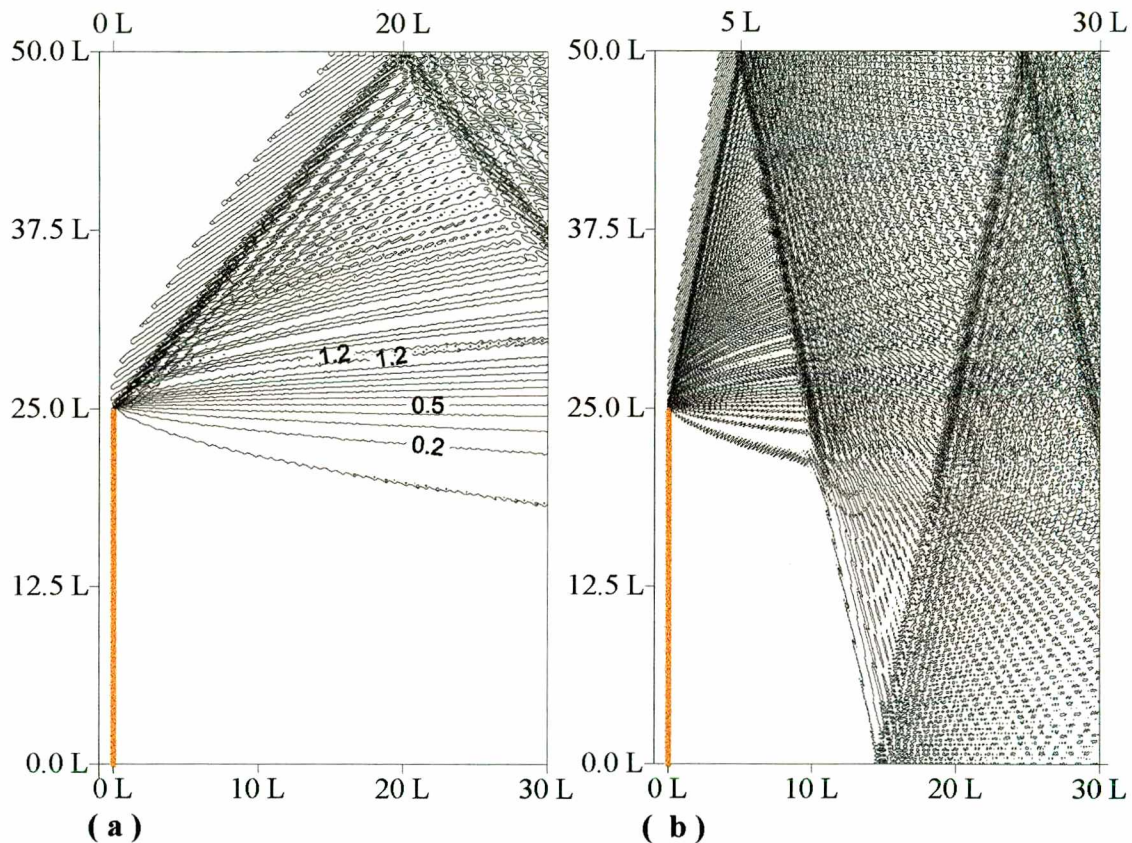


Figura 5.6a Grade com espaçamentos $(0.2L \times 0.2L)$ ou (156×251) pontos, a altura máxima observada é 1.53 m.

Figura 5.6b Grade com espaçamentos $(0.1L \times 0.1L)$ ou (311×501) pontos, a altura máxima observada é 1.73 m.

Em ambas as figuras o intervalo nos contornos de altura de onda é 0.1m.

É perceptível nas figuras (5.6a) e (5.6b) que o aparecimento do ruído numérico é bastante influenciado pela diminuição dos espaçamentos.

Na figura (5.6a), o ruído alcança primeiramente a fronteira lateral na distância de $20L$, é refletido voltando para o interior da grade de cálculo. Na figura (5.6b), a distância é de $5L$ voltando ao interior da grade e sendo refletido mais duas vezes, comprometendo toda a solução do modelo.

Para que os valores corretos dos ângulos relacionados ao coeficiente angular c_g fossem obtidos, subtraiu-se a solução numérica pela solução analítica em todos os pontos da grade computacional. As áreas utilizadas para estas subtrações, estão destacadas nas figuras (5.5a) e (5.5b) na cor azul.

As figuras (5.7a - 5.7m) a seguir (nas próximas 2 páginas) representam os contornos do campo de ondas utilizados para determinação dos valores do coeficiente angular de c_g e para a escolha do coeficiente angular de c .

A tabela 5.1 contém os ângulos relacionados a c_g , determinados a partir das figuras (5.7a – 5.7m).

ângs. C_g	DY=0.2	DY=0.1	DY=0.05
DX=0.5	33	38	39
DX=0.2	50	62	64
DX=0.1	61	78	79
DX=0.05	66	86	87

Tabela 5.1 Ângulos relacionado a c_g expressos em graus, em função dos espaçamentos delta x e delta y.

Observa-se que os ângulos relacionados a c_g aproximam-se de 90 graus com a diminuição dos espaçamentos longitudinal e transversal.

Nas figuras (5.7a - 5.7m), os intervalos de contorno de altura de ondas são de 0.1 metros, exceto nas figuras 5.7h, 5.7i, 5.7l e 5.7m, onde foram utilizados intervalos de contornos de altura de onda maiores, a fim de facilitar a visualização dos mesmos.

(0.5Lx0.2L)

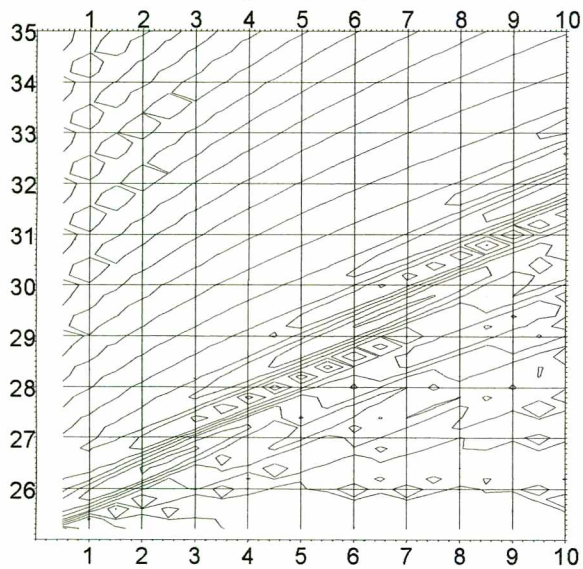


Figura 5.7a

(0.5Lx0.1L)

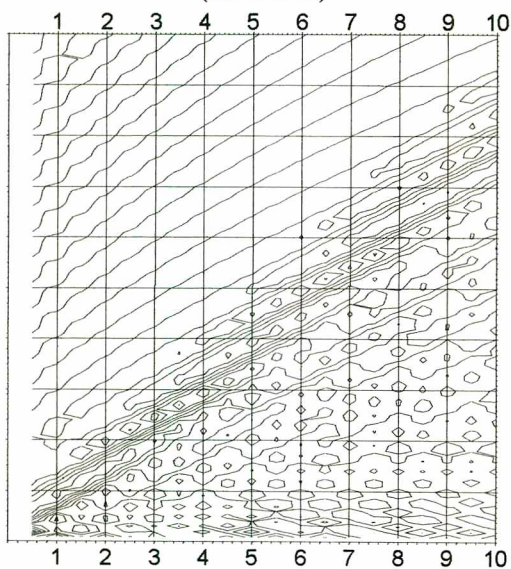


Figura 5.7b

(0.5Lx0.05L)

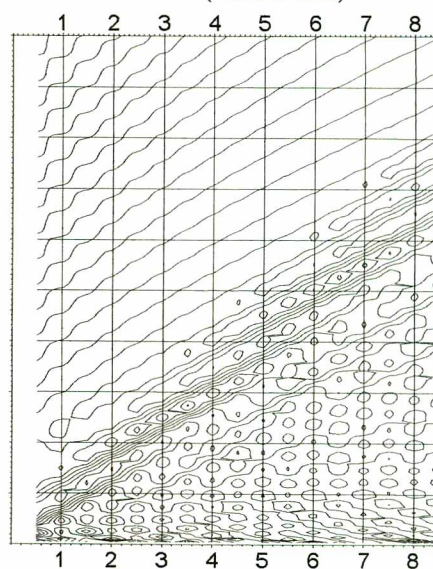


Figura 5.7c

(0.2Lx0.2L)

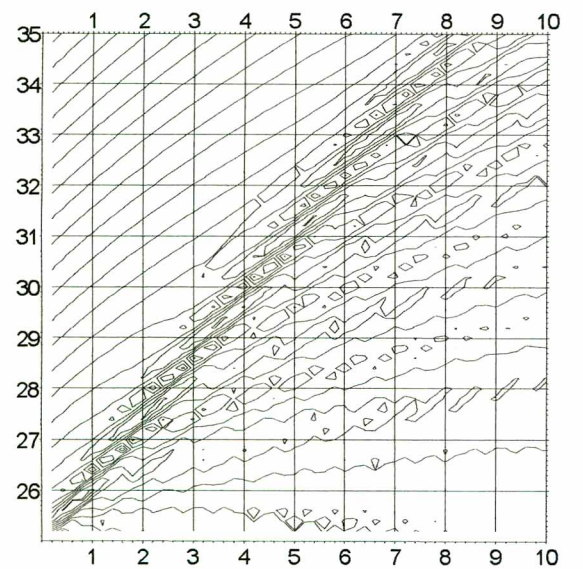


Figura 5.7d

(0.2Lx0.1L)

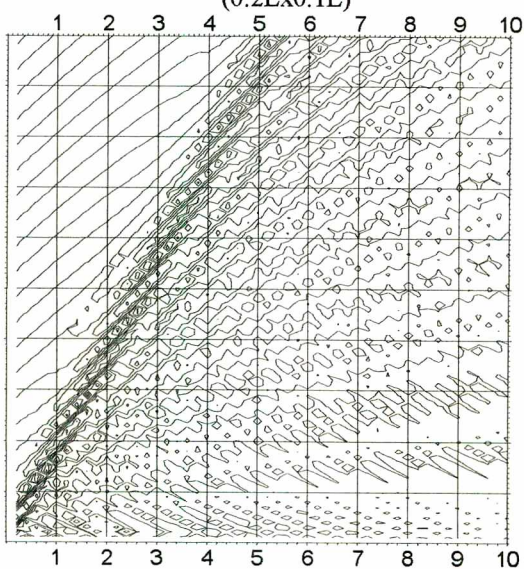
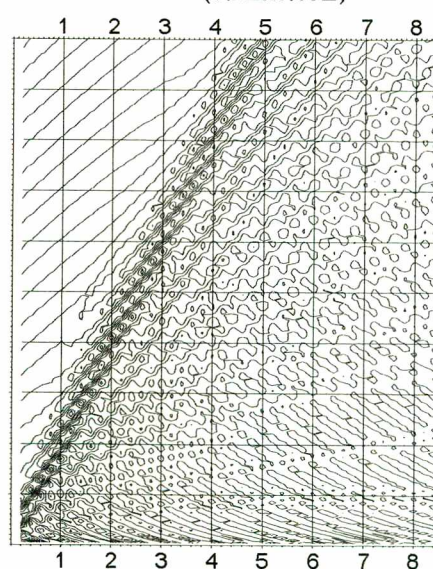


Figura 5.7e

(0.2Lx0.05L)



Fig

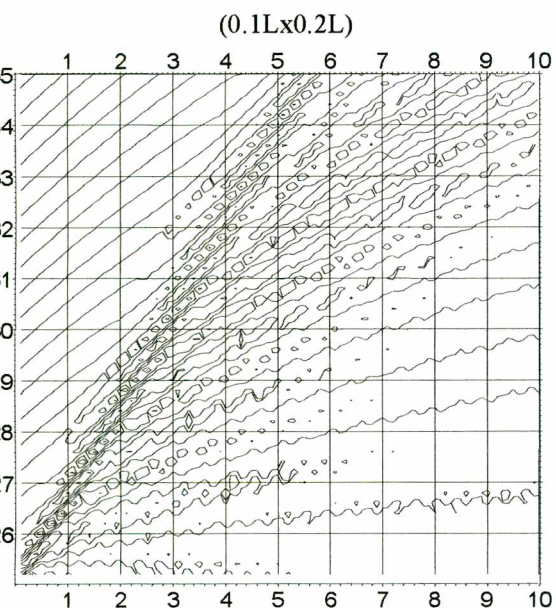


Figura 5.7g

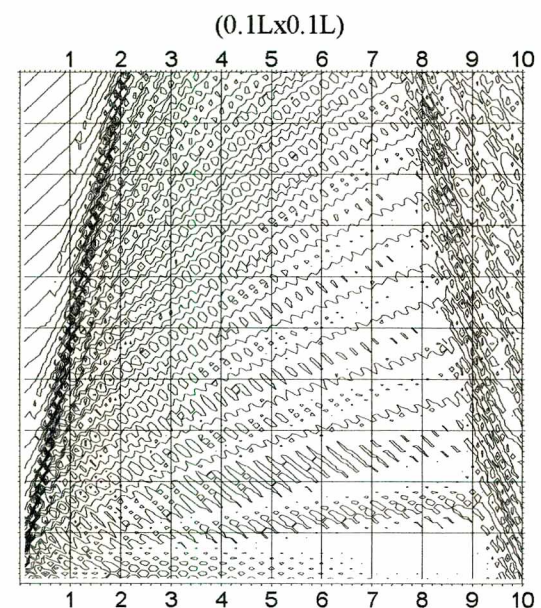


Figura 5.7h

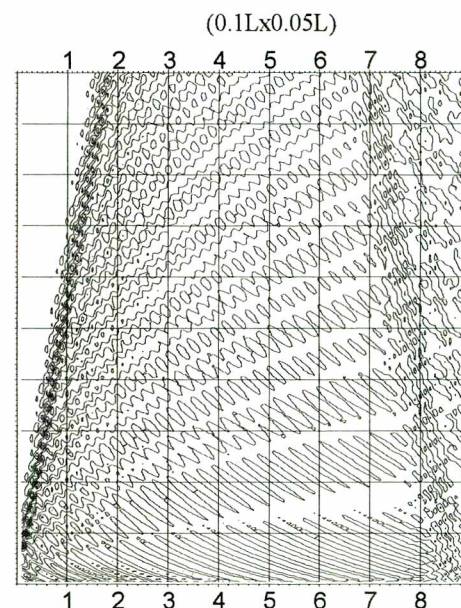


Figura 5.7i

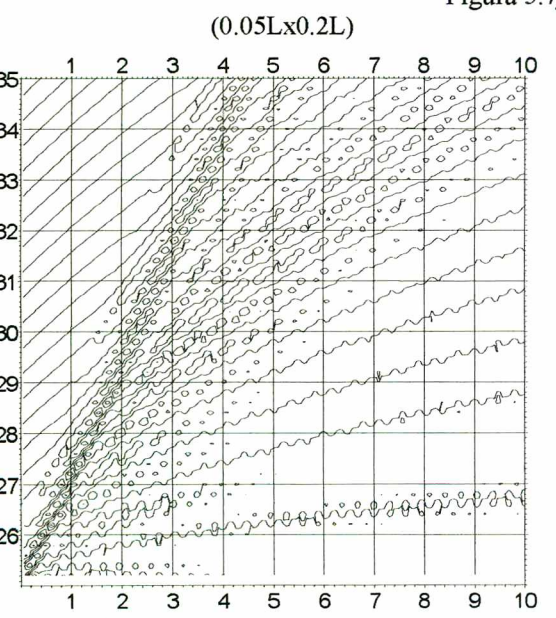


Figura 5.7j

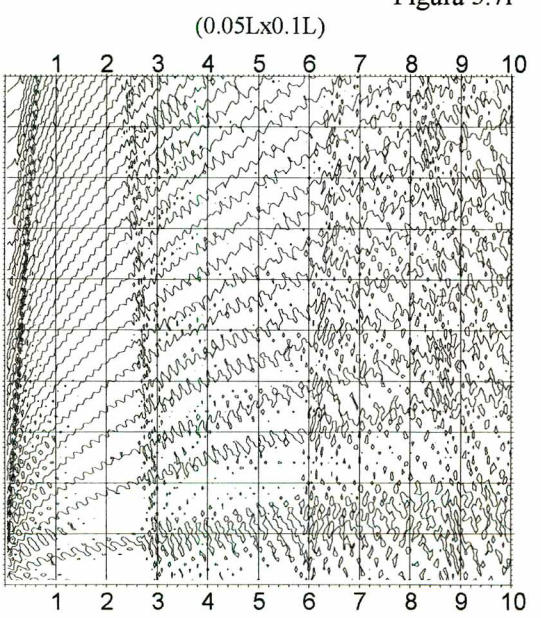


Figura 5.7l

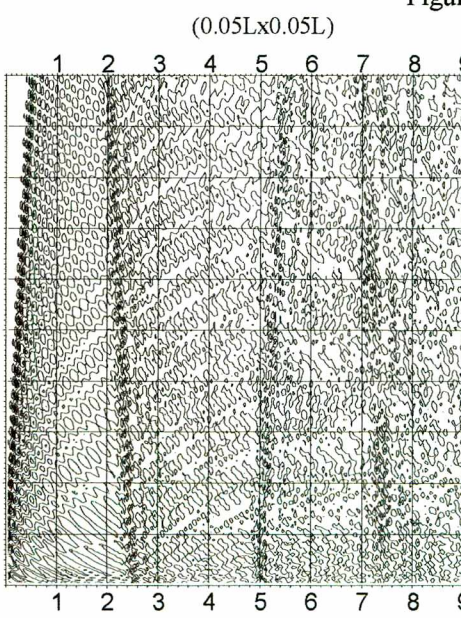


Figura 5.7m

A partir dos valores da tabela 5.1, encontram-se os dois valores admissíveis para β/k_0 e com estes determinam-se os dois valores possíveis de c para os respectivos espaçamentos delta x e delta y. Os resultados obtidos estão apresentados nas tabelas (5.2) e (5.3).

beta/ko	DY=0.2		DY=0.1		DY=0.05	
DX=0.5	0.55	3.68	0.64	3.52	0.65	3.50
DX=0.2	0.83	3.24	1.03	3.00	1.07	2.96
DX=0.1	1.00	3.04	1.38	2.63	1.41	2.59
DX=0.05	1.10	2.92	1.66	2.35	1.68	2.32

Tabela 5.2 Valores de β/k_0 , determinados a partir do valor de c_g , em função dos espaçamentos delta x, delta y. Os valores escolhidos estão indicados em negrito.

A escolha dos valores de c é feita a partir da análise das figuras (5.7a - 5.7m), utilizando-se como referência as figuras (5.3) e (5.4), que mostram uma relação direta entre a maneira como o ruído dispersa-se pelo campo de ondas e pela direção determinada por c .

ângs. C	DY=0.2		DY=0.1		DY=0.05	
DX=0.5	17	-38	20	-40	20	-40
DX=0.2	27	-45	35	-50	37	-51
DX=0.1	34	-49	53	-61	54	-62
DX=0.05	38	-52	69	-72	71	-74

Tabela 5.3 Valores dos ângulos de c expressos em graus, em correspondência aos valores obtidos para c_g conforme (tabela 5.1). Os valores escolhidos estão indicados em negrito.

A escolha de c fica facilitada, devido à diferença de sinais existentes entre os possíveis valores a serem escolhidos, cada um destes implica características diferentes no campo de ondas. Por exemplo, na figura de espaçamentos (0.1L,0.05L), o valor de -51 graus aparece em grande parte dos contornos de altura de onda da figura, indicando o correto valor de c . Para os espaçamentos maiores e quando o ângulo não é evidente, como nos espaçamentos (0.5L,0.1L) e (0.5L,0.05L), a maneira como o ruído numérico encontra-se distribuído pelo campo de ondas define o valor do ângulo, pois, sabe-se que somente com um coeficiente angular negativo o ruído aparece espalhado por todo o campo de ondas.

Uma vez identificados os valores de c e, conseqüentemente, os valores da componente transversal β do número de onda do ruído numérico, pode-se obter as demais

informações a respeito do ruído e este pode ser caracterizado em função dos espaçamentos utilizados.

A seguir são comentados os resultados dos testes realizados.

Velocidade de grupo espacial c_g .

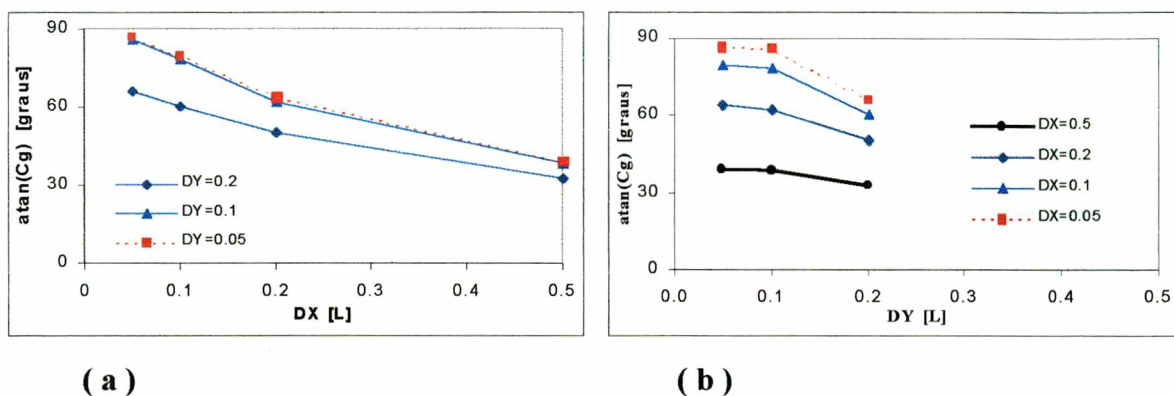


Figura 5.8 Valores dos ângulos de c_g em função dos espaçamentos:

- a) longitudinais
- b) transversais

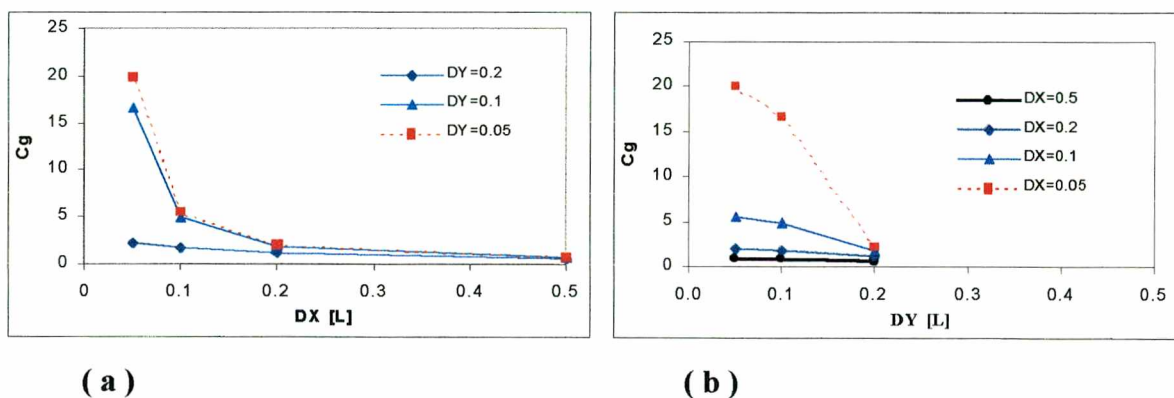


Figura 5.9 Valores de c_g em função dos espaçamentos:

- a) longitudinais
- b) transversais

Pelas figuras (5.8a) e (5.8b) observa-se que os valores dos ângulos tendem a aumentar com a diminuição dos espaçamentos. No entanto, para valores de espaçamentos menores ou iguais a $0.1L$, os ângulos aproximam-se bastante de 90 graus.

O valor de c_g indica a variação da componente longitudinal do ruído α em relação à componente transversal β . Quanto maior for esta variação maior são as diferenças de

velocidades de fase c entre as componentes do ruído numérico e maior será a dispersão entre as componentes do ruído.

Nota-se na figura (5.9) que para espaçamentos maiores como $\Delta x = 0.5L$, $\Delta x = 0.2L$ ou $\Delta y = 0.2L$ os valores de c_g permanecem em torno de 2, sem apresentarem grande variação indicando que as velocidades de fase das componentes do ruído não variam muito entre si. Porém, com a diminuição dos espaçamentos, observa-se um aumento significativo de c_g , implicando num aumento da taxa de variação de α em relação a β e, conseqüentemente, numa maior dispersão entre as componentes do ruído.

Velocidade de Fase espacial c .

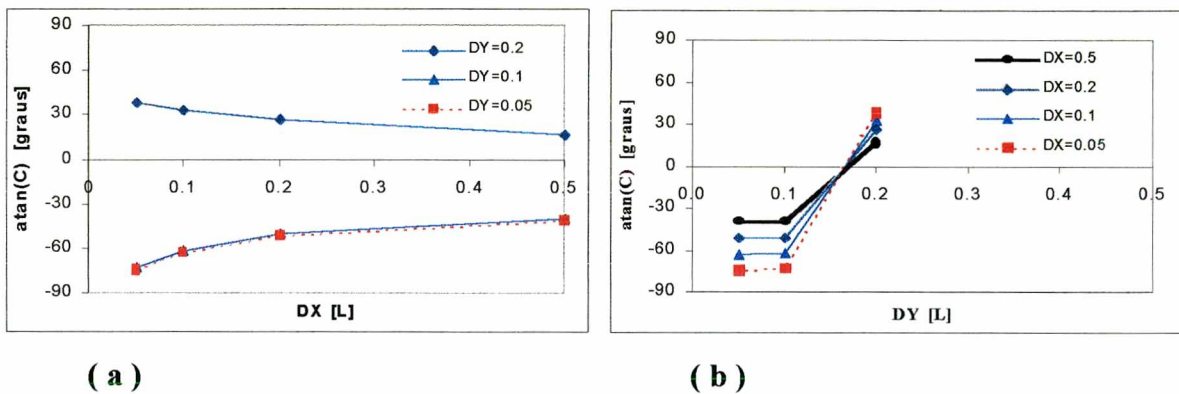


Figura 5.10 Valores dos ângulos de c em função dos espaçamentos:

- a) Espaçamentos longitudinais
- b) Espaçamentos transversais

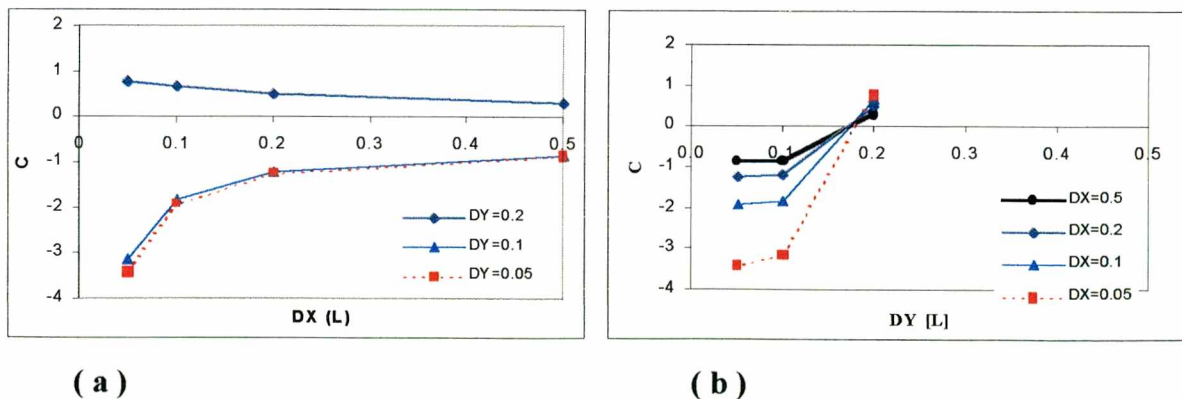


Figura 5.11 Valores de c em função dos espaçamentos:

- a) longitudinais
- b) transversais

Na figura (5.10), o valor do $\arctan(c)$ tem um papel importante no aparecimento do ruído numérico. Quando este valor é positivo, a direção média de propagação das componentes do ruído é próxima a direção de propagação do grupo e a dispersão de suas componentes acontece localizada ao longo desta direção: conforme figura (5.3). Porém quando o valor é negativo a direção média de propagação das componentes do ruído é divergente da direção de propagação do grupo e a dispersão ocorre por todo o campo computacional; conforme figura (5.4).

Sendo c a velocidade de fase média das componentes do ruído numérico, um valor positivo de c indica que as componentes do ruído em média propagam-se no sentido positivo (y crescente), e um valor negativo indica que as componentes do ruído em média propagam-se no sentido negativo (y decrescente). Cada componente do ruído numérico possui sua velocidade de fase, a diferença de velocidade entre estas determina como acontece a dispersão na grade computacional.

Nas figuras (5.10) e (5.11) observa-se novamente a influência do tamanho dos espaçamentos. Enquanto que para espaçamentos maiores o ângulo é positivo e no entorno de 30 graus, para espaçamentos menores a velocidade de fase média c assume valores em módulo maiores e troca de sinal indicando a direção decrescente de y . O seu ângulo correspondente também é modificado radicalmente. Além de assumir valores negativos, seu valor chega próximo a -90 graus.

Componente transversal do número de onda do ruído numérico β

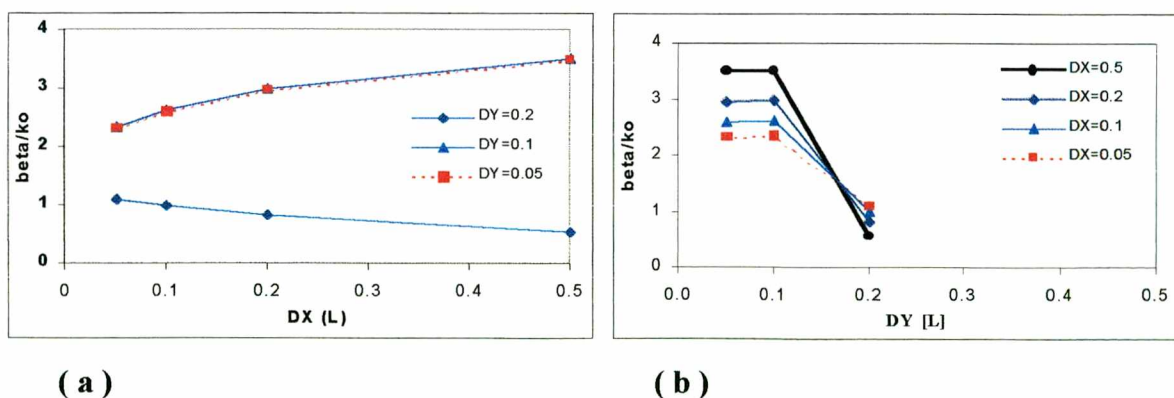


Figura 5.12 Valores de β/k_0 em função dos espaçamentos:

- a) longitudinais
- b) transversais

Observa-se na figura (5.12a) que, com a diminuição de ambos os espaçamentos, os valores de β/k_0 tendem para 2 que é o ponto de descontinuidade mostrado na figura (5.1). No ponto de descontinuidade, o valor de α e o número de onda do ruído numérico ($k_r = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}$) tendem ao infinito. Neste ponto, as velocidades c e c_g tendem ao infinito e o ruído numérico aparece de maneira indiscriminada. Quanto mais próximo de 2 estiver o valor da componente transversal do número de onda do ruído numérico, mais rapidamente acontecerá a propagação de suas componentes no sentido longitudinal.

Na mesma figura, para $\Delta y = 0.2L$, também observa-se que β/k_0 assume sempre valores menores de 2. Com a diminuição do espaçamento longitudinal Δx , os valores β/k_0 aumentam até um valor máximo um pouco maior de 1, para $\Delta x = 0.05L$. Este comportamento corresponde ao primeiro ramo das curvas de c e c_g na figura (5.1), antes do ponto de descontinuidade. Os valores de c e c_g são positivos e o pacote de ondas-ruído corre junto com a direção de propagação do grupo sem espalharem-se muito.

Para valores menores de espaçamento transversal ($\Delta y = 0.1L, \Delta y = 0.05L$), β/k_0 assume sempre valores maiores de 2. Com a diminuição do espaçamento longitudinal Δx , os valores β/k_0 diminuem até um valor mínimo de aproximadamente 2.3 para $\Delta x = 0.05L$. Este comportamento corresponde nas curvas de c e c_g , na figura (5.1), ao intervalo em que os valores são maiores do que o ponto de descontinuidade. Os valores de c e c_g são negativos e a propagação dispersiva ocorre por todo o domínio computacional.

Na figura (5.12b), observa-se que para espaçamentos transversais menores ou iguais a $0.1L$, $\beta/k_0 > 2$ ocorrendo propagação dispersiva por toda grade de cálculo e para espaçamentos transversais iguais a $0.2L$, $\beta/k_0 < 2$ a propagação dispersiva ocorre ao longo da direção determinada por c_g . Desta forma, verifica-se a relação direta entre o tamanho dos espaçamentos e a maneira como o ruído numérico espalha-se pelo campo de ondas.

Intensidade do Ruído Numérico

Além da direção média de propagação do grupo de componentes do ruído numérico c_g e da maneira como este espalha-se pelo campo de ondas, relacionada a c , existe uma terceira característica associada à altura da onda que também é influenciada pelos espaçamentos, neste trabalho, denomina-se como intensidade do ruído numérico. Esta é caracterizada como sendo um aumento na altura de onda, devido a sobre posição das componentes do ruído numérico ao campo “real” de ondas.

Na solução do modelo para a batimetria da figura (5.5a), o ruído numérico surge inicialmente na ponta do quebra-mar. Portanto, a sobre elevação na altura de onda que acontece neste ponto representa as componentes do ruído numérico sobrepostas a solução “real”.

Para observar a influência dos espaçamentos longitudinal e transversal na intensidade do ruído numérico, apresentam-se cortes transversais junto à ponta do quebra-mar ($x = 0$, $25 < y < 27$), utilizando-se o espaçamento de $0.1L$ nas direções longitudinal e transversal como referência, variando-se os valores do outro espaçamento.

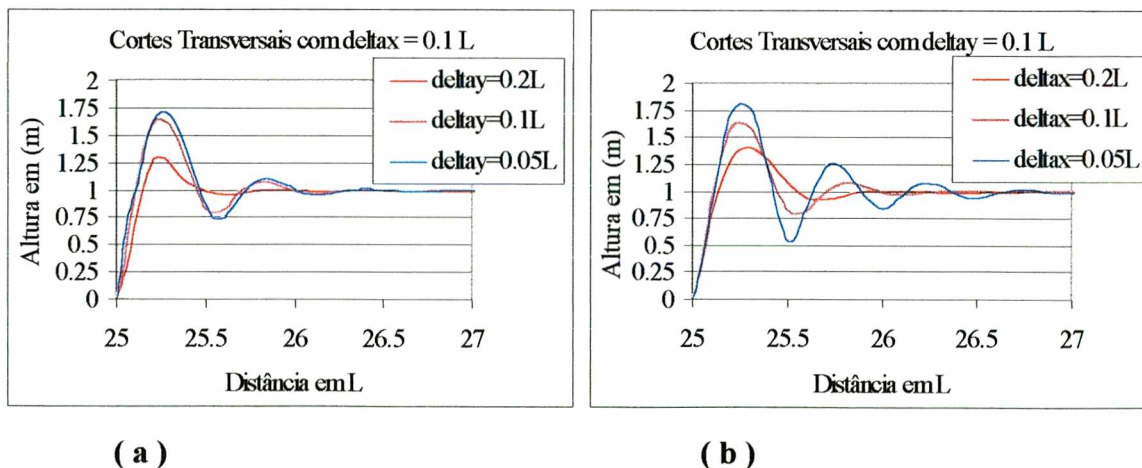


Figura 5.13 Cortes transversais na ponta do quebra-mar variando-se os espaçamentos:

- a) transversais
- b) longitudinais

Observa-se na figura (5.13) que, com a diminuição dos espaçamentos, existe um aumento progressivo na intensidade do ruído numérico que espalha-se pelo domínio computacional.

A seguir, apresenta-se uma tabela com os valores máximos das alturas de onda, obtidos através do corte transversal na direção do quebra-mar. Estes valores estão relacionados aos respectivos espaçamentos utilizados.

	DY=0.2	DY=0.1	DY=0.05
DX=0.5	1.18	1.24	1.25
DX=0.2	1.19	1.42	1.46
DX=0.1	1.26	1.59	1.68
DX=0.05	1.27	1.77	1.89

Tabela 5.4 Valores máximos de altura de onda calculados na direção do quebra-mar para os respectivos espaçamentos utilizados. As alturas das ondas estão expressas em metros.

Observa-se novamente pela tabela (5.4), que quanto menores são os espaçamentos, maiores são as alturas de onda, indicando um aumento na intensidade do ruído numérico.

5-5 Influência do ângulo de incidência nas características do ruído numérico

No item 5.4, foram identificados três fatores que caracterizam o ruído numérico, as velocidades espaciais de grupo c_g , e de fase c (que são diretamente relacionados ao valor de β) e a intensidade do ruído numérico. Para tanto foram utilizadas a batimetria da figura (5.5a) e incidência normal de ondas. Neste item investiga-se a influência do ângulo de incidência, sobre estes fatores, utilizando-se dos mesmos espaçamentos longitudinais e transversais.

Assim, incidência normal fica definida como a direção de um ângulo de zero graus, sendo o sentido anti-horário positivo a partir do eixo x . Os testes foram realizados utilizando-se os seguintes ângulos de incidência: -30 graus, -15 graus, 15 graus e 30 graus.

A seguir são, apresentados dois casos que exemplificam os resultados encontrados. Os contornos de onda estão apresentados numa área menor, para que estes possam ser observados sem interferência de ruído numérico proveniente das fronteiras laterais.

Na figura (5.14), relativa a uma grade de espaçamentos (0.1L,0.1L), os ângulos de incidência de onda são: (a) incidência normal, (b) 15 graus e (c) -15 graus. Os contornos de altura de onda da figura (5.14a), encontram-se também na figura (5.6b).

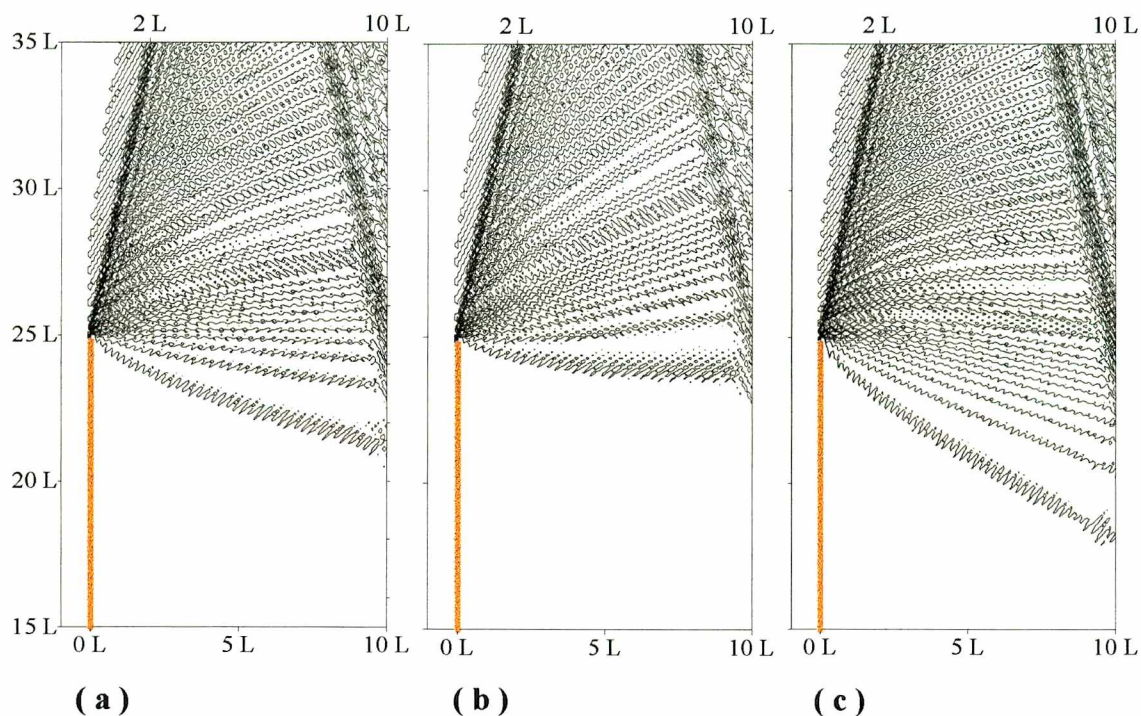


figura 5.14 Contorno de altura de onda obtido com espaçamentos (0.1L,0.1L) com:

- a) Incidência normal das ondas. A altura máxima é 1.73 m
- b) Incidência das ondas de +15 graus. A altura máxima é 1.71 m
- c) Incidência das ondas de -15 graus. A altura máxima é 1.82 m

Em todas as figuras o intervalo nos contornos de altura de onda é 0.1m.

Na figura (5.4), pode-se perceber uma pequena variação na intensidade do ruído numérico no campo de ondas. O contorno da figura (5.14c) apresenta-se um pouco mais concentrado do que para incidência normal, mas o que realmente mostra a influencia do ângulo de incidência sobre o ruído numérico é o aumento da altura máxima de onda para ângulos de incidência negativos e a diminuição da altura máxima para ângulos positivos. Observa-se também que o ângulo de incidência não alterou as velocidades de grupo e fase do ruído numérico, estas continuaram apresentando os mesmos valores obtidos para incidência normal.

Na figura (5.15), relativa a uma grade de espaçamentos (0.2L,0.2L), os ângulos de incidência de onda são: (a) incidência normal, (b) 30 graus e (c) -30 graus. Os contornos de altura de onda da figura (5.15a), encontram-se também na figura (5.6a).

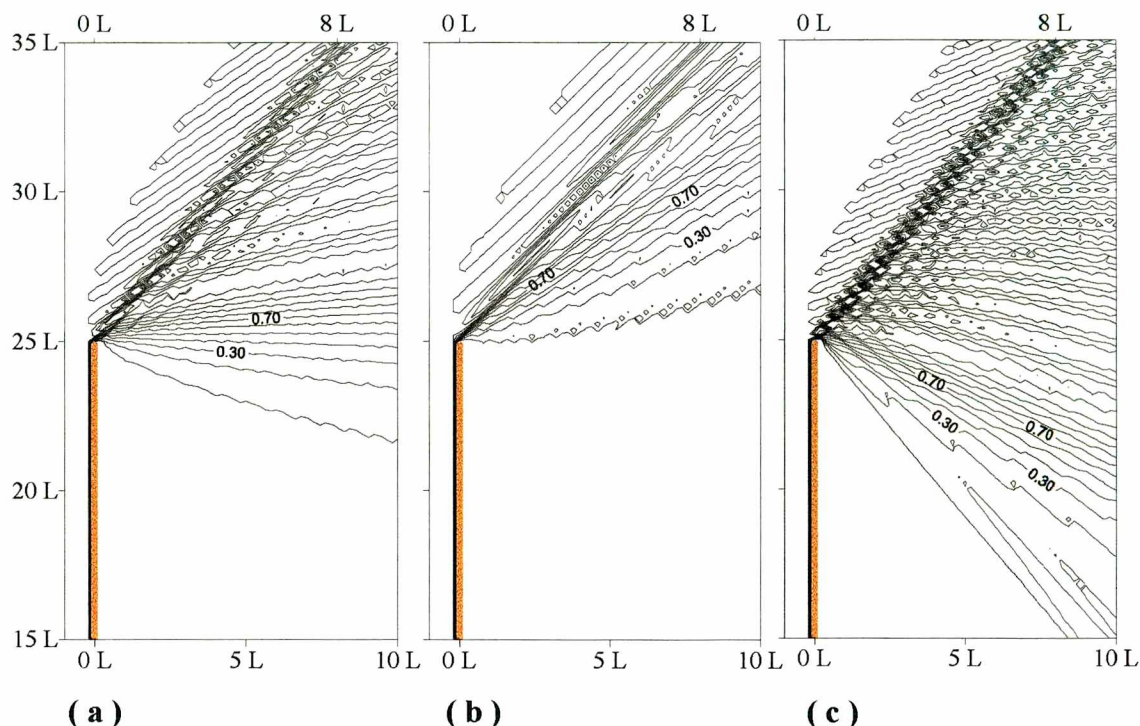


figura 5.15 Contorno de altura de onda obtido com espaçamentos (0.2L,0.2L) com:

- a) Incidência normal das ondas. A altura máxima é 1.53 m
- b) Incidência das ondas de +30 graus. A altura máxima é 1.42 m
- c) Incidência das ondas de -30 graus. A altura máxima é 1.75 m

Em todas as figuras o intervalo nos contornos de altura de onda é 0.1m.

Na figura (5.15), onde existem variações maiores do ângulo de incidência, fica mais fácil perceber a influência sobre a intensidade do ruído numérico.. A área protegida pelo quebra-mar aumenta ou diminui conforme a direção de propagação das ondas, interferindo no campo de ondas.

Verifica-se novamente que a direção relacionada a c_g não se modifica com a variação do ângulo de incidência das ondas. Seus valores determinados no item anterior e apresentados na tabela 5.1 são os mesmos para incidência oblíqua. consequentemente, os valores da componente transversal do número de onda β são também os mesmos dos casos de incidência normal.

Para exemplificar as mudanças que ocorrem na altura da onda e na intensidade do ruído numérico devido à variação do ângulo de incidência, apresentam-se na figura (5.16) alguns cortes transversais na direção do quebra-mar para diferentes ângulos de incidência.

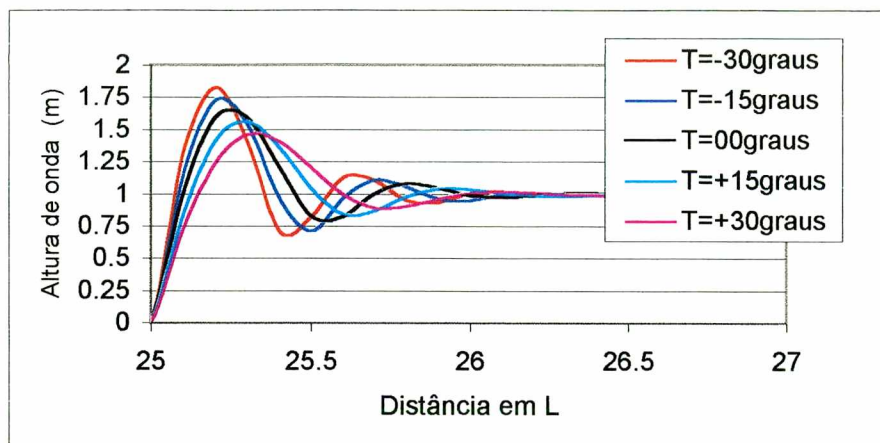


Figura 5.16 Cortes transversais na direção do quebra-mar para diferentes ângulos de incidência. Os espaçamentos utilizados são $\Delta x = 0.1L$ e $\Delta y = 0.1L$

Observa-se claramente na figura (5.16), a influência do ângulo de incidência na altura da onda. Para os ângulos positivos a altura da onda diminuiu e para os ângulos negativos a altura aumentou. A relação entre o ângulo de incidência e a variação na altura de onda na ponta do quebra-mar pode ser relacionada novamente ao número de onda.

O modelo numérico de refração-difração utiliza o número de onda da onda inicial decompondo-o na direção longitudinal e na direção transversal, conforme feito por este trabalho na seção (4.3), quando relacionou-se o número de onda às hipóteses básicas.

Para o caso de incidência normal, a componente transversal m do número de onda da onda incidente é zero, logo $k_0 = (l, 0)$. E o ruído gerado na ponta do quebra-mar deve-se exclusivamente ao gradiente de profundidade longitudinal, que modifica o valor de l drasticamente e o próprio valor de k_0 .

Quando as ondas incidirem obliquamente, a componente transversal do número de onda da onda incidente deixa de ser zero e o gradiente transversal de profundidade pode influenciar na intensidade do ruído numérico no campo de ondas.

O fato de que, para valores positivos de ângulos de incidência a intensidade do ruído numérico diminui e para valores negativos a intensidade aumenta, pode ser explicado pelo gradiente de profundidade na direção transversal e pela variação das componentes do valor do número de onda.

Considerando o exemplo da figura (5.15), com variações de 30 graus em relação à direção normal, na figura (5.15a) $m = 0$, $l = k$ e o ruído é gerado exclusivamente pelo gradiente de profundidade longitudinal. Na figura (5.15b), a incidência é +30 graus e o valor de k é decomposto em $k = (l, m)$. No sentido transversal pelo qual a onda propaga-se, não existe gradiente ascendente de profundidade e a componente transversal não sofre variações que impliquem elevação na altura de onda. Estas variações não interferem na formação do ruído, e novamente o ruído numérico é gerado exclusivamente pela variação da componente longitudinal, que para ângulos positivos é menor do que na incidência normal. Logo a variação de k é menor na ponta do quebra-mar e a intensidade do ruído é menor.

Na figura (5.15c), a incidência é de -30 graus e o valor de k é decomposto novamente. Porém no sentido transversal pelo qual a onda propaga-se existe o gradiente ascendente de profundidade e a componente transversal também atua na elevação na altura de onda e, conseqüentemente, na intensidade do ruído numérico. Como os valores de altura de onda são maiores e o valor de k é o mesmo para ambos os casos, percebe-se uma influência maior da variação da componente transversal do que da componente longitudinal na formação do ruído numérico.

Neste item pode-se observar que apesar de c_g , c e a intensidade do ruído numérico estarem relacionados diretamente ao tamanho dos espaçamentos longitudinal e transversal, a intensidade do ruído numérico é independente aos valores de c_g e c , ou seja, a intensidade do ruído não depende do valor de β , logo, a maneira como o ruído propaga-se e espalha-se no campo de ondas não está vinculada com sua intensidade.

5-6 Influência da largura de uma ilha no ruído numérico

Neste item é avaliada a possível influência da largura de uma ilha no aparecimento e propagação do ruído numérico em comparação às soluções já obtidas para um quebra-mar fino. Estendeu-se o quebra-mar na direção x , para que este aumentasse em largura de modo a simular o canto de uma ilha, as larguras utilizadas foram $1L$, $2L$, $5L$.

Incidência normal de onda.

Para evidenciar a influência da largura de uma ilha no campo de ondas, mostra-se a seguir, na figura (5.17), os contornos de altura de onda equivalentes aos contornos da figura (5.6) para um quebra-mar fino.

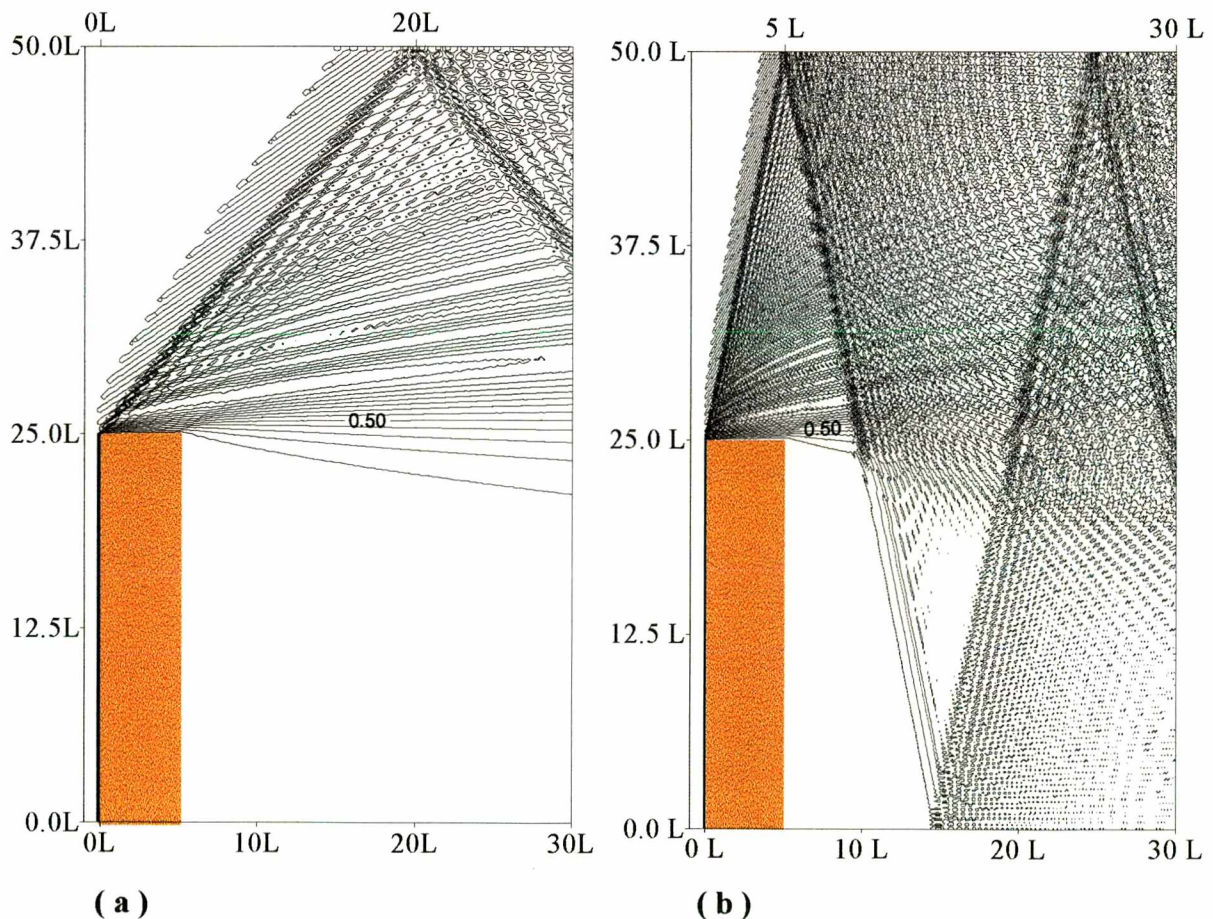


figura 5.17 Contornos de altura de onda com incidência normal e largura da ilha de $5L$.

a) Espaçamentos são $(0.2L, 0.2L)$. A altura máxima é 1.51 m.

b) Espaçamentos são $(0.1L, 0.1L)$. A altura máxima é 1.73 m .

Em ambas as figuras o intervalo nos contornos de altura de onda é 0.1 m.

Pode-se notar, comparando as figuras (5.6) e (5.17), que a influência da largura da ilha no campo de ondas ocorre junto a esta. Os contornos de onda apresentam-se paralelos na parte lateral da ilha, porém os contornos de altura de onda e o ruído numérico presente no campo de ondas são praticamente os mesmos ao equivalente calculado para o quebra-mar fino.

Para verificar a similaridade entre o contorno de altura de onda no caso de um quebra-mar e no caso de ilhas, apresentam-se na figura (5.18) cortes ao longo da direção definida pelo valor de c_g , que permanece inalterada, utilizando-se a grade dos espaçamentos (0.1L x 0.1L) e a incidência normal das ondas.

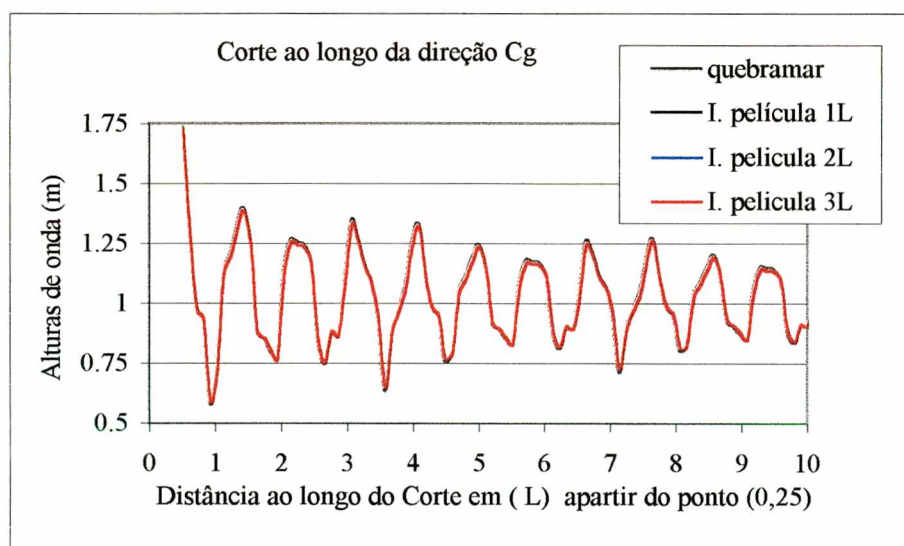


Figura 5.18 Cortes obtidos ao longo da direção média de propagação do ruído numérico, para as batimetrias com um quebra-mar e ilhas de largura 1L, 2L e 5L.

A semelhança entre os cortes é óbvia, as curvas confundem-se parecendo uma única, a perturbação que caracteriza o ruído numérico é gerada exclusivamente na ponta do quebra-mar e no primeiro ponto de cada ilha, onde exatamente está localizado o gradiente de profundidade na direção longitudinal.

Este fato mostra que quando a incidência das ondas é normal, o gradiente transversal presente em toda a extensão lateral do canto das ilhas não gera ruído numérico, porque a componente transversal do número de onda é zero.

Incidência não normal de ondas

Para ângulos positivos de incidência de onda, tanto na batimetria com um quebra-mar fino como nas batimetrias das ilhas, o ruído numérico é idêntico. Isto ocorre porque não existem gradientes transversais ascendentes que impliquem em variação do valor da componente transversal do número de onda, no sentido de elevar a altura das ondas. Esta condição é a mesma observada no exemplo anterior. Para o caso de ângulos negativos, a largura do canto de uma ilha modifica o campo de ondas e a própria maneira como o ruído numérico apresenta-se no campo de ondas.

Na figura (5.19), observa-se a influência do gradiente lateral, na geração de ruído numérico no canto da ilha. As grades de espaçamentos ($0.2L, 0.2L$) foram utilizadas devido à grande densidade de ruído numérico presente nas grades de espaçamentos menores.

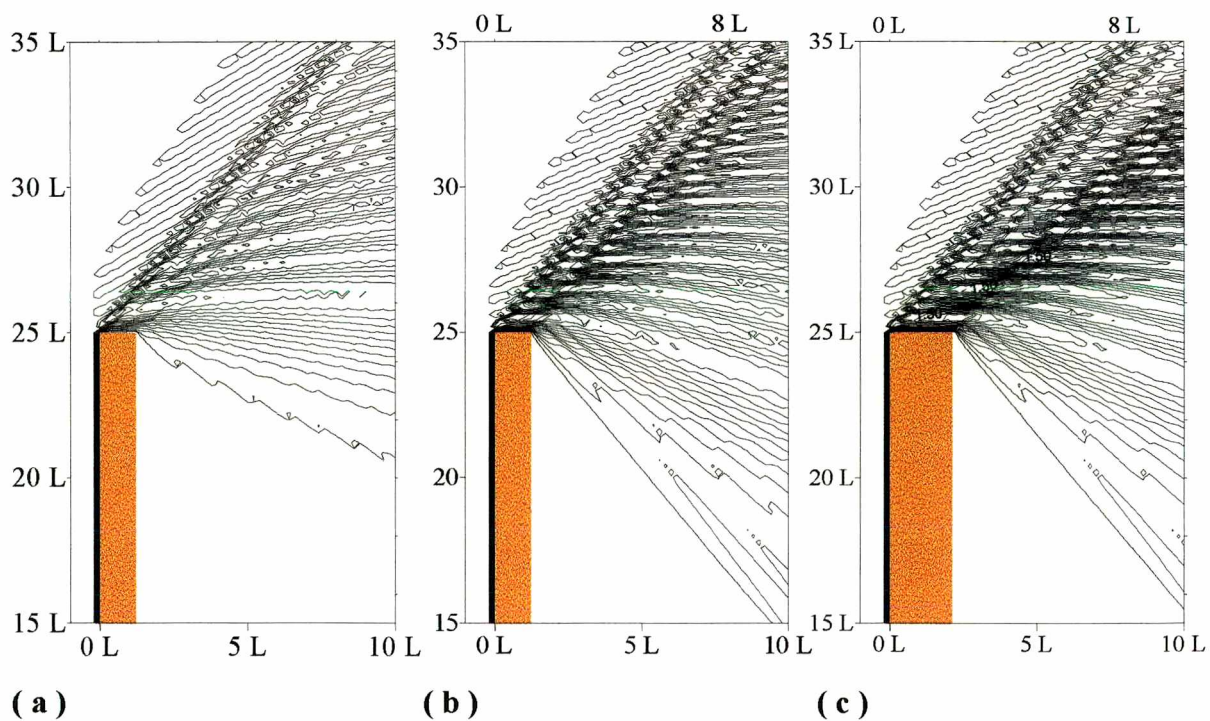


figura 5.19 Contorno de altura de onda obtido com espaçamentos ($0.2L, 0.2L$) com:

- a) Incidência de -10 graus. Altura máxima é 1.58 m, e a largura da ilha de $1L$.
- b) Incidência de -30 graus. Altura máxima é 1.76 m, e a largura da ilha de $1L$.
- c) Incidência de -30 graus. Altura máxima é 1.94 m, e a largura da ilha de $2L$.

Em todas as figuras o intervalo nos contornos de altura de onda é 0.1 m.

Comparando-se as figuras (5.19a) e (5.19b), pode-se perceber que a intensidade do ruído numérico é maior em (5.19b). A diferença entre os dois casos está no ângulo de incidência das ondas, nesta figura o ângulo é mais aberto em relação à incidência normal. Portanto, a componente transversal do número de onda da onda incidente m é maior do que em (5.19a), gerando mais ruído no campo de ondas.

Pode-se também perceber que a direção de propagação do grupo do ruído numérico c_g continua inalterada, porém a situação é um pouco diferente da observada anteriormente, não existe um único ponto de onde o ruído é gerado e propaga-se, ele aparece em toda a lateral da ilha devido à direção do número de onda transversal, incidindo no gradiente de profundidade.

Comparando-se as figuras (5.19b) e (5.19c) observa-se novamente um aumento na intensidade do ruído numérico no campo de ondas. A incidência das ondas é a mesma, portanto as componentes transversais do número de onda também são iguais, entretanto a largura da ilha é diferente.

Na figura (5.19c), a ilha é mais larga, ocorrendo um aparecimento maior de ruído numérico causado pela forte variação imposta à componente transversal do número de onda pelo gradiente transversal de profundidade ao longo da lateral da ilha. Observa-se uma faixa mais escura referente à reflexão de ondas e uma faixa larga de ruído numérico propagando-se a partir do canto da ilha em direção à distância $8L$ na fronteira superior.

Devido à incidência de ondas em direção à parte posterior da ilha ou quebra-mar, aparece o efeito de reflexão. As ondas que incidem na lateral da ilha são refletidas para o interior do campo de ondas, esta reflexão também contribui para elevar a altura da onda. Porém mesmo com a reflexão das ondas presente, o ruído numérico que surge na lateral da ilha devido ao gradiente transversal de profundidade é decisivo nas características do campo de ondas.

Na figura (5.20), apresenta-se um caso que exemplifica o aumento na intensidade do ruído numérico, para a mesma batimetria utilizada na figura (5.19c). No entanto diminuindo-se os espaçamentos para (0.1L,0.1L), o ângulo de incidência das ondas e a largura da ilha são os mesmos: -30 graus e 2L.

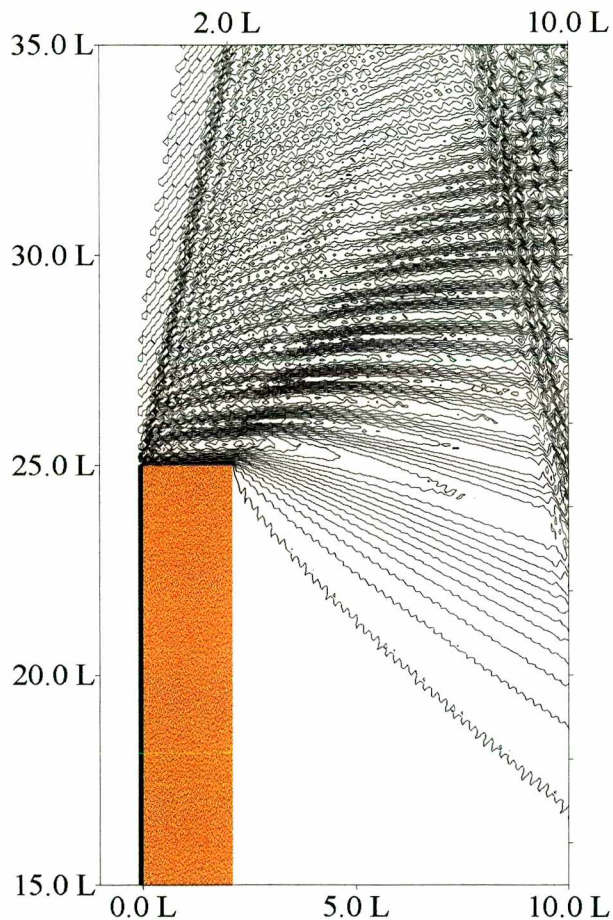


Figura 5.20 Contorno de altura de onda obtido para uma grade de espaçamentos (0.1L,0.1L) com incidência das ondas ocorrendo num ângulo de -30 graus. A altura máxima são 2 metros, largura da ilha de 2L.

O intervalo nos contornos de altura de onda é 0.1m.

Pode-se observar a influência da diminuição dos espaçamentos, comparando-se as figuras (5.20) e (5.19c). Na figura (5.20), o ruído surge e propaga-se com maior intensidade e numa faixa densa relacionada à largura da ilha. Este fato confirma a influência do gradiente de profundidade transversal na intensidade do ruído numérico.

CAPITULO 6

APLICAÇÃO DAS ÁREAS DE DISSIPACÃO DE ENERGIA

6-1 Introdução

No capítulo anterior, o ruído numérico que surge nas ilhas “película”, pôde ser caracterizado baseado em três fatores: nos valores de c_g , de c e na sua intensidade. Os valores de c_g e c dependem exclusivamente do tamanho dos espaçamentos longitudinal e transversal utilizados na grade computacional. Entretanto, a intensidade com que o ruído numérico apresenta-se no campo de ondas está vinculada às variações localizadas do número de onda, normalmente impostas pelos gradientes de profundidade.

O intuito de utilizar-se áreas de dissipação de energia simulando ilhas dissipativas é minimizar ou diminuir o ruído numérico existente quando são utilizadas ilhas películas.

Como as ilhas dissipativas não estão relacionadas a profundidade, as variações localizadas impostas ao número de onda, não mais se devem aos gradientes de profundidade existentes nos contornos das ilhas películas, mas são impostos de forma mais suave através do fator de dissipação utilizado. Minimizando-se as variações impostas ao número de onda, minimiza-se também a intensidade do ruído numérico presente no campo de ondas.

Neste capítulo compara-se os contornos de altura de onda para os ambos tipos de ilhas, utilizando-se diferentes larguras e diferentes ângulos de incidência das ondas. São também apresentados cortes transversais de altura de onda no limite anterior das ilhas e ao longo da direção velocidade de grupo do ruído numérico c_g .

6.2 Espaçamentos utilizados

Antes de realizar as comparações, é necessário escolher o tamanho dos espaçamentos longitudinal e transversal, através dos quais as características do ruído numérico possam ser identificadas e comparadas entre as soluções para os dois tipos de ilha.

Observou-se no capítulo anterior que, para valores de $\beta/k_0 < 2$, a propagação dispersiva ocorre ao longo da direção de propagação do grupo e para valores de $\beta/k_0 > 2$, a propagação dispersiva dá-se em diferentes direções e o ruído numérico aparece mais espalhado e com mais intensidade pelo campo de ondas. Além disto, maior será a presença de ruído numérico quanto mais próximo de dois estiver o quociente β/k_0 . Verificou-se também que, quanto menores forem os espaçamentos mais próximo de 2 será o valor de β/k_0 , logo, quanto menores forem os espaçamentos, mais ruído numérico estará presente no campo de ondas.

Em função dos resultados obtidos anteriormente, optou-se por escolher a grade de espaçamentos (0.1L,0.1L) para realizar as comparações entre os dois tipos de ilha.

Para o caso de ilha película, foi visto que com estes espaçamentos o ruído numérico aparece com bastante intensidade e espalha-se por todo o campo de onda. Além disso, 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 afirmar sua utilidade.

6.3 Limites das ilhas dissipativas

O ruído numérico surge do canto das ilhas e para analisá-lo, simulou-se o canto de uma ilha estendendo-se a largura de um quebra-mar. Desta forma a área do canto das ilhas ficou definida por sua largura.

Pode-se comparar os resultados entre os dois tipos de canto de ilhas, sabendo-se que os resultados para uma ilha são uma extensão dos obtidos para seu canto.

A energia da onda é diretamente proporcional ao quadrado de sua altura, no caso da utilização de ilhas películas, a energia é praticamente toda dissipada, a altura das ondas que passam pela película de água e alcançam a parte posterior é de alguns centímetros. Assim, para as ilhas dissipativas devem ser utilizados fatores de dissipação de energia que diminuam a altura da onda de maneira similar à ilha película.

As larguras das ilhas utilizadas para comparações foram as mesmas utilizadas nos capítulos 4 e 5, que são: $1L$, $2L$, $5L$. Através dos perfis de decaimento nas figuras (4.4) e (4.5), observa-se que para o fator de dissipação igual a 1.0 a onda tem a sua altura reduzida de 1.0 metro para alguns centímetros numa distância equivalente a $1L$, tendo sido este o fator de dissipação escolhido para a ilha de respectiva largura. Para o caso da ilha de largura $2L$ optou-se pelo fator de dissipação 0.5 mostrado na figura (4.4) que diminuiu praticamente a mesma altura de onda, porém no dobro da distância. Para a ilha de comprimento $5L$, optou-se pelo fator de dissipação de 0.25. E na figura a seguir percebe-se que este fator aniquila a mesma altura de onda que os anteriores numa distância de aproximadamente $4L$.

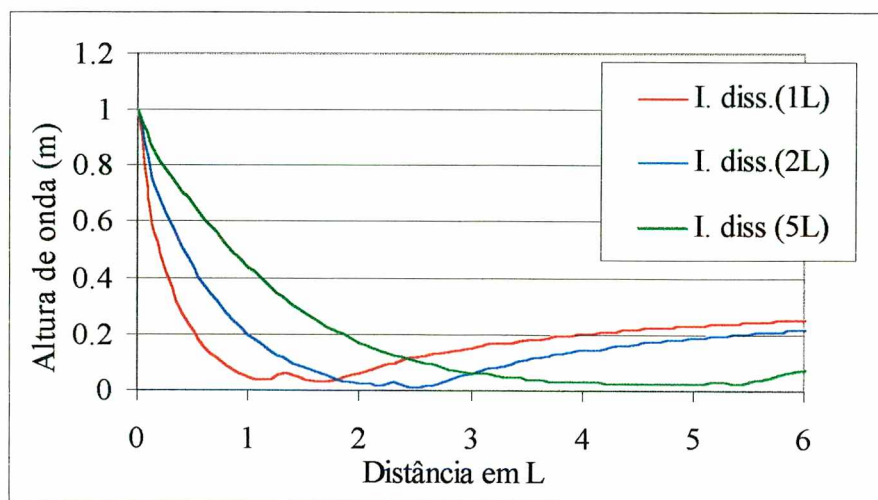


Figura 6.1 Perfil de decaimento de altura de onda através das ilhas dissipativas, a uma distância de um comprimento de onda a partir do canto das ilhas.

Observa-se na figura (6.1) uma elevação na altura de onda, após o final da ilha dissipativa, esta elevação é devido a presença de ondas difratadas propagando-se em direção a área protegida pela ilha.

6.4 Comparações dos resultados entre ilha película e ilha dissipativa

Na figura (6.2), são apresentados os contornos de altura de onda para os dois tipos de ilhas, ilha película (a) e ilha dissipativa (b). A largura das ilhas é $1L$, e a incidência das ondas é normal. As ilhas dissipativas a seguir estão representadas em verde escuro.

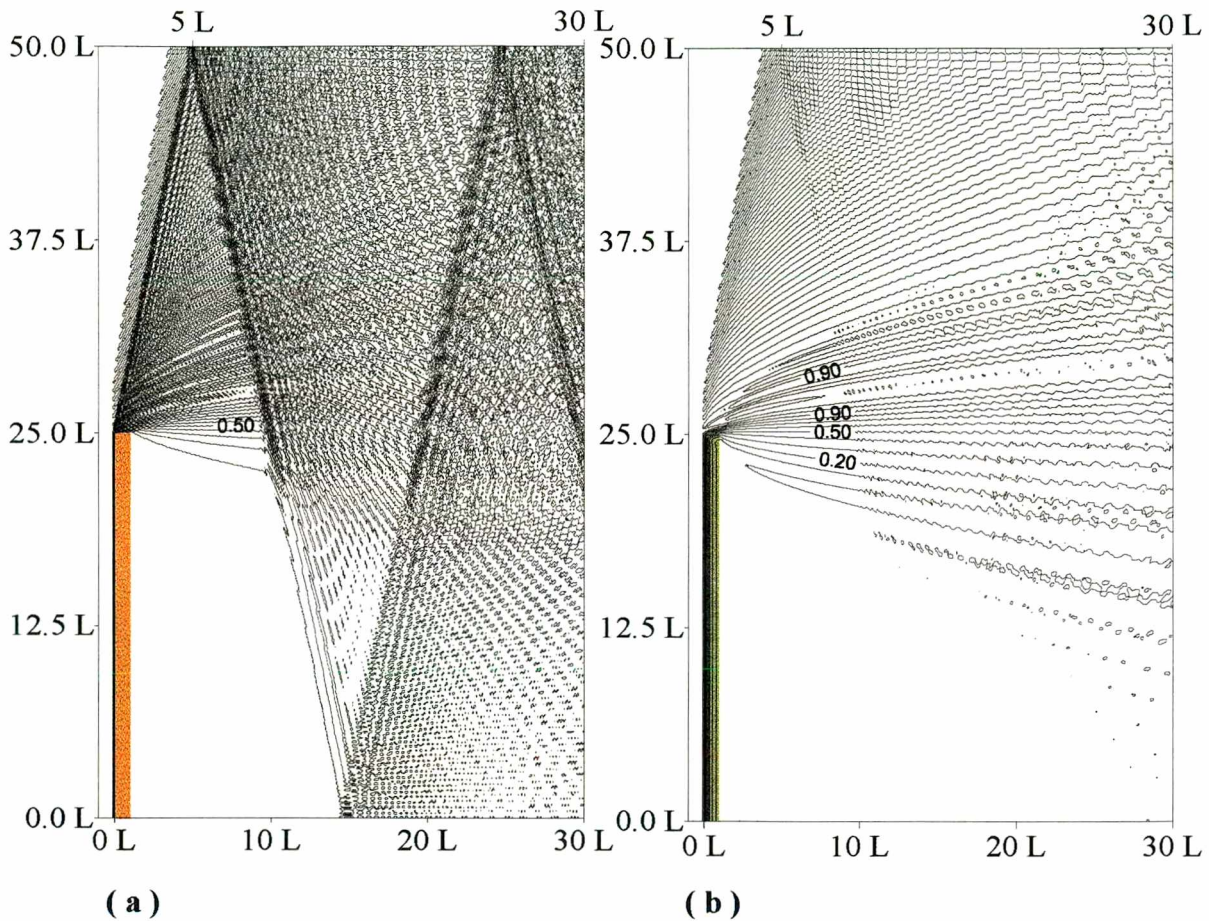


Figura 6.2 Contornos de altura de onda para :

a) ilha película de largura $1L$. A altura máxima é $1.73m$

b) ilha dissipativa de largura $1L$. A altura máxima é $1.22m$

Em ambas as figuras o intervalo nos contornos de altura de onda é $0.1m$.

Pode-se perceber claramente que o ruído numérico entre os dois campos de onda diminui consideravelmente na figura (6.2b), ele não é eliminado por completo, porque também existem variações no número de onda equivalente na utilização da ilha dissipativa.

Nota-se também que a direção da velocidade de grupo é a mesma observada nos casos anteriores para os mesmos espaçamentos. Portanto a componente transversal do

número de onda do ruído numérico β e a velocidade de fase espacial c também são os mesmos de anteriormente. Desta forma, comprova-se que a utilização da ilha dissipativa atua no ruído numérico modificando somente sua intensidade.

É possível observar, devido ao fato da ilha não ser muito larga, e assemelhar-se a um quebra-mar, na sua parte protegida os padrões de contorno de altura de ondas, assemelha-se com os contornos da solução analítica de Penney e Price, apesar da reflexão lateral.

A figura (6.3), apresenta os contornos de altura de onda para as ilhas dissipativas de largura $2L$ (a), e $5L$ (b). Os contornos de altura de onda para estas ilhas películas de largura $2L$ e $5L$ não foram apresentados devido à similaridade com o contorno de onda da figura(6.2a), conforme mostrado na figura (5.18).

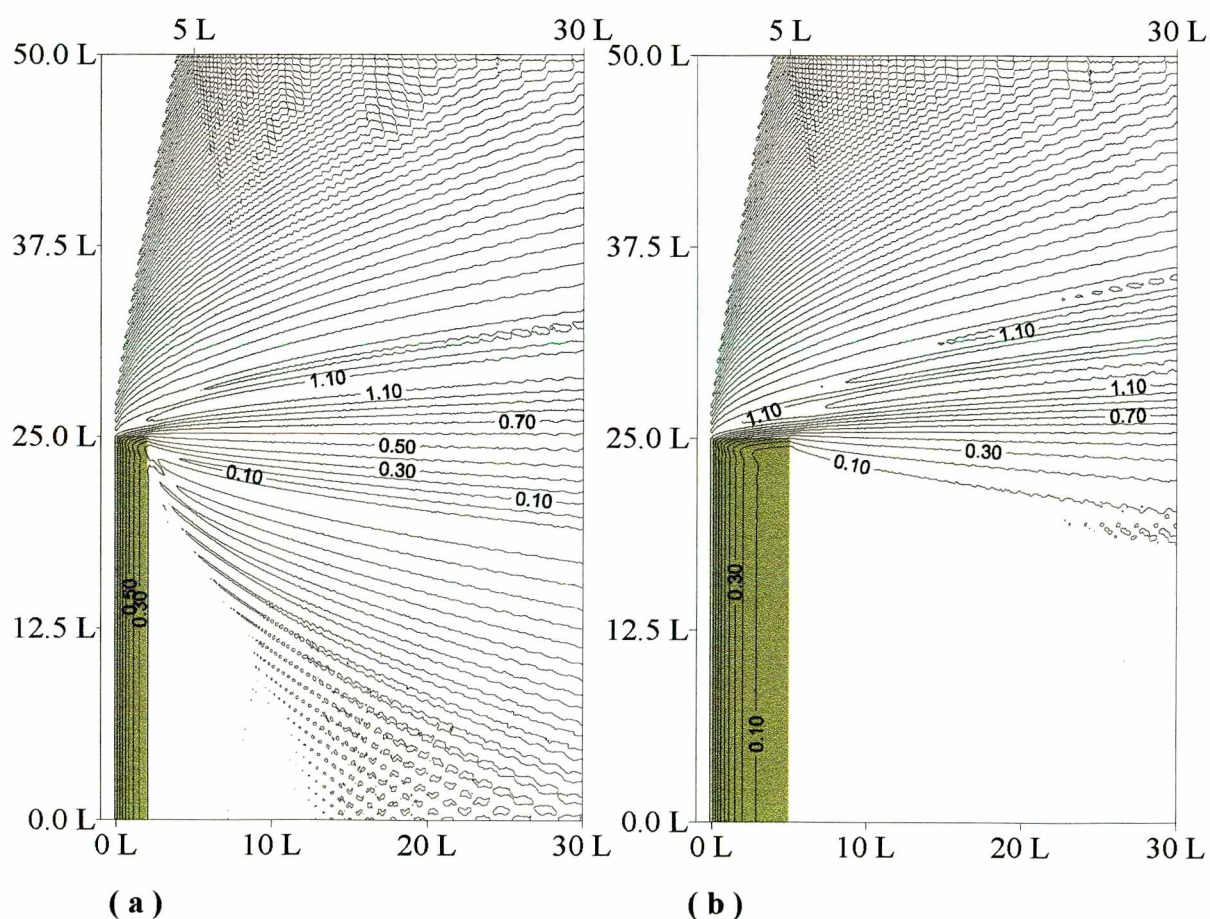


figura 6.3 Contorno de altura de onda para ilhas dissipativas :

a) de largura $2L$. A altura máxima é 1.22m.

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

Em ambas as figuras o intervalo nos contornos de altura de onda é 0.1m.

Pode-se perceber a influência da largura da ilha no campo de ondas. Os contornos de altura de onda enfatizam o decaimento gradativo da altura de onda pelo interior dos limites das ilhas. Os contornos na parte posterior das ilhas são coerentes com o efeito de proteção imposto por uma ilha mais larga.

Comparando os contornos de altura de onda das figuras (6.2b), (6.3a) e (6.3b), observa-se a diminuição gradativa do ruído numérico no campo de onda à medida que a ilha torna-se mais larga. O ruído numérico tem sua intensidade diminuída na grade com a ilha mais larga, porque o fator de dissipação utilizado é menor. Assim, existe uma variação menor no número de onda correspondente. Na atenuação da altura da onda na ilha mais curta, existe a necessidade de aniquilar a onda mais rapidamente e utiliza-se um fator de dissipação maior, conseqüentemente, impõe-se uma variação maior ao número de onda equivalente, gerando mais ruído numérico.

A figura (6.4), mostra um corte transversal no contorno de altura de onda em $x = 0$, $24 < y < 27$, ou seja, no limite anterior das ilhas.

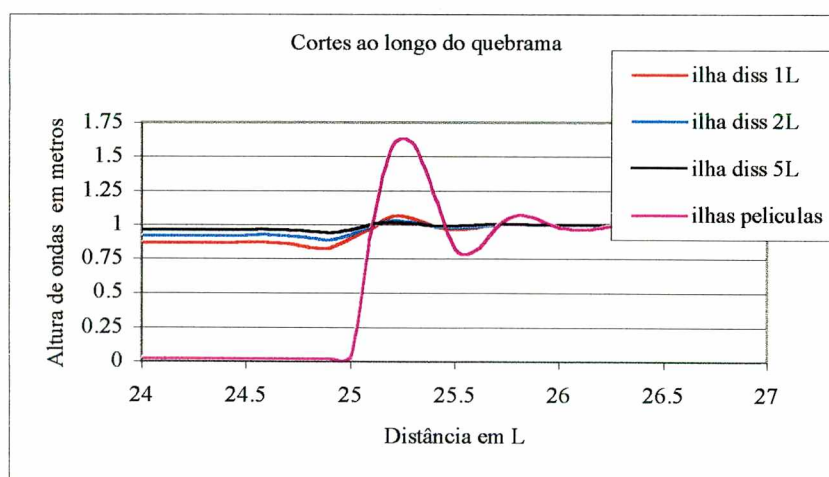


Figura 6.4 Corte transversal em $x = 0$, para as ilhas dissipativas de diferentes larguras e ilhas películas cujas as alturas de onda são coincidentes.

Neste corte percebe-se a diminuição na perturbação original que surge na ponta das ilhas películas. A redução desta perturbação implica na diminuição da intensidade do ruído numérico no campo de ondas.

Para as ilhas dissipativas, percebe-se também que existe uma relação entre a perturbação originada no canto da ilha e a intensidade do ruído numérico que observa-se no campo de onda. Este fato pode ser comprovado analisando-se por exemplo: o contorno de altura de onda da ilha de largura $1L$. Neste caso o contorno apresenta a perturbação mais alta entre as ilhas dissipativas e no campo de onda também apresenta-se o ruído de forma mais intensa. Ambas as características estão ligadas à utilização do maior fator de dissipação nesta ilha.

No capítulo anterior foram comparados perfis de altura de onda ao longo da direção relacionada à velocidade média de grupo do ruído numérico. Os perfis da solução do modelo para o quebra-mar e para cada uma das ilhas películas apresentaram-se idênticos, indicando que o ruído numérico presente em um dos campos de onda é no mínimo muito parecido com o presente em cada um dos demais.

Na figura (6.5), apresentam-se perfis de altura de onda ao longo de um corte na direção da velocidade de grupo do ruído c_g , comparando a altura de onda para o quebra-mar fino, idêntico as ilhas películas figura (5.18), e as ilhas dissipativas.

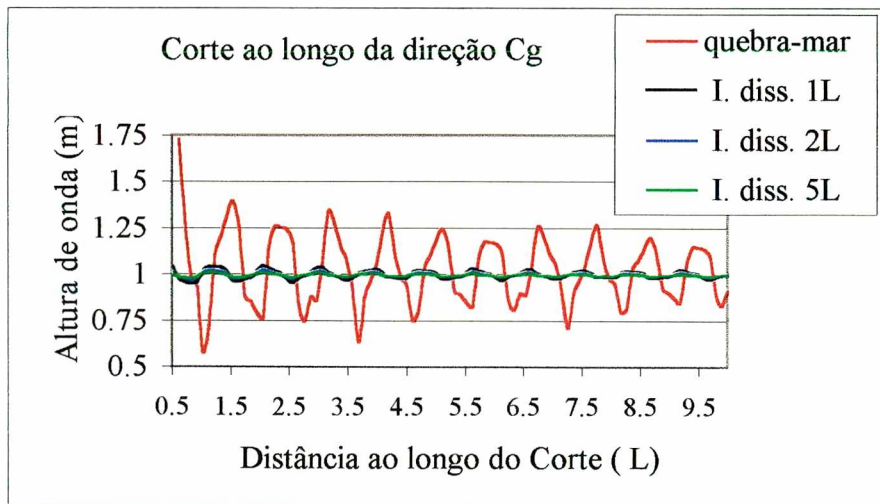


Figura 6.5 Corte ao longo da direção de c_g para as ilhas dissipativas e para o quebra-mar fino, que é um corte idêntico aos cortes das ilhas películas.

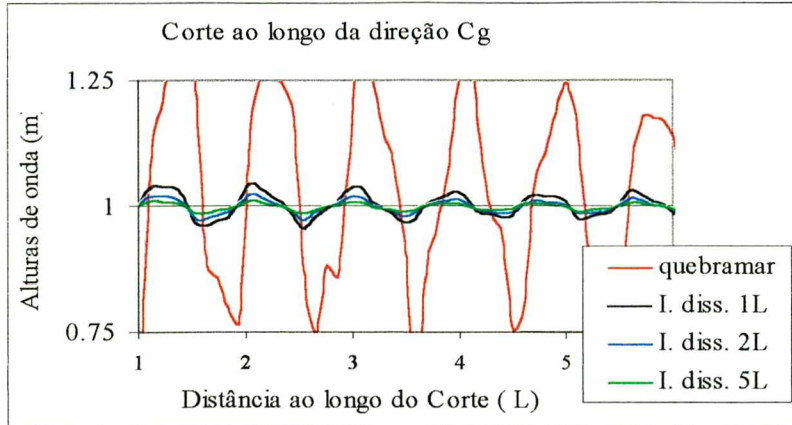


Figura 6.6 Focalização para os cortes da figura (6.5).

Nas figuras (6.5) e (6.6), a diminuição dos perfis nos cortes e sua relação com a intensidade do ruído é coerente também em relação aos perfis das ilhas dissipativas.

A figura (6.7) apresenta os cortes longitudinais à distância de $4L$ a partir da ponta das ilhas.

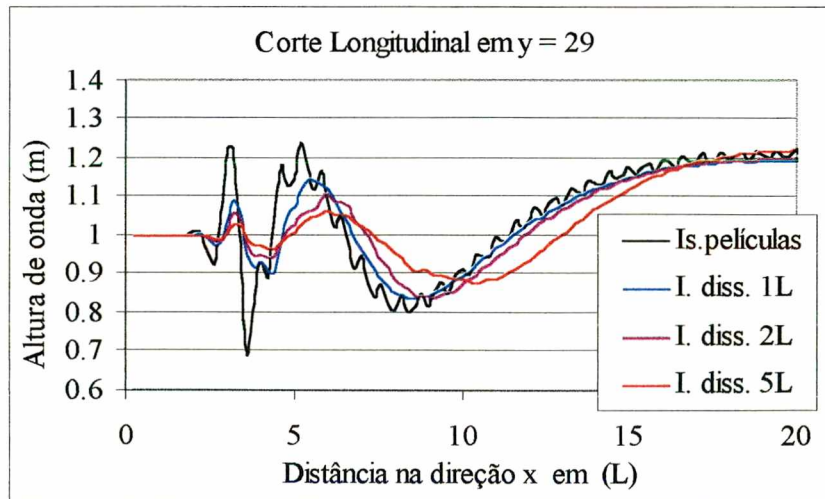


Figura 6.7 Corte longitudinal em $y = 29$, para as ilhas dissipativas e um corte que representa as ilhas películas.

Nestes cortes, pode-se observar que as soluções do modelo resguardam uma coerência independente do tipo de ilha utilizado. Percebe-se também as irregularidades de alta frequência que aparecem sobrepondo-se a superfície das ondas, principalmente na curva referente às ilhas películas, que logicamente apresentam uma densidade de ruído muito maior.

Para verificar a eficácia da utilização de áreas de dissipação de energia, também em uma incidência não normal, em que dependendo do ângulo de incidência existe o surgimento de ruído numérico na parte lateral das ilhas películas. Apresenta-se a seguir a figura (6.8) para a ilha dissipativa. A figura (5.20) que é o caso equivalente para ilha película, é repetida simplesmente para facilitar as comparações.

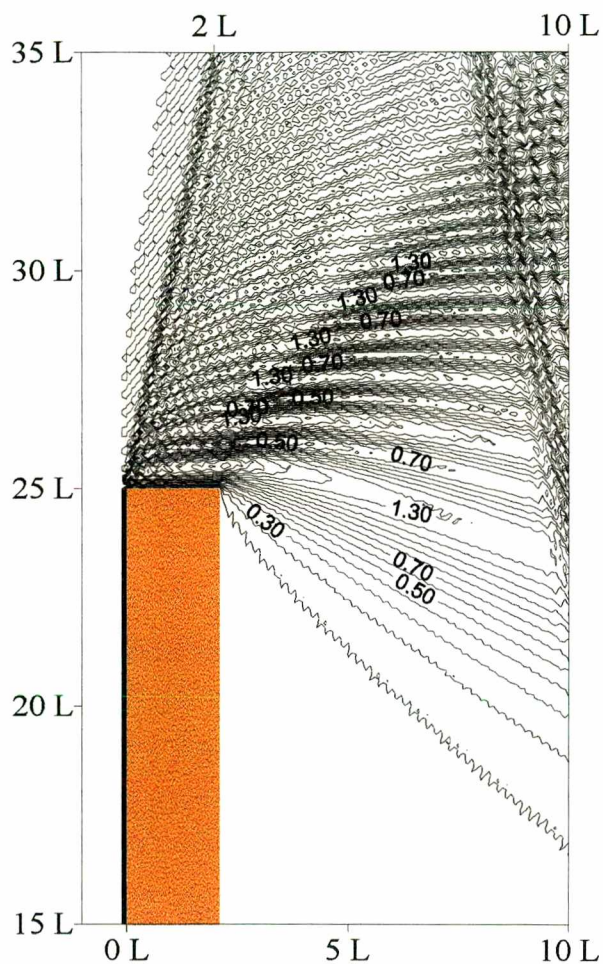


Figura 5.20

Contorno de altura de onda obtido para uma grade de espaçamentos (0.1L,0.1L) com incidência das ondas ocorrendo num ângulo de -30 graus, a largura das ilhas é de 2L.

Figura 5.20 Ilha película com altura máxima de 2.00 metros.

Figura 6.8 Ilha dissipativa com altura máxima de 1.33 metros.

Em ambas as figuras o intervalo nos contornos de altura de onda é 0.1m.

A utilização da ilha dissipativa para este caso, também mostrou-se com um bom resultado no sentido de diminuir a intensidade do ruído numérico em relação a ilha película.

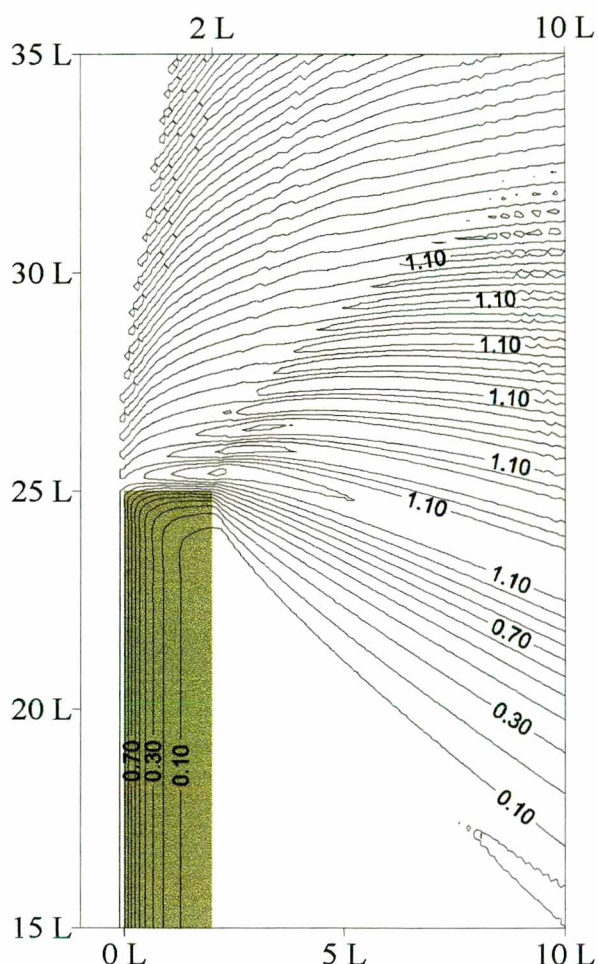


Figura 6.8

CAPITULO 7

CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

O objetivo deste trabalho foi minimizar os efeitos de violações localizadas nas hipótese que regem os modelos de refração-difração lineares. Tais modelos são baseados na aproximação parabólica da equação do declive suave, que tem como hipóteses básicas que a variação do fundo seja suave e a direção principal de propagação não varie muito em relação a direção principal de propagação. Estas hipóteses podem ser relacionadas ao número de onda da onda propagada. Quando ocorrem grandes variações localizadas no número de onda, podem ser verificadas elevações pontuais na altura de onda, que são propagadas pelo interior do domínio computacional, na forma de ruído numérico sobreposto ao campo real de onda.

Observou-se a relação entre a presença do ruído numérico no campo de ondas e a diminuição dos espaçamentos longitudinais e transversais. Quanto menores são os espaçamentos mais ruído numérico é gerado.

O ruído numérico pode ser caracterizado por três fatores: 1) velocidade de grupo espacial c_g , 2) velocidade de fase espacial c , ambas relacionadas ao valor da componente transversal do número de onda do ruído numérico β e 3) intensidade, caracterizada pela magnitude da sobreposição do ruído numérico no campo de ondas.

A maneira como o ruído propaga-se e espalha-se na grade computacional depende exclusivamente do tamanho dos espaçamentos longitudinal e transversal e não pode ser modificada. Entretanto, a intensidade com que o ruído numérico aparece no campo de ondas, está diretamente relacionada com as variações impostas ao número de onda “da onda” propagada pelo modelo e diminuindo-se tais variações, pode-se diminuir também a intensidade do ruído numérico.

Com a utilização de áreas de dissipação de energia para a simulação de ilhas, o gradiente de profundidade existente nos limites das ilhas películas é eliminado e as variações no valor do número de onda equivalente podem ser impostas convenientemente através do fator de dissipação de acordo com a largura da ilha, de maneira que a intensidade do ruído numérico no campo de ondas possa ser diminuída.

A utilização de áreas de dissipação, é mais indicada para ilhas de maior porte em que a possibilidade de utilização de um fator de dissipação menor fica favorecida, implicando em menores variações no número de onda equivalente e, conseqüentemente, numa intensidade menor de ruído numérico.

Para o caso de ilhas menores ou estreitas, a dissipação da altura da onda ocorrerá de maneira mais drástica causando também ruído numérico. Porém, como não existem ondas refletidas e-ou quando o campo de onda procurado seja posterior à localização da ilha, pode-se iniciar a utilização do fator de dissipação de energia fora dos limites anteriores à própria ilha, sem conseqüências para o campo de ondas de interesse.

Nesta pesquisa utilizou-se um único fator de dissipação por toda a ilha dissipativa, pode-se também utilizar um fator de dissipação variável, a fim de obter menores variações no número e onda e uma redução ainda maior na intensidade do ruído numérico.

Dentre algumas possibilidades que o presente trabalho deixa em aberto, para uma futura continuação, pode-se citar:

Utilização de uma ilha “mista” na qual poderiam ser combinados as duas opções apresentadas neste trabalho, ou seja, uma ilha película com contornos dissipativos.

Utilização de áreas de dissipação nas fronteiras laterais das grades computacionais, com a finalidade de minimizar reflexões indesejadas .

Finalizando, neste trabalho avaliou-se a possibilidade da utilização de áreas de dissipação de energia nos modelos de refração-difração para obter-se uma diminuição do ruído numérico em relação aos casos de ilha “película”. A aplicação de áreas localizadas de dissipação de energia que simulam ilhas dissipativas, diminuíram efetivamente a intensidade inicial do ruído numérico e portanto o seu efeito sobre o inteiro domínio computacional.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

BERKHOFF, J. C. W. **Computations of Combined Refraction-Diffraction**. Proc. 13th Conference on Coastal Engineering, ASCE, Vancouver, pp. 471-490. 1972.

BAKER, B. B.; COPSON, E. T. **Huygens' Principle**. Oxford Press. 1939.

BOOIJ, N. **Gravity Waves on Water With Non-Uniform Depth and Current**. Tese de Doutorado, Delft University, Delft, pp. 131. 1981

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, pp. 67-79. 1984

DALRYMPLE, R. A; KIRBY, J. **Models for Very Wide-Angle Water Waves and Wave Diffraction**. J. Fluid Mech. , Vol. 192, pp. 33-55. 1988.

DEAN, R. G.; DALRYMPLE, R. A. **Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists**. Advanced Series on Coastal Engineering. World Scientific, 4^a edição, Vol. 2, pp. 353. 1984.

DEPARTMENT OF THE ARMY. **Shore Protection Manual**. U.S. government printing office, 4^a edição, Vol. 1, C 2, pp. 2-129. 1984.

KIRBY, J. T. **Higher-Order Aproximation in the Parabolic Equation Method for Water Waves**. Journal of Geophysical Research, Vol. 91(C1), pp. 933-952. 1986a.

KIRBY, J. T. **Open Boundary Conditions in Parabolic Equation Method.** J. waterway, Port, Coastal and Ocean Eng., Vol. 112, N. 3, pp. 460-465. 1986b.

KIRBY, J. T. **Rational Approximations in the Parabolic Equation Method for Water Waves.** Coastal Engineering. N. 10 , pp. 355-378. 1986c.

KIRBY, J. T.; DALRYMPLE, R. A. **Verification of a Parabolic Equation for Propagation of Weakly Nonlinear Waves.** Coastal Eng., Vol. 8, pp. 219-232. 1984.

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.

LIU, P. L.-F. **Wave Transformation.** Ocean Engineering Science – The Sea – Vol. 9 – Part A. Wiley-Interscience, New York, pp. 27 - 63. 1991.

LIU, P. L.-F; Tsay, T. –K. **Numerical Prediction of Wave Transformation.** J. of Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng., Vol. 111, N. 5, pp. 843-855. 1985.

LIU, P. L.-F; YOON, S. B; DALRYMPLE, R. A. **Wave Reflection from Energy Dissipation Region.** J. of Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng., Vol. 112, N. 6, pp. 632-644. 1986.

MEI, C. C. **The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves.** Wiley-Interscience, New York, pp. 740. 1983.

MELO, E. **Wave Propagation in a Jettied Entrance Channel.** Tese de Doutorado, University of California, San Diego, pp. 82. 1990.

O'REILLY, W. C; GUZA, R. T. **Comparison of Spectral Refraction and Diffraction Waves Models.** J. of Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng., Vol. 117, N. 3, pp. 199-215. 1991.

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), pp. 236-253. 1952.

RADDER, A. C. **On the Parabolic Equation Method for Water Wave Propagation.** Journal of Fluid Mechanics, Vol. 95, pp. 159-176. 1979.

REGO, V. **Refração-difração de Ondas Irregulares: Aplicação à Praia de Ipanema-Leblon.** Tese de mestrado, Prog. Eng^a. Oceânica, COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro. pp. 100. 1992.

SOMMERFELD, A. **Mathematische Theorie der Diffraction.** Math. Ann., Vol. 47, pp. 317-374, 1986.

VICENT, C. L; BRIGGS, M. J. **Refraction-Diffraction of Irregular waves Over a Mound.** J. of waterway, Port, Coastal and ocean.. Vol. 115, N. 2, pp. 269-284. 1989.