

# Modelagem computacional da propagação de ondas superficiais no oceano: um subsídio para a compreensão dos fenômenos ópticos

(*Ocean wave propagation modelling: a tool to understand optical phenomena*)

Saulo Meirelles<sup>1</sup> e Nelson Violante-Carvalho

<sup>1</sup>Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, RJ, Brasil  
Recebido em 22/1/2007; Revisado em 17/9/2007; Aceito em 20/9/2007

Este artigo discute como as transformações sofridas pelas ondas aquáticas ao se aproximarem de águas rasas podem auxiliar o entendimento dos principais fenômenos estudados na óptica. A partir de alguns conceitos comuns a todos os fenômenos ondulatórios, é possível conhecer o comportamento das ondas na superfície de corpos d'água conforme elas se encaminham para menores profundidades, como as ondas que se aproximam de uma praia. Tornou-se possível, dessa forma, traçar um paralelo entre as ondas luminosas e as ondas aquáticas. A modelagem computacional mostrou-se uma importante ferramenta para a construção de casos idealizados, facilitando a visualização dos resultados.

**Palavras-chave:** ondas aquáticas, ondas luminosas, modelagem computacional.

In this paper we discuss some of the transformations undergone by the water waves as they approach shallow water and how their behavior can be applied to improve the understanding of optical waves. Moreover, in order to compare the similarities between water waves and light waves, a ocean wave propagation model was employed as a research tool for some idealized cases, helping the visualization of this equivalence.

**Keywords:** aquatic waves, light waves, computational modelling.

## 1. Introdução

Uma forma intuitiva de se compreender os fenômenos ondulatórios que ocorrem na natureza é observar as ondas que se propagam no mar. As ondas aquáticas são influenciadas, durante seu percurso, pela profundidade do corpo d'água. Nos oceanos, por exemplo, as ondas se propagam livremente em águas profundas sem interagir com a geometria da topografia submarina (batimetria). Conforme a profundidade decresce, a influência do fundo se torna importante, causando uma redução da velocidade de propagação do trem de ondas. De forma análoga ocorre com a propagação das ondas luminosas em meios com índices de refração crescentes.

Além da influência da profundidade, a presença de obstáculos (*e.g.*, ilhas e quebra-mares) é responsável por alterar drasticamente alguns dos principais parâmetros das ondas como a direção e a velocidade. A obstrução da propagação das ondas devido à presença de barreiras físicas não é uma particularidade das ondas aquáticas; a luz, por exemplo, é capaz de se desviar de obstáculos de espessura proporcional ao comprimento de onda.

Muitos conceitos da teoria de ondas aquáticas são

oriundos da teoria ondulatória da luz, a qual os fenômenos são muito bem estudados. Os principais efeitos investigados na óptica como a reflexão, a refração e a difração também são vistos em ondas marítimas. Os fundamentos teóricos desses fenômenos são os mesmos tanto para ondas aquáticas se propagando sobre um fundo irregular, como para ondas luminosas se propagando em um meio heterogêneo. Nesse contexto, o presente trabalho objetiva consolidar o conceito dos principais fenômenos ondulatórios traçando uma analogia entre as ondas luminosas e as ondas que ocorrem na superfície de corpos d'água (ondas superficiais). Para tanto, utilizou-se como ferramenta a modelagem computacional, que viabilizou a construção de casos idealizados para a propagação de ondas superficiais.

## 2. Teoria linear ou teoria de onda de pequena amplitude

A abordagem mais elementar da teoria de ondas superficiais de gravidade é conhecida como teoria linear ou teoria de pequena amplitude. Desenvolvida por Airy em 1845, esta teoria considera em seus cálculos

<sup>1</sup>E-mail: saulomeirelles@gmail.com.

o caso mais simples da propagação do campo de ondas na ausência de qualquer forçante. Apesar das simplificações impostas, esta teoria tem uma extensa gama de aplicações.

A teoria linear assume que: o fluido é homogêneo, incompressível (densidade constante) e irrotacional, permitindo a existência do potencial de velocidade ( $u = -\partial\phi/\partial x$  e  $w = -\partial\phi/\partial z$ ); a tensão superficial é desprezada; a pressão na superfície livre é uniforme e constante. Isso significa que não existem variações do campo de pressão na interface ar-água; o fluido é invíscido; o fundo é um limite plano, horizontal, fixo e impermeável o que pressupõe que a velocidade vertical junto ao fundo é nula; a amplitude da onda é constante e pequena em relação ao comprimento e à profundidade (motivo pelo qual a teoria recebe o nome de Pequena Amplitude). Além disso, a forma da onda não varia no tempo nem no espaço; as ondas se propagam em uma direção no plano bidimensional  $x, z$ .

Em face das suposições iniciais supracitadas, torna-se possível desenvolver as formulações da teoria linear a partir da solução da equação de Laplace dada por

$$\nabla^2\phi = \frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial z^2} = 0, \quad (1)$$

onde  $\phi$  é o potencial de velocidade,  $x$  é a coordenada horizontal e  $z$  é a coordenada vertical.

Esta equação é obtida reescrevendo a equação da continuidade no plano  $x, z$  em função do potencial de velocidade  $\phi(x, z, t)$  ( $\nabla \cdot \nabla\phi = 0$ ), tendo em vista a simplificação dos cálculos.

A fim de se obter uma solução que se aplique ao problema investigado, faz-se necessário estabelecer um domínio e condições de contorno que expressem, em termos matemáticos, situações físicas onde se selecione uma única solução para a equação governante. A imposição de tais condições, explicitam o termo temporal de  $\phi(x, z, t)$ , que é uma função harmônica dependente do tempo, na solução da equação de Laplace.

A Fig. (1) apresenta alguns dos parâmetros mais importantes das ondas aquáticas. A crista é o deslocamento máximo da superfície livre acima do nível médio, o cavado por sua vez é o deslocamento máximo da superfície livre abaixo do nível médio. A altura da onda  $H$  é a diferença vertical entre a crista e o cavado. Já o comprimento de onda  $L$  pode ser representado pela distância horizontal entre duas cristas sucessivas.

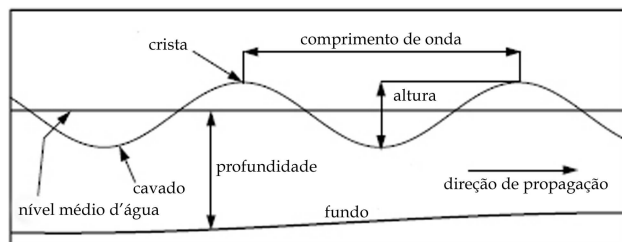


Figura 1 - Características básicas de um trem de ondas.

Através da solução desse conjunto de equações (equação governante e suas condições de contorno) obtém-se a expressão que representa o potencial de velocidade. Dean e Dalrymple [1], detalham o desenvolvimento matemático de interesse para a mecânica das ondas e mostram que

$$\phi(x, z, t) = \frac{ag}{\omega} \frac{\cosh[k(d+z)]}{\cosh(kd)} \cos(kx - \omega t), \quad (2)$$

onde  $a = H/2$  é a amplitude, sendo  $H$  a altura da onda,  $\omega = 2\pi/T$  é a frequência angular,  $k = 2\pi/L$  é o número de onda e  $d$  é a profundidade local.

Finalmente de posse da relação acima, torna-se viável derivar as relações básicas da teoria linear de ondas. A superfície livre tem forma senoidal e é periódica tanto no espaço (comprimento de onda  $L$ ) quanto no tempo, (período  $T$ ), assumindo a forma

$$\eta = a \sin(kx - \omega t). \quad (3)$$

Uma outra relação importante oriunda dessa teoria, conhecida como *relação de dispersão* para ondas lineares, estabelece que existe apenas uma única relação entre  $\omega$ ,  $k$  e  $d$  (ou  $T$ ,  $L$  e  $d$ ). Logo, se duas quantidades são conhecidas, a terceira é encontrada, através da equação

$$\omega^2 = gk \tanh(kd). \quad (4)$$

A partir desse ferramental matemático pode-se determinar uma série de outras relações da teoria linear. Por definição, a velocidade de fase da onda  $C$  (ou velocidade de propagação) é dada por:

$$C = \frac{L}{T} \quad \text{ou} \quad \frac{\omega}{k}. \quad (5)$$

Substituindo a Eq. (4) na Eq. (5) tem-se que

$$C^2 = \frac{g}{k} \tanh(kd). \quad (6)$$

Nas Eqs. (4) e (6) observa-se que ondas com comprimentos de onda mais longos se propagam mais rapidamente do que ondas mais curtas, havendo, portanto, dispersão. O caráter dispersivo em águas profundas faz com que ondas com diferentes características se propaguem independentemente. Nesse contexto, o estado aparentemente caótico da superfície do mar pode ser entendido como uma sobreposição de um número infinito de trens de ondas senoidais simples com diferentes características como ilustrado na Fig. 2.

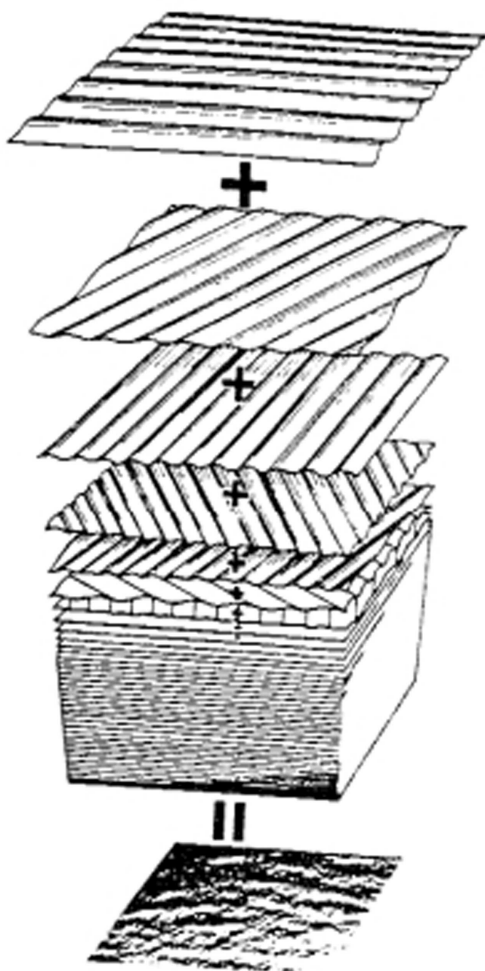


Figura 2 - A superfície do mar obtida pela soma de várias ondas senoidais. Fonte: WMO [2].

Analisando o comportamento da assíntota de  $\tanh(kd)$  na Eq. (6), é possível notar que conforme as ondas se aproximam de águas mais rasas, ou seja, quando a profundidade local é pequena em relação ao comprimento de onda, o valor de  $\tanh(kd)$  tende a  $kd$ . Então a Eq. (6) se reduz a

$$C^2 = gd. \quad (7)$$

Na Eq. (7) pode-se perceber que em águas rasas as ondas perdem o caráter dispersivo, significando que todas as ondas se propagam com a mesma velocidade a qual é função apenas da profundidade. A partir desse momento, os fenômenos de interesse para este estudo tornam-se mais evidentes.

O mesmo pode ser observado na óptica dentro da discussão do conceito de interferência, o qual se refere a qualquer situação em que duas ou mais ondas com características semelhantes sobrepõem-se no espaço. Quando duas ou mais ondas em fase interagem, suas amplitudes se somam e ocorre o que se chama de interferência construtiva. Se, por outro lado, essas ondas estiverem meio ciclo fora de fase, a amplitude resultante é a diferença das amplitudes individuais dessas

ondas, sendo esta situação conhecida como interferência destrutiva.

A modelagem computacional de ondas superficiais, dentre outras aplicações, é uma excelente ferramenta para se investigar o comportamento das ondas em situações controladas. Será mostrado a seguir, com auxílio da modelagem, como as ondas aquáticas interagem com o meio em que se propagam tal qual é visto na óptica com as ondas luminosas.

### 3. Modelagem computacional das ondas superficiais

Para melhor compreender os fenômenos sofridos pelas ondas superficiais, foram gerados 4 cenários que representam situações idealizadas do empinamento (cenário 1), da refração (cenário 2), da difração (cenário 3) e uma última que compreende todos esses efeitos combinados (cenário 4). Os cenários 1, 2 e 3 foram planejados de forma a contemplar cada respectivo fenômeno separadamente através de exemplos típicos observados na literatura. Todas as batimetrias (topografia submarina) foram geradas através da confecção de simples algoritmos na qual a dimensão do domínio computacional é de  $25 \times 20$  m e o espaçamento de grade é de  $\Delta x = 0,25$  m e  $\Delta y = 0,20$  m. Para fins de comparação, todas apresentam profundidade máxima de 0,45 m e, quando inclinadas, um gradiente de 1:50. As ondas (monocromáticas) geradas têm como parâmetros de entrada o período de 1 s e a altura de 0,0464 m. Exceto para o cenário 2, a direção principal de propagação das ondas incidentes foi de  $0^\circ$  em relação ao eixo  $x$ . Desconsideraram-se os efeitos das correntes, das marés, dos ventos e nenhum processo de dissipação de energia foi levado em conta, com exceção à quebra da onda.

Em cada caso foram traçadas seções (transversais e/ou longitudinais) do campo de altura (normalizada) das ondas. Para todos os cenários foram feitas pelo menos 3 seções paralelas ao eixo de coordenada  $x$  e transversais a  $y = 4, 10$  e  $16$  m. Ou seja, uma seção cortando exatamente o centro do domínio computacional e outras duas equidistantes seccionando as regiões limítrofes. Em alguns cenários fez-se necessário traçar mais seções a fim de se destacar alguma característica interessante ou alguma particularidade do fenômeno estudado.

O modelo numérico adotado neste trabalho para simular a propagação das ondas superficiais é conhecido como REF/DIF 1 V2.5 [3]. Este modelo permite que ondas monocromáticas se propagem por um setor de até  $\pm 70^\circ$  em relação à direção de propagação principal das ondas e, ainda, inclui na sua formulação os efeitos da refração e da difração, contudo o campo de ondas refletido não é calculado.

Por conta das aproximações numéricas empregadas no modelo, o fenômeno da reflexão é desprezado. Este fenômeno, porém, ocorre no oceano de forma idêntica

à encontrada na óptica. Quando as ondas superficiais colidem em obstáculos refletivos (que não absorvem a energia das ondas) com um ângulo de incidência  $\theta$  qualquer, estas são refletidas com ângulo igual ao de incidência. A reflexão no mar é vista, por exemplo, quando as ondas se chocam contra um costão rochoso.

### 3.1. Simulação do empinamento: um caso particular da refração - cenário 1

A Fig. (3) apresenta a batimetria utilizada para investigar o fenômeno do empinamento (*shoaling*, em inglês). É importante ter em mente que o empinamento é um caso particular da refração em situações onde se observa uma mudança na velocidade de propagação da onda por conta de alterações no meio de propagação, entretanto não há mudança na direção das ondas incidentes. Na óptica isto pode ser observado quando um feixe de luz monocromática incide perpendicularmente a uma superfície plana (ângulo de incidência igual a zero) que divide dois meios de densidades diferentes, por exemplo, o ar e a água. Neste caso, a luz muda de meio sem que sua direção de propagação sofra nenhum desvio. No entanto, sua velocidade de propagação é alterada conforme as propriedades do meio.

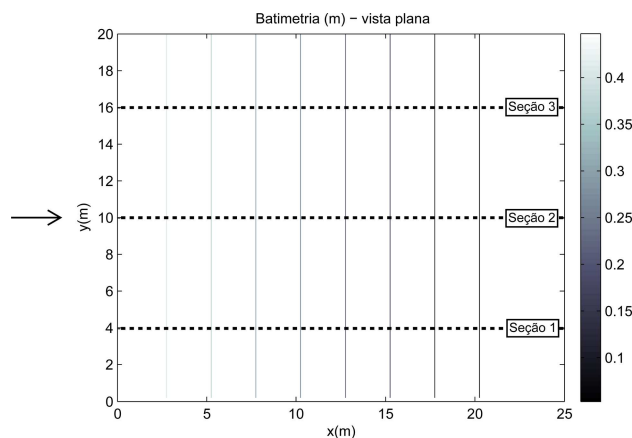


Figura 3 - atimetria usada para representar o empinamento - cenário 1.

Quando as ondas começam a se propagar por regiões de profundidade decrescente, com as cristas paralelas às isolinhas de profundidade, ocorre uma variação da velocidade de propagação do trem de ondas que aumenta nos instantes iniciais para depois diminuir em águas mais rasas. Como consequência da redução de velocidade, tem-se um aumento da altura e um simultâneo encurtamento do comprimento de onda, ocorrendo então o empinamento.

O fenômeno do empinamento foi representado de maneira coerente pelo REF/DIF 1. A variação da altura da onda em virtude da diminuição da profundidade foi observada com clareza, como apresentado na Fig. (4). Nota-se ainda que não há mudança de direção de propagação das ondas.

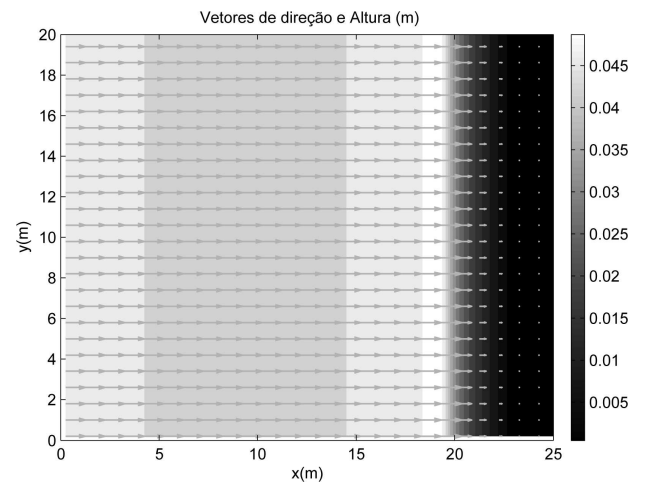


Figura 4 - Campo de altura de ondas e vetores de direção - cenário 1.

A Fig. (5) apresenta uma imagem instantânea do que seria a superfície d'água. Através dela observam-se as oscilações verticais do nível médio, sendo as cristas representadas pelos valores positivos e os cavados pelos valores negativos. Esta representação gráfica permite exibir os fenômenos estudados de forma bastante elucidativa, como no caso do empinamento onde é possível perceber que as cristas propagam-se paralelas à linha de costa e que o comprimento de onda sofre uma rápida redução (encurtamento) antes da onda quebrar.

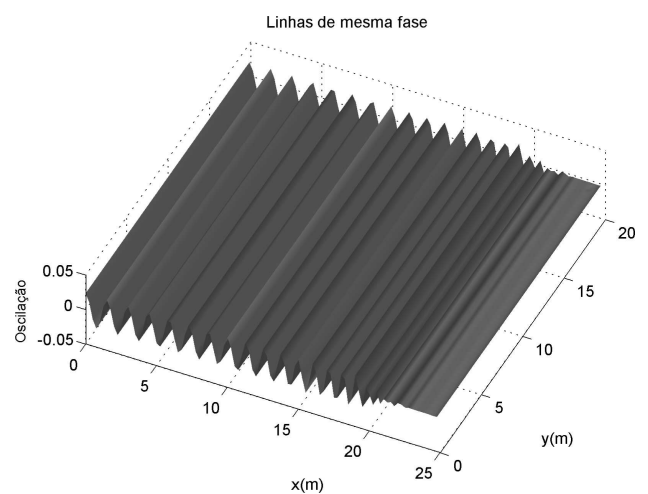


Figura 5 - Imagem instantânea - cenário 1.

Foram traçados neste cenário 3 perfis (seções 1, 2 e 3 da Fig. 3) de altura da onda, paralelos ao eixo  $x$ , de modo a compreender o comportamento do campo de altura calculado pelo REF/DIF (Fig. 6). Inicialmente, observa-se um pequeno decréscimo da altura da onda até  $x = 10$  m, aproximadamente, quando a altura chega a 96,37% de seu valor inicial. Em seguida a onda torna a aumentar sua altura suavemente. A partir de  $x = 15$  m percebe-se um ligeiro acréscimo da altura da onda até atingir um valor máximo de 0,0508 m (9,48% da altura inicial) em  $x = 19,25$  m. Esse é o ponto



crítico onde a profundidade é de 0,070 m e, imediatamente após, a onda colapsa (arrebenta). Note-se ainda uma sobreposição das curvas traçadas (seções 1, 2 e 3) devido ao comportamento homogêneo do campo de altura longitudinal. Apesar da aproximação utilizada pelo REF/DIF 1 para a quebra de ondas, este efeito foi representado satisfatoriamente.

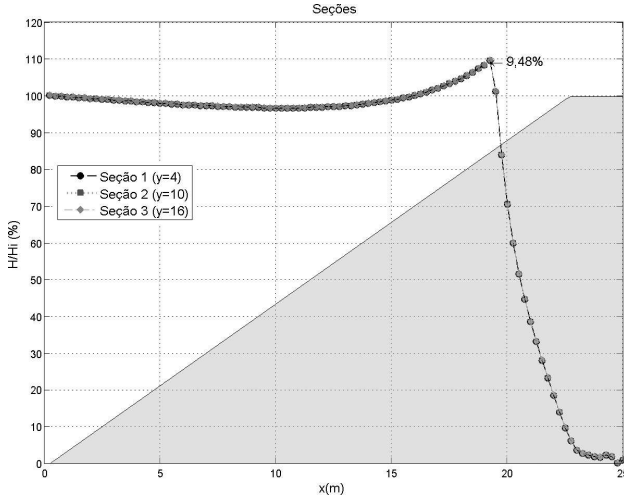


Figura 6 - Seções transversais - cenário 1.

**3.2. Simulação da refração - cenário 2**

Para o caso da refração aproveitou-se a mesma configuração do empinamento (Seção 3.1.), exceto pelo ângulo de incidência das ondas, que neste caso foi de 20° em relação ao eixo x a partir da origem (0,0).

A refração das ondas é o nome dado à mudança de direção da onda em resposta a alterações no meio de propagação. O método clássico para o estudo da refração se baseia no fato de que ondas harmônicas de cristas longas, ao se refratarem, irão se conservar aproximadamente planas e de pequenas amplitudes. A direção das ondas quando se aproximam de uma costa retilínea é governada pela lei de Snell:

$$\frac{\text{sen}\theta_1}{C_1} = \frac{\text{sen}\theta_2}{C_2} = \text{constante}, \quad (8)$$

onde  $C_1$  é a velocidade da onda no meio 1;  $C_2$  é a velocidade da onda no meio 2;  $\theta_1$  é o ângulo de incidência em 1; e  $\theta_2$  é o ângulo de refração em 2.

Essa equação, originária da óptica geométrica, relata a mudança de direção de uma onda em virtude de alterações na sua velocidade de propagação. A lei de Snell permite verificar que as ondas marítimas tendem a ficar com as cristas paralelas a um litoral retilíneo à medida que se aproximam de águas cada vez mais rasas.

Os resultados obtidos pelo REF/DIF 1 mostraram-se satisfatórios para representar a refração. Nota-se que a distribuição do campo de altura das ondas (Fig. 7) é semelhante ao apresentado no empinamento (Fig. 4),

significando que o campo de altura da onda não sofre nenhuma variação longitudinal.

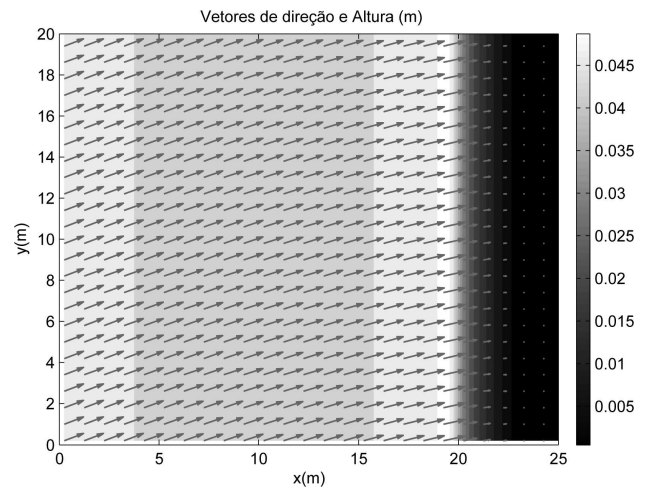


Figura 7 - Campo de altura de ondas e vetores de direção - cenário 2.

As ondas atingem uma altura máxima de 0,0502 m, o que corresponde a um acréscimo de 8,58% do valor inicial. Confrontando estes valores com os obtidos no cenário 1, percebe-se que a altura máxima da onda é menor neste caso. Para o cenário 1, o empinamento foi responsável por um aumento de 9,48% do valor da altura inicial da onda, onde os efeitos da refração são desconsiderados. Logo, quanto maior o ângulo de incidência menor a altura das ondas.

A Fig. (8) representa de forma coerente a tendência das cristas de ficarem paralelas às isolinhas de profundidade. Semelhante ao cenário 1, nos instantes iniciais as ondas experimentam uma suave redução de altura, alcançando um mínimo de 95,90% do valor inicial. Posteriormente, percebe-se uma rápida diminuição do comprimento de onda perto de  $x = 16,64$  m até a onda atingir sua altura máxima na profundidade de 0,065 m ( $x = 19,50$  m) e a partir daí a onda quebra.

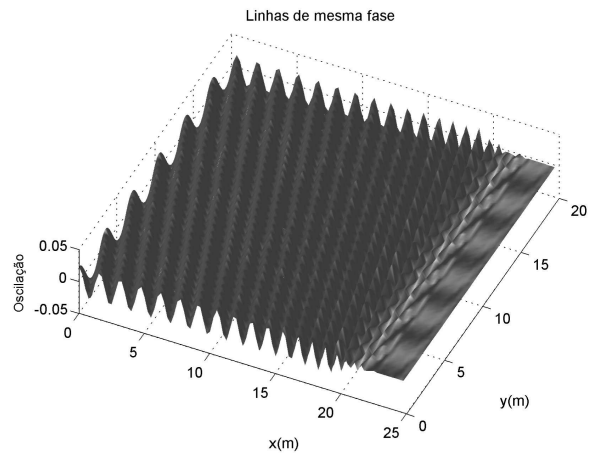


Figura 8 - Imagem instantânea - cenário 2.

A análise do gráfico das seções transversais (Fig. 9) permite ratificar as observações anteriores. É interessante notar que os perfis de altura, tal qual no cenário 1, também se sobrepõem.

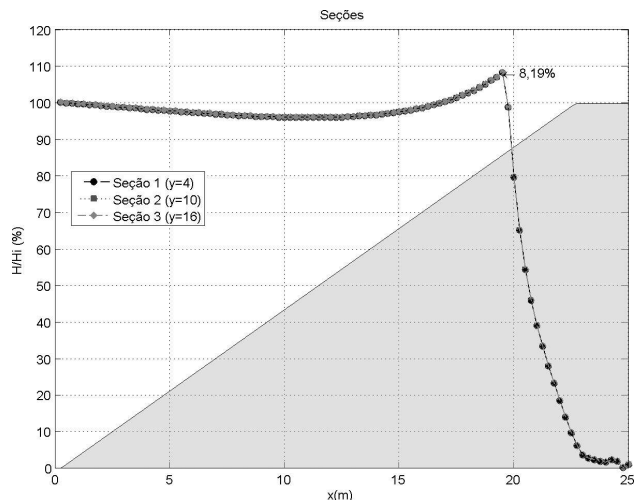


Figura 9 - Seções transversais - cenário 2.

### 3.3. Simulação da difração - cenário 3

Para representar a difração, um quebra-mar de 10 m de comprimento, de espessura delgada com paredes verticais que se elevam até a superfície foi posicionado em  $x = 2,5$  m sobre um fundo plano-horizontal (Fig. 10). Este cenário é uma representação clássica da difração no mar em que ondas se propagam normal a um quebra-mar de comprimento finito, ocorrendo transferência lateral de energia para o lado abrigado. Foram traçados 4 perfis de altura normalizada da onda, selecionados de forma a exibir o efeito do quebra-mar sobre a propagação das ondas.

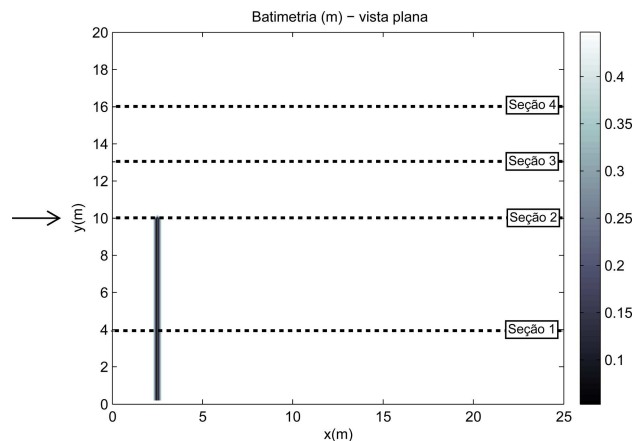


Figura 10 - atimetria usada para representar a difração - cenário 3.

A solução da difração para ondas aquáticas ao longo de um quebra-mar é baseada na solução de Sommerfeld apresentada em 1896 para a difração da luz na extremidade de uma película de comprimento semi-infinito.

A difração da luz pode ser entendida como a curvatura da luz em torno de um obstáculo. De uma forma geral, se uma onda incidir sobre uma barreira possuindo uma abertura com dimensões comparáveis ao comprimento de onda, ela se espalhará para região além do obstáculo. A difração da luz pôde ser compreendida baseada no comportamento ondulatório da luz que explica seu desvio ao passar através de fendas estreitas. No oceano pode-se observar que as ondas superficiais se comportam de maneira idêntica, formando cristas arqueadas e aproximadamente concêntricas após um quebra-mar.

O modelo representou bem a distribuição do campo de altura da onda. Observa-se um gradiente lateral de energia ao longo da crista da onda. Logo ocorre um espalhamento da onda responsável por distribuir a energia da onda para a "região de sombra" (termo aproveitado da óptica) (Fig. 11). Neste caso, o modelo apresentou um ruído ao calcular a altura da onda nas adjacências do quebra-mar, contudo os resultados não foram comprometidos.

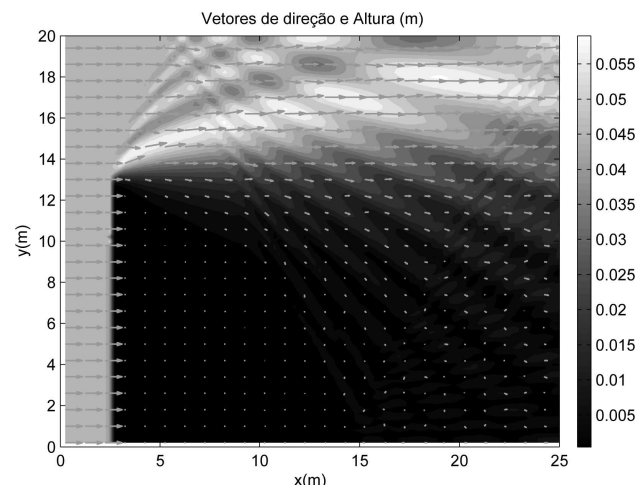


Figura 11 - Campo de altura de ondas e vetores de direção - cenário 3.

O valor de altura mínimo (próximo a zero) dá-se imediatamente após o quebra-mar. Por conta da difração, a "região de sombra", alguns comprimentos de onda após o obstáculo, experimenta um acréscimo discreto da altura de onda atingindo um máximo de 0,0166 m próximo ao ponto ( $x = 17,8, y = 10$ ) o que equivale a um decréscimo de 64,22% do valor inicial. Na área desprotegida da ação das ondas observa-se um aumento de  $\approx 31\%$  de suas alturas.

Através da Fig. (12) percebe-se a formação de cristas arqueadas e concêntricas atrás do quebra-mar, conforme é apresentado na literatura em geral. Duas regiões ficaram bem definidas, uma abrigada da ação das ondas ("zona de sombra") e outra diretamente exposta às ondas.

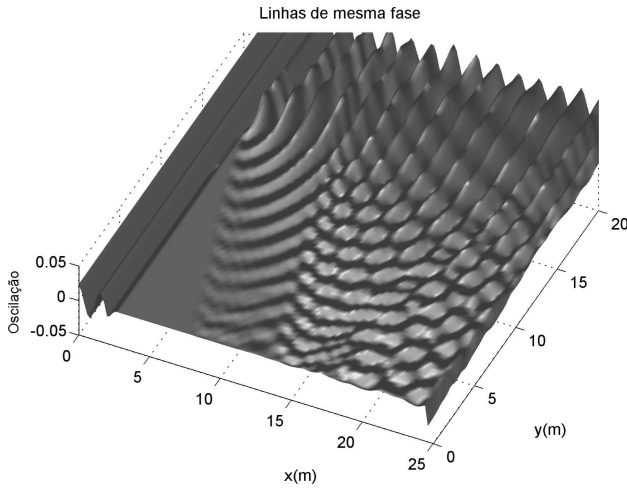


Figura 12 - Imagem instantânea - cenário 3.

Foram traçadas quatro seções em  $y = 4, 10, 13$  e  $16$  m (como ilustrado na Fig. 10). A seção 3 (em  $y = 13$  m) indica a divisão entre as regiões abrigada e desabrigada da ação das ondas. É interessante perceber que nesta seção o valor da altura da onda equivale à aproximadamente 50% de seu valor inicial. Independente do ângulo de incidência, sempre será observada uma linha que separa a “zona de sombra” da região não abrigada. Através dos perfis, constata-se o crescimento da altura das ondas na região abrigada alguns metros após o obstáculo (seções 1 e 2) e uma correlata diminuição da altura na região exposta (seção 4) conforme exibido na Fig. (13).

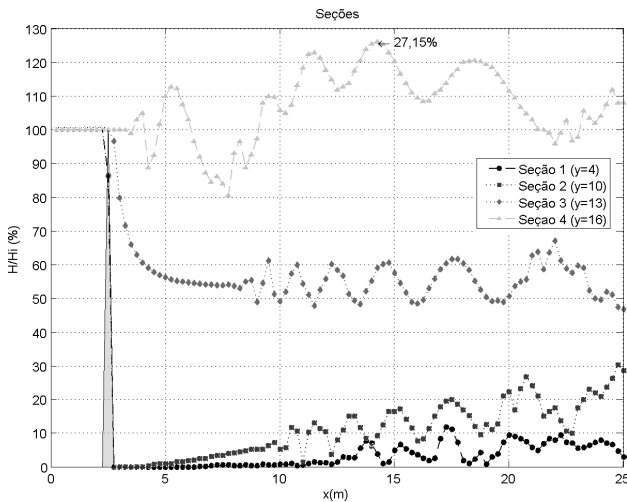


Figura 13 - Seções transversais - cenário 3.

### 3.4. Simulação dos efeitos do empinamento, refração e difração combinados - cenário 4

Normalmente no oceano o empinamento, a refração e a difração ocorrem de forma combinada, mesmo que em diferentes graus de importância. Para representar esta situação, empregou-se uma batimetria com um fundo plano horizontal contendo um cone submerso com um

perfil parabólico que, para o caso das ondas aquáticas, funciona como uma lente convergente, concentrando a energia das ondas (14). Este cenário foi cuidadosamente escolhido para abordar as transformações em águas rasas descritas nos itens anteriores de maneira tão didática quanto possível.

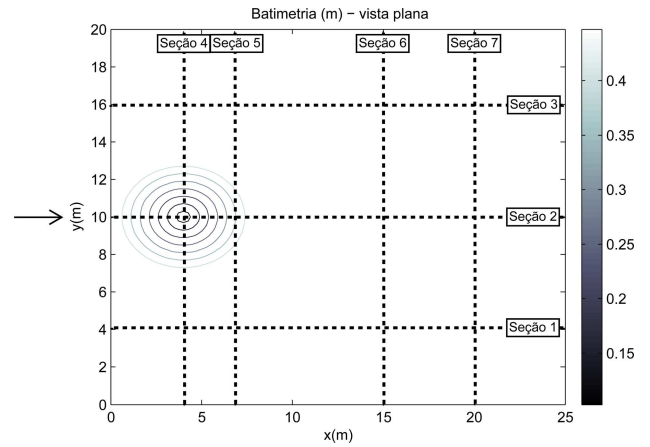


Figura 14 - Batimetria usada para representar os efeitos conjuntos do empinamento, da refração e da difração - cenário 4.

Para esta situação, foram escolhidas 7 seções das quais 3 são transversais e as demais, longitudinais às cristas das ondas (Fig. 14). As seções 2 e 4 se interceptam no ponto de menor profundidade e as seções 2 e 5 se cruzam no ponto de maior altura da onda.

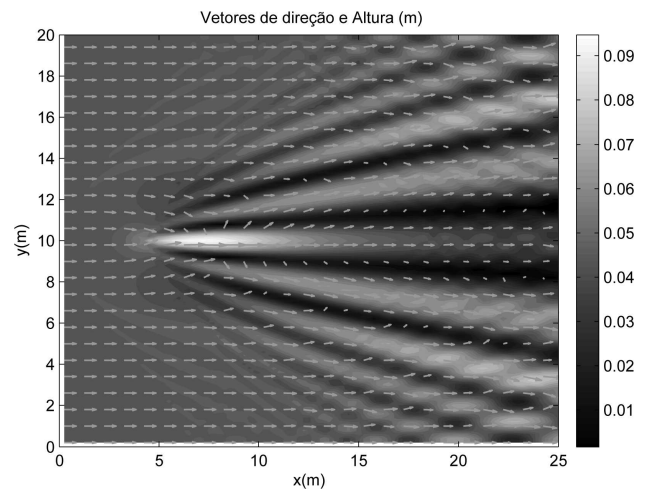


Figura 15 - Campo de altura de ondas e vetores de direção - cenário 4.

Os efeitos representados foram esclarecedores no que tange ao conceito da difração induzida por obstáculos submersos. A Fig. (15) exhibe a convergência dos raios de onda na presença da calota submersa devido à refração. Imediatamente após a passagem pelo ponto de menor profundidade ( $x = 4$  m e  $y = 10$  m), nota-se uma grande concentração de energia, correspondente ao ponto de maior altura ( $x = 7,25$  m e  $y = 10$  m) que chega a  $0,0961$  m. Conclui-se que a refração, neste caso, é responsável por um expressivo aumento de  $107,11\%$

do valor inicial da altura da onda. Os vetores indicam com clareza a divergência dos raios após o ponto de máxima focalização como consequência direta da difração.

A difração atua então no sentido de distribuir lateralmente a energia focalizada pelo fenômeno da refração. Pela Fig. (16) pode-se evidenciar uma deformação das cristas das ondas quando começam a interagir com a calota de perfil parabólico que, alguns comprimentos de onda depois, tendem a voltar a sua forma original. Ainda é possível observar, que, após  $x = 15$  m, a altura das ondas aumenta próximo às regiões limítrofes do domínio com uma correspondente diminuição na região central.

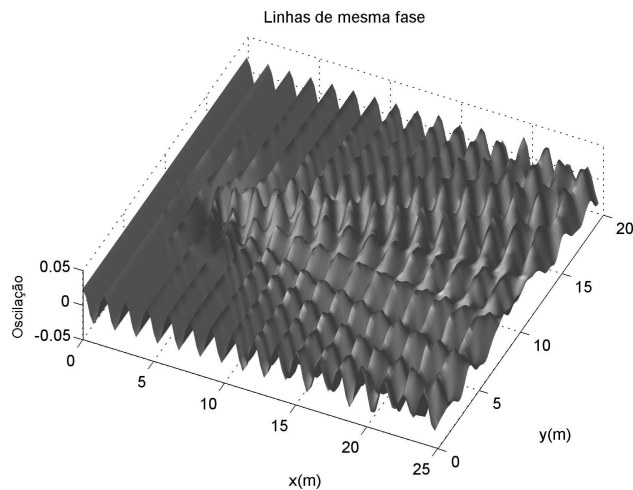


Figura 16 - Imagem instantânea - cenário 4.

Os perfis delineados serviram para facilitar a visualização dos efeitos estudados no cenário 4. As seções transversais 1, 2 e 3 (Fig. 17) ilustram bem a propagação do campo de altura das ondas ao longo do eixo  $x$ . Fica claro na seção 2 uma pequena redução (2,78%) da altura da onda que, posteriormente, sofre um significativo acréscimo até alcançar um valor máximo de 107,11% do valor inicial. Após  $x = 7$  m a altura da onda na seção 2 começa a diminuir, enquanto nas seções 1 e 3 a altura aumenta. Os perfis longitudinais (Fig. 17) reforçam a visualização do gradiente lateral de energia e o efeito da difração distribuindo a energia lateralmente por toda crista. A seção 4 passa exatamente pelo ponto de profundidade mínima, onde poucos metros adiante a onda atinge sua altura máxima como visto na seção 5. A partir de então, a altura da onda na região central da crista (em  $y = 10$  m) diminui substancialmente, enquanto nas suas extremidades ocorre um aumento gradativo como indicam as seções 6 e 7.

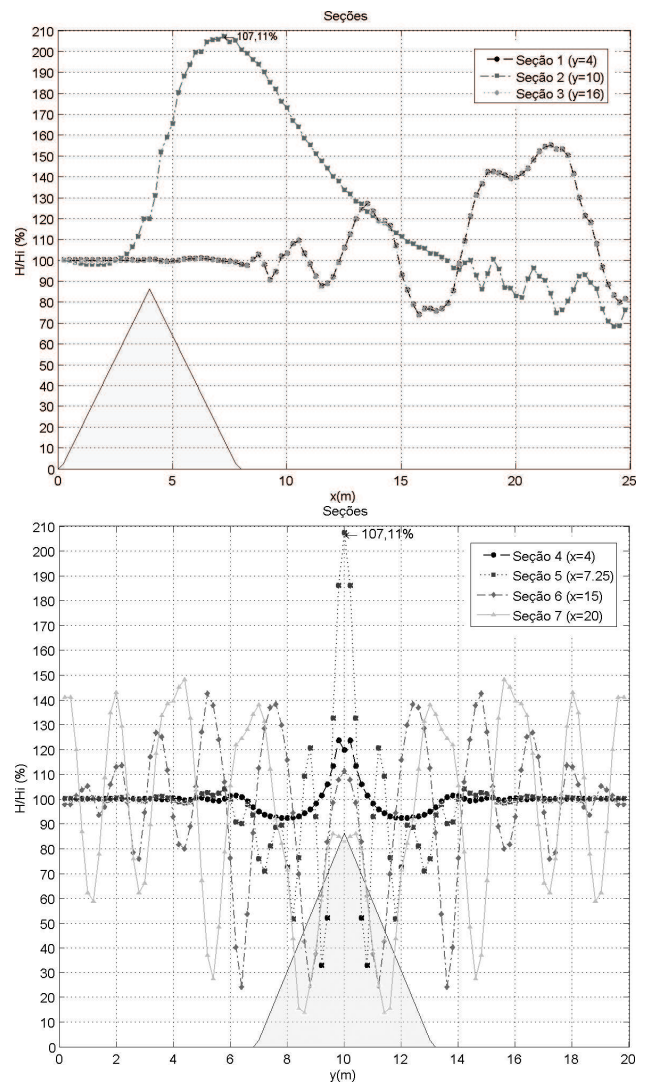


Figura 17 - Seções do campo de altura - cenário 4.

#### 4. Considerações finais

As ondas marítimas e as ondas luminosas guardam estreita relação no que diz respeito aos fenômenos da reflexão, da refração e da difração. Em muitos casos, esses efeitos são melhor visualizados no oceano porque ocorrem na escala da visão humana. Assim, as ondas superficiais são bons exemplos para a compreensão de alguns dos principais fenômenos ondulatórios. Segundo Silveira e Varriale [4], os livros-texto de física em sua maioria, não abordam as ondas marítimas mesmo se tratando de um assunto de grande interesse para os alunos do ensino médio e superior. Este artigo pretendeu estimular a curiosidade dos estudantes mostrando uma das aplicações da física, em particular a óptica, na oceanografia.

Neste trabalho buscou-se também contribuir para a compreensão dos fenômenos ópticos comparando-os com seus análogos no oceano. A modelagem computacional mostrou-se uma ferramenta bastante efi-



ciente para representar os efeitos sofridos pelas ondas aquáticas no que diz respeito à interação com a topografia submarina em casos idealizados.

Adicionalmente, o estudo de ondas em duas dimensões pode ser realizado usando uma cuba de ondas, que se trata de um recipiente com um fundo de vidro, tendo em seu interior uma lâmina de líquido onde se produz ondas aquáticas (mecânicas), as quais têm sua imagem projetada sobre uma superfície. Tal aparato é um vantajoso recurso, de baixo custo, que permite simplificar a visualização dos tipos de ondas e algumas das leis que as regem. Pode, ainda, ser facilmente empregado na sala de aula em paralelo com a modelagem computacional.

## Referências

- [1] R.G. Dean and R.A. Dalrymple, *Water Wave for Engineers and Scientists* (Prentice-Hall, New Jersey, 1988), 2 ed., p. 353.
- [2] World Meteorological Organization, *Guide to Wave Analysis and Forecasting, n. 702*. (WMO, Geneva, 1998), 2<sup>a</sup> ed., p. 159.
- [3] J.T. Kirby and R.A. Dalrymple, *Combined Refraction/Diffraction Model REF/DIF 1 V2.5 - User's Manual* (University of Delaware, Delaware, 1994).
- [4] F.L. da Silveira e M.C. Varriale, *Cad. Bras. Ens. Fís.* **22**, 2 (2005).