

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA AMBIENTAL

DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA SANITÁRIA E AMBIENTAL

SVEN LE POOLE MUELLER

**MODELAÇÃO DA CIRCULAÇÃO INDUZIDA POR ONDAS NA ZONA DE  
ARREBENTAMENTO.**

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

Orientador: Elói Melo F<sup>o</sup>, PhD.

FLORIANÓPOLIS  
SANTA CATARINA  
SETEMBRO 1998

**“MODELAÇÃO DA CIRCULAÇÃO INDUZIDA POR ONDAS NA ZONA DE ARREBENTAÇÃO.”**

SVEN LE POOLE MÜLLER

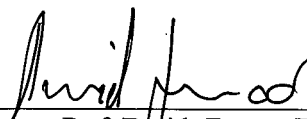
Dissertação submetida ao corpo docente do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Ambiental da Universidade Federal de Santa Catarina como parte dos requisitos necessários para obtenção do grau de

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

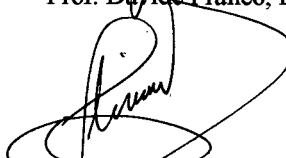
Aprovado por:



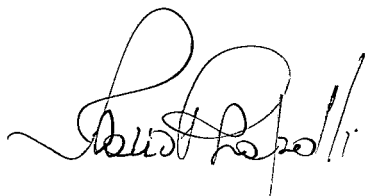
Prof. Eloi Melo Filho, Ph.D.  
(Orientador)



Prof. Davide Franco, Dr.



Prof. Clóvis Raimundo Maliska, Ph.D.



Prof. Dr<sup>a</sup>. Rejane Helena Ribeiro da Costa  
(Coordenadora)



Prof. Mauricio Felga Gobbi, Ph.D.

FLORIANÓPOLIS, SC - BRASIL  
SETEMBRO DE 1998

MUELLER, S. L.

**MODELAÇÃO DA CIRCULAÇÃO INDUZIDAS POR ONDAS NA ZONA DE ARREBENTAÇÃO.**

FLORIANÓPOLIS, 21/09/98

xi, 64p., 29,7 cm, figuras em cores, (CPGEA/UFSC, M.Sc., Engenharia Ambiental, 1998).

Dissertação - Universidade Federal de Santa Catarina.

1. Zona de Arrebentação 2. Correntes Induzidas por Ondas 3. Oceanografia Física

I. CPGEA/UFSC

II. Título (Série)

Aos meus pais Ricardo e Elke



## **AGRADECIMENTOS**

Ao meu orientador Elói Melo Filho, pela dedicação, amizade, conselhos, e contribuição ao desenvolvimento dessa tese.

Aos amigos Davide Franco e Renato Parkinson Martins, sempre solícitos e prontos para discussões técnicas acaloradas, pelo companheirismo e pelos exemplos de competência e dedicação à pesquisa.

À Dani pelo carinho, paciência e pelas longas conversas.

Aos demais companheiros do LHAHIMAR que me acompanharam nesses anos de mestrado.

Ao CNPq e CAPES pela concessão das bolsas de estudo para o desenvolvimento deste trabalho.

## ÍNDICE

|   |       |             |
|---|-------|-------------|
| <b>LISTA DE FIGURAS</b>   | ..... | <b>v</b>    |
| <b>LISTA DE SÍMBOLOS</b>  | ..... | <b>viii</b> |
| <b>RESUMO</b>   | ..... | <b>x</b>    |
| <b>ABSTRACT</b>   | ..... | <b>xi</b>   |
| <b>I INTRODUÇÃO</b>   | ..... | <b>1</b>    |
| <b>II REVISÃO DE PRINCÍPIOS BÁSICOS</b>                               | ..... | <b>9</b>    |
| 2.1 Tensões de radiação: conceito geral                               | ..... | 9           |
| 2.2 Tensões de radiação na zona de arrebentação                       | ..... | 18          |
| 2.3 Ondas na zona de arrebentação                                     | ..... | 22          |
| <b>III MODELOS MATEMÁTICOS UTILIZADOS</b>                             | ..... | <b>26</b>   |
| 3.1 Modelo de refração-difração para propagação de ondas curtas       | ..... | 26          |
| 3.2 Modelo de águas rasas 2D-H para correntes na zona de arrebentação | ..... | 30          |
| 3.3 Modelo para cálculo das forças induzidas pelas ondas curtas       | ..... | 33          |
| <b>IV APLICAÇÕES DOS MODELOS</b>                                      | ..... | <b>37</b>   |
| 4.1 Descrição do experimento do LHF                                   | ..... | 37          |
| 4.2 Resultados do modelo de ondas curtas                              | ..... | 39          |
| 4.3 Resultado do modelo para cálculo do campo de forças               | ..... | 47          |
| 4.4 Resultados do modelo de águas rasas                               | ..... | 49          |
| <b>V CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES</b>                                   | ..... | <b>57</b>   |
| <b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b>                                     | ..... | <b>59</b>   |

## LISTA DE FIGURAS

|                   |  |           |
|-------------------|--|-----------|
| <b>Figura 1.1</b> | Os principais tipos de arrebentação de ondas. ....   | <b>2</b>  |
| <b>Figura 1.2</b> | A zona de arrebentação, sub-regiões e suas características. ....   | <b>3</b>  |
| <b>Figura 1.3</b> | Esquema ilustrativo da corrente litorânea induzida por ondas incidindo perpendicularmente à praia. ....  | <b>4</b>  |
| <b>Figura 1.4</b> | Esquema ilustrativo das correntes de retorno geradas pela instabilidade da corrente litorânea. ....  | <b>4</b>  |
| <b>Figura 2.1</b> | Esquema ilustrativo referente à contribuição da pressão ao fluxo de momentum num fluido estático. ....   | <b>15</b> |
| <b>Figura 2.2</b> | Esquema ilustrativo do momentum na presença de ondas. ....   | <b>15</b> |
| <b>Figura 2.3</b> | Distribuição espacial das componentes principais de tensão de radiação sobre um volume de controle. ....   | <b>18</b> |
| <b>Figura 2.4</b> | Esquema ilustrativo dos sistemas de coordenadas s-n e X-Y referentes à onda e à linha de costa, respectivamente. ....                                      | <b>19</b> |
| <b>Figura 2.5</b> | Esquema ilustrativo da composição de forças na face do volume de controle paralelo à linha de costa. ....  | <b>20</b> |
| <b>Figura 2.6</b> | Esquema ilustrativo da composição de forças na face do volume de controle perpendicular à linha de costa. ....   | <b>22</b> |
| <b>Figura 3.1</b> | Esquema ilustrativo da malha numérica com a localização das variáveis utilizadas nos modelos de propagação de ondas, cálculo das forças e circulação. .... | <b>34</b> |
| <b>Figura 3.2</b> | Detalhe da malha numérica para o cálculo dos valores médios de tensão de radiação, na direção X. ....  | <b>36</b> |
| <b>Figura 4.1</b> | Esquema ilustrativo do tanque de ondas utilizado no experimento do LHF. ....   | <b>39</b> |

|                    |  |           |
|--------------------|--|-----------|
| <b>Figura 4.2</b>  | Esquema ilustrativo mostrando os pontos de medição no tanque de ondas do LHF. ....   | <b>40</b> |
| <b>Figura 4.3</b>  | Disposição do sistema de coordenadas do modelo de propagação de ondas com relação ao tanque de ondas do LHF. ....                      | <b>41</b> |
| <b>Figura 4.4</b>  | Distribuição espacial da altura de onda gerada pelo modelo de propagação de ondas. ....  | <b>42</b> |
| <b>Figura 4.5</b>  | Distribuição espacial da direção e altura de onda gerada pelo modelo de propagação de ondas. ....                                      | <b>42</b> |
| <b>Figura 4.6</b>  | Comparação das alturas de onda geradas pelo modelo de propagação com a solução analítica. ....   | <b>44</b> |
| <b>Figura 4.7</b>  | Área de restrição do modelo de propagação na determinação do campo de ondas na sombra do quebra-mar. ....                              | <b>45</b> |
| <b>Figura 4.8</b>  | Distribuição espacial da altura de onda medida no tanque do LHF. ....  | <b>46</b> |
| <b>Figura 4.9</b>  | Distribuição espacial da altura de onda gerada pelo modelo do LHF. ....  | <b>46</b> |
| <b>Figura 4.10</b> | Comparação das alturas de onda geradas pelo modelo de propagação e medidas no tanque do LHF, ao longo da direção X. ....               | <b>47</b> |
| <b>Figura 4.11</b> | Distribuição espacial do campo de forças para o caso das ondas monocromáticas. ....  | <b>49</b> |
| <b>Figura 4.12</b> | Comparação das componentes de forças geradas pelos diferentes modelos ao longo da direção X. ....                                      | <b>49</b> |
| <b>Figura 4.13</b> | Distribuição espacial do campo de velocidades gerado pelo modelo de águas rasas (2D-H), para uma rugosidade do fundo $a=0.005m$ . .... | <b>51</b> |
| <b>Figura 4.14</b> | Comparação dos campos de velocidades medido e gerado pelo modelo do DHI, atrás do quebra-mar. ....                                     | <b>52</b> |
| <b>Figura 4.15</b> | Comparação dos perfis de velocidades gerado pelo modelo desenvolvido, medido e os apresentados em Pechón(1997). ....                   | <b>53</b> |

|                    |  |           |
|--------------------|--|-----------|
| <b>Figura 4.16</b> | Distribuição espacial do campo de velocidades gerado pelo modelo de águas rasas (2D-H), para uma rugosidade do fundo $a=0.010\text{m}$ .....   | <b>54</b> |
| <b>Figura 4.17</b> | Distribuição espacial do campo de velocidades gerado pelo modelo de águas rasas (2D-H), para uma rugosidade do fundo $a=0.025\text{m}$ .....   | <b>54</b> |
| <b>Figura 4.18</b> | Distribuição espacial dos contornos de elevação gerado pelo modelo de águas rasas (2D-H), para uma rugosidade do fundo $a=0.005\text{m}$ ..... | <b>55</b> |
| <b>Figura 4.19</b> | Comparação do nível médio gerado pelo modelo de águas rasas (2D-H) com o medido, ao longo da direção X. ....                                   | <b>57</b> |

## LISTA DE SÍMBOLOS

### Maiúsculas Romanas

|                                  |   |
|----------------------------------|---|
| $A$                              | Amplitude   |
| $C$                              | Velocidade de fase  |
| $C_c$                            | Coefficiente de Chezy   |
| $C_g$                            | Velocidade de grupo   |
| $E$                              | Energia   |
| $E_{pot}$                        | Energia potencial   |
| $E_{cin}$                        | Energia cinética  |
| $F$                              | Fluxo de energia  |
| $H$                              | Altura  |
| $I_M$                            | Fluxo de <i>momentum</i>  |
| $L$                              | Comprimento de onda   |
| $S_{ss}, S_{nn}, S_{sn}, S_{ns}$ | Componentes de tensão da radiação referidas ao sistema de coordenadas $s-n$ |
| $S_{XX}, S_{YY}, S_{XY}, S_{YX}$ | Componentes de tensão da radiação referidas ao sistema de coordenadas X-Y   |
| $T$                              | Período   |
| $X, Y$                           | Dimensões espaciais horizontais   |

### Minúsculas Romanas

|              |  |
|--------------|--|
| $a$          | Altura da rugosidade do fundo  |
| $dn, ds$     | intervalos diferenciais nas dimensões horizontais referidos ao sistema $s-n$ |
| $dz$         | Intervalo diferencial na direção vertical                                    |
| $dX, dY$     | Intervalos diferenciais nas direções horizontais                             |
| $g$          | Módulo da aceleração da gravidade  |
| $h$          | Profundidade local   |
| $i, j$       | Índices de discretização nas direções horizontais                            |
| $\mathbf{k}$ | Vetor número de onda   |
| $k$          | Módulo do vetor número de onda   |

|              |  |
|--------------|--|
| $p$          | Pressão  |
| $p_0$        | Pressão hidrostática                             |
| $p_d$        | Pressão dinâmica                                 |
| $s, n$       | Coordenadas cartesianas referidas a onda         |
| $t$          | Tempo  |
| $\mathbf{u}$ | Vetor velocidade                                 |
| $u, v, w$    | Componentes da velocidade nas direções espaciais |
| $x, y, z$    | Dimensões espaciais                              |

### **Maiúsculas Gregas**

|                      |   |
|----------------------|---|
| $\Delta X, \Delta Y$ | Intervalos espaciais de discretização da malha. |
| $\Phi$               | Potencial de velocidade                         |

### **Minúsculas Gregas**

|  |  |
|--|--|
| $\eta$                                       | Posição da superfície livre                  |
| $\xi$  | Parâmetro de similaridade de arrebentação    |
| $\varphi$                                    | Direção de propagação da onda                |
| $\rho$                                       | Massa específica                             |
| $\sigma$                                     | Frequência angular da onda                   |
| $\tau$                                       | Tensor de tensões                            |
| $\tau_{xx}, \tau_{yy}, \tau_{xy}, \tau_{yx}$ | Componentes horizontais do tensor de tensões |
| $\nu$  | Coefficiente de viscosidade turbulenta       |

## RESUMO

Esta dissertação apresenta uma metodologia para determinar as correntes induzidas por ondas curtas (i.e. geradas pelo vento) na zona de arrebentação através de modelagem numérica. Considerando a complexidade do fenômeno em questão, apenas o caso mais simples da circulação (permanente) induzida por ondas monocromáticas é abordado. A modelagem foi organizada em três módulos: i) Cálculo do campo de ondas utilizando um modelo de refração-difração baseado na Aproximação Parabólica da Equação do Declive Suave (Kirby, 1986) no qual o decaimento da altura de onda na zona de arrebentação é incluído de forma simplificada; ii) Cálculo do campo de forças induzido pelas ondas na massa d'água a partir dos gradientes de tensão de radiação (Longuet-Higgins, 1970a, b); iii) Cálculo das correntes (médias na coluna d'água e no período) e da elevação (média) da superfície resultantes da ação do campo de forças determinado no item (ii) através de um modelo de circulação 2D-H (Martins, 1992). O modelo 2D-H resolve, por um esquema em diferenças finitas, as equações de conservação da massa e quantidade de movimento integradas na vertical e no período das ondas curtas. O caso escolhido para testar a metodologia e avaliar a qualidade dos resultados foi o de um experimento de laboratório realizado no Laboratoire d'Hidraulique de France-LHF descrito em detalhes em Mory & Hamm, 1995; Mory & Hamm, 1997 e Pechón et al. (1997). O experimento abordou o caso de ondas monocromáticas incidindo perpendicularmente sobre um quebramar localizado numa praia plana e uniforme, e contemplou medições detalhadas dos parâmetros de interesse. Os resultados de altura de onda, correntes induzidas e elevação do nível médio da superfície obtidos pela presente metodologia reproduziram de forma satisfatória as medições de laboratório e os resultados de modelos semelhantes também apresentados em Pechón et al. (1997).



## ABSTRACT

This dissertation presents a methodology for determining the currents induced by "short" (i.e. wind generated) waves within the surf-zone by means of numerical modeling. Considering the complexity of the phenomenon at issue, only the simplest case of the (steady) circulation induced by monochromatic waves is treated. The modeling has been organized in three modules: i) Calculation of the wave field utilizing a refraction-diffraction model based on the Parabolic Approximation of the Mild Slope Equation (Kirby, 1986) in which the decay of the wave height within the surf-zone is included in a simplified way; ii) Calculation of the force field induced by the waves upon the water body through radiation stress gradients (Longuet-Higgins, 1970a, b); iii) Calculation of the (depth and period averaged) currents and the (mean) surface elevation resulting from the action of the force field determined in item (ii) by means of a 2D-H circulation model (Martins, 1992). The 2D-H model solves, by a finite difference scheme, the equations for mass and momentum conservation both integrated in the water column and in the "short" wave period. The case chosen to test the methodology and to evaluate the quality of the results was a laboratory study performed at the Laboratoire d'Hydraulique de France- LHF described in detail by Mory & Hamm (1995); Mory & Hamm (1997) and Pechón et al. (1997). The experiment treated the case of monochromatic waves inciding upon a breakwater located in a plane and uniform beach and included detailed measurements of the key parameters. Results for wave height, induced (depth and period averaged) currents and mean surface elevation obtained by the present methodology reproduced in a satisfactory way both the laboratory measurements and the results from similar models also presented in Pechon et. al. (1997).

# CAPÍTULO I

## INTRODUÇÃO

A hidrodinâmica da zona de arrebentação constitui o tema central do presente estudo, sendo a sua compreensão de fundamental importância para o entendimento dos processos naturais que ocorrem na costa, dentre os quais os mais evidentes são as alterações morfológicas das praias. A compreensão desses processos naturais permite ainda, avaliar os impactos positivos ou negativos decorrentes da intervenção humana neste ambiente, à exemplo de obras de engenharia. Considerando a diversidade dos fenômenos hidrodinâmicos encontrados na zona de arrebentação, faz-se necessária uma breve descrição dos mesmos para melhor situar o trabalho aqui apresentado neste contexto.

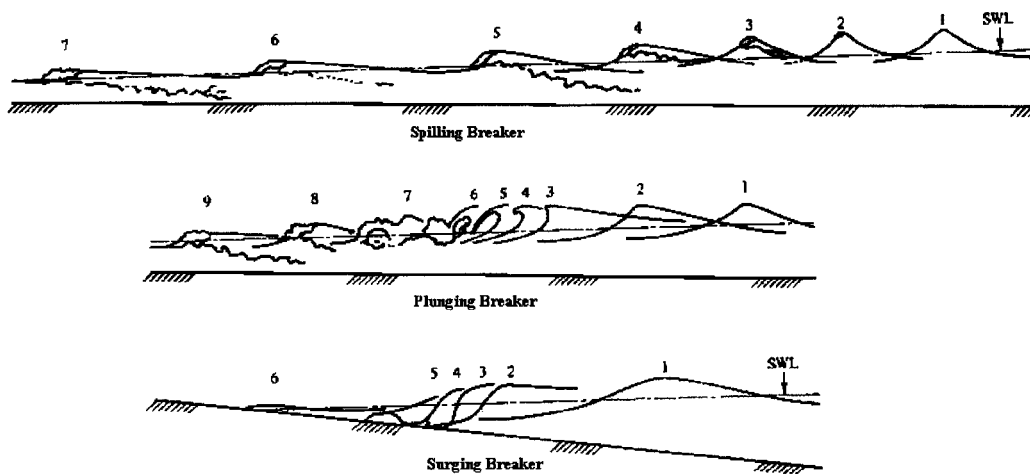
As ondas geradas pelo vento são capazes de transportar energia de forma bastante eficiente por longas distâncias no Oceano aberto. Antes de atingir a costa, as ondas têm que passar por sobre a plataforma continental, onde a profundidade começa a diminuir progressivamente. A propagação sobre o relevo submerso da plataforma dá origem a fenômenos como a refração, difração, dissipação de energia, etc. que modificam as características que as ondas possuíam ao largo. Finalmente, quando chegam a praia e atingem águas com profundidade da ordem de sua própria altura, as ondas se tornam instáveis e rompem liberando praticamente toda a energia que transportavam nessa estreita região compreendida entre o ponto de arrebentação e a linha de praia - a zona de arrebentação.

A hidrodinâmica da zona de arrebentação é extremamente complexa, compreendendo uma vasta gama de movimentos. Dentre esses, o mais facilmente observável é o próprio macaréu (“bore”), termo usado para identificar a onda já arrebentada, que consiste num verdadeiro “rolo” de água que se move em direção a praia provocando grande turbulência na região por onde passa.

Observações empíricas mais detalhadas do fenômeno tem demonstrado que as ondas arrebentam de forma diferente em função da sua altura, comprimento e da própria declividade do fundo. Assim, os tipos de arrebentação podem ser enquadrados em 3 categorias principais (ver, por ex, Fredsoe & Diegaard, 1994):

- Progressiva ou deslizante (“spilling”)
- Mergulhante (“plunging”)
- Tipo “quebra-côco” (“surging”)

A caracterização de cada tipo de arrebentação é ilustrada na figura 1.1

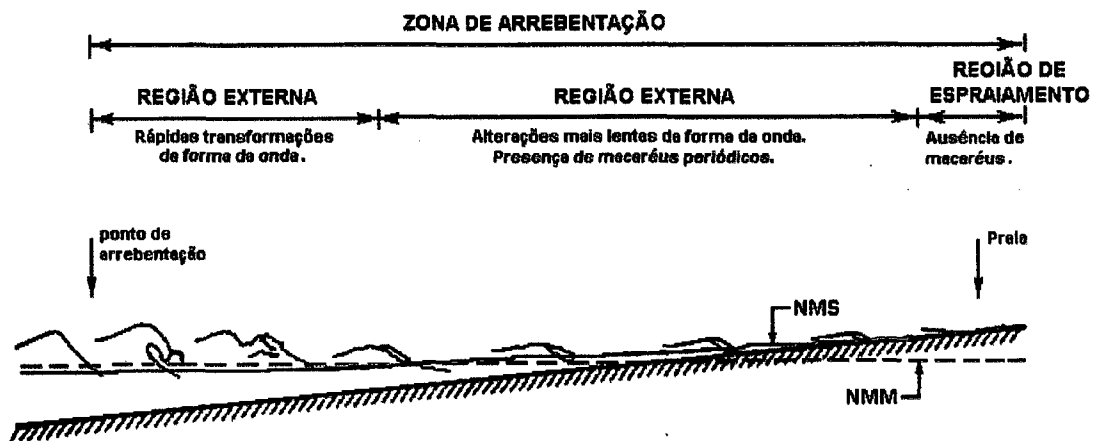


**Figura 1.1** Esquema ilustrativo dos três principais tipos de arrebentação de ondas, mostrando os diferentes estágios do processo, desde o início da arrebentação das ondas (1) até o espraiamento da mesma (modificado de Dean & Dalrymple, 1984). NMS corresponde ao nível médio da superfície.

No caso de praias com inclinações suaves de fundo (2 primeiros tipos acima), observações empíricas permitiram ainda subdividir a zona de arrebentação em três sub-regiões (Hamm et al., 1993; Svendsen & Putrevu, 1995a)- ilustradas na figura 1.2 - a saber:

⇒ *Região externa* ou de *transição* - onde a onda, imediatamente após o início da quebra, sofre rápidas e substanciais alterações em sua forma, dando origem aos macaréis e a grandes vórtices mais ou menos organizados. Esta zona cobre uma distância relativamente curta de cerca de 8 a 10 vezes a profundidade local.

- ⇒ *Região interna* ou de *macaréu* - é a região subsequente à zona de transição e se estende até a praia propriamente dita. Nessa região, as alterações sofridas pelas ondas são mais lentas com os macarés diminuindo de altura progressivamente a medida que se movem em direção a praia. Segundo Hamm et al.(1993), a altura dos macarés parece ser fortemente controlada pela profundidade local e pela inclinação do fundo.
- ⇒ *Região de espriamento* - é a região de praia já no final da zona de arrebenção onde se observa um fluxo e refluxo periódico de água molhando e secando a praia alternadamente.

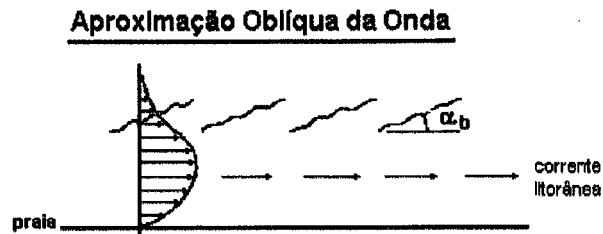


**Figura 1.2** As sub-regiões da zona de arrebenção e suas características (modificado de Svendsen & Putrevu, 1995b). NMS corresponde ao Nível Médio da Superfície e NMM ao Nível Médio do Mar.

Entretanto, além do macaréu e da turbulência, a passagem das ondas pela zona de arrebenção induz ainda o aparecimento de outras ondas de longo período e de correntes paralelas à praia de caráter quase permanente, conhecidas como “correntes litorâneas” (na literatura de língua inglesa “long-shore currents”). A existência dessas correntes pode ser percebida claramente a olho nu numa praia longa na qual ondas incidem obliquamente como ilustrado esquematicamente na figura 1.3.

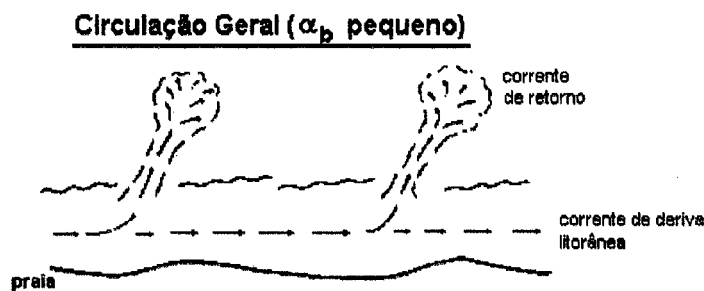
Na direção perpendicular à praia existe um padrão de correntes com grande variação vertical. Em termos simples, a passagem dos macarés induz um forte transporte de água em direção à praia na parte superior da coluna d’água. O retorno desse volume d’água (ou de boa parte dele) se dá pela parte inferior da coluna d’água

onde o efeito do macaréu é menor. Esta corrente submersa que se desenvolve próxima ao fundo - conhecida na literatura de língua inglesa como “undertow” - desempenha um papel importante no transporte de sedimentos na direção perpendicular à costa e, por conseguinte, no estabelecimento do perfil da praia.



**Figura 1.3** Corrente litorânea induzida na zona de arrebentação por ondas incidindo obliquamente à linha de praia.  $\alpha_b$  corresponde ao ângulo formado pelas cristas das ondas no ponto de arrebentação e a linha de costa. No lado esquerdo da figura é apresentado um perfil transversal de velocidades esquemático desta corrente.

A observação mostra ainda que, em muitas situações, o retorno da água em direção ao mar ocorre também na forma de jatos esporádico, como mostra esquematicamente a figura 1.4, que surgem a partir da própria corrente litorânea e que são conhecidos como correntes de retorno (“rip-currents”).



**Figura 1.4** Correntes de retorno geradas devido à instabilidade da corrente litorânea.

Em algumas praias verifica-se que tais correntes de retorno tendem a aparecer em sucessão com espaçamento surpreendentemente regular. Já em outras praias, observa-se uma nítida preferência de determinados locais para o aparecimento dessas correntes. Na verdade, acredita-se que essas características especiais das correntes de

retorno possam estar associadas à presença de ondas de longo período (em relação ao período da ondulação original) cuja existência na zona de arrebentação tem sido comprovada recentemente.

O primeiro indício de movimentos de período mais longo que o das ondas geradas pelo vento na zona de arrebentação veio quando se observou, através de medições de campo, a existência de pulsações da posição média da superfície do mar cujo período correspondia ao período dos grupos de onda e não ao das ondas em si. Essa pulsação ou balanço da superfície média, que ficou conhecida como “surf-beat” é, na verdade, a manifestação de um tipo especial de onda possível de existir num corpo d’água em forma de cunha, onde o fundo é um plano inclinado, como no caso de uma praia - as chamadas “Edge Waves”(Ursell, 1952). Elas podem ser interpretadas como os “modos de vibração” de uma praia (com fundo inclinado) e já eram conhecidas em teoria há muito. Entretanto, a existência “real” de “Edge Waves” na zona de arrebentação só foi observada na natureza há cerca de duas décadas (Ursell, 1952; Oltman-Shay & Guza, 1987).

Um outro tipo de movimento com características de onda também possível de ocorrer na zona de arrebentação são as chamadas “Shear Waves”, cuja existência só foi constatada recentemente(Bowen & Holman,1989; Oltman-Shay et al.,1989). Esta onda surge da instabilidade hidrodinâmica da própria corrente litorânea, que apresenta variações de velocidade na direção transversal (“shear”) extremamente acentuadas. Esse tipo de onda se manifesta como uma oscilação periódica da corrente litorânea ao longo da praia que evolui segundo certos padrões particulares com comprimento e velocidades bem definidos (Dodd et al.,1992)

As ondas longas descritas de forma breve acima têm, tipicamente, períodos na faixa entre 20 segundos e 5 minutos e, portanto, tem sido referidas na literatura de forma genérica como ondas de “infra-gravidade” (Shäffer, 1993). Como as ondas geradas pelo vento - vagas e ondulações - tem períodos sempre menores, na faixa entre 2 a 20 segundos, tem sido usado o termo ondas “curtas” para a sua identificação. Tal terminologia será também adotada no presente trabalho.

A óbvia complexidade dos movimentos encontrados na zona de arrebentação restringiu durante muito tempo os estudos hidrodinâmicos desses escoamentos a observações na natureza e a experimentos de laboratório.

De fato, os processos litorâneos, desde longa data, despertavam a atenção de geógrafos e geomorfologistas que já acumulavam uma boa bagagem de conhecimento descritivo/qualitativo de evolução e formação das linhas de costa (Mei, 1992; Komar & Oltman-Shay, 1991). Segundo Mei (1992), as primeiras teorias analíticas para correntes litorâneas iniciaram com o trabalho de Putnam et al. (1949), seguidos por vários outros autores. Entretanto, muitas dessas teorias foram revistas e posteriormente abandonadas.

Intensos esforços nas pesquisas teóricas e experimentais nas últimas 3 décadas, entretanto, proporcionaram um significativo progresso do conhecimento da dinâmica costeira do ponto de vista teórico e quantitativo. De acordo com Komar & Oltman-Shay (1991), a análise contemporânea da geração das correntes na zona de arrebentação teve início com os trabalhos de Bowen (1969), Longuet-Higgins (1970a,b) e Thornton (1970), baseados no conceito de *tensão de radiação* desenvolvido nos anos 60 por Longuet-Higgins & Stewart (1962, 1964). De fato, somente após a introdução desse importante conceito foi possível realizar progressos significativos na compreensão do mecanismo físico que permite às ondas “curtas” induzir correntes quase permanentes e ondas “longas” na zona de arrebentação.

Svendsen & Putrevu (1995a) apontam que os dados experimentais existentes até a década de 70 se limitavam aos de laboratório, quando em 1980, foi realizado o “Nearshore Sediment Transport Study” (NSTS) em duas praias da Califórnia, o qual deu origem às primeiras séries de grandes experimentos de campo. Desde então, muitos experimentos semelhantes foram realizados nos E.U.A. e mais tarde, em menor escala, também na Europa e no Japão.

Contudo, segundo Kirby & Dalrymple (1982), a necessidade de se estender a capacidade de previsão dos fenômenos envolvidos na dinâmica costeira além do escopo dos métodos analíticos existentes, associada ao aumento da capacidade de

armazenamento de dados e a velocidade de processamento de informações dos computadores, levaram a um rápido desenvolvimento dos modelos numéricos nas duas últimas décadas (Abbott, 1991; Maliska, 1995).

Segundo Svendsen & Putrevu (1995b), os modelos para a zona de arrebentação existentes podem ser agrupados em duas categorias:

- a) modelos no domínio do tempo, que objetivam descrever o escoamento em escalas que incluem o movimento das ondas curtas;
- b) os chamados modelos de circulação promediados em profundidade e no período das ondas curtas (“depth and short-wave averaged circulation models”), capazes de resolver fenômenos de variação lenta em relação ao período das ondas curtas tais como as correntes litorâneas e as ondas de infragravidade.

O objetivo maior deste trabalho é desenvolver um modelo tipo (b) que possibilite determinar as correntes induzidas por ondas “curtas” na zona de arrebentação, valendo-se de trabalhos anteriores realizados por pesquisadores do Laboratório de Hidrologia Aplicada e Hidráulica Marítima - LHAHIMAR - do Departamento de Engenharia Sanitária e Ambiental da UFSC.

Dada a complexidade do fenômeno, o presente trabalho tem como meta específica estudar o caso mais simples que é o da circulação induzida por ondas monocromáticas. Neste contexto, o trabalho deve ser entendido como um primeiro passo de uma linha de pesquisa sobre a hidrodinâmica da zona de arrebentação.

A modelagem aqui apresentada foi organizada em três módulos:

- i. cálculo do campo de onda “curta” para o domínio computacional utilizando um modelo de propagação de onda que resolve a aproximação parabólica da “Mild Slope Equation”, determinando os padrões de refração e difração de uma onda monocromática (Melo, 1990). A variação da altura de onda na zona de arrebentação é incluída nesse modelo linear de forma bastante simplificada.



- ii. cálculo das forças geradoras das correntes induzidas pelas ondas a partir dos gradientes de tensão de radiação usando uma formulação derivada de Longuet-Higgins (1970a, b) - contribuição nova.
- iii. cálculo das correntes médias na coluna d'água e da posição da superfície, utilizando um modelo de circulação 2D-H (Martins,1992), que resolve as equações de conservação da massa e quantidade de movimento integradas na vertical e no período das ondas “curtas”.

O trabalho inicia no capítulo 2 com uma breve revisão de princípios básicos de mecânica das ondas. Devido a importância fundamental que as tensões de radiação desempenham no fenômeno em estudo, o capítulo 2 inclui uma revisão mais detalhada do conceito e da dedução teórica destas tensões bem como uma revisão de alguns aspectos sobre o tópico arrebentação de ondas relacionados ao presente trabalho. No capítulo 3 é feita uma breve apresentação dos modelos matemáticos utilizados para o cálculo da propagação das ondas “curtas” e das correntes litorâneas. O esquema numérico utilizado para cálculo das tensões de radiação é também descrito em detalhe nesse capítulo. O capítulo 4 contém a aplicação da metodologia desenvolvida. O caso escolhido para testar a referida metodologia e avaliar a qualidade dos resultados foi o de um experimento de laboratório no qual medições detalhadas dos principais parâmetros foram realizados (Pechón et al., 1997). Tal experimento tem servido de teste para inúmeros modelos similares ao presente desenvolvidos na Europa e EUA. Finalmente, o capítulo 5 apresenta as conclusões e recomendações finais do trabalho.

## CAPÍTULO II

### REVISÃO DE PRINCÍPIOS BÁSICOS

O presente capítulo apresenta um resumo dos fundamentos teóricos necessários para a determinação das forças induzidas pelas ondas na zona de arrebentação que são responsáveis pela geração das correntes litorâneas.

#### 2.1 Tensões de radiação: conceito geral

A presença de ondas na superfície do mar provoca o aparecimento de variações de pressão e de movimentos na água. A solução deste complexo problema de mecânica dos fluidos considera como hipóteses básicas que o escoamento é incompressível, invíscido e irrotacional. Sob essas hipóteses, é possível tratar o problema das ondas superficiais no âmbito dos escoamentos potenciais que tem como equação governante a conhecida (e linear) equação de Laplace:

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad (2.1)$$

onde,  $\Phi$  é o potencial de velocidades, função escalar definida tal que

$$\mathbf{u} = -\nabla \Phi \quad (2.2)$$

onde,  $\mathbf{u}$  é o campo de velocidade causado pela onda.

A grande complexidade neste caso surge, principalmente, por conta da existência de uma superfície livre móvel, cuja posição,  $\eta$ , é uma das incógnitas a determinar, e onde devem ser aplicadas condições de contorno - uma de caráter cinemático e outra de caráter dinâmico - expressas por equações diferenciais não lineares. Considerando um sistema de coordenadas cartesiano com  $z$  vertical, positivo para cima a partir da superfície de repouso da água e  $\mathbf{u} = (u, v, w)$ , tem-se:

Condição de contorno cinemática na superfície livre:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} - u \frac{\partial \eta}{\partial x} - v \frac{\partial \eta}{\partial y} = w \quad ; \quad \text{em } z = \eta(x, y, t) \quad (2.3)$$

Condição de contorno dinâmica na superfície livre:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2) + \frac{p}{\rho} + g z = C(t) \quad ; \quad em \quad z = \eta(x,y,t) \quad (2.4)$$

onde,  $p$  = pressão e  $C(t)$  = função (arbitrária) do tempo.

Condição de contorno no fundo (impermeável):

$$w = -u \frac{\partial h}{\partial x} - v \frac{\partial h}{\partial y} \quad ; \quad em \quad z = -h(x,y) \quad (2.5)$$

onde,  $h$  é a profundidade.

Entretanto, apesar da dificuldade introduzida pelas condições de contorno, é possível obter-se uma solução razoavelmente simples se as ondas tiverem amplitude infinitesimal pois, nesse caso o problema pode ser totalmente linearizado e simplificado. A solução linearizada de Airy, como é referida na literatura técnica, é já conhecida há muitas décadas podendo, inclusive, ser encontrada em livros textos sobre ondas como, por exemplo, Dean & Dalrymple (1984) e Crapper (1984).

Admitindo ondas planas periódicas que se propagam sobre um fundo horizontal impermeável, a solução de Airy é dada por:

$$\eta(x,t) = \frac{H}{2} \cos(kx - \sigma t) \quad (2.6)$$

onde,  $H$  é a altura da onda,  $k = 2\pi/L$  sendo  $L$  o comprimento de onda,  $\sigma = 2\pi/T$  sendo  $T$  o período da onda. O eixo  $x$  foi alinhado com a direção de propagação apenas para simplificar a notação.

Neste caso o potencial de velocidades é dado por:

$$\Phi(x,z,t) = -\frac{H}{2} \frac{g}{\sigma} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh(kh)} \sin(kx - \sigma t) \quad (2.7)$$

A frequência ( $\sigma$ ) e o número de onda ( $k$ ) estão relacionados através da chamada “relação de dispersão” dada por:

$$\sigma^2 = gk \tanh(kh) \quad (2.8)$$

a qual especifica também a velocidade de propagação das cristas  $C$  (chamada velocidade de fase) uma vez que  $C = \sigma / k$ .

De acordo com a solução acima, as componentes horizontal ( $u$ ) e vertical ( $w$ ) do campo de velocidade e o campo de pressão ( $p$ ) são dados por (Dean & Dalrymple, 1984):

$$u(x, z, t) = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{Hgk \cosh k(h+z)}{2\sigma \cosh(kh)} \cos(kx - \sigma t) \quad (2.9)$$

$$w(x, z, t) = -\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{Hgk \sinh k(h+z)}{2\sigma \cosh(kh)} \sin(kx - \sigma t) \quad (2.10)$$

$$p(x, z, t) = -\rho g z + \rho g \frac{H \cosh k(h+z)}{2 \cosh(kh)} \cos(kx - \sigma t) \quad (2.11)$$

Observa-se que o campo de pressão é composto por uma parcela “hidrostática” (1º termo do lado direito) que existe mesmo na ausência de ondas e por uma parcela “dinâmica” (2º termo do lado direito) que representa a perturbação de pressão introduzida pelas ondas.

Usando as relações acima, obtém-se os seguintes resultados para as energias cinética e potencial médias por unidade de área, corretas até a ordem  $H^2$ :

$$E_{cin} = \frac{1}{L} \int_x^{x+L} \int_{-h}^{\eta} \rho \frac{u^2 + w^2}{2} dx dz = \rho g \frac{H^2}{16} \quad (2.12)$$

$$E_{pot} = \frac{1}{L} \int_x^{x+L} \rho g \frac{(h+\eta)^2}{2} dx = \rho g \frac{H^2}{16} \quad (2.13)$$

Assim, a *energia* total média por unidade de área superficial da onda é dada por:

$$E = E_{cin} + E_{pot} = \frac{1}{8} \rho g H^2 \quad (2.14)$$

O *fluxo de energia* médio no período da onda ( $F$ ) transmitido pela onda corresponde a taxa de realização de trabalho no interior da água e pode ser calculado por:

$$F = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \int_{-h}^{\eta} p_d \cdot u \, dz \, dt \quad (2.15)$$

onde,  $p_d$  é a parcela dinâmica do campo de pressão definida na equação (2.11).

Substituindo as expressões correspondentes e efetuando as integrais mantendo os termos envolvendo até no máximo  $H^2$ , chega-se a seguinte expressão para o fluxo de energia:

$$F = \left( \frac{1}{8} \rho g H^2 \right) \frac{\sigma}{k} \left[ \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \right] \quad (2.16)$$

Em vista dos resultados previamente obtidos, verifica-se que o fluxo acima pode ser escrito como:

$$F = E \cdot C_g \quad (2.17)$$

onde  $C_g = C \cdot n$ , sendo  $n = \frac{1}{2} + \frac{kh}{\sinh 2kh}$

A expressão (2.17) permite interpretar  $C_g$  como a velocidade com a qual a *energia é transportada* pelas ondas.  $C_g$  é conhecido na literatura especializada como “*velocidade de grupo*”. Analisando os valores limites do parâmetro  $n$ , verifica-se que este varia entre 0,5 (quando  $h \gg L$ ) e 1,0 (quando  $h \ll L$ ), indicando que a energia em águas profundas é transmitida com somente a metade da velocidade de fase da onda, enquanto que em águas rasas as cristas e a energia viajam à mesma velocidade.

O transporte de energia pelas ondas é bem conhecido desde o estabelecimento da solução linear por Airy. Entretanto, a importância do transporte de *momentum* - também existente quando ondas se propagam no mar - não foi devidamente percebida até a introdução por Longuet-Higgins & Stewart (1964) das *tensões de radiação*. Em vista da importância desse conceito para o presente estudo, a revisão deste assunto será feita de forma um pouco mais detalhada.

O primeiro ponto a se observar é a analogia existente entre *tensão* e *fluxo de momentum*. Por exemplo, tomando  $u$  (componente  $x$  do campo de velocidades  $u$ ) e definindo  $\rho \cdot u$  como a componente  $x$  do *momentum* da água por unidade de volume (ou, abreviadamente, *momentum-x*); o fluxo de *momentum-x* ( $I_{M_x}$ ) transportado na própria direção  $x$  pela componente  $u$ , é dado por:

$$I_{M_x} = (\rho \cdot u) u \quad (2.18)$$

Analisando dimensionalmente a expressão acima, tem-se:

$$\frac{\text{Fluxo de Momentum}}{\text{Unidade de Volume}} = \left[ \frac{M}{L^3} \cdot \frac{L}{T} \cdot \frac{L}{T} \right] = [M \cdot L^{-1} \cdot T^{-2}] = \frac{\text{Força}}{\text{Area}} = \text{Tensão}$$

Portanto, um *fluxo de momentum* por unidade de volume é *dimensionalmente* equivalente a uma força por unidade de área, ou seja, a uma *tensão*.

A equivalência entre *tensão* e *fluxo de momentum*, ilustrada acima para uma componente *escalar*, pode, na realidade, ser *generalizada* para todo o campo de velocidades  $u$ , interpretando-se o *tensor* de tensões ( $\tau$ ) como o resultado *do produto aberto* (Malvern, 1969, pg 36) entre os *vetores*  $\rho u$  e  $u$ :

$$\tau \equiv \rho \cdot u \otimes u \equiv \rho u_i u_j \quad (2.19)$$

Assim, considerando um escoamento bidimensional, o tensor de tensões é dado por:

$$\tau = \begin{bmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \rho uu & \rho uv \\ \rho vu & \rho vv \end{bmatrix} \quad (2.20)$$

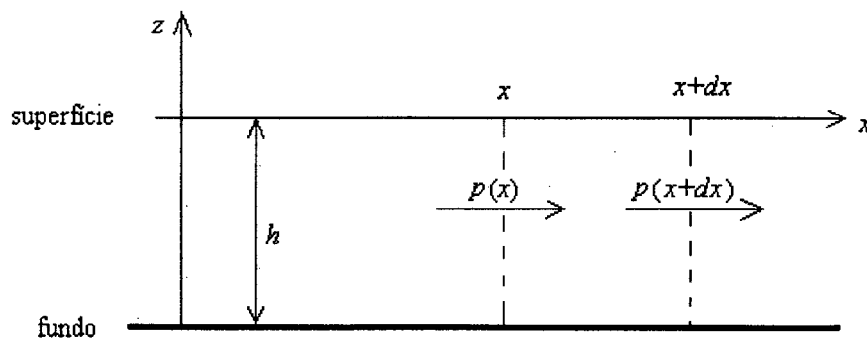
A componente  $\tau_{xy} = \rho uv$ , sob essa ótica, corresponde ao *fluxo de momentum-x* na direção  $y$  e assim por diante.

Feita esta consideração, o próximo passo para determinar as tensões de radiação é calcular o fluxo de *momentum* médio no período das ondas e integrado em toda a coluna d'água. Se a presença das ondas realmente induz na água um fluxo de *momentum* residual ao longo de um período, este deverá surgir naturalmente quando se computar o fluxo líquido de *momentum* dado pela diferença de fluxos *com* e *sem* ondas presentes.

É interessante, portanto, determinar inicialmente o fluxo de *momentum* horizontal através de um plano vertical para o caso de um corpo d'água *estático* (logo *sem* ondas). Neste caso, como não existe movimento na água, o fluxo de *momentum* pode ser *interpretado* como sendo o resultado apenas da ação da *pressão* no interior da massa d'água. Considerando um plano localizado na posição  $x$ , como mostrado na figura 2.1, o fluxo de *momentum* através dessa seção é simplesmente:

$$I_M = \int_{-h}^0 p_0 dz \quad (2.21)$$

onde,  $p_0 = -\rho gz$ , é a pressão hidrostática.



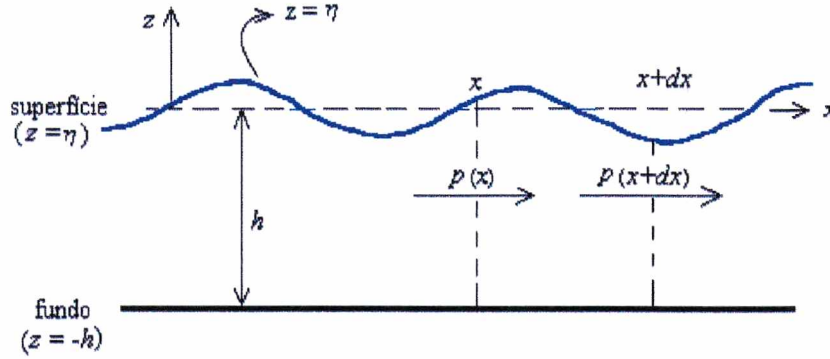
**Figura 2.1** Contribuição da pressão ao fluxo de *momentum* num fluido estático.

Considerando agora um corpo d'água com ondas superficiais, como ilustrado na figura 2.2, o fluxo de *momentum* através de um plano vertical qualquer pode ser interpretado como o resultado de duas contribuições: uma devido à velocidade das partículas e outra devido à variação de pressão, induzidas pelas ondas. Assim, o fluxo

de *momentum* integrado em toda a coluna d'água e promediado no período de onda é dado por:

$$I_{M_{ondas}} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \int_{-h}^{\eta} (p + \rho u^2) dz dt \quad (2.23)$$

onde,  $p$  é composto por uma parcela hidrostática e por outra dinâmica conforme indicado na equação (2.11) para ondas de amplitude infinitesimal.



**Figura 2.2** Fluxo de *momentum* na presença de ondas.

Finalmente, é possível calcular o fluxo *residual* de *momentum* na direção de propagação, ocasionado pela presença das ondas subtraindo-se (2.21) de (2.23).

Definindo então a componente principal  $S_{xx}$  do *tensor de tensões de radiação* como o fluxo residual obtido do balanço de fluxos de *momentum* na direção  $x$  acima, tem-se:

$$S_{xx} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \int_{-h}^{\eta} (p + \rho u^2) dz dt - \int_{-h}^0 p_0 dz \quad (2.24)$$

Lembrando que  $v$  = componente do campo de velocidades causado pela onda na direção  $y$  - paralela às cristas - é possível também *definir* a componente transversal  $S_{yy}$  do tensor de tensões de radiação de forma análoga:

$$S_{yy} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \int_{-h}^{\eta} (p + \rho v^2) dz dt - \int_{-h}^0 p_0 dz \quad (2.25)$$



Finalmente, a componente  $S_{xy}$ , que representa o fluxo de *momentum-x* na direção  $y$ , é também definida como:

$$S_{xy} = S_{yx} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \int_{-h}^{\eta} (\rho uv) dz dt \quad (2.26)$$

onde a ausência da pressão se deve ao fato de que esta não promove fluxos de *momentum* do tipo “cruzado” (i.e. *momentum*  $i$  na direção  $j$ ).

Resta agora, como passo final para a determinação do tensor de tensões de radiação, calcular as integrais indicadas em (2.24, 2.25 e 2.26). O cálculo dessas integrais envolve algumas sutilezas que serão comentadas brevemente.

Em primeiro lugar, observa-se que as definições das tensões de radiação apresentadas em (2.24) a (2.26) são “*exatas*” no sentido que se  $u$ ,  $v$ ,  $p$  e  $\eta$  forem especificados com precisão - mesmo dentro da zona de arrebentação - e as integrais forem calculadas corretamente, os fluxos residuais de *momentum* serão dados, sem aproximação, pelas expressões supracitadas.

No caso de se usar a solução *linearizada* para representar  $u$ ,  $v$ ,  $p$  e  $\eta$  - procedimento originalmente usado por Longuet-Higgins & Stewart (1964) e também utilizado no presente trabalho - é necessário atentar para os seguintes pontos:

Para guardar uma ordem de precisão compatível com a solução linearizada (a qual se aplica a ondas de pequena altura) deve-se manter termos que incluam no máximo  $H^2$ . Termos envolvendo potências mais altas de  $H$  serão, portanto, desprezados.

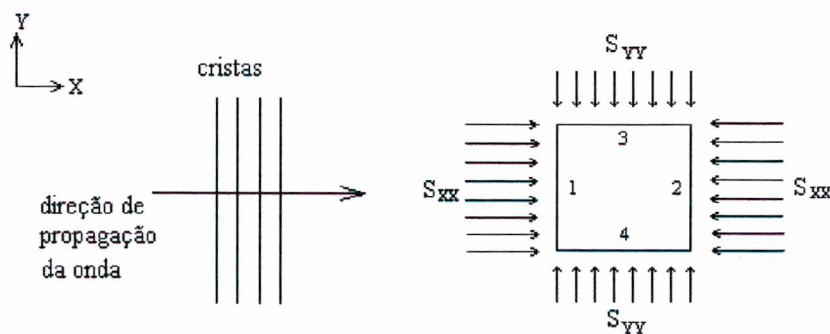
O limite superior da integração vertical é  $z = \eta$  e não  $z = 0$ . Este pormenor é, na verdade, fundamental pois traduz a importância que, fisicamente, as oscilações da superfície livre desempenham no fluxo líquido de *momentum* associado as ondas.

Assim, substituindo nas equações (2.24, 2.25 e 2.26) as expressões (2.6) para  $\eta$ , (2.9) para  $u$  e (2.11) para  $p$  - observando ainda que a velocidade na direção transversal  $v$  é nula no caso de ondas planas - e calculando as integrais - atentando para as questões apontadas acima - chega-se aos seguintes valores (Longuett-Higgins & Stewart 1964, Longuett-Higgins 1970) para as componentes do tensor de tensões de radiação ( $S$ ):

$$S = \begin{bmatrix} S_{xx} & S_{xy} \\ S_{yx} & S_{yy} \end{bmatrix} = E \cdot \begin{bmatrix} \left(\frac{1}{2} + \frac{2kh}{\sinh(2kh)}\right) & 0 \\ 0 & \frac{2kh}{\sinh(2kh)} \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

onde,  $E = \frac{1}{8} \rho g H^2$  e as direções  $x$  e  $y$  correspondem a direção de propagação e a direção das cristas das ondas, respectivamente. Cabe ressaltar que as tensões de radiação são dimensionalmente força por comprimento; entretanto, são obtidas integrando-se na vertical (coluna d'água), correspondendo assim a uma força por área, ou seja, uma tensão.

A importância das tensões de radiação como um mecanismo capaz de induzir forças na massa d'água através da qual as ondas se propagam pode ser ilustrada considerando o caso de uma coluna d'água delimitada pelos planos verticais 1, 2, 3 e 4, como ilustrado na figura 2.3, abaixo.



**Figura 2.3** distribuição espacial das componentes principais de tensão de radiação sobre um volume elementar, visto no plano horizontal.

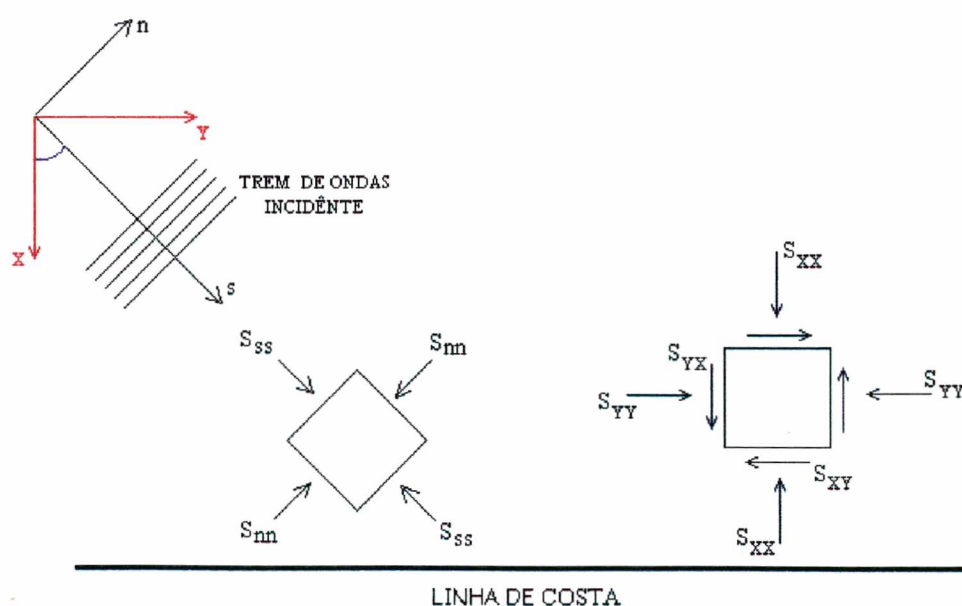
Retomando a definição básica da tensão de radiação como sendo o excesso de fluxo de *momentum* (ao longo do período) que surge na coluna d'água devido à presença da onda, verifica-se que a coluna d'água acima ficará submetida a uma *força*

*residual* induzida pela onda se o *fluxo líquido* (“*net flux*”) de *momentum* através das faces da coluna for diferente de zero.

Ora, se as características da onda e as profundidades em todos os quatro planos forem idênticas, as componentes de tensão de radiação nos lados opostos da coluna serão também idênticas, implicando num *fluxo líquido de momentum nulo* e, portanto, numa força resultante também nula. Porém se as características da onda variarem entre os planos 1, 2, 3 ou 4, aparecerá uma força resultante diferente de zero. Posto isso, pode-se esperar que as forças provenientes das tensões de radiação se tornem importantes em áreas onde as características das ondas mudem rapidamente, como é o caso, por exemplo, da zona de arrebentação numa praia.

## 2.2 Tensões de radiação na zona de arrebentação

O primeiro passo para a determinação das forças induzidas pelas ondas na zona de arrebentação consiste em transferir o tensor de tensões de radiação, originalmente referido a um sistema de eixos alinhado com a direção de propagação das ondas, para um novo sistema de coordenadas referido à linha de costa. Consideremos, portanto, o caso genérico apresentado na figura 2.4 de um trem de ondas (monocromáticas) incidindo *obliquamente* numa praia segundo um ângulo  $\varphi$  com a normal à costa.

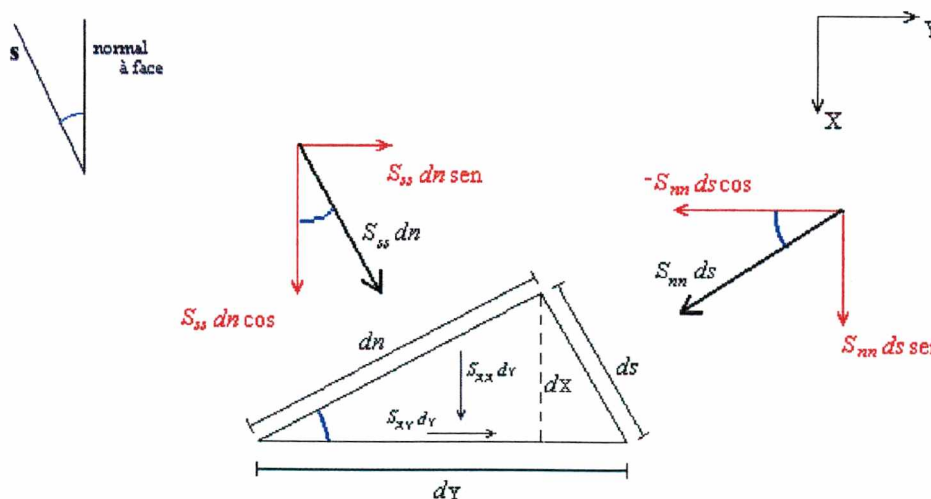


**Figura 2.4** Sistemas de coordenadas  $s$ - $n$ , referenciado à onda e  $X$ - $Y$  referenciado à linha de costa.

Para adequar a nomenclatura deste trabalho com a da literatura sobre correntes litorâneas, é conveniente introduzir a seguinte modificação: a direção de propagação de onda passará a ser  $s$  em lugar de  $x$ , enquanto a direção das cristas (perpendicular a  $s$ ) será designada pela letra  $n$ . O sistema de coordenadas referido à linha de costa (X,Y) terá a seguinte orientação: eixo X normal à costa e positivo no sentido do mar para a terra; eixo Y disposto ao longo da praia e positivo para a direita (ver figura 2.4).

O estado de tensões existentes num elemento de volume orientado segundo o novo sistema de coordenadas X-Y, portanto, girado de  $\varphi$  em relação a  $s-n$  (ver figura 2.4), pode, em princípio, ser obtido a partir das tensões principais originais ( $S_{ss}$  e  $S_{nn}$ ) diretamente através do Circulo de Mohr correspondente. Entretanto, como a convenção de sentido que se estabeleceu nesse tópico - mostrada na figura - difere do padrão adotado usualmente em resistência dos materiais e, ainda dentro da idéia de apresentar uma revisão dos princípios básicos envolvidos, optou-se por fazer o desenvolvimento completo das tensões no referencial X,Y a partir do balanço de forças no elemento.

Assim, utilizando a convenção indicada na figura 2.4 para designar tensões positivas e fazendo a decomposição das forças que atuam sobre um plano cuja normal é inclinada de  $\varphi$  em relação à direção  $s$ , conforme o esquema ilustrado na figura 2.5:



**Figura 2.5** Esquema de decomposição de forças para a face paralela à costa.



(i) Força na direção  $X$  atuando na face normal a  $X$ :

$$S_{XX} dY = S_{ss} dn \cos \varphi + S_{nn} ds \sin \varphi \quad (2.28)$$

onde considerou-se um elemento de altura unitária na direção normal ao papel.

Observando que  $\frac{dn}{dY} = \cos \varphi$  e  $\frac{ds}{dY} = \sin \varphi$ , tem-se:

$$S_{XX} = S_{ss} \cos^2 \varphi + S_{nn} \sin^2 \varphi \quad (2.29)$$

Lembrando ainda que  $\cos^2 \varphi = \frac{1}{2}[1 + \cos 2\varphi]$  e  $\sin^2 \varphi = \frac{1}{2}[1 - \cos 2\varphi]$ , é

possível escrever a equação acima como:

$$S_{XX} = \frac{S_{ss} + S_{nn}}{2} + \frac{S_{ss} - S_{nn}}{2} \cos 2\varphi \quad (2.30)$$

A equação (2.30) acima permite calcular a tensão normal  $S_{XX}$  existente num plano paralelo à praia cuja normal faz um ângulo  $\varphi$  em relação a direção de propagação das ondas.

(ii) Força na direção  $Y$  atuando na face normal a  $X$ :

$$S_{XY} dY = S_{ss} dn \sin \varphi - S_{nn} ds \cos \varphi \quad (2.31)$$

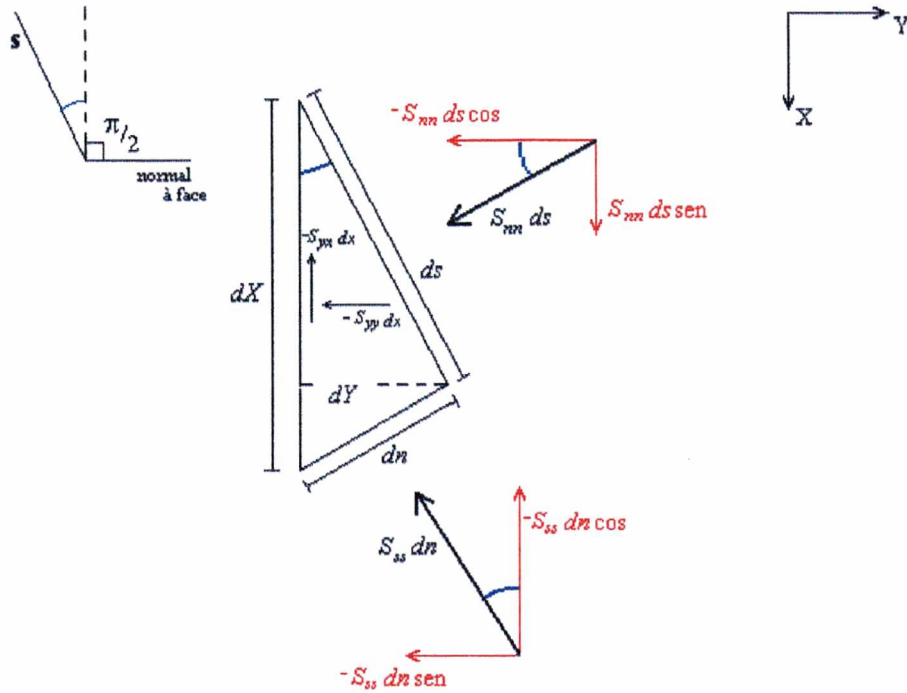
$$S_{XY} = S_{ss} \cos \varphi \sin \varphi - S_{nn} \sin \varphi \cos \varphi \quad (2.32)$$

Lembrando que  $\sin \varphi \cos \varphi = \frac{\sin 2\varphi}{2}$ , tem-se:

$$S_{XY} = \frac{(S_{ss} - S_{nn})}{2} \sin 2\varphi \quad (2.33)$$

A equação permite calcular a tensão tangencial  $S_{XY}$  existente num plano paralelo à praia cuja normal faz um ângulo  $\varphi$  em relação à direção de propagação das ondas.

Repetindo o processo acima para um novo plano inclinado de  $\varphi + \frac{\pi}{2}$  em relação à direção  $s$ , conforme ilustrado na figura (2.6), obtém-se:



**Figura 2.6** Esquema de decomposição de forças para a face perpendicular à costa.

(iii) Força na direção  $Y$  atuando na face normal a  $Y$ :

$$S_{YY} dX = S_{ss} dn \operatorname{sen} \varphi + S_{nn} ds \operatorname{cos} \varphi \quad (2.34)$$

observando que  $\frac{ds}{dX} = \operatorname{cos} \varphi$  e  $\frac{dn}{dX} = \operatorname{sen} \varphi$ , tem-se:

$$S_{YY} = S_{ss} \operatorname{sen}^2 \varphi + S_{nn} \operatorname{cos}^2 \varphi \quad (2.35)$$

ou, usando as identidades trigonométrica supracitadas:

$$S_{YY} = \frac{(S_{ss} + S_{nn})}{2} - \frac{(S_{ss} - S_{nn})}{2} \operatorname{cos} 2\varphi \quad (2.36)$$

A equação (2.36) permite calcular a tensão normal  $S_{YY}$  existente num plano perpendicular à praia cuja normal faz um ângulo de  $\varphi + \frac{\pi}{2}$  em relação à direção de propagação das ondas.

(iv) Força na direção X atuando na face normal a Y:

$$S_{YX}dX = S_{ss}dn \cos \varphi - S_{nm}ds \sin \varphi \quad (2.37)$$

$$S_{YX} = S_{ss} \sin \varphi \cos \varphi - S_{nm} \sin \varphi \cos \varphi$$

Portanto,

$$S_{YX} = \frac{(S_{ss} - S_{nm})}{2} \sin 2\varphi \quad (2.38)$$

A equação (2.38) permite calcular a tensão tangencial  $S_{YX}$  existente num plano perpendicular à praia cuja normal faz um ângulo de  $\varphi + \frac{\pi}{2}$  em relação à direção de propagação das ondas.

As novas tensões de radiação referidas ao sistema X,Y fixo à praia usadas em conjunto com uma teoria que permita especificar a evolução das ondas dentro da zona de arrebentação, formam a base para a determinação do campo de forças indutor das correntes litorâneas.

### 2.3 Ondas na zona de arrebentação

Conforme se pode perceber da seção anterior, a precisão na determinação das forças induzidas pelas ondas na arrebentação depende do conhecimento das mesmas nessa região. Infelizmente, ainda não se dispõe de uma teoria capaz de descrever satisfatoriamente a propagação de macaréis dentro da zona de arrebentação, havendo, porisso, a necessidade de se recorrer a soluções teóricas muito aproximadas e a resultados empíricos que serão apresentados resumidamente nessa seção.

Analisando inicialmente a maneira segundo a qual as ondas arrebentam num declive, experimentos de laboratório com ondas monocromáticas tem demonstrado que a forma de arrebentação depende de uma combinação de fatores que pode ser sintetizado através do *parâmetro de similaridade de arrebentação*  $\xi$  (Battjes, 1974) definido por :

$$\xi_0 = \tan\beta/(H_0/L_0)^{1/2} \text{ ou } \xi_b = \tan\beta/(H_b/L_0)^{1/2} \quad (2.39)$$

onde,  $H_0$  e  $L_0$  são a altura e o comprimento da onda em águas profundas, respectivamente,  $H_b$  a altura na arrebentação e  $\tan\beta$  é a inclinação do fundo.

Assim, o enquadramento do tipo de arrebentação numa das 3 categorias apresentadas na Introdução deste trabalho pode ser feita de acordo com as seguintes faixas de valores de  $\xi$ :

- i) Arrebentação progressiva :  $\xi_0 < 0,5$  ou  $\xi_b < 0,4$
- ii) Arrebentação mergulhante :  $0,5 < \xi_0 < 3,3$  ou  $0,4 < \xi_b < 2,0$
- iii) Arrebentação “quebra-côco”:  $\xi_0 > 3,3$  ou  $\xi_b > 2,0$

Além do tipo de arrebentação, um outro resultado de grande interesse prático diz respeito ao estabelecimento do ponto de início da arrebentação da onda. O critério de arrebentação mais simples conhecido (ver, por ex., Dean & Dalrymple, 1984) correlaciona a altura da onda ( $H_b$ ) com a profundidade ( $h_b$ ) no ponto de arrebentação através da expressão:

$$H_b = K h_b \quad , \text{ onde } K=0.78 \quad (2.40)$$

Entretanto, Weggel (1972), re-interpretando vários resultados de laboratório com ondas monocromáticas mostrou que a inclinação do fundo  $m(= \tan\beta)$  afeta a relação acima e apresentou o seguinte aperfeiçoamento para o parâmetro K:

$$K = b(m)-a(m) H_b/gT^2 \quad (2.41)$$

onde,

$$a(m) = 43.8(1.0-e^{-19 m}) \quad b(m) = 1.56(1.0+e^{-19.5 m})$$

Note que esta nova expressão dá um valor para K que se aproxima de 0.78 quando a inclinação do fundo ( $m$ ) tende para zero. Segundo Gaillard (1988) esta formulação parece fornecer resultados razoáveis para uma grande faixa de inclinações do fundo e de tipos de onda.



Finalmente, uma vez arrebetada, é importante prever a maneira segundo a qual a onda vai se comportar ao longo da zona de arrebetação. Das 3 sub-regiões em que a zona de arrebetação é normalmente sub-dividida (ver Introdução), apenas a região interna apresenta resultados empíricos razoavelmente satisfatórios para o decaimento da altura de onda (macaréu). Tais resultados tem sido usados para descrever as condições em toda a zona de arrebetação (incluindo a região externa) e parece ser a única maneira possível no momento de se fazer a ligação entre a praia e zona atrás da arrebetação (Hamm et al., 1993).

De fato, medições de laboratório para diferentes inclinações de fundo realizadas por Horikawa & Kuo(1966) indicaram que a razão entre a altura da onda e a profundidade local decresce do valor aproximado de 0.8, no ponto de arrebetação, para um valor, aproximadamente constante, em torno de 0.5 na região interna da zona de arrebetação. A partir desses resultados, Andersen & Fredsoe (1983) propuseram a seguinte relação empírica para a razão entre a altura de onda (H) e a profundidade local (h) na zona de arrebetação:

$$\frac{H}{h} = 0.5 + 0.3 \exp\left(-0.11 \frac{\Delta x}{h_b}\right) \quad (2.42)$$

onde,  $\Delta x$  = distância dentro da zona de arrebetação a partir do ponto de arrebetação e  $h_b$  = profundidade no ponto de arrebetação.

Thornton & Guza (1983) analisando medições de campo (logo com ondas irregulares) obtidas na região interna da zona de arrebetação da praia de Torrey Pines e outras praias da Califórnia, mostraram que a raiz média quadrática da altura de onda ( $H_{rmq}$ ) é bem aproximada pela expressão:

$$H_{rmq} = \gamma h \quad (2.43)$$

onde,  $\gamma$  é uma constante empírica que pode variar com o tipo de arrebetação e com a inclinação do fundo, variando entre 0,3 e 0,5 para os dados da praia de Santa Barbara.

Na conclusão deste capítulo, observa-se que, em vista do alto grau de complexidade do escoamento causado pelas ondas na zona de arrebetação, o

procedimento mais utilizado para especificar os parâmetros necessários para cálculo das tensões de radiação nesta região consiste numa combinação da teoria linear - na sua aproximação de águas rasas - com alguns dos resultados empíricos apresentados acima. O uso de uma teoria linearizada para representar as características das ondas dentro da zona de arrebatamento é, obviamente, uma aproximação grosseira cuja única justificativa reside no fato de que, apesar de tudo, os resultados obtidos são bastante razoáveis - conforme será mostrado nos capítulos subsequentes.

## CAPÍTULO III

### MODELOS MATEMÁTICOS UTILIZADOS

Neste capítulo apresenta-se um resumo sucinto das principais características dos modelos de refração-difração (usado para calcular a propagação de ondas curtas) e de águas rasas (utilizado para determinar as correntes geradas na zona de arrebentação). O modelo que determina o campo de forças induzido pelas tensões de radiação, incluindo o esquema numérico empregado no cálculo - contribuição deste trabalho - é descrito em detalhe.

#### 3.1 Modelo de Refração-Difração para propagação de ondas curtas

A propagação de ondas superficiais periódicas de pequena amplitude sobre uma região de profundidade variável é governada pela chamada Equação do Declive Suave (EDS) (Berkhoff, 1972) dada por:

$$\nabla_h \cdot (C \cdot C_g \nabla_h \phi) + k^2 C \cdot C_g \phi = 0 \quad (3.1)$$

onde,  $\nabla_h$  corresponde ao gradiente horizontal,  $C$  e  $C_g$  são a velocidade de fase e de grupo, respectivamente,  $k$  representa o número de onda, obtido da relação de dispersão para o período dado e  $\phi(x,y)$  a parte horizontal do potencial da onda  $\Phi$ .

Esta equação, obtida da equação original de Laplace e das condições de contorno para um fundo com “declive suave”, descreve os fenômenos de refração e difração de ondas de forma simultânea sendo, portanto, a base dos modelos de refração-difração utilizados modernamente. A hipótese básica do “declive suave” requer que a taxa de variação da profundidade seja pequena em relação à distâncias da ordem do comprimento de onda de modo que a reflexão da onda pelo declive do fundo seja

desprezível. Como resultado, o trem de ondas é capaz de se adaptar continuamente às novas condições do meio como se estivesse propagando-se sobre um fundo *localmente* horizontal.

Apesar do estabelecimento da EDS ter representado um significativo avanço no estudo da propagação de ondas, sua aplicação em problemas práticos de engenharia ficou um pouco restrita devido à dificuldade de se obter soluções numéricas dessa equação em áreas extensas. Na década de 80, entretanto, houve um outro considerável avanço no assunto com a aplicação da técnica da *aproximação parabólica*, já conhecida em outras áreas da física, para ondas na água. A técnica foi empregada na EDS pela primeira vez por Radder (1979) o qual logrou transformar esta equação da sua forma original *elíptica* (equação 3.1) para uma nova forma *parabólica* capaz de descrever o campo de ondas transmitido em direção à costa segundo uma direção dominante de propagação. Posteriormente a Radder (1979), outros autores apresentaram formas alternativas para obtenção da aproximação parabólica da EDS (ver, por ex., Liu, 1990). Na literatura nacional, o assunto foi também abordado em detalhe na dissertação de Rego (1992). A equação resultante da aproximação parabólica da EDS é dada por:

$$2ik_d \frac{\partial A}{\partial x} + \left[ 2k_d(k_d - k) + i \frac{\partial k_d}{\partial x} \right] A + \frac{i}{2k_d} \frac{\partial^3 A}{\partial x \partial y^2} + \left[ \frac{3}{2} - \frac{k}{2k_d} \right] \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} = 0 \quad (3.2)$$

onde,  $x$  corresponde à direção dominante de propagação da onda (normalmente tomada como normal à praia);  $A(x,y)$  é a amplitude complexa do campo de onda transmitido em direção à costa, tal que:

$$\phi(x, y) = A(x, y) e^{ikx} \quad (3.3)$$

e  $k_d$  o número de onda modificado, dado por:

$$k_d = k \left( 1 + \frac{i \omega}{k C_g} \right)^{1/2} \quad (3.4)$$

onde  $\omega$  é a taxa de dissipação de energia, a qual depende do processo de dissipação considerado (Dean & Dalrymple, 1984) e  $k$  e  $C_g$  são os parâmetros já definidos.

Esta nova versão da equação governante, de solução muito mais fácil e rápida devido ao seu caráter parabólico, possibilitou o cálculo da refração-difração de ondas em áreas bastante extensas de litoral tornando viáveis aplicações práticas dessa teoria. De fato, testes realizados demonstram que a Aproximação Parabólica da Equação do Declive Suave (APEDS), equação 3.2, descreve satisfatoriamente o campo de onda transmitido em direção à costa atendendo, porém, a duas restrições básicas:

- (i) deve haver uma direção dominante de propagação
- (ii) a reflexão das ondas (no sentido costa - mar) deve ser desprezível.

A restrição (ii) é violada em presença de obstáculos, como ilhas, costões rochosos, quebra-mares, etc., que provoquem reflexão das ondas de volta para o oceano. Entretanto, numa praia, é razoável admitir que tal condição seja satisfeita pois, praticamente toda a energia das ondas é dissipada na arrebentação.

Quanto a restrição (i), Kirby (1986) mostra que a aproximação parabólica (equação 3.2) é confiável para um setor de direções variando de  $\pm 45^\circ$  em torno da direção dominante de propagação da onda.

O modelo utilizado no presente trabalho para descrever a propagação de ondas curtas é baseado na APEDS. Apesar de inteiramente linear, este modelo possui um dispositivo que simula a arrebentação de onda de forma bastante simplificada. Se em algum ponto do domínio de cálculo a altura da onda exceder 80% da profundidade local, o dispositivo é acionado e a altura naquele ponto é forçada a guardar a relação de 0.8 da profundidade. Esse procedimento, além de simular a atenuação da onda na zona de arrebentação, permite também a inclusão de ilhas, quebra-mares e de regiões costeiras, as quais são modeladas como zonas submersas cobertas por uma película da água com apenas alguns centímetros da profundidade (Kirby & Dalrymple, 1982; Melo & Gonzalez, 1995). Efeitos de correntes na propagação das ondas e de atrito com o fundo são desprezados no presente trabalho.

A solução numérica da APEDS - desenvolvida por Melo (1990) - é obtida pelo método de diferenças finitas, utilizando-se um esquema similar ao de Crank-Nicholson com a prescrição de condições iniciais e de contorno laterais. Nas fronteiras laterais são usadas condições transmissivas apresentadas por Kirby (1986), as quais minimizam eventuais reflexões do campo de ondas dessas fronteiras para o interior do domínio computacional.

### 3.2 Modelo de Águas Rasas 2D-H para correntes na zona de arrebentação

Conforme discutido na Introdução, o presente trabalho objetiva descrever apenas movimentos de variação *lenta* em relação ao período ( $T$ ) das ondas curtas - tais como as correntes litorâneas. Para tanto, utiliza-se um modelo de circulação 2D-H originalmente desenvolvido por Martins (1992) para aplicação em escoamentos induzidos por maré e vento. No contexto da presente aplicação, o modelo de Martins(*op. cit.*) pode ser interpretado como um modelo do tipo (b) - referido na Introdução - isto é, promediado na profundidade e no período( $T$ ) da onda (“depth and short-wave averaged circulation model”), o qual permite determinar o campo de correntes médias na coluna d’água e a posição média da superfície do mar (excluídas as oscilações “rápidas” provocadas pelas ondas curtas) que surgem em resposta ao campo de forças proveniente das tensões de radiação discutidas no Capítulo 2.

O modelo é baseado nas seguintes equações de conservação da massa e de quantidade de movimento integradas na vertical e no período das ondas “curtas”, sob a hipótese básica de que a pressão (média) comporta-se hidrostaticamente:

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t} + \frac{\partial(DU)}{\partial X} + \frac{\partial(DV)}{\partial Y} = 0 \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial X} + \frac{1}{\rho D} [F_x - T_x] + \mathcal{G} \left( \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial Y} + \frac{1}{\rho D} [F_y - T_y] + \mathcal{G} \left( \frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) \quad (3.7)$$

onde:

- $U$  e  $V$  são as componentes nas direções normal ( $X$ ) e paralela ( $Y$ ) à praia, respectivamente, da velocidade média na coluna d'água e no período  $T$ , dadas por:

$$U = \frac{1}{DT} \int_t^{t+T} \int_{-h}^{\eta} u \, dz \, dt \quad (3.8)$$

$$V = \frac{1}{DT} \int_t^{t+T} \int_{-h}^{\eta} v \, dz \, dt \quad (3.9)$$

com  $u$  e  $v$  sendo as velocidades *instantâneas* da água nas direções  $X$  e  $Y$ , respectivamente.

- $\bar{\eta}$  é a posição média da superfície livre no período  $T$ :

$$\bar{\eta} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \eta \, dt \quad (3.10)$$

- $D$  é a profundidade total da coluna d'água média no período  $T$ :

$$D = h + \bar{\eta} \quad (3.11)$$

com  $h$  = profundidade em relação à água parada

- $F_X$  e  $F_Y$  são as componentes  $X$  e  $Y$  da força (por unidade de área) proveniente das tensões de radiação  $[S]$  dadas pelas expressões:

$$F_X = - \left[ \frac{\partial S_{XX}}{\partial X} + \frac{\partial S_{XY}}{\partial Y} \right] \quad (3.12)$$

$$F_Y = - \left[ \frac{\partial S_{YY}}{\partial Y} + \frac{\partial S_{YX}}{\partial X} \right] \quad (3.13)$$

onde as componentes  $S_{XX}$ ,  $S_{XY}$ ,  $S_{YX}$ ,  $S_{YY}$  são aquelas deduzidas no Capítulo 2.

- $T_X$  e  $T_Y$  são as componentes  $X$  e  $Y$  da força (por unidade de área) proveniente da tensão de cisalhante de atrito com o fundo dadas pelas expressões:



$$T_x = \rho \frac{gU\sqrt{U^2 + V^2}}{C_c^2} \quad (3.14)$$

$$T_y = \rho \frac{gV\sqrt{U^2 + V^2}}{C_c^2}; \quad (3.15)$$

onde,  $C_c$  é o coeficiente de Chezy, obtido em função da altura da rugosidade do fundo ( $a$ ) (Abbott & Basco, 1989) por:

$$C_c = 18 \log\left(\frac{6h}{a}\right) \quad (3.16)$$

- $\mathcal{G}$  é um coeficiente de viscosidade turbulenta calculado por (Rodi, 1984):

$$\mathcal{G} = 0,1 \cdot (Vel)^* D \quad (3.17)$$

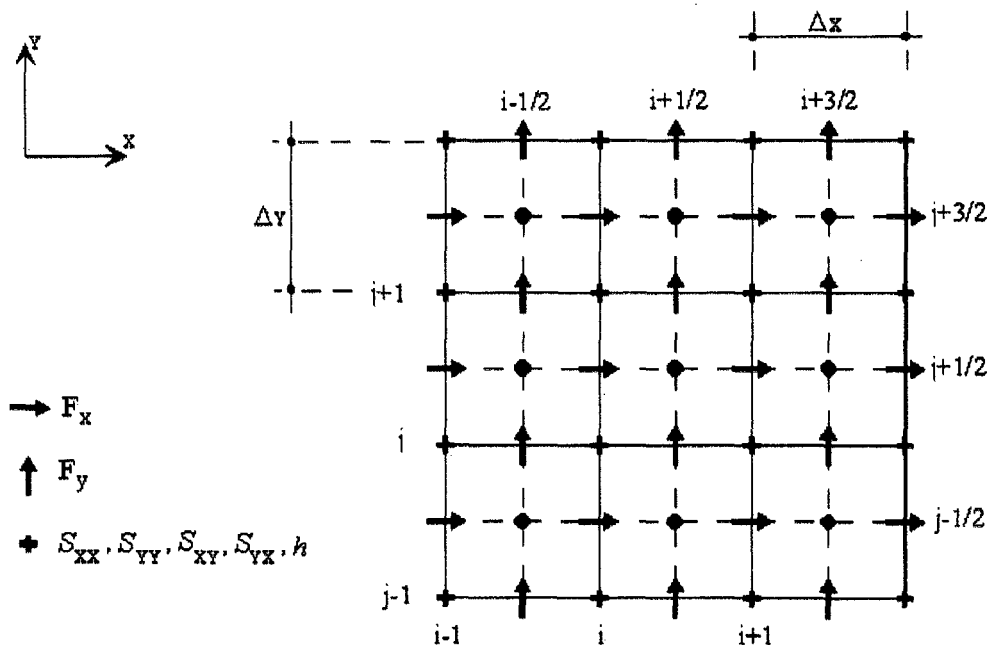
$$\text{onde, } (Vel)^* = \frac{\sqrt{g(U^2 + V^2)}}{C_c} \quad (3.18)$$

Soluções numéricas dessas equações são obtidas numa grade Cartesiana por intermédio de um esquema em diferenças-finitas similar ao proposto por Stelling (1983) o qual faz uso do método de desacoplamento ADI (“Alternate Direct Implicit”). Uma descrição detalhada da técnica numérica utilizada pode ser encontrada no trabalho original de Martins (1992).

### 3.3 Modelo para cálculo das forças induzidas pelas ondas curtas

Conforme discutido no Capítulo 2 sob o ponto de vista físico e de acordo com as expressões (3.12) e (3.13) acima, forças são induzidas por ondas na massa d'água sempre que ocorrerem variações espaciais das tensões de radiação as quais, por sua vez, aparecem em consequência de variações no próprio campo de ondas.

O cálculo das forças neste trabalho é realizado por meio de um esquema numérico de diferenças finitas em malha alternada de forma a produzir um campo de forças compatível com o requerido pelo modelo de circulação 2D-H (ver Martins, 1992). A figura 3.1 mostra a localização (alternada) das variáveis de interesse.



**Figura 3.1** Localização das variáveis:  $h, H, F_x, F_y$  e das componentes de tensão de radiação  $S_{xx}, S_{yy}, S_{xy}, S_{yx}$

A seguir é apresentada uma descrição detalhada das etapas de cálculo empregadas no esquema numérico

### ***Etapa 1***

O primeiro passo é o cálculo da energia da onda a partir das alturas de onda, fornecidas pelo modelo propagação de ondas curtas, através da equação. (2.14).

### ***Etapa 2***

A etapa seguinte consiste em calcular as componentes de tensão de radiação para cada um dos pontos do domínio a partir das eqs. (2.30, 2.33, 2.36 e 2.38), reproduzidas abaixo:

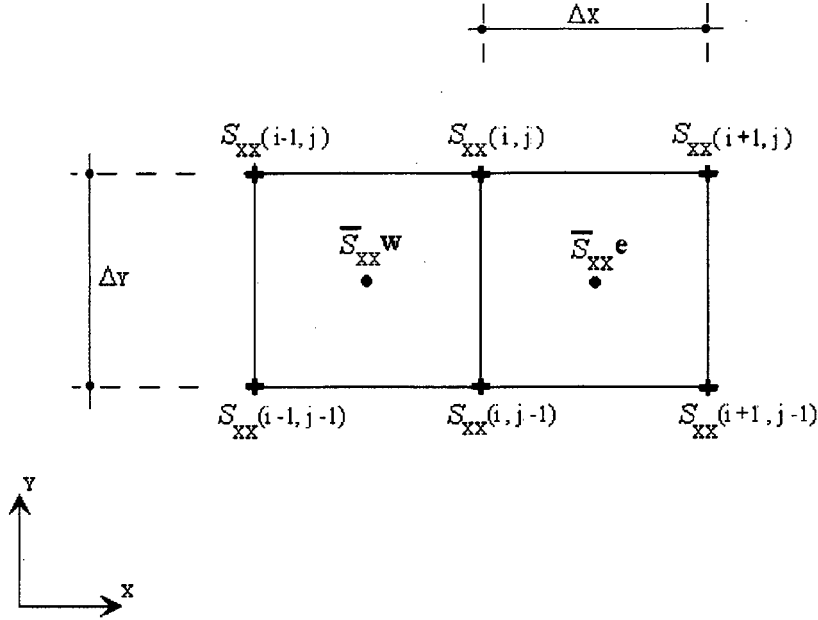
$$S_{XX} = \frac{S_{ss} + S_{nn}}{2} + \frac{S_{ss} - S_{nn}}{2} \cos 2\varphi \quad (2.30 - \text{bis})$$

$$S_{XY} = \frac{(S_{ss} - S_{nn})}{2} \text{sen } 2\varphi = S_{YX} \quad (2.33 \text{ e } 2.38 - \text{bis})$$

$$S_{YY} = \frac{(S_{ss} + S_{nn})}{2} - \frac{(S_{ss} - S_{nn})}{2} \cos 2\varphi \quad (2.36 - \text{bis})$$

### ***Etapa 3***

Uma vez obtidos os valores das componentes de tensão de radiação para cada um dos pontos da malha, a etapa seguinte é o calculo de um valor médio de tensão de radiação no ponto central de cada célula a partir dos valores de tensão de radiação nos vértices, como ilustrado na figura 3.2.



**Figura 3.2** Exemplo ilustrativo para a direção X: cálculo dos valores médios de tensão de radiação, nos pontos centrais de cada célula a partir dos valores de tensão de radiação nos vértices.

Os valores promediados de tensão de radiação são obtidos da seguinte forma:

$$\overline{S_{xx}^e} = \frac{(S_{xx\ i,j} + S_{xx\ i,j-1} + S_{xx\ i+1,j} + S_{xx\ i+1,j-1})}{4} \quad (3.19)$$

$$\overline{S_{xx}^w} = \frac{(S_{xx\ i,j} + S_{xx\ i,j+1} + S_{xx\ i-1,j} + S_{xx\ i-1,j+1})}{4} \quad (3.20)$$

$$\overline{S_{yy}^s} = \frac{(S_{yy\ i,j} + S_{yy\ i,j-1} + S_{yy\ i+1,j} + S_{yy\ i+1,j-1})}{4} \quad (3.21)$$

$$\overline{S_{yy}^n} = \frac{(S_{yy\ i,j} + S_{yy\ i,j+1} + S_{yy\ i-1,j} + S_{yy\ i-1,j+1})}{4} \quad (3.22)$$

As componentes  $S_{yx}$  e  $S_{xy}$  médias para direções  $X$  e  $Y$  são obtidas da seguinte maneira:

lembrando que  $S_{XY} = S_{YX}$ , têm-se:

$$S_{XY} X = S_{XY i,j} - S_{XY i,j-1} \quad (3.23)$$

$$S_{XY} Y = S_{XY i,j} - S_{XY i-1,j} \quad (3.24)$$

A diferença entre os valores médios nas direções  $X$  e  $Y$  darão origem às derivadas espaciais de tensão de radiação desejadas as quais são calculadas como descrito na etapa 4.

#### ***Etapa 4***

Considerando duas células adjacentes quaisquer (fig. 3.2) obtêm-se, então, a partir das equações obtidas na etapa 3, as forças de acordo com:

$$F1_{X i,j} = -\frac{(\overline{S_{XX} e} - \overline{S_{XX} w})}{\Delta Y} \quad (3.25)$$

$$F2_{Y i,j} = -\frac{(\overline{S_{YY} n} - \overline{S_{YY} s})}{\Delta Y} \quad (3.26)$$

$$F1_{XY i,j} = -\frac{(S_{XY} X)}{\Delta X} \quad (3.27)$$

$$F2_{YX i,j} = -\frac{(S_{XY} Y)}{\Delta Y} \quad (3.28)$$

As componentes do campo de forças  $F_X$  e  $F_Y$  são finalmente calculadas fazendo a composição indicada em (3.12) e (3.13):

$$F_X = F1_X + F1_{YX} \quad (3.29)$$

$$F_Y = F2_Y + F2_{XY} \quad (3.30)$$

## CAPÍTULO IV

### APLICAÇÕES DOS MODELOS

Neste capítulo apresenta-se uma aplicação dos modelos descritos anteriormente para o caso de um experimento realizado no “Laboratoire d’Hydraulique de France” - LHF - (ver Mory & Hamm, 1995) no qual foram feitas medições cuidadosas do fenômeno em estudo. Este experimento, descrito em detalhes à seguir, tem servido como referência para testar modelos semelhantes aos deste trabalho conforme apresentado em Pechón et al.(1997). A escolha desta aplicação, portanto, permitirá:

- verificar se a modelação proposta é capaz de reproduzir satisfatoriamente o fenômeno observado no laboratório
- Comparar os resultados aqui obtidos com os de outros modelos similares desenvolvidos na Europa e EUA.

#### **4.1 Descrição do Experimento do LHF**

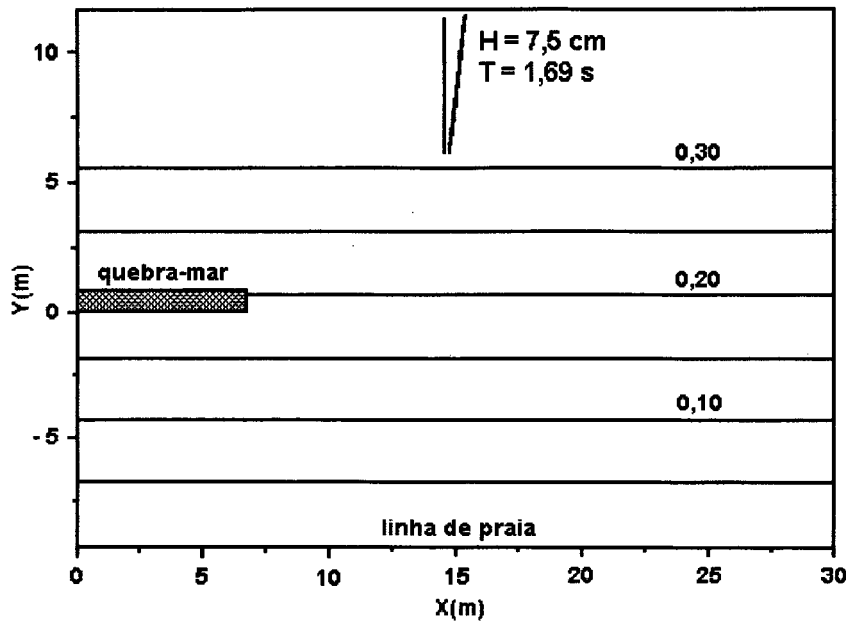
O experimento em questão foi realizado num tanque de ondas do LHF no qual foi construída uma praia plana dotada de um pequeno quebra-mar, impermeável, num de seus lados (ver figura 4.1). O tanque é munido de um moderno aparato de geração de ondas, composto de 60 palhetas controladas por computador, capaz de gerar um campo de ondas irregular multidirecional.

O experimento contemplou medições de altura de onda, da posição da superfície média d’água (“set-up” e “set-down”) e de correntes nas proximidades do quebra-mar para diversas condições de ondulação, dentre as quais a de ondas monocromáticas incidindo perpendicularmente à praia.

O tanque, medindo  $21m \times 30m$ , tem o fundo feito de concreto dividido em 3 partes:

- (i) uma região de  $4.4m$  de largura com profundidade constante de  $0.33m$  próxima ao batedor de ondas;

- (ii) um plano inclinado com talude de  $1:50$  no qual a profundidade varia de  $0.33m$  até  $0m$ ;
- (iii) uma praia emersa com talude de  $1:20$ .

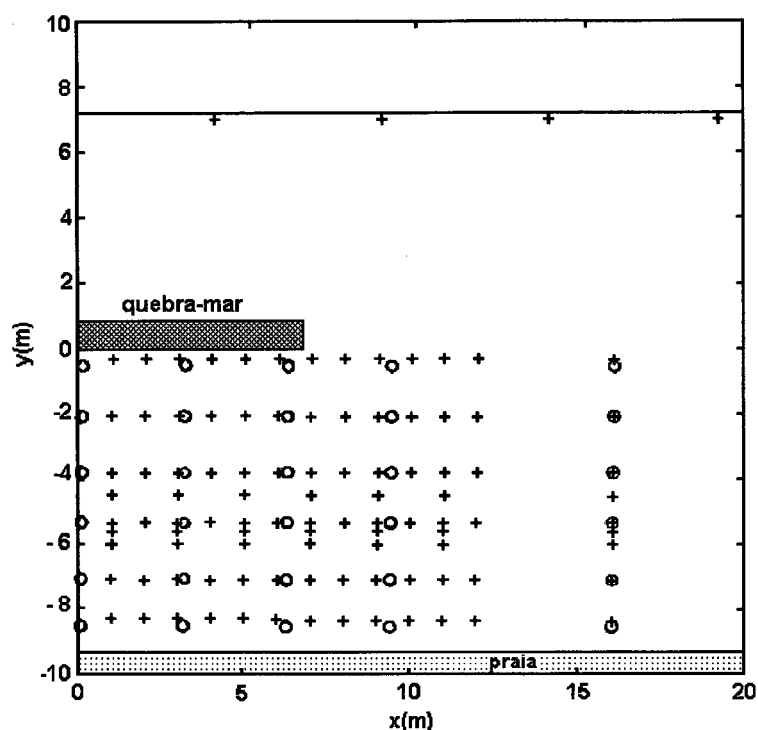


**Figura 4.1** Esquema do tanque de ondas do LHF usado no experimento. As dimensões do tanque, as linhas batimétricas e as características da onda incidente são também indicadas na figura.

O quebra-mar, medindo  $6.66m$  de comprimento e  $0.87m$  de largura, foi disposto perpendicularmente à lateral esquerda do tanque a uma distância de  $9.3m$  da linha de praia determinada pelo nível d'água em repouso. O quebra-mar consiste de uma parede vertical impermeável na parte interna, localizada na profundidade de  $0.186m$ , e por uma rampa, supostamente, absorvedora de energia na parte externa.

O sistema de coordenadas originalmente adotado para o modelo de laboratório, mostrado na figura 4.1, tem os eixos  $X$  e  $Y$  paralelo e perpendicular, respectivamente, ao quebra-mar. A origem do sistema de coordenadas  $(0,0)$  corresponde ao vértice formado pelo encontro da parede lateral esquerda do tanque de ondas com a parede interna do quebra-mar. O eixo  $z$  está orientado para cima com  $z = 0$  no nível de repouso da água.

O tanque é equipado com um pontilhão móvel paralelo a  $Y$  e deslocável ao longo de  $X$  no qual foram fixados sensores para medir a altura das ondas, a intensidade e direção das correntes e a posição da superfície média d'água. Os pontos de medição, localizados entre o quebra-mar e a praia, estão indicados na figura 4.2.



**Figura 4.2** Localização dos pontos de medição: +, sensores de onda; O, sensores piezométricos para medição de correntes e elevação da superfície média d'água (adaptado de Mory & Hamm, 1997).

#### 4.2 Resultados do Modelo de Propagação de Ondas Curtas

O modelo de propagação de ondas descrito na capítulo 3, foi utilizado para determinar a evolução do campo de ondas curtas nesse experimento. Dentre as várias condições de onda geradas no tanque, o caso escolhido para estudo foi o de ondas planas monocromáticas incidindo normalmente à praia. Este caso, que é o mais simples de todos, foi também usado por Pechón et al. (1997) para teste de modelos similares ao presente conforme descrito no artigo supracitado.



Para aplicação deste e dos demais modelos numéricos é necessário que a geometria da região a ser modelada seja representada na forma discretizada. No caso do modelo de ondas curtas, o sistema de coordenadas foi disposto conforme mostrado na figura (4.3) com os eixos  $X$  e  $Y$  normal e paralela à praia, respectivamente, e com origem no vértice esquerdo superior.

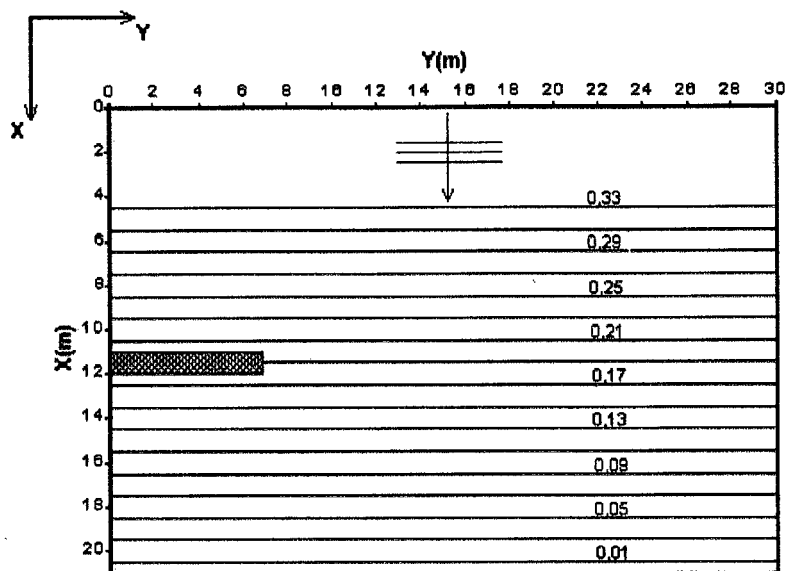


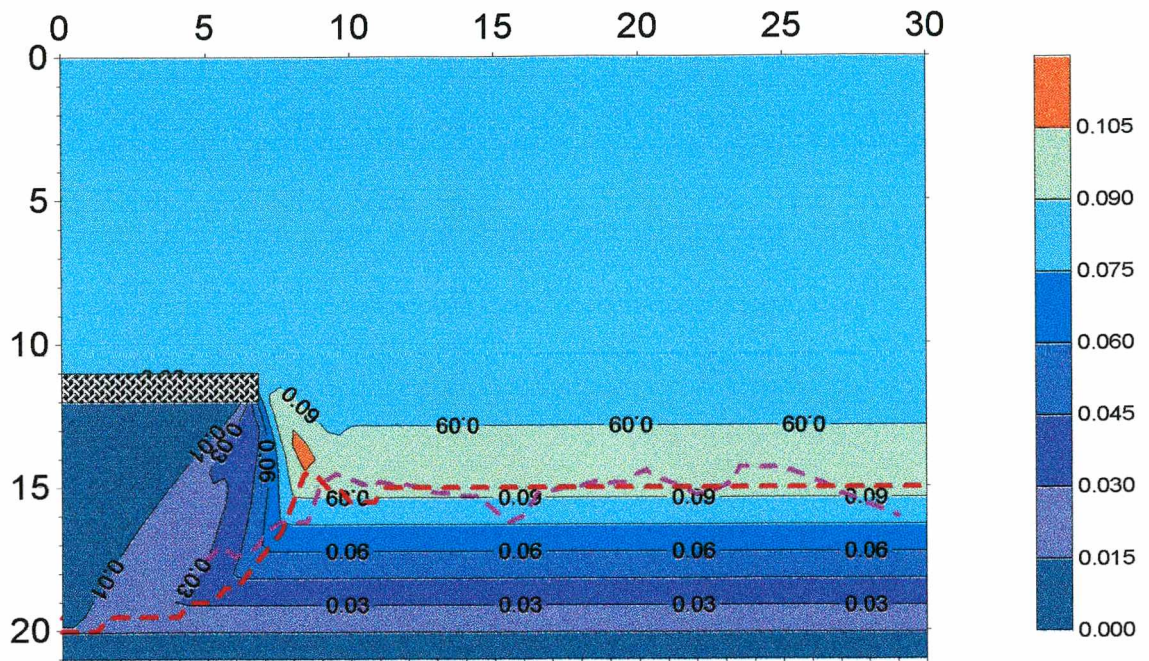
Figura 4.3 Disposição dos eixos coordenados para o modelo de ondas curtas.

A malha batimétrica foi discretizada com espaçamento  $\Delta x = 0,5m$  e  $\Delta y = 0,4m$ , atendendo ao requisito normalmente usado neste tipo de modelo de que é de  $\Delta x \cong L / 2$  e  $\Delta y \cong L / 3$ , onde  $L =$  comprimento inicial da onda.

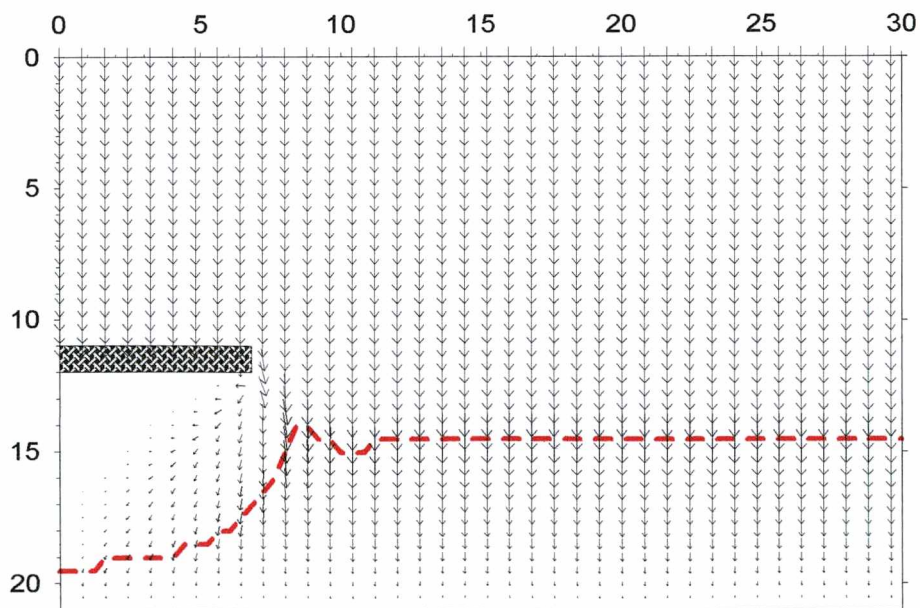
A introdução do quebra-mar na malha batimétrica foi feita conforme indicado no Capítulo 3, como uma região emersa de pequeníssima profundidade (considerou-se  $0,001m$ ), de modo a impedir a passagem da onda através da estrutura. Entretanto, como as dimensões do quebra-mar real ( $6,66m \times 0,87m$ ) não são múltiplas dos  $\Delta x$  e  $\Delta y$  escolhidos, considerou-se no modelo um quebra-mar com  $6,8m$  de comprimento e  $1,0m$  de largura. Estas novas dimensões, ainda que majoradas, foram consideradas satisfatórias uma vez que implicam em variações bastante pequenas em relação ao comprimento de onda.

O modelo de propagação de ondas fornece, para uma dada condição inicial, valores de altura de onda e de direção de propagação em cada ponto da malha. O caso

estudado foi o da onda monocromática utilizada no experimento descrito em Pechón et al.(1997):  $H_o = 0,08m$  ;  $T = 1,69s$  e  $\varphi = 0^\circ$  (onda incidindo perpendicularmente à praia). A solução prevista está mostrada nas figuras 4.4 e 4.5.



**Figura 4.4** Distribuição espacial da altura de onda prevista pelo presente modelo. O tracejado preto corresponde a linha de arrebatção observada no experimento do LHF; o tracejado vermelho corresponde à linha de arrebatção obtida à partir do modelo de propagação de onda utilizado neste trabalho.



**Figura 4.5** Direção de propagação da onda prevista pelo modelo (o tamanho das setas é proporcional a altura da onda em cada ponto).

Uma análise rápida desses resultados mostra que a distribuição de altura de onda apresenta dois padrões bem diferenciados: um com variações acentuadas na região de “sombra” do quebra-mar e outro, mais uniforme, na região fora da influência deste ( $Y \geq \approx 13m$ ).

Iniciando pela região fora da influência do quebra-mar, o que se verifica lá é um ligeiro aumento da altura seguido de uma diminuição razoavelmente rápida desta a partir do ponto de arrebentação até a linha de praia, como ilustrado de forma mais clara na figura (4.6), que mostra um corte de altura de onda ao longo da seção AA', em  $Y = 25m$ . Nesta região, por estar fora da influência do quebra-mar, observa-se apenas o *empinamento* da onda seguido da sua arrebentação.

Admitindo que a influência do quebra-mar nessa região possa ser realmente desprezada, essa zona se presta a uma solução analítica simples na qual a altura de onda varia segundo a expressão (Dean & Dalrymple, 1984):

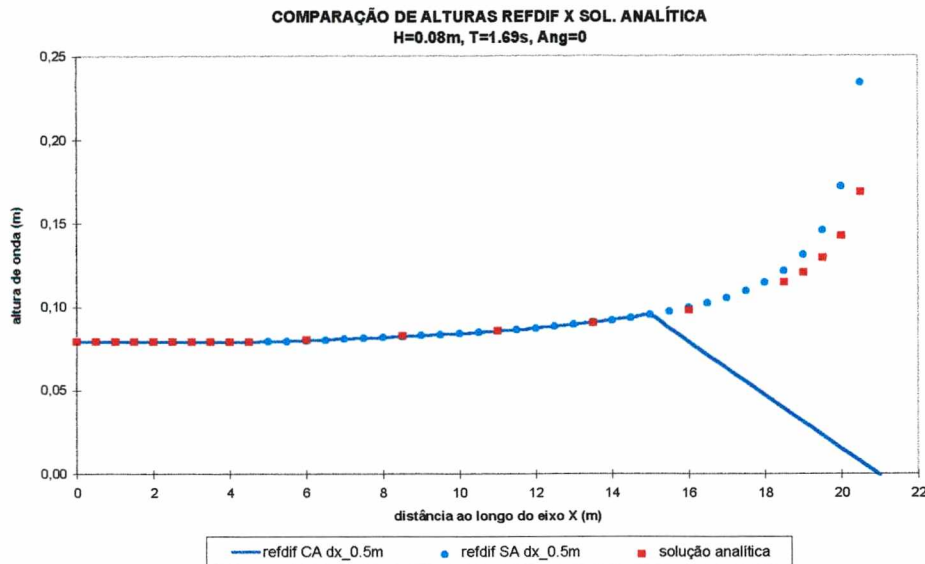
$$H(x) = H_0 \sqrt{\frac{C_{g0}}{C_g(x)}}$$

onde  $H_0$  e  $C_{g0}$  são, respectivamente, a altura de onda e a velocidade de grupo para uma posição inicial e  $H(x)$  e  $C_g(x)$  correspondem a altura e velocidade de grupo para a posição  $x$ .

Admitindo ainda, como no modelo, que na zona de arrebentação a onda decai mantendo a razão  $H/h = 0,8$ , é possível determinar o comportamento da altura de onda ao longo de toda a seção AA' conforme é também mostrado na figura (4.6).

Assim, comparando as alturas calculadas pelo modelo com a solução analítica acima verifica-se que, nessa região fora do efeito do quebra-mar, os dois resultados são praticamente coincidentes.





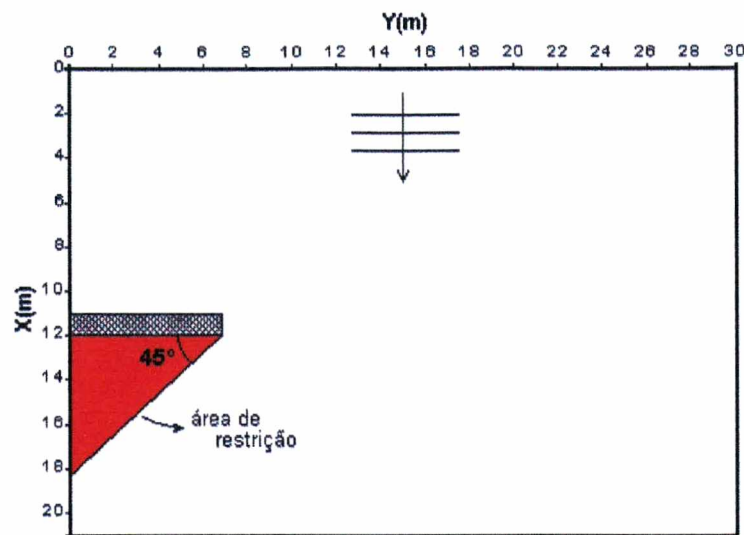
**Figura 4.6** Comparação de altura de onda prevista pelo modelo, com arrebentação (CA) e sem arrebentação (SA), com a solução analítica (válida para uma praia plana e uniforme).

Voltando a atenção agora para a região próxima ao quebra-mar, observa-se a existência de uma zona em forma de cunha logo atrás da estrutura onde a onda tem altura muito pequena. Fora daí, aparece um padrão de interferência devido ao efeito da difração de onda pelo quebra-mar, o qual dá origem a uma pequena zona de amplificação de altura logo antes da arrebentação (ver figura 4.4). Esse padrão é uma manifestação das chamadas “franjas de difração” comuns neste tipo de problema (Penney & Price, 1952).

A existência da zona de altura diminuta atrás do quebra-mar é resultado da limitação inerente da equação parabólica usada pelo modelo - conforme mencionado anteriormente no capítulo 3 - que não consegue prever corretamente a altura de onda fora de um setor de  $\pm 45^\circ$  em relação ao eixo  $X$ , (ver figura 4.7).

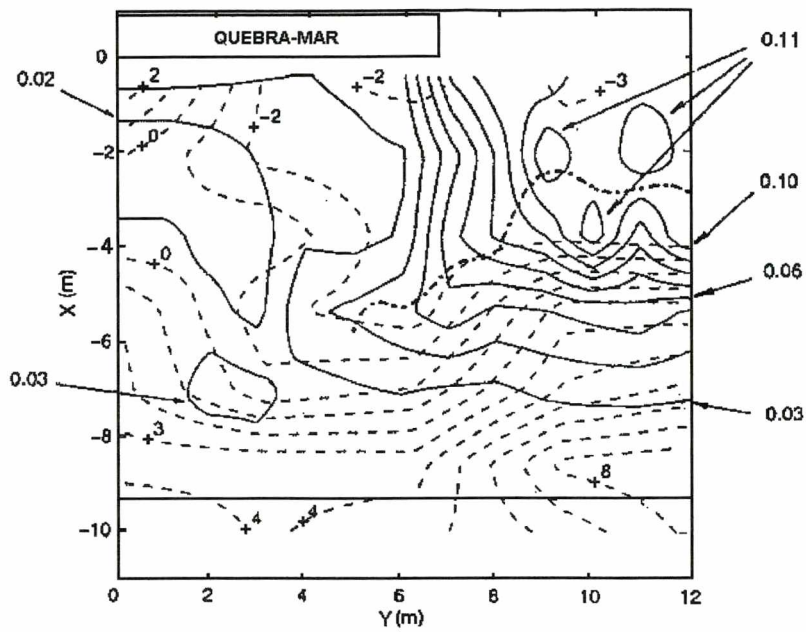
A título de comparação são incluídos dois gráficos de distribuição espacial de altura de onda extraídos de Péchon et al (1997): um obtido a partir de medições no tanque (figura 4.8) e outro correspondendo a resultados do modelo de propagação de ondas francês do LHF (figura 4.9). O modelo do LHF usa a EDS original (sem aproximação parabólica) com um decaimento na zona de arrebentação idêntico ao deste

trabalho (i.e.  $H/h = 0,8$ ) e também não inclui interação onda-corrente. (obs: ondas refletidas pela face externa do quebra-mar estão presentes nos resultados do LHF).

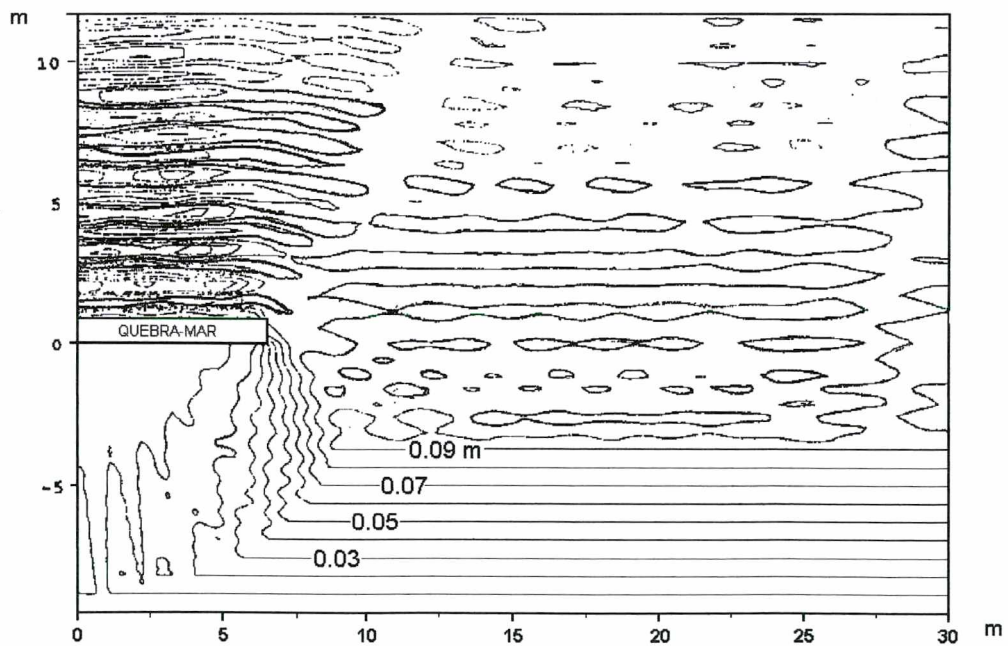


**Figura 4.7** Área de restrição do modelo de propagação na determinação do campo de ondas na sombra do quebra-mar.

Comparando-se as figuras (4.4) - presente modelo - com as figuras (4.8) e (4.9), verifica-se que, de uma forma geral, há uma boa concordância entre elas. Observa-se, em particular, que a posição da linha de arrebentação modelada, tanto à sombra do quebra-mar quanto fora da região de influência do mesmo, é bastante próxima da observada no experimento.

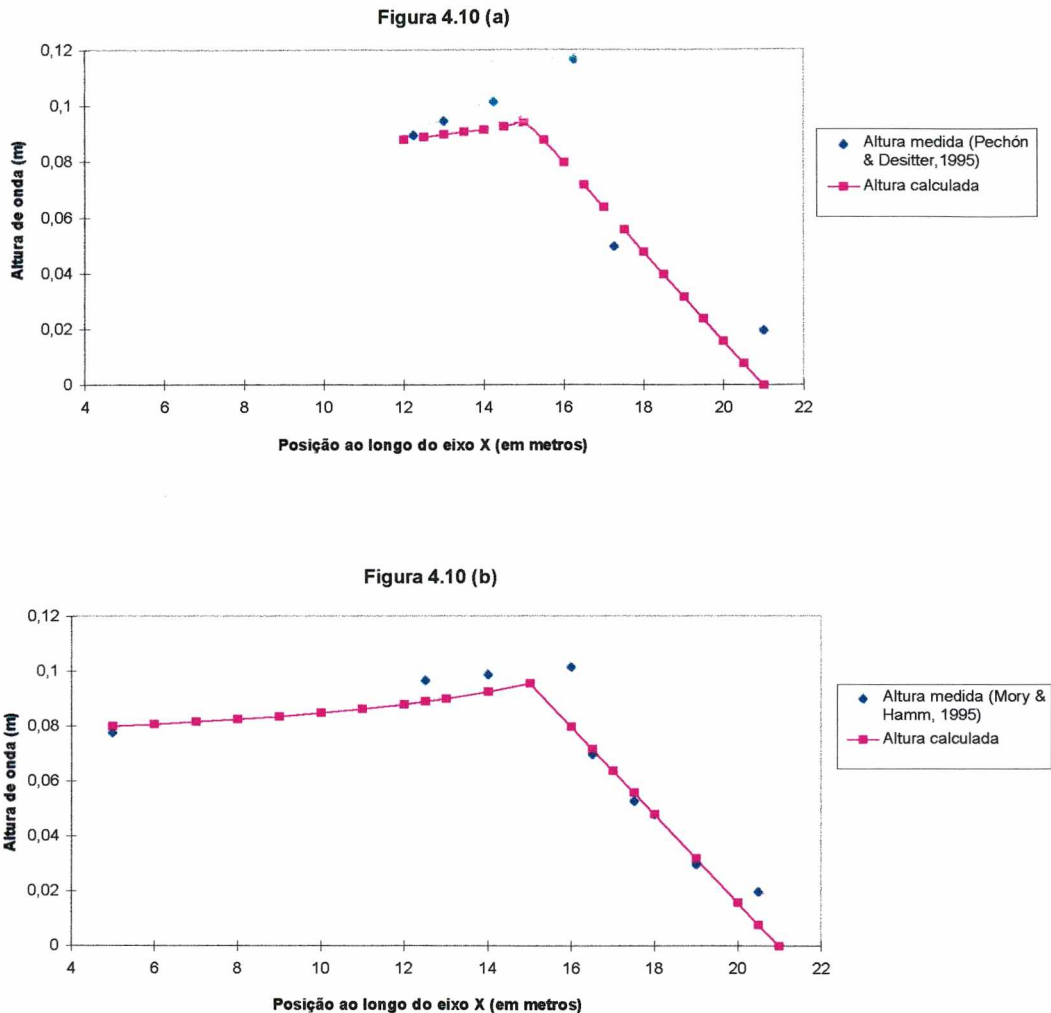


**Figura 4.8** Distribuição espacial da altura de onda medida no tanque do LHF, representada pelos contornos de linhas contínuas; os valores são expressos em metros. As linhas tracejadas correspondem aos contornos de elevação; valores expressos em milímetros (modificado de Mory & Hamm, 1997).



**Figura 4.9** Distribuição espacial da altura de onda prevista pelo modelo do LHF (modificado de Pechón et al., 1997).

Mais especificamente, apresenta-se na figura 4.10 (a) e (b) comparações de alturas de onda modelada e medida ao longo de dois cortes transversais localizados em  $Y = 10\text{m}$  (a) e  $Y = 16\text{m}$  (b). Verifica-se que, a menos da zona de restrição logo atrás do quebra-mar, nos dois casos os resultados modelados são bastante próximos dos observados.



**Figura 4.10** Alturas de onda modelada e medida ao longo de cortes transversais localizados em  $Y = 10\text{m}$  (a) e  $16\text{m}$  (b).

Analisando as figuras acima pode-se verificar que o modelo subestima a altura de onda antes do ponto de arrebentação. Tal discrepância, na realidade, não é de surpreender, uma vez que o modelo de propagação desconsidera completamente efeitos não-lineares que, sabidamente, se tornam extremamente importantes quando a onda se aproxima do ponto de arrebentação.



Assim, baseado nas comparações discutidas acima, pode-se concluir que o modelo de propagação de ondas curtas - apesar da hipótese de linearidade - apresenta um desempenho satisfatório na descrição da altura e direção do campo de ondas do experimento.

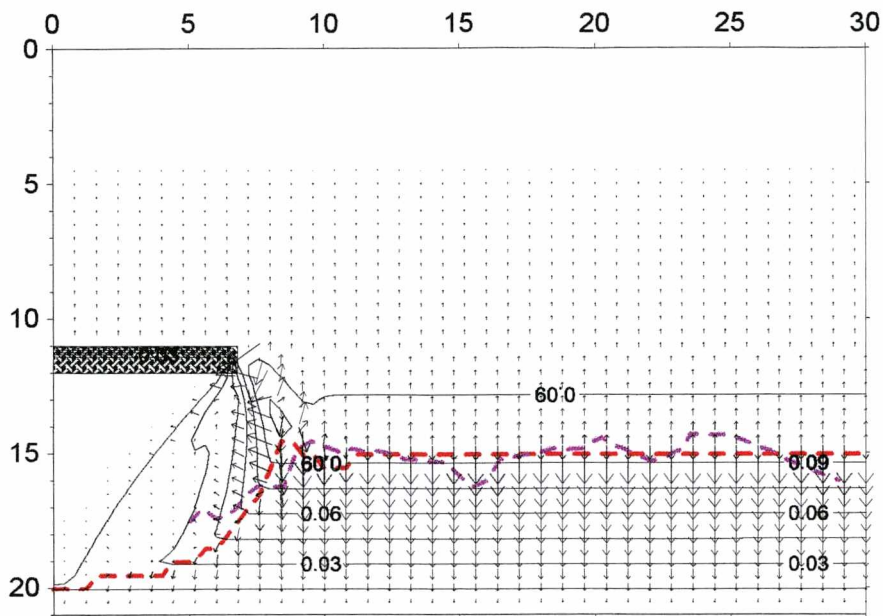
### **4.3 Resultados do Modelo para Cálculo do Campo de Forças**

O campo de forças induzido pelas ondas é o elo de ligação entre os modelos de propagação de ondas e de circulação. A correta determinação destas forças é a garantia de que a forçante do movimento “lento” da água estará corretamente especificada para o modelo de águas rasas. Entretanto, a inviabilidade de se medir valores de forças no tanque de ondas torna uma comparação direta entre resultados modelados e experimentais impossível nesse caso.

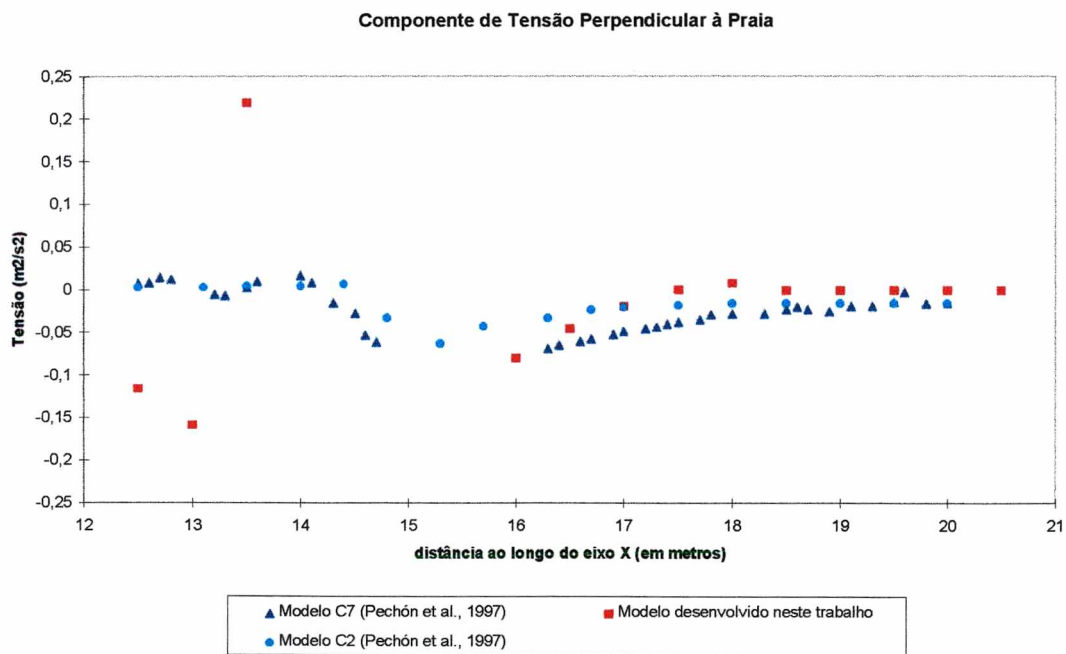
A figura (4.11) apresenta o campo de forças calculado a partir da saída do modelo de ondas curtas (seção anterior) para o caso da onda monocromática estudado. Uma análise qualitativa desse resultado mostra, como esperado, que as forças se manifestam mais intensamente em regiões onde as características das ondas variam rapidamente que são: dentro da zona de arrebentação e na fronteira da região de sombra do quebra-mar. A direção das forças também parece estar qualitativamente correta. Forças (pequenas) no sentido da praia para o mar são encontradas a partir da linha de arrebentação para o largo (ver figura 4.11). Dentro da zona de arrebentação as forças invertem o sentido devido ao decaimento da onda passando a ser do mar para a terra (ver figura 4.11).

Finalmente, para fazer uma avaliação *quantitativa* das forças calculadas, apresenta-se, na figura (4.12), uma comparação entre a componente perpendicular à praia das forças previstas pelo presente modelo e pelo modelo do LHF (extraído de Péchon et al, 1997) ao longo da seção D-D' (ver figura 4.11).





**Figura 4.11** Campo de forças modelado para o caso de ondas monocromáticas estudado na seção anterior.



**Figura 4.12** Componente perpendicular à praia das forças previstas pelo presente modelo (vermelho) e pelo modelos C2 e C7, extraídos de Pechón et al. (1997) ao longo da seção D-D' mostrada na figura (4.11).

Como se pode observar, apesar de algumas diferenças localizadas, a concordância geral entre os resultados é bastante satisfatória também no caso das forças.

#### 4.4 Resultados do modelo de águas Rasas

A etapa final da modelação consiste em forçar o modelo da águas rasas com o campo de forças obtido. Antes de apresentar os resultados, entretanto, faz-se necessário comentar dois pontos importantes.

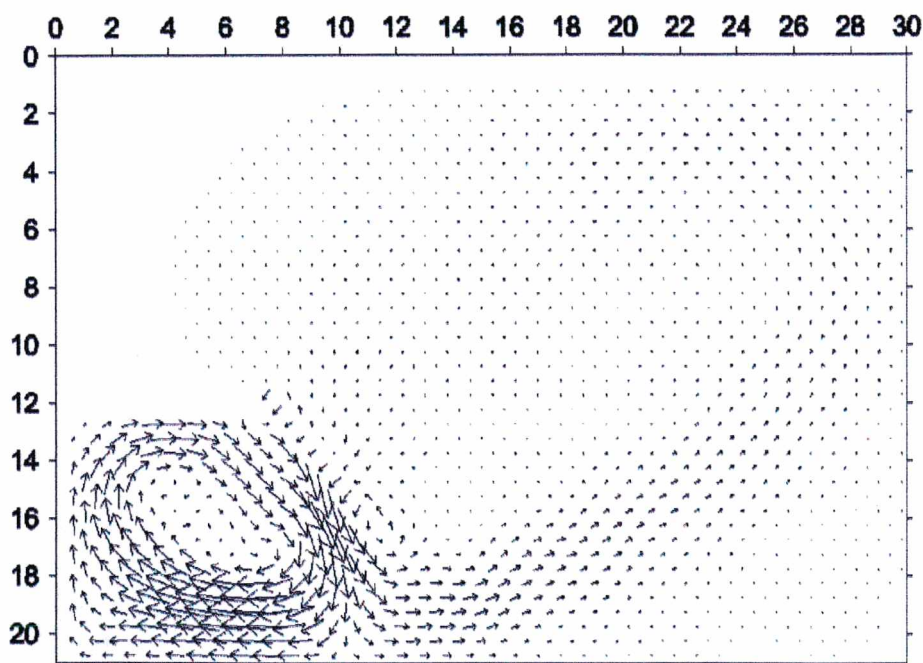
Inicialmente deve-se ressaltar que, como o campo de forças é permanente, a resposta prevista pelo modelo - seja ela qual for - deverá também ser igualmente permanente. Entretanto, como a situação inicial considerada no modelo é uma na qual a água se encontra parada - a chamada “partida a frio” - a resposta passa, necessariamente, por um período transiente no qual a água vai sendo gradualmente acelerada a partir do repouso. Este período transiente vai, eventualmente, dar lugar a uma situação de equilíbrio dinâmico a partir da qual o escoamento permanente se estabelece. Todos os resultados mostrados nessa seção dizem respeito a esta fase permanente da resposta.

Um segundo ponto a ressaltar diz respeito ao modo como as forças de atrito são calculadas no modelo de águas rasas. Conforme mencionado anteriormente, esse modelo foi concebido para utilização em problemas de circulação causados por maré e vento para os quais a parametrização do atrito - apresentada no capítulo 3 - se aplica perfeitamente. No tipo de fenômeno analisado no presente trabalho, entretanto, a existência de uma velocidade orbital associada às ondas curtas, concomitantemente à corrente litorânea induzida, afeta as tensões de atrito no fundo. Como resultado, a resistência ao movimento efetivamente sentida pela corrente litorânea é aumentada pela presença das ondas curtas. Tal efeito não foi levado em conta no presente trabalho.

Para remediar parcialmente essa deficiência, utilizou-se um artifício que consiste em controlar, artificialmente, a intensidade do atrito diretamente através do coeficiente de Chezy (equação 3.16). Apesar desta não ser a forma mais correta e elegante de abordar a questão, acredita-se que o resultado final tenha sido bastante razoável.

A resposta do modelo de águas rasas é composta por 2 tipos de resultados: (i) o campo de velocidades e (ii) do nível médio da superfície d'água - também referido pelos termos “set-up” e “setdown” correspondendo, respectivamente, a sua sobre-elevação e ao seu rebaixamento.

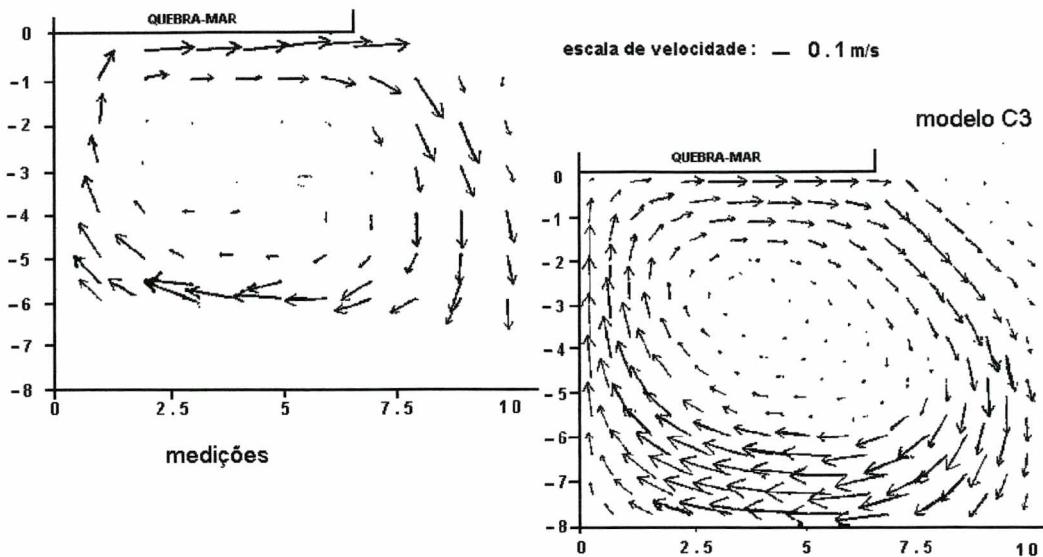
Iniciando pelo primeiro, a figura 4.13 mostra o resultado do campo de velocidades induzido no tanque do LHF pelas ondas monocromáticas previamente citadas. Neste primeiro teste usou-se um atrito relativamente “fraco” correspondendo a uma altura de rugosidade do fundo  $a = 0,005\text{m}$ . O campo de velocidades apresentou, neste caso, um grande giro na região de sombra do quebra-mar e também um jato de intensidade bem mais fraca partindo diagonalmente da praia em direção ao flanco direito do tanque.



**Figura 4.13** Campo de velocidades previsto pelo modelo de águas rasas para o experimento do LHF com rugosidade de fundo  $a = 0,005\text{m}$ .

A figura 4.14, extraída de Pechón et al.(1997), mostra dois detalhes do campo de correntes na região atrás do quebra-mar: (a) medido no experimento e (b) obtido por um modelo desenvolvido no DHI (Danish Hydraulic Institute - Dinamarca) similar ao presente.



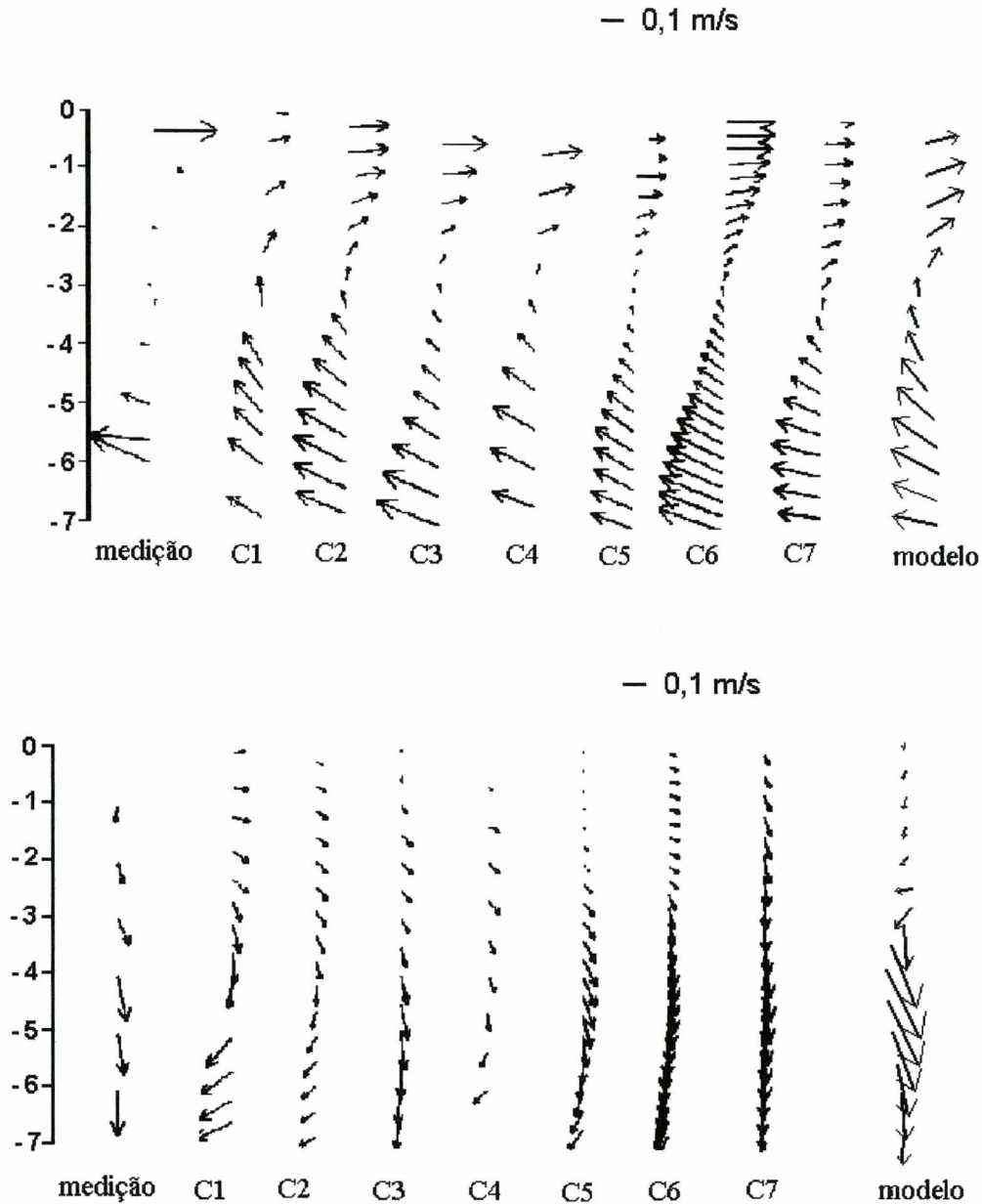


**Figura 4.14** Campos de velocidade atrás do quebra-mar: (a) medições no tanque, (b) calculado pelo modelo do DHI, extraído de Pechón et al.(1997).

Como se pode verificar, o movimento giratório atrás do quebra-mar está presente tanto no tanque quanto nos resultados do modelo do DHI. Entretanto, a área de estagnação no centro do giro prevista neste trabalho parece ser menor do que a existente no tanque, característica esta também observada na modelação do DHI.

É interessante notar que as velocidades calculadas pelo presente modelo são bastante similares às observadas no tanque (comparar figuras 4.13 e 4.14), indicando que a magnitude das forças de atrito geradas no modelo deve ser compatível com aquelas efetivamente existentes no experimento.

Uma apresentação quantitativamente mais expressiva das velocidades é apresentada na figura 4.15 (a) e (b), adaptada de Pechón et al. (1997), a qual mostra velocidades observadas e calculadas por sete modelos diferentes ao longo de 2 seções no tanque (uma descrição dos modelos pode ser encontrada na referência supracitada). Como se pode ver os resultados obtidos no presente trabalho - indicados na última coluna das figuras sobre a indicação “modelo” - apresentam a mesma ordem de precisão dos demais.



**Figura 4.15** Perfis de velocidade ao longo das seções  $Y = 3\text{m}$  (a) e  $Y = 10\text{m}$  (b) C1 a C7 correspondem a resultados de outros modelos descritos em Pechón et al. (1997). O perfil de velocidades denominado **modelo** corresponde ao resultado obtido no presente trabalho.

Baseado nas observações acima pode-se inferir que o campo de velocidades determinado pelo presente modelo reproduz qualitativamente bem o padrão observado no tanque, havendo diferenças de detalhes apenas. A fim de avaliar a sensibilidade dos resultados obtidos à variações do coeficiente de atrito (Chezy), realizou-se uma bateria de testes com diferentes valores de altura de rugosidade do fundo.

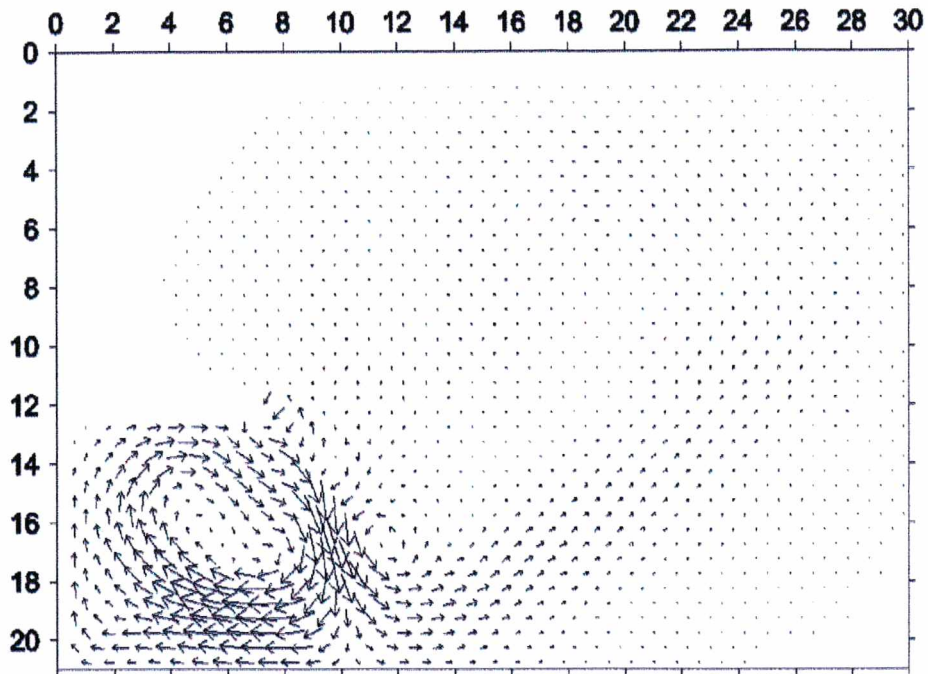
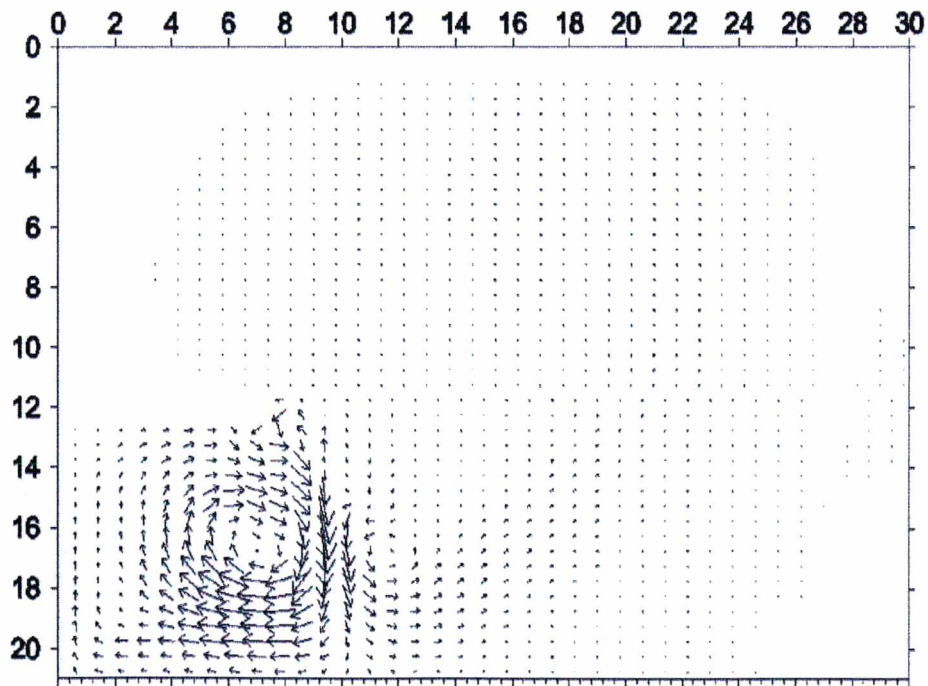


Figura 4.16 Campo de velocidades para rugosidade do fundo  $a = 0,010\text{m}$ .



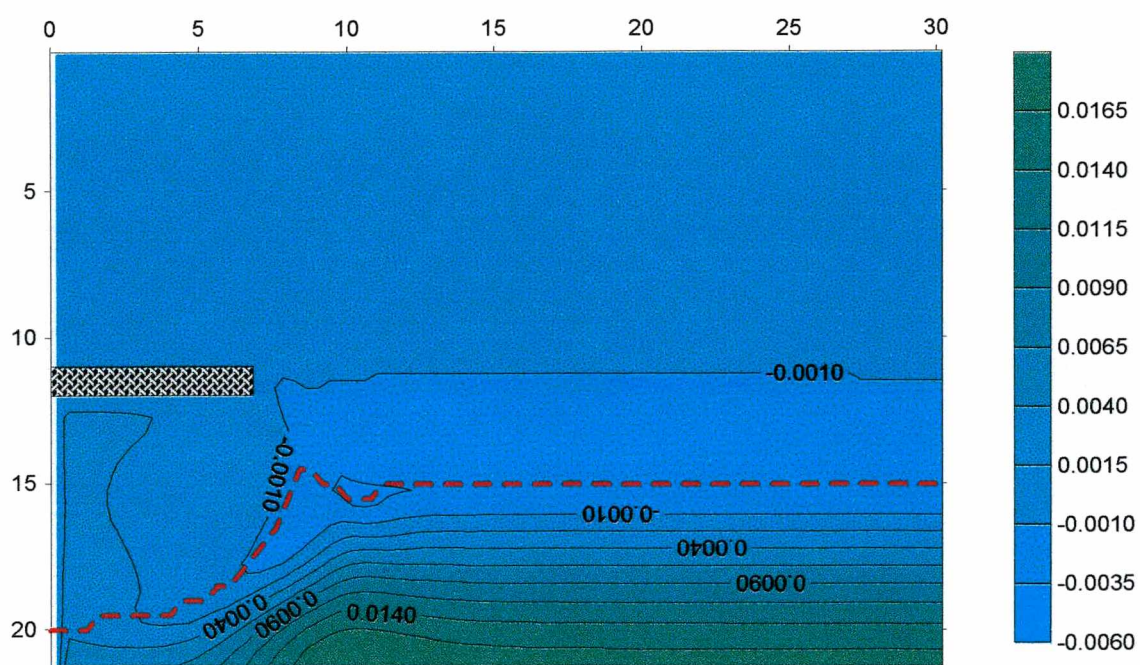
Figuras 4.17 Campo de velocidades para rugosidade de fundo  $a = 0,025\text{m}$ .

Os resultados para  $a = 0,010$  e  $a = 0,025\text{m}$  são mostrados nas figuras 4.16 e 4.17. O aumento do atrito causa um declínio geral das velocidades, como esperado,



modificando também a posição e o diâmetro do giro. Uma análise desses campos de velocidades à luz das medições de correntes no tanque (figura 4.13) indica que os resultados desses testes foram menos satisfatórios que o anterior confirmando que a estimativa inicial de rugosidade ( $a = 0,005\text{m}$ ) foi acertada.

Voltando a atenção agora para os resultados previstos pelo modelo para a posição do nível médio como mostra a figura 4.18, considerando rugosidade do fundo  $a = 0,005\text{m}$ .



**Figura 4.18** Contornos de elevação para rugosidade do fundo  $a = 0,005\text{m}$ .

Uma inspeção dessa figura indica que as forças induzidas pelas ondas, além de gerar correntes, afetam também o equilíbrio do nível da água. Observando o lado esquerdo do tanque, vê-se o aparecimento de uma faixa em torno da linha de arrebentação onde o nível é ligeiramente rebaixado (em relação à posição de repouso). Dentro da zona de arrebentação, o nível médio se eleva monotonicamente até a praia. Tal resultado, já esperado, reflete a ação do campo de forças (ver fig. 4.12) e se constitui nos chamados “set down” e “set up”.

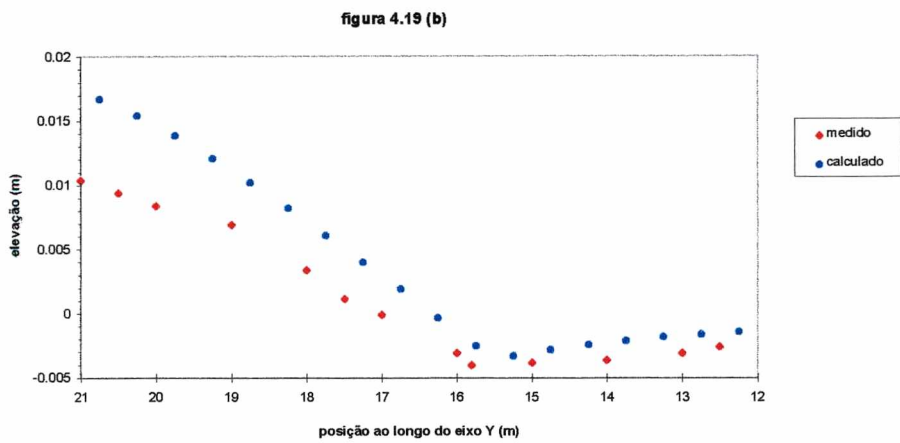
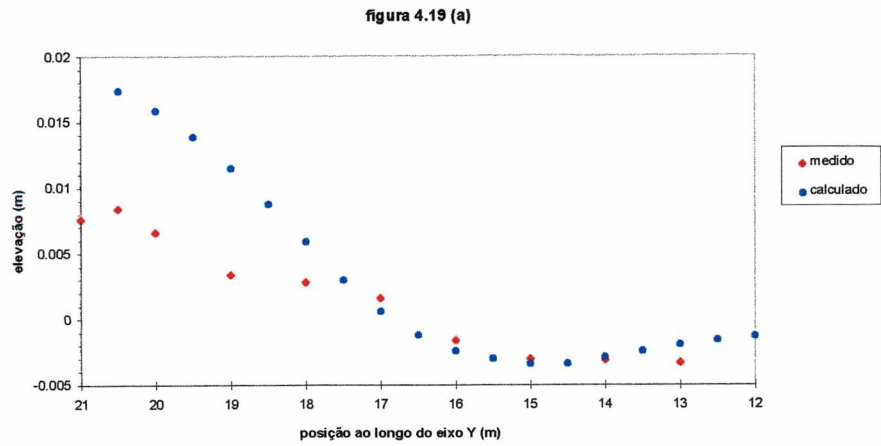
Este comportamento pode ser entendido do ponto de vista físico da seguinte forma. Como se verifica na fig. 4.13, a velocidade (média na coluna d’água) é nula

desse lado do tanque. Na ausência de movimento, não existem forças de atrito e o equilíbrio dinâmico possível é entre forças provenientes das tensões de radiação e as advindas de gradientes de pressão associadas ao nível médio. Assim, na situação permanente, o nível d'água deverá inclinar-se de forma a contrabalançar a ação das forças induzidas pelas ondas gerando o padrão mostrado.

A situação prevista para o lado esquerdo do tanque é mais complexa em vista da existência de correntes. Verifica-se, nesse caso, um acúmulo de água ao longo da parede esquerda do tanque na região atrás do quebra-mar o qual induz o aparecimento de forças de pressão que tendem a empurrar a água de volta para o interior do tanque. Essas forças desempenham um papel importante na formação do giro de correntes que se forma na sombra do quebra-mar.

Feita esta interpretação física do resultado, procede-se agora à sua comparação com o nível médio observado no tanque, mostrado na figura 4.8 para o lado inferior esquerdo (adaptado de Mory & Hamm, 1997). A comparação mostra que o padrão previsto concorda qualitativamente com o observado, havendo, entretanto, algumas diferenças quantitativas. A fim de ilustrar melhor estas últimas, a figura 4.19 apresenta dois cortes da posição do nível médio na direção perpendicular à praia: um obtido do lado direito do tanque (fig. 4.19(a) - adaptada de Mory & Hamm, 1997) e outra na região do quebra-mar (fig. 4.19(b) - adaptada de Péchon et al, 1997). Pode-se verificar que o modelo tende a superestimar tanto o rebaixamento quanto a sobre-elevação observada no tanque, provavelmente devido às imprecisões na determinação das forças remanescentes das simplificações usadas para descrever as ondas dentro da zona de arrebentação. A magnitude desses erros, todavia, não compromete os resultados que ainda se mantém razoavelmente próximos do nível médio observado.





**Figura 4.19** (a) Posição do nível médio para  $Y = 9\text{m}$  - calculada e medida (extraído de Mory & Hamm, 1997).  
 (b) Posição do nível médio para  $Y = 16\text{m}$  - calculada e medida (extraído de Pechón et al., 1997).

## CAPÍTULO V

### CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

O presente trabalho apresentou resultados da modelação de correntes induzidas por ondas na zona de arrebentação. A modelação é constituída de três etapas independentes. A primeira etapa consiste em determinar a refração-difração das ondas incidentes através de um modelo baseado na aproximação parabólica da equação do declive suave. Na segunda etapa, calcula-se o campo de forças induzido por estas ondas na zona de arrebentação através das tensões de radiação. Finalmente, na terceira etapa, tais forças são usadas como forçantes de um modelo de águas rasas integrado na vertical e no período das ondas incidentes o qual é capaz de calcular as correntes e as variações do nível médio geradas.

Como teste dessa metodologia, foi simulado numericamente um experimento de laboratório com ondas monocromáticas realizado no tanque do LHF onde um quebra-mar foi construído numa praia plana. Comparações de diversos parâmetros medidos no laboratório com similares previstos pelo modelo mostraram resultados geralmente satisfatórios.

Este trabalho representa um importante passo avante na linha de pesquisa em hidrodinâmica costeira atualmente em curso no Laboratório de Hidrologia Aplicada e Hidráulica Marítima da UFSC cujo objetivo último é a aplicação dessa metodologia à praias da costa brasileira. A aplicação a casos reais, entretanto, requer a inclusão de aperfeiçoamentos importantes, alguns mais simples e outros bastante complexos.

Um aperfeiçoamento simples de implementar seria a inclusão de um esquema de atenuação da altura de onda dentro da arrebentação um pouco mais sofisticado que o aqui usado, como por exemplo, aquele apresentado no capítulo 2 - eqs. (2.40) e (2.41). Do mesmo modo, seria interessante implementar no modelo de águas rasas, um esquema para cálculo das forças de atrito que levasse em consideração o efeito do

movimento oscilatório ocasionado pelas ondas curtas segundo, por exemplo, o que propõem Svendsen & Putrevu (1990).

Um aperfeiçoamento importante, porém de implementação mais complexa, diz respeito à modelação de ondas incidentes irregulares - o caso existente na natureza - que poderia ser efetuada através de uma versão espectral do modelo de propagação ainda sob a hipótese da linearidade. O critério de arrebentação e o decaimento de energia na zona de arrebentação, todavia, se tornariam mais complicados nesse caso uma vez que as alturas de onda seriam variáveis. Com ondas irregulares, surgiriam correntes não permanentes na arrebentação, as quais abririam caminho para a investigação das ondas de infragravidade mencionadas na introdução.

Finalmente, fica como sugestão a incorporação de um modelo de transporte de sedimentos aos aqui apresentados. A adição de um modelo desse tipo, utilizando como entrada a corrente litorânea calculada, permitiria a modelação - mesmo que de forma aproximada - de alterações morfológicas da zona de praia, assunto este da maior importância para aplicações práticas desse trabalho.

Essas sugestões de maneira nenhuma exaurem as possibilidades de desenvolvimento deste fascinante tema que se constitui num dos mais ativos e atuais tópicos de pesquisa da comunidade de engenharia costeira e de oceanografia.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ABBOTT, M. B. Numerical modelling for coastal and ocean engineering. **Handbook of coastal and ocean engineering**, Vol. 2, C 22, pp.1067-1124. 1991.
- ABBOTT, M. B.; BASCO, J. R. **Computational fluid dynamics**. Longman Group Ltd., 1ª edição, pp. 425. 1989.
- ANDERSEN, O. H. & FREDSOE, J. Transport of suspended sediment along the coast. **Progress report n° 59**, Inst. of Hydrodynamics and Hydraulic Engineering, ISVA, Techn. University of Denmark, pp. 33-46. 1983.
- BATTJES, J. P. Surf similarity. **Proc.14<sup>th</sup> Conference on Coastal Engineering**, ASCE, pp. 466-480. 1974.
- BERKHOFF, J. C. W. Computations of combined refraction-diffraction. **Proc.13<sup>th</sup> Conference on Coastal Engineering**, ASCE, Vancouver, pp. 471-490. 1972.
- BOWEN, A. J., The Generation of longshore currents on a plane beach. **Journal of Marine Research**, Vol. 27, pp.206-215. 1969.
- BOWEN, A. J. & HOLMAN R.A. Shear instabilities in the mean longshore current: 1 - theory. **Journal of Geophysical Research**, Vol. 94(C12), pp.18023-18030. 1989.
- CRAPPER, G. D. **Introduction to water waves**. Ellis Horwood Ltd. Publishers, 1ª edição, pp. 224. 1984.
- DEAN, R. G.; DALRYMPLE, R. A. **Water wave mechanics for engineers and scientists**. Advanced series on coastal engineering. World Scientific, 4ª edição, Vol. 2, pp. 353. 1984.

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

DODD, N., OLTMAN-SHAY, J. THORNTON, E. B. Shear instabilities in longshore current: a comparison of observation and theory. **Journal of Physical Oceanography**, Vol. 22(1), pp. 62-82. 1992.

FREDSOE, J.; DIEGAARD, R. **Mechanics of coastal sediment transport**. Advanced series on coastal engineering. World Scientific, 3ª da edição, Vol. 3, pp. 369. 1996.

HAMM, L.; MADSEN, P. A.; PEREGRINE, D. H. Wave transformation in the nearshore zone: a review. **Coastal Engineering**. Elsevier Science Publishers, Vol 21, pp. 5-39. 1993.

HORIKAWA, K. & KUO, C. T. A study on wave transformation inside the surf zone. **Proc. 10<sup>th</sup> Coastal Engineering Conference**, Tokyo, pp 217-233. 1966.

KIRBY, J. T. Higher-order approximation in the parabolic equation method for water waves. **Journal of Geophysical Research**, Vol. 91(C1), pp.933-952. 1986.

KIRBY, J. T.; DALRYMPLE, R. A. Numerical modelling of the nearshore region. **Technical report # CE-82-24**. Ocean Eng. Program, University of Delaware, Newark, pp.163. 1982.

KOMAR, P. D.; OLTMAN-SHAY J. Nearshore currents. **Handbook of coastal and ocean engineering**. Editora, nº da edição, Vol. 2, C 10, pp.651-680. 1991.

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

- LONGUET-HIGGINS, M. S.; STEWART, R. W. Radiation stress in water waves, a physical discussion with application. **Deep Sea Research**, Vol. 11, pp. 529-563. 1964.
- LONGUET-HIGGINS, M. S.; STEWART, R. W. Radiation stress and mass transport in gravity waves with application to "surf-beats". **Journal of Fluid Mechanics**, Vol. 08, pp. 565-583. 1962.
- LONGUET-HIGGINS, M. S. Longshore currents generated by obliquely incident sea waves. Partes 1 e 2. **Journal of Geophysical Research**, Vol. 75, pp. 6778-6789 e pp. 6790-6801. 1970.
- MALVERN, L. E. **Introduction to the mechanics of a continuous medium**. Prentice-Hall Inc., 1ª edição. pp. 713. 1969.
- MARTINS, R. P. Um modelo 2D-H de circulação em corpos d'água com áreas alagáveis. **Tese de mestrado**, Prog. Eng<sup>a</sup>. Oceânica, COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro. pp. 70. 1992.
- MASSEL S. R. **Ocean surface waves: their physics and prediction**. Advanced series on coastal engineering. World Scientific, nº da edição, Vol. 11, pp. 491. 1996.
- MEI, C. C. Currents induced by breaking waves. **The applied dynamics of ocean surface waves**. Advanced series on coastal engineering. World Scientific, 2ª da edição, Vol. 1, C 10, pp. 451-503. 1992.
- MELO, E. Wave propagation in a jettied entrance channel. **Tese de Doutorado**, University of California, San Diego, pp. 82. 1990.

- MELO, E.; GONZALES, J. A. Coastal erosion at Camburí beach (Vitória, Brasil) and its possible relation to port works. **Proc. 4<sup>th</sup> International Conference on Coastal and Port Engineering in Developing Countries (COPEDEC IV)**, Rio de Janeiro, Brasil. pp. 397-411. 1995.
- MORY, M.; HAMM, L. Experimental study of a flow around a breakwater. **Proceedings of the 2<sup>nd</sup> International Conference on Coastal Research in terms of Large Scale Experiments (Coastal dynamics'95)**, ASCE, Gdansk, Polonia. pp. 501-512. 1995.
- MORY, M.; HAMM, L. Wave height, setup and currents around a detached breakwater submitted to regular or random wave forcing. **Coastal Engineering**. Elsevier Science Publishers, Vol 31, pp. 77-96. 1997.
- OLTMAN-SHAY, J., GUZA R. T. Infragravity waves induced by shortwave groups. **Journal of Fluid Mechanics**. Vol. 247, pp.18031-18644-663. 1987.
- OLTMAN-SHAY, J., HOWD, P. A., BIRKEMEIER, W. A. Shear instabilities in mean longshore currents: 2-field observations. **Journal of Geophysical Research**. Vol. 94(C12), pp.18031-18042. 1989.
- PECHÓN P.; DESITTER, A. Comparison of computed three-dimensional wave-driven currents with measurements. **Proceedings of the 2<sup>nd</sup> International Conference on Coastal Research in terms of Large Scale Experiments (Coastal dynamics'95)**, ASCE, Gdansk, Polonia. pp. 513-520. 1995.
- PECHÓN, P.; RIVERO, F.; CHESHER, T.; O'CONNOR, B.; TANGUY, J. M.; KARAMBAS, T.; MORY, M.; HAMM, L. Intercomparison of wave-driven current models. **Coastal Engineering**. Elsevier Science Publishers, Vol 31, pp. 199-215. 1997.

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.

PUTNAM, J. A., MUNK W. H., TRAYLOR M.A. The prediction of longshore currents. **Trans. Am. Geophysical Union**, Vol 30, pp. 337-345. 1949.

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<sup>a</sup>. Oceânica, COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro. pp. 100. 1992.

SHÄFFER, H. A. Infragravity waves induced by shortwave groups. **Journal of Fluid Mechanics**, vol. 247, pp. 551-588. 1993.

STELLING, G. S. On the construction of computational methods for shallow water flow problems. **Tese de doutorado** - Delft University of Technology. The Netherlands. 1983.

SVENDSEN I. A.; PUTREVU, U. Nearshore circulation with 3-D profiles. **Proc. 22<sup>nd</sup> Conference on Coastal Engineering**, ASCE, Delft, The Netherlands, pp. 241-254. 1990.

SVENDSEN I. A.; PUTREVU, U. Surf-zone hydrodynamics. **Research report # CACR-95-02**. Center for Applied Coastal Research, University of Delaware, Newark, pp.71. 1995a.



SVENDSEN I. A.; PUTREVU, U. Surf-zone modeling. **Proceedings of the 2<sup>nd</sup> International Conference on Coastal Research in terms of Large Scale Experiments (Coastal dynamics'95)**, ASCE, Gdansk, Polonia. pp. 13-33. 1995b.

THORTON, E. B. Variation of longshore current across the surf zone. **Proc.12<sup>th</sup> Coastal Engineering Conference**, ASCE, pp. 291-308. 1970.

THORTON, E. B., GUZA, R. T. Transformation of wave height distribution. **Journal of Geophysical Research**, Vol. 88, pp 5925-5938. 1983.

URSELL, F. Edge waves on a sloping beach. **Proc.of the Royal Society of London**. Vol. A 214, pp. 79-97. 1952.

WEGGEL, J. R., Maximum breaker height. **Journal of Waterways, Harbours and Coastal Engineering**, ASCE 98, WW4, pp 529-548. 1972