



Ministério da  
**Ciência, Tecnologia  
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2014/01.20.13.29-TDI

**PARAMETRIZAÇÕES DOS EFEITOS DA QUEBRA DE  
ONDAS OCEÂNICAS E GOTÍCULAS NA MODELAGEM  
NUMÉRICA DOS PROCESSOS DE TROCA DE CO<sub>2</sub>,  
MOMENTUM E CALOR NA INTERFACE  
OCEANO-ATMOSFERA**

Iury Ângelo Gonçalves

Tese de Doutorado do Curso de  
Pós-Graduação em Meteorologia,  
orientada pelo Dr. Valdir Innocen-  
tini, aprovada em 03 de fevereiro de  
2014.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3FJUT2P>>

INPE  
São José dos Campos  
2014

**PUBLICADO POR:**

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

**CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE (RE/DIR-204):****Presidente:**

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

**Membros:**

Dr. Antonio Fernando Bertachini de Almeida Prado - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr<sup>a</sup> Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Dr. Germano de Souza Kienbaum - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

Dr. Manoel Alonso Gan - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr<sup>a</sup> Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr. Plínio Carlos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

**BIBLIOTECA DIGITAL:**

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

**REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:**

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

**EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:**

Maria Tereza Smith de Brito - Serviço de Informação e Documentação (SID)

André Luis Dias Fernandes - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da  
**Ciência, Tecnologia  
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2014/01.20.13.29-TDI

**PARAMETRIZAÇÕES DOS EFEITOS DA QUEBRA DE  
ONDAS OCEÂNICAS E GOTÍCULAS NA MODELAGEM  
NUMÉRICA DOS PROCESSOS DE TROCA DE CO<sub>2</sub>,  
MOMENTUM E CALOR NA INTERFACE  
OCEANO-ATMOSFERA**

Iury Ângelo Gonçalves

Tese de Doutorado do Curso de  
Pós-Graduação em Meteorologia,  
orientada pelo Dr. Valdir Innocen-  
tini, aprovada em 03 de fevereiro de  
2014.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3FJUT2P>>

INPE  
São José dos Campos  
2014

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

---

Gonçalves, Iury Ângelo.  
G586a Parametrizações dos efeitos da quebra de ondas oceânicas e gotículas na modelagem numérica dos processos de troca de CO<sub>2</sub>, momentum e calor na interface oceano-atmosfera / Iury Ângelo Gonçalves. – São José dos Campos : INPE, 2014.  
xxxiii + 220 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2014/01.20.13.29-TDI)

Tese (Doutorado em Meteorologia) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2014.  
Orientador : Dr. Valdir Innocentini.

1. quebra de ondas. 2. gotas oceânicas. 3. separação do fluxo de ar. 4. superfície de abrigo. 5. transporte de momentum. 6. calor e umidade. I.Título.

CDU 551.5:551.46

---



Esta obra foi licenciada sob uma [Licença Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](#).


This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](#).



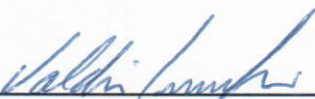
Aprovado (a) pela Banca Examinadora  
em cumprimento ao requisito exigido para  
obtenção do Título de **Doutor(a)** em

**Meteorologia**

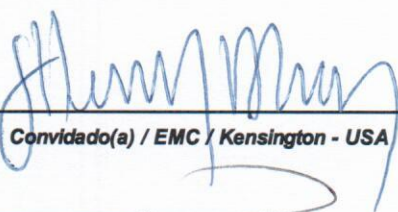
Dr. Saulo Ribeiro de Freitas

  
Presidente / INPE / São José dos Campos - SP

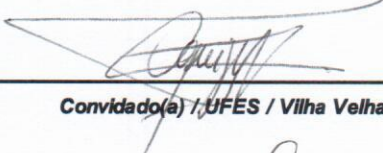
Dr. Valdir Innocentini

  
Orientador(a) / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. José Henrique Alves

  
Convidado(a) / EMC / Kensington - USA

Dr. Julio Tomás Aquije Chacaltana

  
Convidado(a) / UFES / Vilha Velha - ES

Dr. Audálio Rebelo Torres Junior

  
Convidado(a) / UFRJ / Rio de Janeiro - RJ

**Este trabalho foi aprovado por:**

( ) maioria simples

☒ unanimidade

Aluno (a): **Iury Ângelo Gonçalves**

**São José dos Campos, 03 de Fevereiro de 2014**



*“Dias inteiros de calma, noites e ardência, dedos no leme e olhos no horizonte, descobri a alegria de transformar distâncias em tempo. Um tempo em que aprendi a entender as coisas do mar, a conversar com as grandes ondas e não discutir com o mau tempo. A transformar o medo em respeito, o respeito em confiança. Descobrir como é chegar quando se tem paciência. E para se chegar, onde quer que seja, aprendi que não é preciso dominar a força, mas a razão. É preciso, antes de mais nada, querer”.*

AMYR KLINK



A meus queridos pais e a minhas irmãs que eu amo.



## AGRADECIMENTOS

Agradeço infinitamente a DEUS por conceder-me força, saúde, paz e sabedoria para realizar este trabalho.

A meus pais, Reinaldo Gonçalves e Maria José Ângelo, pelo amor incondicional e ensinamentos de vida. A minhas irmãs, Nayara, Núria e Yasmim, que mesmo distantes estão sempre torcendo por mim. Amo vocês.

À Luciana Tessarolo (Tê) pelo companheirismo, apoio, paciência e motivação a mim transmitidos, o que foi fundamental para a conclusão dessa etapa. Amo você.

Ao meu orientador Dr. Valdir Innocentini pelo apoio incondicional nos momentos que precisei. Pelas conversas, pela paciência e atenção. Pelos ensinamentos e comprometimento com o trabalho e consequentemente com meu amadurecimento pessoal e profissional. Você é um exemplo de profissional!

Aos meus amigos Almir Cabral, Andressa Cesana, Zenilza Aksascki, Nilma Perim e Zaira Santos que me ajudaram quando eu precisei.

Ao meu amigo Efilintro Vaqueiro que comprou meus primeiros livros de matemática quando eu pensei em desistir.

Aos amigos da pós-graduação pela solidariedade, apoio, motivação e pelos ótimos momentos vividos, em especial ao Enrique Mattos, à Marília Shimizu e ao Philipp Dias.

Ao meu amigo Lauro Paulo e sua família pelo apoio incondicional.

Aos meus amigos César (suporte), Luis Marton e Philipp Dias que me ajudaram a gerenciar o *cluster*.

Aos pesquisadores Dr. Vladimir Kudryavtsev e Dr. Jim Dhudia pelas sugestões para realizar o acoplamento dos modelos.

Aos professores membros da banca Dr. Saulo Ribeiro de Freitas, Dr. Júlio Tomás Chacaltana, Dr. Audálio Rebelo Júnior e Dr. José Henrique Alves pela avaliação minuciosa de minha pesquisa e sugestões para melhorar esse manuscrito, o qual é muito importante para minha inserção no meio acadêmico e científico.

Ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) pela oportunidade e instalações oferecidas e à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo que viabilizou a execução da pesquisa através do suporte financeiro proporcionado.



## RESUMO

A interação da atmosfera com o oceano agitado engloba trocas de momentum, calor, vapor de água e gases. A rugosidade da superfície do mar ( $z_0$ ), a produção de gotículas e a quebra de ondas são três parâmetros importantes no estudo da dinâmica da interação ar-mar, sendo capazes de modificar os transportes que cruzam a interface desses meios, afetando as condições meteorológicas e o clima. Essa pesquisa teve como objetivos (i) avaliar, na presença de ondas, os efeitos de  $z_0$ , da separação do escoamento do ar (SFA), da superfície de abrigo ( $S_a$ ) e da produção de gotículas espuma nas transferências de momentum e gás na interface ar-mar utilizando um modelo unidimensional de camada limite, (ii) construir um modelo fortemente acoplado oceano-atmosfera e (iii) utilizar o modelo acoplado para estudar os efeitos das parametrizações de gotículas e do desenvolvimento do mar na evolução, dissipação e trajetórias de ciclones. Foram desenvolvidas parametrizações que quantificam o efeito das gotículas no balanço de  $\text{CO}_2$  à interface ar-mar. Os resultados mostraram que o fluxo gerado pela difusão de gás na superfície das gotículas ( $\Upsilon_g^S$ ) modifica o balanço de  $\text{CO}_2$ , especialmente em condições em que a velocidade do vento à superfície ( $u_{10}$ ) é maior que  $30 \text{ m s}^{-1}$ . Para  $u_{10}$  igual a  $50 \text{ m s}^{-1}$  e espectro de ondas com período de pico de 16 s,  $\Upsilon_g^S$  alcançou 70% do fluxo total de  $\text{CO}_2$  na interface, dominando o balanço. Avaliando a distribuição de momentum sobre as ondas, notou-se que o espectro de ondas curtas é essencial para determinar o balanço de momentum e a SFA. Quanto à produção de gotículas, foi observado que a mesma tem potencial para saturar e reduzir o arrasto das ondas, propriedade que não é observada nas simulações em que foi considerado apenas o efeito da superfície de abrigo. Quanto ao acoplamento, foi construído um sistema de modelos acoplados ondas-oceânicas-gotículas-atmosfera, constituído pelo modelo de ondas de superfície oceânica *WAVEWATCH III*, pelo modelo atmosférico *Weather Research Forecast* e por um modelo complexo de microfísica de gotículas. No acoplamento, foram incluídos os efeitos da SFA, da  $S_a$ , da produção de gotículas e do arrasto do mar. A competição entre as gotículas e o desenvolvimento do mar foi avaliada. Para o estudo, foram escolhidos os ciclones Katrina e Isaac. As análises mostraram que as gotículas reduzem  $z_0$  e aumentam  $u_{10}$ , além de esfriar e umedecer a camada limite superficial devido ao processo evaporativo. Esse resfriamento evaporativo aumentou a diferença de temperatura entre a superfície do mar e a baixa atmosfera e os movimentos turbulentos em níveis baixos. Logo, houve um crescimento dos transportes verticais de vapor de água e de calor, implicando na intensificação dos ciclones. Por outro lado, o desenvolvimento do mar aumentou a dissipação de energia cinética na superfície e reduziu a diferença de temperatura entre a superfície do mar e a baixa atmosfera. Desse modo, os movimentos verticais em níveis baixos foram reduzidos, favorecendo a redução do ciclone. Foi observado também que as gotículas e o desenvolvimento do mar têm potencial para afetar a dinâmica do espectro de ondas. Na

presença de gotículas, a altura significativa das ondas ( $H_s$ ) aumentou aproximadamente 10%. Entretanto, quando o efeito do desenvolvimento do mar foi incluído em  $z_0$ ,  $H_s$  foi reduzido em 20%.

# PARAMETERIZATIONS OF BREAKING WAVES AND DROPLETS EFFECTS IN THE NUMERICAL MODELING OF CO<sub>2</sub>, MOMENTUM, AND HEAT EXCHANGE PROCESSES AT THE OCEAN-ATMOSPHERE INTERFACE

## ABSTRACT

The interaction between atmosphere and rough ocean includes exchange of momentum, heat, water vapor, and gases. The sea surface roughness length ( $z_0$ ), the droplet production, and breaking waves are three important parameters in the study of the air-sea interaction dynamic, which are able to modify the transport at the interface, affecting weather and climate. The objectives of this research are (i) to evaluate, in the presence of waves, the effects of  $z_0$ , the air-flow separation (AFS), the sheltered surface ( $S_a$ ) and the spume droplets production on the transfer of momentum and gas in the air-sea interface using a one-dimensional boundary layer model, (ii) to build a coupled ocean-droplet-atmosphere model system, and (iii) to use the coupled model to study the effects of the spume droplets and roughness length parameterizations on the cyclones evolution, dissipation, and tracks. Parameterizations that quantify the effect of the spume droplets on the CO<sub>2</sub> flux budget at the air-sea interface were developed. The results showed that the CO<sub>2</sub> flux due to the diffusion across the droplet surface ( $\Upsilon_g^S$ ) modifies the CO<sub>2</sub> budget, especially when 10-m wind speed ( $u_{10}$ ) is higher than 30 m s<sup>-1</sup>. For  $u_{10}$  equal to 50 m s<sup>-1</sup> and wave spectrum with peak period of 16 s,  $\Upsilon_g^S$  reached 70% of the total CO<sub>2</sub> flux, controlling the budget at the interface. The evaluation of the momentum distribution over the waves showed that the shortwave spectrum is essential to calculate the distribution of momentum and the air-flow separation. Regarding the droplets production, the droplets have potential to saturate and reduce the wave drag. However, this property is not observed in the simulations where only the effect of sheltered surface is considered. Moreover, a coupled ocean-droplet-atmosphere model system was built, which consists of the ocean surface wave model WAVEWATCH III, the atmospheric model Weather Research Forecast and a complex model of droplets microphysics. In the coupled model, the effects of the air-flow separation, the sheltered surface, the spume droplets and the surface roughness length were included. The competition between the droplets and the development of the sea was evaluated. For the study, the tropical storm Katrina and Isaac were chosen. The results showed that the droplets decrease  $z_0$  and increase  $u_{10}$  besides to cool and moist the surface boundary layer by the evaporative cooling effect. This evaporative cooling increased the difference of temperature between the sea surface and the low atmosphere, and the turbulent motion at low levels. Thus, the vertical transport of water vapor and heat enhanced, favoring the storm intensification. On the other hand, the development of the sea increased the kinetic energy loss at the sea surface and reduced in the air-sea temperature difference. Then, the vertical motions were reduced in low levels, the reducing the storm intensity. The droplets and the development of the sea have the potential to affect the wave spectrum dynamic. In the presence of droplets, the significant

wave height ( $H_s$ ) increased by 10%. However, when the effect of the development of the sea was included in  $z_0$ ,  $H_s$  was reduced by 20%.

## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Quebra de onda e formação da separação do escoamento do ar (SFA) e da superfície de abrigo. . . . .	2
2.1 Perfil vertical de uma onda idealizada com forma senoidal. . . . .	10
2.2 Tipos de ondas oceânicas de superfície e as respectivas relações com o comprimento de onda, com a frequência e o período, com a força restauradora e com a quantidade relativa de energia associada a cada uma delas. . . . .	11
2.3 Variação da altura de onda passando por um ponto fixo do espaço. . . .	13
2.4 Evolução do campo de onda em função de $R_\beta$ , em que as flechas e os pontos representam o escoamento do ar e a produção de gotículas, respectivamente. . . . .	15
2.5 Variação do espectro de onda em função da direção e da frequência. . . .	16
2.6 Fluxo de energia do espectro de onda em função da frequência. . . . .	17
2.7 Relação entre os processos $S_{in}$ e $S_{ds}$ em função do grau de saturação do espectro. . . . .	19
2.8 Parâmetro de Charnock em função da velocidade do vento a 10 metros de superfície. . . . .	24
2.9 Coeficiente de arrasto das ondas em função da velocidade do vento a 10 metros de superfície, calculado por vários métodos. . . . .	25
2.10 Coeficiente de arrasto das ondas em função da velocidade do vento $u_{10}$ , sendo a linha tracejada correspondente à simulação onde o efeito da produção de gotículas foi desprezado; a linha contínua representa os valores obtidos pela simulação em que foi considerada a produção de gotículas. Já os símbolos ilustram os valores obtidos pelos experimentos de Powell et al. (2003). . . . .	28
2.11 Coeficiente de arrasto das ondas em função da velocidade do vento, para simulação com o efeito da superfície de abrigo e pista de vento de 10 m (linha contínua); simulação sem o efeito da superfície de abrigo com pista de vento de 10 m (linha tracejada); simulação com o efeito da superfície de abrigo e pista de vento ilimitada (linha pontilhada-tracejada). Os símbolos representam as medidas realizadas em laboratório por Donelan et al. (2004). . . . .	31

2.12	Coeficiente de arrasto das ondas em função da velocidade do vento $u_{10}$ , para simulação com o efeito da superfície de abrigo e pista de vento de 10 km (linha contínua); simulação com o efeito da superfície de abrigo e pista de vento de 100 km (linha pontilhada); simulação com o efeito da superfície de abrigo e pista de vento infinita (pontilhada-tracejada). Os símbolos de cor cinza representam os dados das medidas de Powell et al. (2003). Os resultados do modelo de KM07 (com o efeito da superfície de abrigo e pista de vento infinita) são representados pela linha tracejada.	32
2.13	Coeficiente de arrasto da onda em função da velocidade do vento $u_{10}$ . As linhas contínuas vermelha e azul representam os valores simulados pelo modelo GFDL e pelo modelo de Moon et al. (2007), respectivamente. A linha tracejada representa os valores obtidos por Donelan et al. (2004) e os quadrados os resultados de Powell et al. (2003).	35
2.14	Visão aérea do mar com onda quebrando, em que $L_p$ é o comprimento de onda, $L_{c_i}$ é o comprimento individual de uma crista e $L_{b_i}$ é uma fração do comprimento individual de uma crista quebrando.	37
2.15	Visão aérea de uma fração individual da crista quebrando, em que $L_p$ é o comprimento de onda, $L_{b_i}$ é a fração do comprimento individual de uma crista quebrando e $L_{e_i}$ é a extensão individual de uma quebra de crista.	38
2.16	Variação da pressão ( $\Delta p$ ) na face frontal da crista da onda durante o processo de quebra.	43
2.17	Quebra de ondas: a) mergulhante e b) derramante.	49
2.18	Esquema da produção de gotículas: a) entranhamento de bolhas de ar; b) bolhas de ar aproximando-se da superfície do mar; c) produção de gotícula filme e gotícula jato.	50
2.19	Esquema do processo de geração de gotículas espuma.	51
2.20	Síntese do ciclo de vida das gotículas.	52
2.21	Estimativas da geração de gotículas em termos do fluxo de volume $[(4\pi r_0^2/3) dF/dr_0]$ , para $u_{10} = 15 \text{ m s}^{-1}$ .	54
2.22	Transferência de calor e vapor de água entre as gotículas e a CEG, sendo $Q_L$ e $Q_s$ os fluxos de calor latente e calor sensível, respectivamente, que ocorrem por difusão na interface ar-mar; $Q_{Lg}$ e $Q_{sg}$ os fluxos de calor latente e calor sensível mediados pelas bolhas e $Q_{LT} = Q_L + Q_{Lg}$ e $Q_{sT} = Q_s + Q_{sg}$ os fluxos de calor total latente e sensível, respectivamente.	61

2.23	Balanco das forças que atuam em uma gotícula suspensa no ar em uma atmosfera em repouso, sendo $F_g$ , $F_f$ e $F_a$ as forças gravitacional, de fluatibilidade e de arrasto do ar, respectivamente. . . . .	68
2.24	Fluxo de calor ( $\text{W m}^{-2}$ ) simulado pelo sistema acoplado CAWOMS após 54 horas de integração. a) e c) fluxo de calor sensível sem gotículas e com gotículas, respectivamente; e b) e d) fluxo de calor latente sem gotículas e com gotículas, respectivamente. O efeito das gotículas foi considerado apenas na distribuição de momentum. . . . .	74
2.25	Fluxo de calor sensível ( $\text{W m}^{-2}$ ) simulado pelo sistema acoplado CAWOMS após 54 horas de integração. a) Fluxo total de calor sensível, isto é, fluxo interfacial somado ao fluxo mediado pelas gotículas. b) Fluxo interfacial de calor sensível, isto é, fluxo na interface sem o efeito das gotículas. . . . .	75
2.26	Modelo de duas camadas para transferência de gás na interface ar-mar. .	77
2.27	Valores de $k_m$ para diferentes parametrizações em função da velocidade do vento. . . . .	84
2.28	Esquema da evolução da bolha de ar após o processo de entranhamento.	85
2.29	Estrutura vertical de um ciclone tropical completamente desenvolvido. A imagem no topo representa a formação de nuvens do ciclone Fran que ocorreu em 1996 (baseada em uma fotografia de satélite). O corte do lado direito ilustra a velocidade vertical obtida pela simulação (utilizando o modelo de Emanuel (1995)) do ciclone Fran, sendo a velocidade máxima de aproximadamente $8 \text{ m s}^{-1}$ (cor amarela). O corte do lado esquerdo representa a componente azimutal da velocidade do vento medida durante a passagem do ciclone Ines que ocorreu em 1966, sendo a velocidade máxima observada de $50 \text{ m s}^{-1}$ . . . . .	94
2.30	Diagrama esquemático ilustrando a formação de ondas na presença de um ciclone, o qual se desloca no sentido da seta localizada no respectivo centro. As setas na região superior do ciclone indicam a formação de marulhos. Os círculos preenchidos representam as regiões onde são formadas as ondas que se propagam na mesma direção e na direção oposta ao movimento de translação do ciclone. . . . .	95

2.31	Diagrama ilustrando três regiões distintas de geração de ondas na presença de um ciclone, sendo as linhas de contorno os valores da velocidade do vento na superfície; os espectros de ondas estão localizados em toda a borda da figura. No centro do espectro, os valores inferiores e superiores correspondem à altura significativa de onda e à distância entre a posição onde foi calculado o espectro e o centro do ciclone, respectivamente. . . .	96
3.1	Coordenada vertical $\eta$ . . . . .	118
3.2	Discretização espacial do modelo WRF. . . . .	121
3.3	Esquema da interação dos processos físicos entre as componentes atmosférica e oceânica no sistema acoplado SMAOOGA. . . . .	129
3.4	Esquema de interpolação triangular plana. . . . .	130
3.5	Trajetória do furacão Katrina, entre os dias 23 e 31 de agosto de 2005, obtida com base em imagens do satélite Goes-12. . . . .	131
3.6	Imagem aérea do Katrina, no momento próximo ao estágio máximo de seu desenvolvimento, obtida pelo satélite Goes-12. . . . .	132
3.7	Trajetória do furacão Isaac de acordo com as análises do Centro de Previsão Hidrometeorológica do NOAA. . . . .	133
3.8	Imagem aérea do furacão Isaac aproximando-se da costa da Louisiana, às 1815 UTC do dia 28 de agosto de 2012, obtida através do satélite Goes-13. . . . .	134
3.9	Representação dos domínios utilizados nas integrações <i>one-way</i> , sendo o menor referente às simulações acopladas. . . . .	138
4.1	Valores de $t_{ef}$ em função de $T_p$ , para as simulações $D_{if}$ , $B_{ol}$ e $G_{ot}$ , sendo utilizado como condição inicial: $u_{10} = 30 \text{ m s}^{-1}$ , temperatura potencial de 280 K e umidade relativa $uR = 50\%$ , exceto na superfície em que a velocidade do vento foi zero e a temperatura foi de 285 K. A temperatura da superfície do mar e a salinidade foram de 285 K e 0,034, respectivamente. Já a pressão da superfície foi de 1013,5 hPa. . . . .	142
4.2	Fluxo de $\text{CO}_2$ em função de $T_p$ , sendo $\Upsilon_{am*}$ , $\Upsilon_{am}$ e $\Upsilon_g^S$ associados às simulações $D_{if}$ , $B_{ol}$ e $G_{ot}$ , respectivamente. São utilizadas as mesmas condições iniciais da Figura 4.1, sendo os fluxos calculados no tempo $t = t_{ef}$ (tempo de equilíbrio). . . . .	143
4.3	Velocidade de transferência em equilíbrio como uma função de $T_p$ , sendo $k_m = k_{dif} + k_b$ , e as condições iniciais como apresentadas na Figura 4.1. . . . .	144
4.4	Área de superfície $A_{ts}$ em função de $T_p$ , sendo as condições iniciais as mesmas apresentadas na Figura 4.1, porém com $uR = 50\%$ e $uR = 100\%$ . . . . .	144



4.5	Fluxo $\Upsilon_g^E$ , calculado no tempo $t = t_{ef}$ , em função de $T_p$ . As condições iniciais são as mesmas da Figura 4.1, mas com $uR = 50\%$ e $uR = 100\%$ .	145
4.6	Como na Figura 4.1, porém com $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ .	146
4.7	Como na Figura 4.2, porém com $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ .	147
4.8	Como na Figura 4.4, porém com $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ e $uR = 50\%$ .	147
4.9	Espectro da superfície de abrigo $S_a^b$ em equilíbrio, distribuído por frequência e direção, calculado pela simulação $Sm_s$ , sendo as condições iniciais as mesmas descritas na Figura 4.1, mas com $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ e o espectro de onda de JONSWAP com $T_p = 16 \text{ s}$ .	148
4.10	Espectro da superfície de abrigo cumulativa ( $S_a$ ) em equilíbrio, em função da frequência angular ( $\sigma$ ) computado pela simulação $Sm_s$ , sendo as condições iniciais as mesmas descritas na Figura 4.1, porém com $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ e $T_p = 5, 10$ e $16 \text{ s}$ . As linhas cinzas, pontilhadas na vertical, correspondem às frequências de pico do espectro de onda associadas a $T_p = 5, 10$ e $16 \text{ s}$ , da direita para a esquerda, respectivamente.	149
4.11	Como na Figura 4.10, porém com $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ , $u_{10} = 30 \text{ m s}^{-1}$ e $T_p = 16 \text{ s}$ .	151
4.12	Valores de $\tau_{onda}$ e $\tau_{sfa}$ em equilíbrio, em função de $\sigma$ computados pela simulação $Sm_s$ , sendo as condições iniciais as mesmas descritas na Figura 4.1, porém com $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ e $T_p = 5, 10$ e $16 \text{ s}$ . As linhas cinzas, pontilhadas na vertical, correspondem às frequências de pico do espectro de onda associadas a $T_p = 5, 10$ e $16 \text{ s}$ , da direita para a esquerda, respectivamente.	152
4.13	Como na Figura 4.12, mas com $u_{10} = 30 \text{ m s}^{-1}$ , $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ e $T_p = 16 \text{ s}$ .	152
4.14	Valores de $\tau_{onda}$ e $\tau_{sfa}$ em equilíbrio, em função de $\sigma$ , sendo as condições iniciais as mesmas descritas na Figura 4.1, porém com $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ . As linhas pontilhadas (contínuas) representam os valores computados pela simulação $Sm_c$ ( $Sm_s$ ) em que foi desprezado (considerado) o efeito da superfície de abrigo. As cores preto, vermelho e azul estão relacionadas aos espectros de ondas com $T_p = 5, 10$ e $16 \text{ s}$ , respectivamente.	153
4.15	Fração da contribuição de diferentes componentes do <i>stress</i> da superfície em equilíbrio, computada pela simulação $Sm_s$ , sendo as condições iniciais as mesmas descritas na Figura 4.1, porém com $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ .	154
4.16	Valores de $C_d$ em equilíbrio, em função de $T_p$ , obtidos pelas simulações $Sm_c$ , $Sm_s$ e $Sm_{sg}$ , sendo as condições iniciais as mesmas descritas na Figura 4.1.	155
4.17	Como na Figura 4.16, porém com $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ .	156

4.18	Valores de $u_{10}$ em equilíbrio, em função de $T_p$ , computados pelas simulações $Sm_c$ , $Sm_s$ e $Sm_{sg}$ , sendo as condições iniciais as mesmas descritas na Figura 4.1, porém com $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ . . . . .	157
4.19	Campo de temperatura da superfície do mar (dados do GFS) utilizado durante toda a integração numéricas das simulações CT, ACOA, ACGA e ACOGA, para (a) Katrina (28 de agosto de 2005 às 0000 UTC) e (b) Isaac (28 de agosto de 2012 às 0000 UTC). . . . .	159
4.20	Trajetórias dos ciclones calculadas pelos experimentos CT, ACOA, ACGA e ACOGA, para (a) Katrina (28 de Agosto de 2005, das 0000 UTC às 2400 UTC) e (b) Isaac (28 de Agosto de 2012, das 0000 UTC às 2400 UTC). . . . .	161
4.21	Séries temporais do vento $u_{10}$ e da pressão ao nível do mar ( $P_{nm}$ ), para (a) e (b) Katrina e (c) e (d) Isaac. As variáveis $u_{10}$ e $P_{nm}$ são obtidas por média sobre uma área de $400 \text{ km}^2$ , a qual está associada à região de cada ciclone (Katrina e Isaac) que apresenta ventos de superfície com velocidades maiores. . . . .	162
4.22	Diferenças $\Delta P_{nm}$ (hPa; linhas de contornos) e $\Delta u_{10}$ ( $\text{m s}^{-1}$ , sombreada). O lado esquerdo (direito) corresponde à simulação do Katrina (Isaac) calculada no dia 28 de agosto de 2005 (2012), às 13 UTC (11 UTC), sendo (a) e (d) ACGA-CT, (b) e (e) ACOA-CT e (c) e (f) ACOGA-CT. Ventos $u_{10}$ (vetores, $\text{m s}^{-1}$ ) simulados são sobrepostos. . . . .	164
4.23	Diferenças $\Delta z_{0e}$ (metro; área sombreada) e $\Delta H_s$ (metro, isolinhas) computadas no instante de intensificação máxima do Katrina (13 UTC), como na Figura 4.22, sendo (a) e (d) ACGA-CT, (b) e (e) ACOA-CT e (c) e (f) ACOGA-CT. Ventos $u_{10}$ (vetores, $\text{m s}^{-1}$ ) simulados são sobrepostos. . . . .	166
4.24	Como na Figura 4.23, porém para o ciclone Isaac (11 UTC). . . . .	167
4.25	Séries temporais da temperatura do ar dois metros da superfície ( $T_2$ ), do fluxo de calor sensível ( $Q_s$ ) e calor latente ( $Q_l$ ), para (a), (b) e (c) Katrina; (d), (e) e (f) Isaac. As variáveis $T_2$ , $Q_s$ e $Q_l$ são obtidas por média sobre uma área de $400 \text{ km}^2$ , a qual está associada à região de cada ciclone que apresenta ventos de superfície ( $u_{10}$ ) com velocidades maiores. . . . .	169
4.26	Impacto relativo (entre as simulações CT e ACOA) nas distribuições espaciais de $Q_2$ (linhas de contornos) e $Q_l$ (área sombreada) computado no pico da intensidade dos ciclones, para (a) e (b) Katrina (13 UTC) e (c) e (d) Isaac (11 UTC). Ventos $u_{10}$ (vetores, $\text{m s}^{-1}$ ) simulados são sobrepostos. . . . .	171

4.27	Como nas Figuras 4.26 a-d, porém com respeito às simulações CT e ACGA.	173
4.28	Diferenças $\Delta T = T_{sm} - T_2$ computadas no pico da intensidade do Katrina (13 UTC, 28 de agosto de 2005), para (a) CT, (b) ACOA, (c) ACGA e (d) ACOGA. Ventos $u_{10}$ (vetores, $\text{m s}^{-1}$ ) simulados são sobrepostos. . . .	176
4.29	Como nas Figuras 4.28 a-d, porém para o Isaac (11 UTC, 28 de agosto de 2012). . . . .	177
4.30	Como nas Figuras 4.26 b e 4.26 d, porém o impacto relativo é calculado entre as simulações ACOGA e CT. . . . .	178
4.31	Distribuições verticais da temperatura potencial ( $\theta$ ; K) e do movimento vertical ( $w_v$ ; $\text{m s}^{-1}$ , valores positivos correspondem a movimentos ascendente) por uma secção vertical através do centro do Katrina no período de intensificação máxima (28 de agosto de 2005, às 13 UTC), para (a) diferença de temperatura ( $\Delta\theta$ ) ACGA-CT; (b) velocidade vertical $w_v$ (CT); (c) velocidade vertical $w_v$ (ACGA). O centro do ciclone é representado pelo símbolo (x). . . . .	180
4.32	Como na Figura 4.31, porém para (a) $\Delta\theta$ (ACOA-CT) e (c) $w_v$ (ACOA). . . . .	181
4.33	Como na Figura 4.31, porém para (a) $\Delta\theta$ (ACOGA-CT) e (c) $w_v$ (ACOGA). . . . .	182
4.34	Campo de pressão à superfície do mar ( $P_{nm}$ ) associado ao ciclone Katrina após 24 horas de integração numérica (correspondente à 0000 UTC do dia 29 de agosto de 2005), para (a) CT, (b) ACOA, (c) ACGA e (d) ACOGA. . . . .	184
4.35	Como na Figura 4.34, porém para $u_{10}$ . . . . .	185
4.36	Dados da análise-GFS correspondentes à 0000 UTC do dia 29 de agosto de 2005, para (a) $u_{10}$ e (b) $P_{nm}$ . . . . .	185



## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Coeficientes do polinômio de Miller (1987). . . . .	57
2.2 Coeficientes da FQPG de Andreas (1992). . . . .	57
2.3 Classificação dos ciclones descrita pela a escala de <i>Saffir-Simpson</i> . . . . .	92
3.1 Síntese dos experimentos. . . . .	110
3.2 Síntese dos experimentos numéricos. . . . .	112
3.3 Resumo das simulações realizadas no sistema SMAOOGA . . . . .	137
3.4 Síntese das condições numéricas impostas nas simulações. . . . .	140
4.1 Valores mínimos de pressão $P_{nm}$ e máximos de vento $u_{10}$ obtidos pelas simulações CT, ACOA, ACGA e ACOGA e pelas observações (OBS) do NHC (KNABB et al., 2005; BERG, 2013), relacionados aos ciclones Katrina e Isaac. . . . .	187



## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ACGA	–	Simulação Acoplada Gotas-Atmosfera
ACOA	–	Simulação Acoplada Ondas-Atmosfera
ACOGA	–	Simulação Acoplada Ondas-Gotas-Atmosfera
CEG	–	Camada de Evaporação de Gota
CISK	–	<i>Conditional Instability of Second Kind</i>
CLS	–	Camada Limite Superficial
CLO	–	Camada Limite Oceânica
CLP	–	Camada Limite Planetária
CH <sub>4</sub>	–	Metano
CO <sub>2</sub>	–	Dióxido de Carbono
CT	–	Simulação Controle
dir	–	Direção
DMS	–	Dimetil Sulfeto
FASTEX	–	<i>Fronts and Atlantic Storm-Tracks Experiment</i>
freq	–	Frequência
FQPG	–	Função Quantificadora da Produção de gotas
GFDL	–	<i>Geophysical Fluid Dynamics Laboratory</i>
GFS	–	<i>Global Forecast System</i>
HEXOS	–	<i>Humidity Exchanger Over the Sea</i>
INPE	–	Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais
JASIN	–	<i>Joint Air-Sea Interaction Experiment</i>
JONSWAP	–	<i>Joint North Sea Wave Project</i>
KM07	–	Kudryavtsev e Makin (2007)
MC2	–	<i>Canadian Mesoscale Community Model</i>
MMAB	–	<i>Marine Modeling and Analysis Branch</i>
MPI	–	<i>Message Passing Interface</i>
NaCl	–	Cloreto de Sódio
NCAR	–	<i>National Center for Atmospheric Research</i>
NCEP	–	<i>National Center for Environmental Prediction</i>
NHC	–	<i>National Hurricane Center</i>
NOAA	–	<i>National Oceanic and Atmospheric Administration</i>
N <sub>2</sub>	–	Nitrogênio
OBS	–	Observações
O <sub>2</sub>	–	Oxigênio
POM	–	<i>Princeton Ocean Model</i>
RASEX	–	<i>Risø Air Sea Exchange</i>
rad	–	Radiano
RRTM	–	<i>Rapid Radiative Transfer Model</i>

RK3	–	<i>third-order Runge-Kutta time integration scheme</i>
SFA	–	Separação do Escoamento do Ar
SMAOOGA	–	Sistema de Modelos Acoplados Ondas-Oceânicas-Gotas-Atmosfera
SWAN	–	<i>Simulating WAVes Nearshore</i>
TSMOK	–	Teoria de Similaridade de <i>Monin-Obukhov</i>
WABEX-93	–	<i>Wave Basin Experiment</i>
WRF	–	<i>Weather Research and Forecast</i>
WW3	–	WAVEWATCH III



## LISTA DE SÍMBOLOS

$a$	– Amplitude da onda
$\bar{a}$	– Amplitude média da onda
$A_{ts}$	– Fração da área total de superfície de todas as gotículas suspensas na atmosfera
$B$	– Espectro de onda de saturação
$C_{ar}$	– Concentração volumétrica do gás no ar
$C_{ai}$	– Concentração do gás no ar no limite entre a camada de ar estacionária e a superfície do mar
$c_{br}$	– Velocidade de fase associada à onda mais curta quebrando
$C_d$	– Coeficiente de arrasto da onda
$C_{dg}$	– Coeficiente de arrasto de uma gotícula esférica
$C_{enc}$	– Fração da cobertura de encapsulamento
$c_f$	– Velocidade de fase da onda
$c_{fp}$	– Velocidade de fase associada à frequência de pico do espectro de onda
$c_g$	– Velocidade de grupo da onda
$\mathbf{c}_g$	– Vetor velocidade de grupo
$C_{mar}$	– Concentração volumétrica do gás na água
$C_{mi}$	– Concentração do gás na água no limite entre a camada de água estacionária e a superfície do mar
$c_{pa}$	– Coeficiente de calor específico do ar
$c_{pm}$	– Coeficiente de calor específico da água do mar à pressão constante
$D$	– Profundidade média do oceano
$D_a$	– Coeficiente de difusão molecular do gás no ar
$D_c$	– Profundidade do oceano idealizado
$D_m$	– Coeficiente de difusão molecular do gás na água
$D_w$	– Difusividade do vapor de ar
$D'_w$	– Difusividade molecular do vapor de água no ar modificada pela curvatura
$E$	– Espectro de onda
$e_{sat}$	– Pressão de saturação
$F_a$	– Força de arrasto do ar devido ao movimento da gota
$F_f$	– Força de flutuabilidade
$F_g$	– Força gravitacional
$F_h$	– Fluxo de calor sensível na interface ar-mar
$F_m$	– Fluxo de momentum na interface ar-mar
$f_p$	– Frequência associada ao pico do espectro de onda
$F_q$	– Fluxo de calor latente na interface ar-mar
$f_{ur}$	– Fração da umidade relativa
$F_v$	– Fluxo do volume da produção de gotículas
$g$	– Aceleração gravitacional
$H$	– Altura da onda

$H_{clp}$	–	Altura da Camada Limite Planetária
$h_{cls}$	–	Altura da Camada Limite Superficial
$H_l$	–	Constante da lei de Henry
$H_s$	–	Altura significativa de onda
$I_o$	–	Idade da onda
$k$	–	Número de onda
$\mathbf{k}$	–	Vetor número de onda
$k_a$	–	Velocidade de transferência do gás no ar
$k'_a$	–	Condutividade térmica do ar modificada pela curvatura
$k_b$	–	Velocidade de transferência devido à produção de bolhas
$k_{br}$	–	Número de onda associado à onda mais curta quebrando
$k_{dif}$	–	Velocidade de transferência considerando apenas a contribuição do vento, sem quebra de ondas
$k_m$	–	Velocidade de transferência do gás na água
$k_{qo}$	–	Velocidade de transferência induzida pela quebra de ondas
$k_{tm}$	–	Velocidade de transferência mecânica gerada pela turbulência
$K_{vt}$	–	Velocidade de transferência total
$K_{0cr}$	–	Número de <i>Kolmogorov</i> crítico
$L$	–	Comprimento de onda
$L_{bi}$	–	Fração do comprimento individual de uma crista quebrando
$L_{ci}$	–	Comprimento individual de uma crista
$L_{ei}$	–	Extensão individual de quebra de uma crista
$L_{ob}$	–	Comprimento de <i>Monin-Obukhov</i>
$L_p$	–	Comprimento de onda associado à frequência de pico do espectro
$L_v$	–	Coefficiente de calor latente de vaporização
$M_a$	–	Peso molecular do ar seco
$m_g$	–	Massa da gotícula
$M_m$	–	Peso molecular da água
$M_o$	–	Momentum da onda
$m_s$	–	Massa de sal na gotícula
$M_s$	–	Peso molecular do cloreto de sódio
$M_{EJ}$	–	Massa da gotícula lançada na atmosfera
$M_{EV}$	–	Massa da gotícula evaporada
$M_{EJ}^{tot}$	–	Massa total de água ejetada por uma área horizontal do oceano
$M_{EV}^{tot}$	–	Massa total de gotícula evaporada
$N$	–	Espectro de onda densidade ação
$P_{cl}$	–	Fator de contribuição do efeito da produção de gotículas
$Q_{lg}$	–	Fluxo de calor latente mediado pela gota
$Q_{sg}$	–	Fluxo de calor sensível mediado pela gotícula
$q_*$	–	Escala do fluxo associada à umidade

$R$	–	Constante universal dos gases
$r_{eq}$	–	Raio de equilíbrio da gotícula
$R_d$	–	Constante do gás para o ar seco
$r_f$	–	Raio final da gotícula
$R_{iv}$	–	Número de <i>Richardson</i> volumétrico
$Rs_L$	–	Parâmetro de correção indicando a influência das gotículas no perfil logarítmico do vento
$R_\beta$	–	Número de <i>Reynolds</i>
$r_0$	–	Raio de formação da gotícula
$S_a$	–	Fração adimensional cumulativa da superfície de abrigo
$s_{al}$	–	Salinidade da superfície do mar
$S_a^b$	–	Fração $S_a$ prognosticada explicitamente pelo modelo de onda
$S_a^a$	–	Fração $S_a$ não prognosticada explicitamente pelo modelo de onda
$S_c$	–	Número de <i>Schmidt</i>
$S_{ds}$	–	Termo de dissipação devido à quebra de ondas forçadas pelo vento
$S_{co_2}$	–	Solubilidade do $CO_2$ na água do mar
$S_{cof}$	–	Número de <i>Schmidt</i> comum
$S_{in}$	–	Termo de energia do espectro de onda devido à atuação do vento
$S_{nl}$	–	Termo de interações não lineares (interação onda-onda)
$T$	–	Período do espectro de onda
$T_a$	–	Temperatura do ar
$t_{ef}$	–	Tempo para a concentração do mar atingir $C_{ar} H_l^{-1} e^{-1}$
$T_{eq}$	–	Temperatura de equilíbrio que as gotículas atingem com o ar
$T_{gota}$	–	Temperatura da gotícula
$T_p$	–	Período de pico do espectro de onda
$U_f$	–	Velocidade terminal de queda das gotículas
$u_{n10}$	–	Velocidade do vento a 10 metros da superfície em um regime de estratificação neutro
$u_{10}$	–	Velocidade do vento a 10 metros de superfície
$u_*$	–	Velocidade de fricção
$u_{*turb}$	–	Velocidade de fricção turbulenta
$z$	–	Altura acima da superfície
$z_c$	–	Altura crítica
$z_0$	–	Comprimento de rugosidade
$z_{0e}$	–	Comprimento de rugosidade efetivo
$z_{0e\Theta}$	–	Escala de comprimento de rugosidade relacionada à temperatura
$z_{0eq}$	–	Escala de comprimento de rugosidade relacionada à umidade
$\alpha$	–	Coeficiente de Charnock (comprimento de rugosidade adimensional)
$\alpha_w$	–	Termo de crescimento linear da onda
$\beta$	–	Termo de crescimento exponencial da onda

$\gamma$	–	Número de íons no qual uma molécula de sal dissocia-se na gotícula
$\delta_{ap}$	–	Tensão superficial da água pura
$\Delta p$	–	Variação de pressão ao longo da crista da onda quebrando
$\delta_s$	–	Tensão superficial da água do mar
$\Delta t$	–	Passo de tempo de integração
$\Delta Q_{laten}^{gota}$	–	Incremento de umidade devido à evaporação das gotículas
$\Delta \Theta_{laten}^{gota}$	–	Incremento de temperatura devido à evaporação das gotículas
$\Delta \Theta_{sens}^{gota}$	–	Incremento de temperatura devido ao fluxo de calor sensível mediado pela gotícula
$\varepsilon_q$	–	Inclinação característica da onda quebrando
$\eta$	–	Coordenada vertical sigma
$\theta_o$	–	Direção da onda
$\Theta_s$	–	Coefficiente de osmose da gotícula
$\theta_v$	–	Direção do vento
$\Theta_*$	–	Escala do fluxo associada à temperatura
$\kappa$	–	Constante de von Kármán
$\Lambda$	–	Fração do comprimento da crista quebrando por unidade de área do mar
$\nu_a$	–	Viscosidade cinemática do ar
$\nu_m$	–	Viscosidade cinemática do mar
$\rho_a$	–	Densidade do ar
$\rho_m$	–	Densidade da água do mar
$\rho_{ap}$	–	Densidade da água pura
$\sigma$	–	Frequência angular da onda
$\sigma_c$	–	Última frequência resolvida explicitamente pelo modelo de onda
$\sigma_p$	–	Frequência angular associada à frequência de pico do espectro de onda
$\sigma_{pd}$	–	Frequência angular associada à frequência de pico do espectro de onda completamente desenvolvido
$\tau_e$	–	Tempo de decaimento do raio da gotícula
$\tau_f$	–	Tempo de residência da gotícula na atmosfera
$\tau_{gota}$	–	<i>Stress</i> induzido pelo peso das gotículas
$\tau_{onda}$	–	<i>Stress</i> induzido pelo movimento organizado de ar gerado pela onda
$\tau_{onda}^a$	–	<i>Stress</i> $\tau_{onda}$ não prognosticado explicitamente pelo modelo de onda
$\tau_{onda}^b$	–	<i>Stress</i> $\tau_{onda}$ prognosticado explicitamente pelo modelo de onda
$\tau_{sfa}$	–	<i>Stress</i> gerado pela separação do fluxo de ar devido à quebra de ondas
$\tau_{sfa}^a$	–	<i>Stress</i> $\tau_{sfa}$ não prognosticado explicitamente pelo modelo de onda
$\tau_{sfa}^b$	–	<i>Stress</i> $\tau_{sfa}$ prognosticado explicitamente pelo modelo de onda
$\tau_{tot}$	–	<i>Stress</i> total
$\tau_{turb}$	–	<i>Stress</i> gerado pela turbulência da atmosfera
$\Upsilon_{am}$	–	Fluxo de CO <sub>2</sub> gerado pela difusão da interface ar-mar e pelas bolhas
$\Upsilon_{am*}$	–	Fluxo de CO <sub>2</sub> gerado apenas pela difusão da interface, sem bolhas

$\Upsilon_g^E$	–	Fluxo de CO <sub>2</sub> induzido pela evaporação das gotículas
$\Upsilon_g^S$	–	Fluxo de CO <sub>2</sub> gerado pela difusão através da área de superfície das gotículas
$\Upsilon_{co_2}^{tot}$	–	Fluxo total de CO <sub>2</sub>
$\phi_h$	–	Função universal para a temperatura
$\phi_m$	–	Função universal para o momentum
$\phi_q$	–	Função universal para a umidade



## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
<b>1 INTRODUÇÃO . . . . .</b>	<b>1</b>
1.1 Enunciado do problema . . . . .	1
1.2 Motivação . . . . .	6
1.3 Objetivos . . . . .	6
1.3.1 Objetivos específicos . . . . .	6
<b>2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA E REVISÃO BIBLIOGRÁFICA 9</b>	
2.1 Ondas oceânicas geradas pelo vento . . . . .	9
2.1.1 Propriedades da onda . . . . .	9
2.1.2 Geração e desenvolvimento das ondas . . . . .	12
2.1.3 Energia da onda . . . . .	15
2.2 Comprimento de rugosidade . . . . .	19
2.2.1 Idade e empinamento da onda . . . . .	20
2.2.2 Energia espectral da onda . . . . .	22
2.2.3 Saturação do arrasto do mar . . . . .	23
2.2.3.1 Efeito da produção de gotículas . . . . .	26
2.2.3.2 Efeito da separação do escoamento do ar . . . . .	29
2.2.3.3 Outros mecanismos que implicam na saturação do arrasto . . . . .	33
2.3 Formulação matemática da superfície de abrigo . . . . .	36
2.4 Balanço de momentum sobre as ondas . . . . .	40
2.4.1 <i>Stress</i> $\tau_{onda}$ . . . . .	41
2.4.2 <i>Stress</i> $\tau_{sfa}$ . . . . .	42
2.4.3 Efeito da superfície de abrigo no balanço de momentum . . . . .	45
2.5 Nova formulação para o comprimento de rugosidade . . . . .	45
2.6 Fundamentos de aerossóis marinhos . . . . .	48
2.6.1 Mecanismos de produção . . . . .	48
2.6.2 Função quantificadora da produção de gotículas - FQPG . . . . .	52
2.6.3 Mecanismo termodinâmico dos aerossóis - fluxos . . . . .	60
2.7 Microfísica dos aerossóis - Equações governantes . . . . .	63
2.7.1 Evolução do raio das gotículas . . . . .	63
2.7.2 Raio de equilíbrio . . . . .	66

2.7.3	Tempo de residência $\tau_f$ . . . . .	67
2.7.4	Tempo de decaimento $\tau_e$ . . . . .	70
2.8	Influência dos aerossóis marinhos nos processos climáticos . . . . .	71
2.9	Fundamentos da transferência de gás na interface ar-mar . . . . .	75
2.9.1	Modelo de transferência de gás . . . . .	77
2.9.2	Velocidade de transferência . . . . .	80
2.9.2.1	Dependência do vento . . . . .	81
2.9.2.2	Dependência da evolução do campo de onda . . . . .	83
2.10	Efeito da produção de gotículas na transferência de gás . . . . .	87
2.10.1	Equação governante . . . . .	88
2.10.2	Transferência de gás por difusão na superfície da gotícula . . . . .	88
2.10.3	Transferência de gás por evaporação das gotículas . . . . .	90
2.11	Ciclones tropicais . . . . .	91
2.11.1	Ciclo de energia . . . . .	93
2.11.2	Aspecto do campo de onda em condições de ciclones . . . . .	94
<b>3</b>	<b>MATERIAIS E MÉTODOS . . . . .</b>	<b>99</b>
3.1	Etapa I - Modelo simplificado . . . . .	99
3.1.1	Parametrização dos fluxos na superfície . . . . .	102
3.1.2	Esboço do experimento - etapa I . . . . .	106
3.1.2.1	Transferência de gás - procedimento numérico . . . . .	108
3.1.2.2	Balanco de momentum e comprimento de rugosidade . . . . .	111
3.2	Etapa II - Modelo acoplado . . . . .	114
3.2.1	Modelo de ondas oceânicas de superfície - WW3 . . . . .	114
3.2.2	Modelo atmosférico - WRF . . . . .	117
3.2.3	Estrutura do SMAOOGA . . . . .	121
3.2.3.1	Fluxo de calor na interface ar-mar . . . . .	121
3.2.3.2	Fluxo combinado - turbulento e gotículas . . . . .	126
3.2.3.3	Balanco de momentum e aerodinâmica da superfície do mar . . . . .	127
3.2.4	Interação dos processos físicos entre as componentes atmosférica e oceânica . . . . .	128
3.2.4.1	Interpolação das variáveis na grade . . . . .	129
3.2.5	Casos avaliados . . . . .	131
3.2.5.1	Furacão Katrina . . . . .	131
3.2.5.2	Furacão Isaac . . . . .	133
3.2.6	Simulações numéricas . . . . .	135



3.2.6.1	Experimentos . . . . .	135
3.2.6.2	Configurações dos experimentos . . . . .	137
3.2.6.3	Esboço do experimento e <i>spinup</i> . . . . .	139
<b>4</b>	<b>RESULTADOS . . . . .</b>	<b>141</b>
4.1	Etapa I - Modelo simplificado . . . . .	141
4.1.1	Transferência de gás . . . . .	141
4.1.2	Balanco de momentum acima das ondas . . . . .	148
4.1.2.1	Superfície de abrigo . . . . .	148
4.1.2.2	Balanco de momentum e aerodinâmica da superfície do mar . . . . .	151
4.2	Etapa II - Modelo acoplado . . . . .	159
4.2.1	Trajetórias dos ciclones . . . . .	160
4.2.2	Intensidade dos ciclones . . . . .	161
4.2.3	Efeito nos fluxos de calor sensível e calor latente . . . . .	168
4.2.3.1	Impacto das ondas . . . . .	170
4.2.3.2	Impacto das gotículas . . . . .	172
4.2.3.3	Impacto combinado ondas e gotículas . . . . .	174
4.2.4	Efeito na estrutura da camada limite . . . . .	179
4.2.4.1	Impacto das gotículas na estrutura vertical . . . . .	179
4.2.4.2	Impacto das ondas na estrutura vertical . . . . .	180
4.2.4.3	Impacto combinado das ondas e das gotículas na estrutura vertical . . . . .	182
4.2.5	Comparação com a análise-GFS e com observação . . . . .	183
4.2.5.1	Análise-GFS . . . . .	183
4.2.5.2	Observação . . . . .	186
<b>5</b>	<b>CONSIDERAÇÕES FINAIS E CONCLUSÕES . . . . .</b>	<b>189</b>
5.1	Etapa I . . . . .	189
5.2	Etapa II . . . . .	194
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS . . . . .</b>	<b>199</b>



# 1 INTRODUÇÃO

## 1.1 Enunciado do problema

Quando o vento atua sobre a superfície oceânica, ocorre uma transferência de energia da atmosfera para o oceano, gerando ondulações na superfície do mar. A distribuição de energia entre ondulações de diferentes escalas e direções podem ser representadas pelo espectro de densidade de energia das ondas, para o qual a evolução das componentes depende do vento à superfície, das interações lineares e não lineares onda-onda, da dissipação e de outros processos de menor magnitude (HOLTHUIJSEN, 2007). A presença de ondulações, representada pelo espectro de ondas, influencia diretamente as trocas de momentum, calor (latente e sensível), umidade e gás à interface ar-mar (PHILLIPS, 1985), além de regular a absorção de radiação através de modificações no albedo da superfície do mar (GORDON; JACOBS, 1977). A acurácia nas estimativas dessas transferências é de primordial importância para estudos climáticos, previsões de tempo e monitoramento de condições biológicas dos ecossistemas marinhos (CAVALERI et al., 2012).

O entendimento da interação da atmosfera com o oceano agitado teve um progresso significativo nos últimos anos. Entretanto, o conhecimento científico ainda é insuficiente e há muitas controvérsias em como quantificar e implementar em modelos numéricos os processos de pequena escala que regulam as trocas que ocorrem à interface (CAVALERI et al., 2007). Dentre esses processos, pode-se citar: o arrasto das ondas, a separação do escoamento do ar (SFA) e a produção de gotículas marinhas (do inglês, *sea-spray droplets production*).

O arrasto das ondas está associado ao comportamento da interface ar-mar, em termos do comprimento de rugosidade do mar ( $z_0$ ). Parametrizar essa interface é um processo complexo, porque a superfície do mar está entre dois fluidos de diferentes densidades, sendo que ambos estão em constante movimento. Na literatura, encontram-se várias formulações para parametrizar  $z_0$ . Inicialmente, essas formulações não consideravam o desenvolvimento do mar (CHARNOCK, 1955). Mas, com o avanço das pesquisas, a evolução do espectro de onda passou a ser um elemento fundamental. As parametrizações atuais relacionam  $z_0$  com o vento à superfície, com a idade e com a inclinação da onda (SMITH et al., 1993; VOLKOV, 2001; TAYLOR; YELLAND, 2001; ANDREAS et al., 2012). Há também outras relações mais complexas, em que  $z_0$  é parametrizado como uma função explícita do espectro de onda

e/ou do espectro de gotículas (JANSSEN, 1991; MAKIN, 2005; KUDRYAVTSEV, 2006; INNOCENTINI; GONÇALVES, 2010; LIU et al., 2012).

Pequenas modificações no arrasto das ondas implicam em alterações no balanço de momentum próximo à interface, influenciando diretamente o desenvolvimento de ciclones tropicais e extratropicais. Por exemplo, Emanuel (1995), através de estudos de modelagem numérica, mostrou que os ciclones não podem atingir a intensidade observada na natureza quando são utilizadas as parametrizações tradicionais<sup>1</sup> de  $z_0$ , sendo necessária uma redução do arrasto do mar.

Nos últimos anos, a quebra de ondas também tem sido motivo de estudo intenso, porque os processos associados à mesma, como a SFA e a produção de gotículas, podem modificar a geração do arrasto e a dinâmica do escoamento do ar acima das ondas (BANNER; MELVILLE, 1976; BANNER, 1990; KUDRYAVTSEV; MAKIN, 2007; BANNER; MORISON, 2010; INNOCENTINI; GONÇALVES, 2010). No momento da quebra, quando acontece a ruptura da superfície próxima à crista da onda, ocorre uma forte queda de pressão nessa região, gerando um vórtice turbulento essencialmente instável e uma zona de circulação contínua que prolonga desde o cavado até a crista da onda. Essa zona bem definida de circulação caracteriza a SFA, sendo que o escoamento separado é limitado por uma camada com grande cisalhamento e vorticidade negativa (REUL et al., 1999). O processo da quebra de onda, com a formação da SFA, é ilustrado na Figura 1.1.

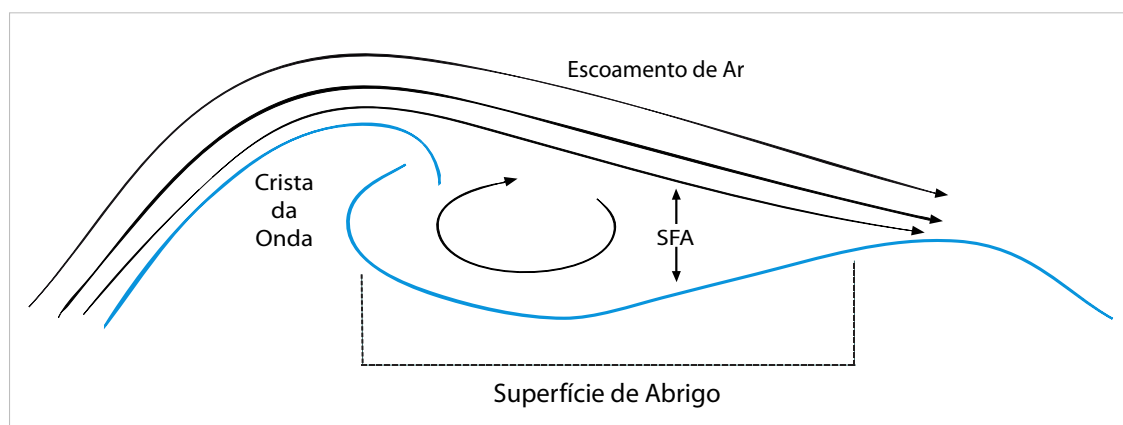


Figura 1.1 - Quebra de onda e formação da separação do escoamento do ar (SFA) e da superfície de abrigo.

<sup>1</sup>Nas parametrizações tradicionais, o arrasto do mar cresce linearmente com o aumento da velocidade do vento.

Sob condições de ventos fortes<sup>2</sup>, quando a quebra de ondas passa a ser um aspecto dominante na superfície, a SFA aumenta a turbulência próxima às ondas e contribui significativamente para a geração do arrasto (KUDRYAVTSEV; MAKIN, 2001). Entretanto, como mostrado por Kudryavtsev e Makin (2007), a SFA também é capaz de reduzir o valor do arrasto devido à formação da superfície de abrigo ( $S_a$ ) (do inglês, *sheltered surface*). A superfície de abrigo, como ilustrada na Figura 1.1, é caracterizada por ocultar as ondas curtas como consequência da quebra de ondas longas. Logo, essas ondas curtas não contribuem localmente para a geração do arrasto, suprimindo-o e reduzindo o fluxo de momentum. Além disso, essas ondas não recebem energia do vento, sendo sua razão de crescimento (a qual contribui para a geração do espectro de onda) modificada. Kudryavtsev e Makin (2007) notaram, através de experimentos em laboratório e simulações numéricas, que a superfície de abrigo gera um impacto significativo na evolução do espectro de onda, reduzindo o arrasto da superfície do mar.

A saturação do arrasto das ondas, quando a velocidade do vento excede  $30 \text{ m s}^{-1}$ , foi notada primeiramente por Emanuel (1995), através de experimentos numéricos, sendo posteriormente confirmada por outros estudos em laboratório e medições em mar aberto (POWELL et al., 2003; DONELAN et al., 2004; MAKIN, 2005; KUDRYAVTSEV, 2006). As hipóteses mais plausíveis para justificar a saturação do arrasto são a superfície de abrigo, como analisado por Banner (1990), Kudryavtsev e Makin (2007) e Mueller e Veron (2009), e a produção de gotículas (MAKIN, 2005; KUDRYAVTSEV, 2006). Segundo Makin (2005), a concentração de gotículas próxima à crista das ondas forma uma superfície escorregadia (do inglês, *slippery surface*), que implica na redução do arrasto das ondas.

As gotículas são geradas pelo cisalhamento da crista das ondas (devido à atuação do vento) ou pelo entranhamento de bolhas de ar no oceano durante o processo de quebra das ondas. As geradas pelo primeiro mecanismo são denominadas gotícula espuma (do inglês, *spume droplet*) e as geradas pelo segundo mecanismo são chamadas de gotículas jato ou filme (do inglês, *film or jet droplet*). Uma vez produzidas, elas são lançadas na atmosfera e, durante seu ciclo de vida, podem (i) alterar o balanço de momentum próximo à interface, se o oceano e a atmosfera estiverem com velocidades diferentes; (ii) transferir calor sensível, se o oceano e a atmosfera estiverem com temperaturas diferentes; (iii) transferir calor latente devido à evaporação das

---

<sup>2</sup>Nesse trabalho, ventos fortes correspondem às circunstâncias em que a velocidade do vento a 10 metros de superfície ( $u_{10}$ ) excede  $30 \text{ m s}^{-1}$ .

mesmas, se a camada de ar não estiver saturada e (iv) transferir  $\text{CO}_2$ , se o oceano e a atmosfera estiverem com diferentes concentrações do respectivo gás. As gotículas espuma, por apresentarem raios maiores, são as mais importantes em relação aos impactos na atmosfera (ANDREAS, 1992; ANDREAS, 2002).

A modelagem da produção de gotículas também é um tema complexo e tem motivado muitas pesquisas nos últimos anos (ANDREAS, 1989; ANDREAS, 1990; ANDREAS, 1992; FAIRALL et al., 1994; ANDREAS, 1995; WU, 1998; ANDREAS, 1998; ANDREAS, 2005; ZHAO et al., 2006; MAKIN, 2005; KUDRYAVTSEV, 2006; INNOCENTINI; GONÇALVES, 2010). Na literatura, há várias formulações que quantificam a produção de gotículas, algumas considerando o desenvolvimento do mar, outras levando em conta apenas a velocidade do vento à superfície. Andreas (2002) fez uma revisão de 13 parametrizações de produção de gotículas e observou uma discrepância de até 6 ordens de magnitude nos valores estimados por cada formulação. Certamente, tal discrepância é devido às dificuldades em obter medidas em condições reais em mar aberto.

Quando as gotículas são produzidas em maiores quantidades, são capazes de modificar mecânica e termodinamicamente a estrutura e a intensidade de ciclones tropicais e extratropicais (FAIRALL et al., 1994; ANDREAS; DECOSMO, 1999; GALL; KWON, 2008; ANDREAS; EMANUEL, 2001; WANG et al., 2001; ZHANG; PERRIE, 2006). Por exemplo, Zhang e Perrie (2006) utilizaram um sistema de modelos acoplados oceano-atmosfera para analisar o efeito da produção de gotículas no desenvolvimento e na intensificação de tempestades. Os autores mostraram que, quando os ventos foram intensos e a temperatura do mar era alta, a evaporação das gotículas causou um umedecimento e um esfriamento do ar próximo à superfície, aumentando a diferença entre a temperatura da superfície do ar e do mar adjacente, desestabilizando a camada limite e intensificando a turbulência. Desta forma, foi gerada uma estrutura favorável à intensificação das tempestades.

De modo geral, quando o desenvolvimento do mar é considerado, as parametrizações do arrasto são baseadas na conservação de momentum sobre as ondas. Nesse caso, o *stress* total ( $\tau_{tot}$ )<sup>3</sup> é constante sobre as ondas (ou seja, é constante em  $z$ , onde  $z$  é a altura acima da superfície) e separado em três partes (KUDRYAVTSEV; MAKIN, 2001): o *stress* gerado pelo movimento da turbulência da atmosfera ( $\tau_{turb}$ ), o *stress*

---

<sup>3</sup>Parâmetro responsável por quantificar o escoamento turbulento próximo à superfície (HOLTON, 2004).

induzido pelo movimento organizado de ar gerado pelas ondas ( $\tau_{onda}$ ) e o *stress* gerado pela SFA devido à quebra de ondas ( $\tau_{sfa}$ ). Sob condições de ventos fortes ( $> 30 \text{ m s}^{-1}$ ), os termos  $\tau_{onda}$  e  $\tau_{sfa}$  têm maior contribuição no *stress* total. Portanto, são elementos importantes que devem ser considerados.

Apesar da importância do desenvolvimento do mar nas previsões de tempo e clima, a maior parte dos modelos numéricos (TOBA et al., 1990; DONELAN et al., 1993; PERRIE; WANG, 1995; TAYLOR; YELLAND, 2001; OOST et al., 2002; DRENNAN et al., 2005; GALL; KWON, 2008; ANDREAS et al., 2012) parametriza o arrasto da superfície do mar e os fluxos à interface com formulações simplificadas. Nesses modelos,  $\tau_{tot}$  é computado apenas em função da velocidade do vento à superfície, sem levar em conta o estado do mar, e os fluxos à interface são calculados pela Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov (MONIN; OBUKHOV, 1954), sem considerar o efeito da produção de gotículas.

Entretanto, a necessidade de realizar melhores previsões climáticas e de eventos extremos (sob condições de ventos fortes) implica no uso de modelos acoplados. Dessa forma, faz-se necessário implementar os efeitos dos processos de pequena escala nesses sistemas (modelos) mais complexos, para melhor entender a dinâmica da interação ar-mar que ocorre na natureza (CHEN et al., 2007).

Desse modo, o problema tratado neste trabalho contempla estudar os processos de pequena escala ( $z_0$ , SFA e gotículas) que regulam os transportes da interface e construir um sistema de modelos ondas-oceânicas-gotículas-atmosfera fortemente acoplado, em que são considerados os efeitos da quebra de onda.

Para implementar esses efeitos em modelos numéricos, é necessário programar novas rotinas computacionais dentro de modelos operacionais que trabalham com processos em paralelo utilizando MPI (*Message Passing Interface*). A programação dessas rotinas, de forma que o processo torne-se viável em termos computacionais, foi um dos desafios desta pesquisa.

O trabalho desenvolvido foi organizado da seguinte forma: no Capítulo 2, é apresentada uma fundamentação teórica abordando os aspectos do comprimento de rugosidade do mar, microfísica de gotículas, transferência de gás e ciclones. Os modelos utilizados, o método de acoplamento e os experimentos realizados são descritos no Capítulo 3. Os resultados das simulações são apresentados no Capítulo 4, e, por fim,

as conclusões e as sugestões para trabalhos futuros são descritas no Capítulo 5.

## 1.2 Motivação

Resolver o problema proposto é muito importante porque, ao considerar a quebra de ondas na dinâmica da baixa atmosfera, os processos de trocas à interface ar-mar serão quantificados com maior precisão, contribuindo para uma maior eficácia das previsões climáticas, o que é essencial para entender melhor o desenvolvimento do sistema terrestre.

## 1.3 Objetivos

A presente pesquisa teve como objetivos principais: (i) utilizar um modelo numérico simplificado (modelo matemático) para avaliar, em mares agitados e com ventos fortes, os processos de pequena escala, tais como o comprimento de rugosidade do mar, a SFA, a superfície de abrigo e a produção de gotículas espuma, (ii) construir um sistema de modelos fortemente acoplado ondas-oceânicas-gotículas-atmosfera e (iii) utilizar o sistema acoplado para avaliar o efeito das parametrizações de gotículas e do desenvolvimento do mar na evolução, dissipação e trajetórias de ciclones.

### 1.3.1 Objetivos específicos

Os objetivos específicos são elencados em duas etapas:

**Etapas I** - Modelo numérico simplificado (simulações idealizadas):

- Estudar o impacto do desenvolvimento do mar na superfície de abrigo, na turbulência gerada pela SFA e no balanço de momentum;
- Avaliar o efeito da superfície de abrigo e da produção de gotículas na distribuição de momentum sobre as ondas e na aerodinâmica da superfície do mar;
- Desenvolver uma parametrização que quantifica o efeito das gotículas no balanço do fluxo de  $\text{CO}_2$  à interface;
- Avaliar o efeito da evaporação e da área de superfície das gotículas no balanço de  $\text{CO}_2$  à interface, sob condições de ventos fortes e mar agitado.

**Etapas II** - Modelo numérico acoplado (simulações de eventos observados):



- Estudar o efeito das gotículas e do desenvolvimento do mar na dinâmica do espectro de ondas;
- Examinar a competição entre a evaporação das gotículas e o desenvolvimento do mar em condições de mar agitado e ventos fortes.



## 2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA E REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

### 2.1 Ondas oceânicas geradas pelo vento

As ondas oceânicas têm atraído a atenção desde a antiguidade, quando Aristóteles observou que existia uma relação entre o vento e as ondas do mar. Desde então, essa relação tem sido assunto de muito estudo. Entretanto, nos dias atuais, ainda há muitas dúvidas sobre o entendimento do mecanismo de geração de ondas e de seu movimento sobre o oceano. Tais dúvidas ocorrem devido às dificuldades em observar as características das ondas, principalmente sob condições de ventos fortes, e porque as equações que descrevem o comportamento das ondas são baseadas na dinâmica de um fluido idealizado, o que não ocorre realmente na natureza. A seguir, são descritos as características, o processo de geração e a forma de quantificar a energia das ondas.

#### 2.1.1 Propriedades da onda

Pode-se caracterizar as ondas oceânicas como flutuações do nível da água acompanhadas por corrente local, aceleração e variações na pressão próxima à superfície. Considerando uma onda idealizada, cuja forma é senoidal, como ilustrada na Figura 2.1, definem-se as seguintes propriedades para caracterizá-la: o nível da água mais alto é a crista e o mais baixo é o cavado da onda. A distância vertical entre a crista e o cavado corresponde à altura da onda ( $H$ ) e a distância entre duas cristas (ou cavados) sucessivas é chamada de comprimento de onda ( $L$ ). O empenamento ou esbeltez da onda (do inglês, *wave steepness*) é definido como a razão entre a altura da onda e seu comprimento ( $H/L$ ). O intervalo de tempo entre duas cristas (ou cavados) passando por um ponto fixo no espaço é chamado de período da onda ( $T$ ) e o inverso desse período é denominado de frequência ( $f$ ). A velocidade de uma onda (velocidade de fase ou celeridade -  $c_f$ ) está associada ao tempo que um comprimento de onda leva para passar por um ponto fixo do espaço. Sendo assim, pode-se definir esta velocidade como  $c_f = L/T$ . Em águas profundas, isto é, quando a profundidade do oceano ( $D$ ) é muito superior à metade do comprimento de onda ( $D \gg L/2$ ), a velocidade da onda é computada por  $c_f = gT/2\pi$ . Pode-se definir também o número de onda ( $k$ ) dado pela relação  $k = 2\pi/L$  e a frequência angular  $\sigma = 2\pi f$ .

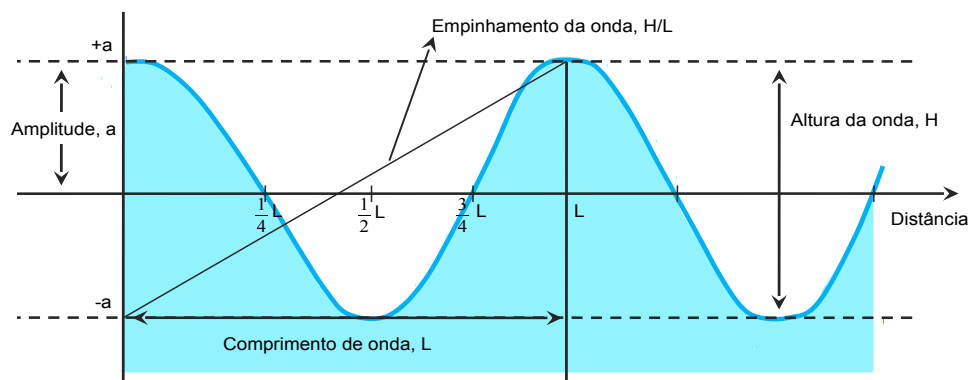


Figura 2.1 - Perfil vertical de uma onda idealizada com forma senoidal.

O oceano está constantemente sujeito a forçantes externas, tais como a força de gradiente de pressão exercida pela atmosfera, os maremotos, a força gravitacional exercida pela Terra e por outros corpos celestes (Lua e o Sol), a força de *Coriolis* (devido à rotação da Terra) e a tensão superficial, as quais provocam ondulações na superfície do mar. O intervalo de frequência associado às forçantes externas é muito amplo e a resposta da superfície do oceano abrange um intervalo amplo de comprimentos e de períodos de onda, desde ondas capilares, com períodos menores que um segundo, passando por ondas induzidas pelo vento, com períodos da ordem de poucos segundos, até oscilações de maré, com períodos da ordem de muitas horas e dias (MASSEL, 1996). A altura das ondas também varia de poucos centímetros, como ondas capilares, a vários metros, como as ondas longas (maré). Na Figura 2.2, são ilustrados alguns tipos de ondas, assim como suas relações com o período, com o comprimento de onda, com a força restauradora e a energia relativa associada a cada uma delas.

Dentre todas essas ondas ilustradas na Figura 2.2, neste trabalho, é dada atenção apenas às ondas de gravidade e às ondas capilares geradas pelo vento. A primeira, cujo período varia de 1 a 30 segundos e a altura raramente ultrapassa os 10 metros, é gerada pelo equilíbrio entre a força do vento e a força de gravidade que tenta restaurar o nível da água (MASSEL, 1996). Essas ondas estão quase sempre presentes nos oceanos e afetam uma série de atividades, como a navegação, a pesca, a recreação e o gerenciamento costeiro. Elas também são muito importantes nos processos climáticos, atuando nos fluxos de calor, energia, gases e partículas entre o oceano e a atmosfera (WMO, 1998). Já as ondas capilares, cuja força restauradora é a tensão

superficial<sup>1</sup>, são muito importantes para computar o arrasto das onda.

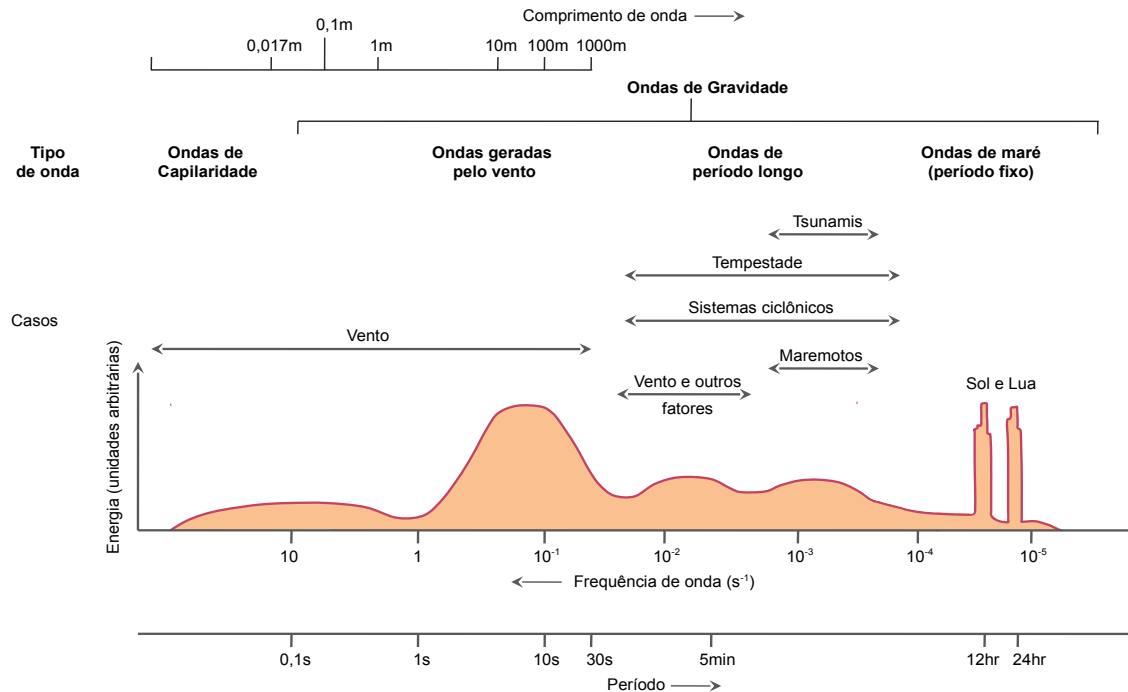


Figura 2.2 - Tipos de ondas oceânicas de superfície e as respectivas relações com o comprimento de onda, com a frequência e o período, com a força restauradora e com a quantidade relativa de energia associada a cada uma delas.  
Fonte: Adaptada de [Park \(2009\)](#).

Quanto à região de formação, as ondas presentes em um determinado local (próximo à costa ou em mar aberto) podem ser classificadas como vagas (do inglês, *wind-sea*) ou marulho (do inglês, *swell*). Vagas são aquelas que ainda estão dentro da região de geração, ou seja, são as ondas que são capazes de receber energia do vento associado ao local de formação. Por outro lado, marulhos são ondas que se propagaram para fora da região de formação original e não recebem energia do vento. Por exemplo, em dias calmos, isto é, quando a velocidade do vento é praticamente nula, as ondas que chegam à costa são exemplos de marulhos gerados por ventos em uma região

<sup>1</sup>Força intermolecular causada pela atração entre as moléculas. No caso da água, a tensão superficial é resultado das ligações de hidrogênio, que são forças intermoleculares causadas pela atração dos hidrogênios de determinadas moléculas de água [que são os polos positivos (H<sup>+</sup>)] com os oxigênios das moléculas vizinhas [que são os polos negativos (O<sup>-</sup>)] ([MAK; WONG, 1990](#)).

distante (PARK, 2009).

### 2.1.2 Geração e desenvolvimento das ondas

A geração e o desenvolvimento das ondas em águas profundas estão associados aos seguintes processos: energia recebida pelo vento, flutuações de pressão próximas à superfície do mar, interações não lineares, dissipação, interação onda e turbulência oceânica, entre outros. Para explicar esses processos, considere um mar sem rugosidade, tal como um espelho liso, no qual começa a atuar um vento com velocidade constante. A partir desse momento, identificam-se três processos físicos diferentes (HOLTHUIJSEN, 2007):

- **fonte de energia do vento:** no estágio inicial da geração de ondas, a turbulência do vento produz flutuações aleatórias da pressão sobre a superfície do mar, originando pequenas ondas de forma quase regular, com comprimentos de ondas de alguns centímetros, conhecidas como ondas capilares, cuja força restauradora é a tensão superficial (PHILLIPS, 1957). A atuação contínua do vento faz com que esta cresça. O processo é instável porque, à medida que a onda cresce, a diferença de pressão aumenta, acelerando o processo de crescimento. A instabilidade faz com que o crescimento seja exponencial (JEFFREYS, 1925; MILES, 1957).
- **interação não linear:** o crescimento das ondas em águas profundas pode ser intensificado devido à transferência de energia entre as ondas, isto é, de uma componente de onda para outra por ressonância (HOLTHUIJSEN, 2007).
- **dissipação:** em um determinado momento, o crescimento da onda cessa, mesmo que a onda ainda tenha velocidade menor que a velocidade do vento. Isso ocorre porque (i) parte da energia é transferida para o oceano através da força tangencial, gerando as correntes de superfície; (ii) devido à fricção, parte da energia é dissipada e convertida em calor e (iii) a energia é dissipada das ondas mais longas como resultado do encapelamento (do inglês, *white-capping*), isto é, a quebra da ponta da crista da onda. A maior parte dessa energia dissipada é convertida em momentum da onda, intensificando as correntes de superfície (KOMEN et al., 1994; PARK, 2009).

O crescimento das ondas devido à fonte de energia do vento depende de dois fatores: o tempo em que o vento (em uma certa intensidade) atua sobre o oceano e a distância não obstruída do mar na qual o vento pode atuar, sendo essa distância denominada pista de vento (do inglês, *fetch*). Se a pista de vento é grande em extensão e o vento atua com velocidade constante por um período de tempo longo, um equilíbrio é eventualmente alcançado. Nesse estágio de equilíbrio, a taxa de energia dissipada pela onda é igual à taxa de energia que a onda recebe do vento, resultando em um estado do mar denominado mar completamente desenvolvido (do inglês, *fully developed sea*). Nessa etapa de desenvolvimento, a altura da onda e suas características não são modificadas (ondas uniformes). No entanto, tal estágio de desenvolvimento raramente ocorre em condições naturais, porque a velocidade do vento usualmente é variável. Desse modo, em condições reais, são observadas ondas com diferentes alturas (KOMEN et al., 1994; HOLTHUIJSEN, 2007).

Na Figura 2.3, é ilustrada a variação da altura de onda típica, em um ponto fixo do espaço em função do tempo. Como não há um padrão óbvio de altura, é necessário definir uma altura de onda representativa que caracterize uma condição particular. Neste caso, é definido o termo altura significativa de onda ( $H_{1/3}$ ), a qual é a média de um terço das maiores alturas de todas as ondas que ocorrem em um particular período de tempo. A altura significativa de onda também pode ser representada por  $H_s$ , a qual é calculada em função da energia do espectro de ondas.

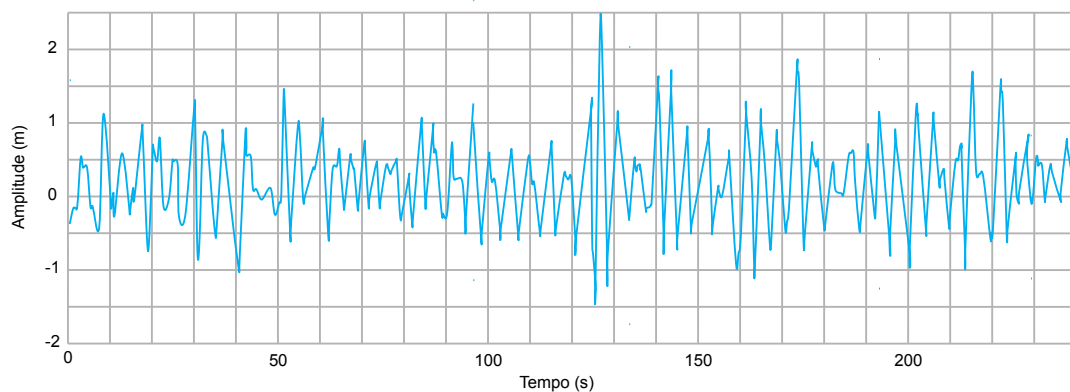


Figura 2.3 - Variação da altura de onda passando por um ponto fixo do espaço.  
Fonte: Adaptada de Park (2009).

Uma vez que o campo de onda é formado, pode-se avaliá-lo para saber qual é seu grau de desenvolvimento. Uma das maneiras de avaliá-lo é através do termo idade da onda (do inglês, *wave age*). O termo adimensional idade da onda é dado pela razão entre a velocidade de fase associada à frequência de pico do espectro ( $c_{f_p}$ ) normalizada pela velocidade do vento medida frequentemente a 10 metros da superfície do mar ( $u_{10}$ ). Assim, situações em que  $(c_{f_p}/u_{10}) \approx 1$  caracterizam ondas completamente desenvolvidas, isto é, ondas no estágio maduro. Por outro lado, quando  $(c_{f_p}/u_{10}) < 1$ , o mar está em desenvolvimento e é constituído por ondas jovens (não completamente desenvolvidas), o que significa que essas ondas estão em processo de crescimento retirando continuamente energia do vento. Para evitar a influência da estratificação no perfil de velocidade do vento e na altura acima do mar em que é medida a velocidade do vento, a idade da onda passou a ser computada com a velocidade de fricção ( $u_*$ ) ao invés de  $u_{10}$ . Com essa escala  $(c_{f_p}/u_*)$ , ondas maduras ou velhas têm idade acima de 10 enquanto ondas com idade menor são consideradas jovens (JONES et al., 2001).

Outro parâmetro que pode ser utilizado para avaliar o estado do mar é o número de *Reynolds* (TOBA et al., 2006), cuja formulação é dada por

$$R_\beta = \frac{u_*^2}{\nu_a \sigma_p}, \quad (2.1)$$

onde  $\sigma_p$  é a frequência angular associada à frequência de pico do espectro de onda e  $\nu_a$  é a viscosidade cinemática do ar.

O parâmetro  $R_\beta$  descreve vários processos na interface oceano-atmosfera, tais como o cisalhamento do vento, a quebra de ondas, o entranhamento de bolhas e a produção de gotículas. De modo geral,  $R_\beta$  pode ser interpretado como um estimador das condições dinâmicas do fluido na interface ar-mar (TOBA et al., 2006). As mudanças na dinâmica na interface como função de  $R_\beta$  são apresentadas na Figura 2.4. Quando a superfície é lisa, quase sem ondas,  $R_\beta < 10$ . O momento da transição da superfície lisa para a ocorrência da separação do escoamento do ar acontece quando  $R_\beta$  atinge o valor de  $2 \times 10^2$ . Todavia, com  $R_\beta = 10^3$ , ocorre uma transição para um regime de plena turbulência e subsequente quebra de ondas. À medida que  $R_\beta$  aumenta, a superfície do mar torna-se mais rugosa, as ondas tornam-se íngremes e começam a quebrar, aumentando o cisalhamento do vento, a produção de gotículas e os processos de troca (momentum, calor e gás) na interface (ZHAO; TOBA, 2001).



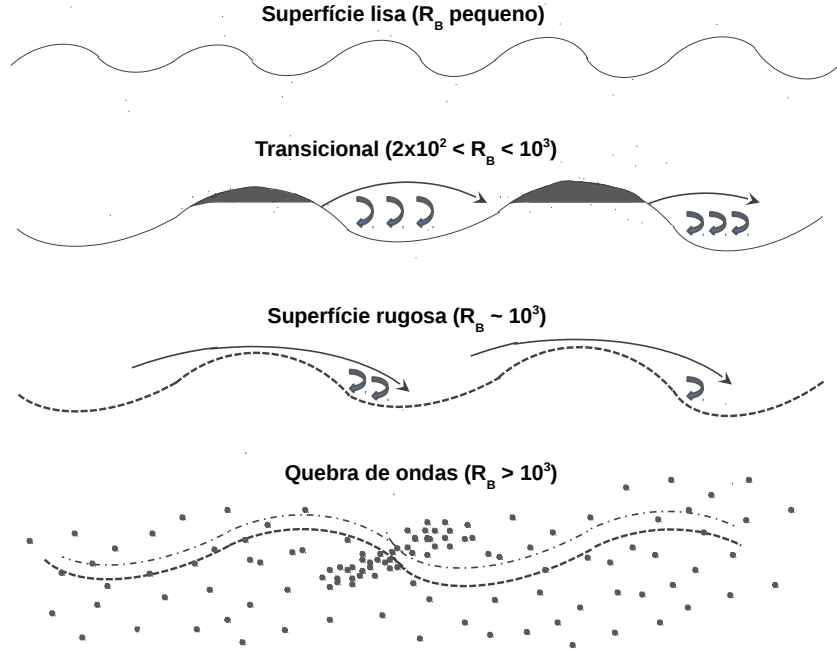


Figura 2.4 - Evolução do campo de onda em função de  $R_\beta$ , em que as flechas e os pontos representam o escoamento do ar e a produção de gotículas, respectivamente. Fonte: Adaptada de Toba et al. (2006).

### 2.1.3 Energia da onda

À medida que o campo de ondas evolui, são formadas ondas com diferentes frequências e em diferentes direções. Sob influência do vento, as componentes das ondas crescem ao receber energia cinética (inerente ao próprio movimento das partículas) e energia potencial (resultado da variação vertical do nível da água). Uma das formas de quantificar essa energia é através do espectro unidimensional de onda (do inglês, *variance density spectrum*)  $E(f)$  ( $\text{m}^2 \text{s}$ ), cuja formulação é dada por (KOMEN et al., 1994; HOLTHUIJSEN, 2007)

$$E(f) = \lim_{\Delta f \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta f} \frac{\bar{a}^2}{2}, \quad (2.2)$$

em que  $\bar{a}$  é a amplitude média da onda. Note que esse espectro representa a forma na qual a energia da onda é distribuída em relação à frequência. Por outro lado, ao considerar as diferentes direções de propagação da onda, pode-se definir o espectro direcional de onda  $E(f, \theta)$ , que é expresso como um produto do espectro pontual  $E(f)$  por uma função representando as características do espalhamento da

energia por direção,  $D_{ir}(\theta)$ , denominada função espalhamento angular de energia. A distribuição  $D_{ir}(\theta)$  mais utilizada é (HOLTHUIJSEN, 2007)

$$D_{ir}(\theta) = \begin{cases} \frac{2}{\pi} \cos^2 \theta & , \text{ se } \theta \leq 0, \\ 0 & , \text{ se } \theta > 0, \end{cases}$$

em que  $\theta = \theta_o - \theta_v$ , sendo  $\theta_o$  a direção da onda e  $\theta_v$  a direção do vento.

Na Figura 2.5, é ilustrada uma típica variação do espectro direcional de onda em função da direção e da frequência.

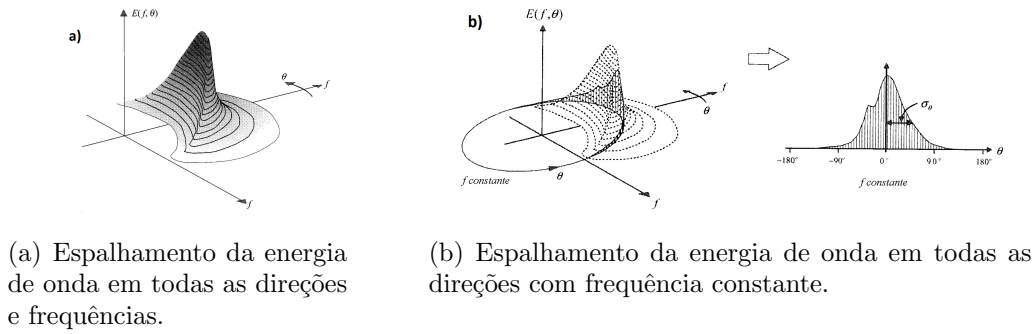


Figura 2.5 - Variação do espectro de onda em função da direção e da frequência.

Fonte: Adaptada de Holthuijsen (2007).

Para mares desenvolvidos em águas profundas, os experimentos do *Joint North Sea Wave Project* - JONSWAP (HASSELMANN et al., 1973) mostraram que o espectro de onda unidimensional para pista de vento limitada, denominado de espectro de JONSWAP, é definido como:

$$E(f) = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \exp \left[ -\frac{5}{4} \left( \frac{f}{f_p} \right)^{-4} \right] \gamma^{\exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{f-f_p}{\delta f_p} \right)^2 \right]}, \quad (2.3)$$

em que  $f_p$  é a frequência associada ao pico do espectro de onda;  $\alpha = 0,008$ ;  $\gamma = 3,3$ ;  $g$  é a aceleração gravitacional e  $\delta = 0,07$  se  $f \leq f_p$  ou  $\delta = 0,09$  se  $f > f_p$ .

A evolução do espectro de ondas em modelos numéricos, considerando a propagação das ondas em águas profundas, é obtida pela equação do balanço de energia, que

evolui enquanto cada componente de onda se propaga com velocidade de grupo  $\mathbf{c}_g$  ( $\mathbf{c}_g$  é o vetor velocidade de grupo), sob ação de forçantes:

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{c}_g E) = S_{atm} + S_{nl} + S_{oc} + S_{ds}, \quad (2.4)$$

sendo  $S_{atm}$  o balanço de energia da atmosfera para as ondas, isto é, a soma de energia associada à geração de ondas pelo vento (termo fonte de energia espectral -  $S_{in}$  - do inglês, *the wind input source term*) e à dissipação de energia da onda para o vento (termo fonte de energia por dissipação -  $S_{out}$  - do inglês, *the negative wind input source term*);  $S_{nl}$  a energia transferida entre diferentes componentes espectrais;  $S_{oc}$  o termo fonte de energia oceânica, o qual está associado as interações entre as correntes oceânicas, as ondas internas e as ondas de superfície; e  $S_{ds}$  a energia dissipada devido às interações com o fundo do mar (KOMEN et al., 1994; ARDHUIN et al., 2010).

A evolução do espectro de onda em águas profundas, em modelos numéricos, pode ser representada pelo fluxograma ilustrado no Figura 2.6.

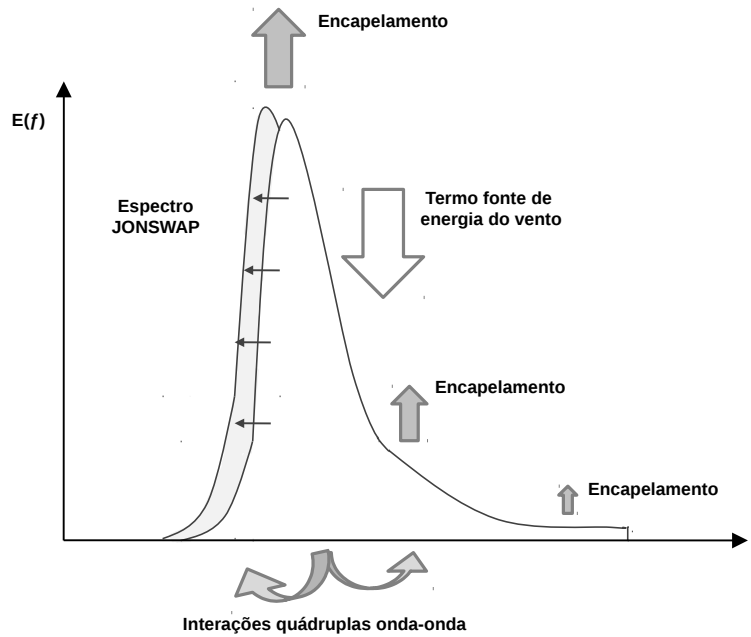


Figura 2.6 - Fluxo de energia do espectro de onda em função da frequência.  
Fonte: Adaptada de Holthuijsen (2007).

Observando a Figura 2.6, pode-se explicar o fluxo de energia do espectro de onda: as ondas recebem energia da atmosfera através do vento, sendo que essa transferência de energia ocorre em diferentes regiões do espectro, dependendo diretamente da idade das ondas dominantes. Entretanto, a energia recebida nessas frequências rapidamente é dissipada pela quebra de ondas locais (cerca de 90%) e distribuída por interações quádruplas não lineares onda-onda (cerca de 10%), as quais transportam energia para alta e baixa frequência (YOUNG, 1999; JANSSEN et al., 2002). Em altas frequências, onde a energia é recebida, o processo de quebra de ondas rapidamente dissipa essa energia (transferindo momentum para o mar) e os três processos (fonte de energia do vento, interações não lineares e dissipação) se equilibram<sup>2</sup>. Por outro lado, em baixas frequências, a energia recebida pelos processos não lineares é absorvida. Essa energia, por vezes, somada a uma pequena contribuição de energia transferida diretamente pelo vento, faz com que o pico do espectro de onda migre para as frequências menores. Portanto, o crescimento do espectro não ocorre devido a uma interação direta com o vento, mas sim por uma interação indireta: a energia do vento é absorvida numa faixa de frequência que inclui desde as frequências médias (próximas ao pico do espectro) até as frequências mais altas e então transferida por interações não lineares para a zona de baixa frequência, onde o espectro cresce (KOMEN et al., 1994; ALVES; BANNER, 2003; HOLTHUIJSEN, 2007).

Outro forma de descrever o equilíbrio nas faixas de alta frequência do espectro de onda, como mencionado previamente, é através da definição do espectro de onda de saturação (do inglês, *saturation wave spectrum* ou *the degree of saturation*), o qual é uma função adimensional representada por (PHILLIPS, 1984)

$$B(k) = k^4 E(k), \quad (2.5)$$

em que  $E(k)$  é o espectro unidimensional de onda em função do número de onda  $k$  e com unidade  $m^4$ . Essa função adimensional expressa a relação entre os termos  $S_{in}$  e  $S_{ds}$ . Segundo Phillips (1984), o espectro de onda tem um limite superior  $B_0$ , tal que se  $B > B_0$ , o nível de energia da onda não aumenta, porque há uma dissipação de energia constante gerada pela quebra de ondas. Por outro lado, se  $B < B_0$ , a energia dissipada é muito pequena em relação à energia recebida pelo vento. Na Figura 2.7, está ilustrada a relação entre os processos  $S_{in}$  e  $S_{ds}$  em função do grau de saturação

---

<sup>2</sup>Este intervalo de frequências onde ocorre o equilíbrio dinâmico entre os termos  $S_{in}$ ,  $S_{nl}$  e  $S_{ds}$ , no qual o campo de ondas está quase estacionário, é denominado região de equilíbrio do espectro, do inglês, *equilibrium range of surface spectrum* (PHILLIPS, 1985; KUKULKA; BELCHER, 2007).

do espectro.

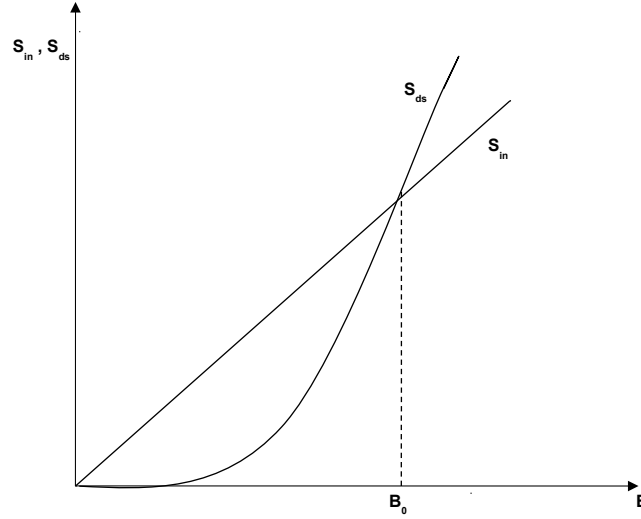


Figura 2.7 - Relação entre os processos  $S_{in}$  e  $S_{ds}$  em função do grau de saturação do espectro.

Fonte: Adaptada de Phillips (1984).

Recentemente, o espectro de saturação  $B(k)$  vem sendo utilizado no desenvolvimento de parametrizações mais avançadas para quantificar a dissipação de energia da onda (termo  $S_{ds}$ ) devido ao caráter local (ALVES; BANNER, 2003; ARDHUIN et al., 2010).

## 2.2 Comprimento de rugosidade

Como descrito previamente, a rugosidade do mar é considerada uma interface entre dois fluidos de diferentes densidades, em que ambos estão em movimento. Parametrizar essa interface é um processo complexo, principalmente porque a superfície é líquida e está em constante mudança em função do estado do mar e do campo de vento à superfície. Tal complexidade é relatada por Babanin e Makin (2008), segundo os quais há mais de 15 propriedades e fenômenos físicos que podem ser incorporados na parametrização da rugosidade do mar.

A natureza dos mecanismos de transporte de momentum entre a atmosfera e a superfície do mar atrai a atenção de cientistas porque a parametrização desse processo é extremamente importante para o entendimento da circulação da atmosfera e, em

particular, do oceano, para previsões climáticas, para engenharia naval e oceânica, para o planejamento costeiro, para a indústria de óleo e gás, entre outros (STEWART, 1974; BABANIN; MAKIN, 2008).

Charnock (1955) foi o primeiro a propor uma relação para  $z_0$ . Segundo o autor, utilizando observações sobre um oceano homogêneo e sem ondas,  $z_0$  deve ser expresso por

$$z_0 = \alpha \frac{u_*^2}{g}, \quad (2.6)$$

em que  $\alpha = 0,0185$  é o coeficiente de Charnock (comprimento de rugosidade adimensional). Note que essa formulação não considera o estado do mar.

No entanto, com os avanços das pesquisas em laboratório e observações de campo, foi observado que a relação de Charnock não é capaz de descrever corretamente os processos físicos que ocorrem na interface ar-mar, principalmente para ventos fortes e mar agitado (KITAIGORODSKII; VOLKOV, 1965).

Várias relações têm sido propostas na literatura, algumas utilizando propriedades do espectro de onda (idade da onda e empinamento da onda) e outras mais complexas utilizando explicitamente a energia computada diretamente do espectro de onda. Muitos pesquisadores (JANSSEN, 1991; MAKIN, 2005; INNOCENTINI; GONÇALVES, 2010) mostram que a componente espectral de alta frequência tem maior contribuição (cerca de 80 %) no cálculo do arrasto da superfície do mar. Entretanto, esse aspecto só pode ser simulado por um modelo numérico se o mesmo considerar explicitamente essas componentes ao invés de parâmetros derivados (tais como idade e empinamento da onda). Desse modo, as parametrizações associadas à idade e ao empinamento da onda são consideradas com menor acurácia.

É apresentada a seguir uma revisão das principais formulações para  $z_0$ , sendo abordada as parametrizações associadas à idade e ao empinamento da onda, à energia espectral e, por último, uma análise sobre a saturação do arrasto do mar e os possíveis mecanismos que levam a essa saturação.

### 2.2.1 Idade e empinamento da onda

Motivado pelas incertezas na parametrização de  $z_0$ , Kitaigorodskii (1970), com experimentos em laboratório, assumiu o modelo de Charnock e propôs outra formulação

para o parâmetro  $\alpha$ :

$$\alpha = 0,068 \left( \frac{c_{fp}}{u_*} \right)^{3/2} \exp(-\kappa c_{fp}/u_*), \quad (2.7)$$

em que  $\kappa = 0,35$  é a constante de von Kármán. Com essa nova formulação, o parâmetro de Charnock deixa de ser constante e passa a variar em função da velocidade do vento e do campo de onda.

Após os trabalhos de Kitaigorodskii (1970), diversos pesquisadores assumiram o modelo proposto por Charnock (1955) para parametrizar  $z_0$ , mas com o  $\alpha$  variando em função estado do mar, como apresentado a seguir.

Huang (1986), avaliando dinâmica da quebra de ondas em laboratório, propôs

$$\alpha = 0,085 \left( \frac{c_{fp}}{u_*} \right)^{-1/2} \times \left[ 1 - \exp(-x_0) \left( 1 + x_0 + \frac{x_0^2}{2} + \frac{x_0^3}{6} \right) \right]^{1/2}, \quad (2.8)$$

sendo

$$x_0 = 2\kappa c_{fp}/u_*.$$

Masuda e Kusaba (1987), com base numa análise de dados experimentais, propuseram uma relação em função apenas da idade da onda:

$$\alpha = 0,0129 \left( \frac{c_{fp}}{u_*} \right)^{-1,1}. \quad (2.9)$$

Toba et al. (1990), analisando observações em mar aberto e experimento em laboratório, encontraram parâmetros diferentes dos apresentados por Masuda e Kusaba (1987), sendo

$$\alpha = 0,020 \left( \frac{c_{fp}}{u_*} \right)^{-0,5}. \quad (2.10)$$

Smith et al. (1992) também confirmaram a dependência do  $z_0$  com a idade da onda, após avaliar os dados do *Humidity Exchanger Over the Sea* (HEXOS)<sup>3</sup>. Os autores expressaram

$$\alpha = 0,48 \left( \frac{c_{fp}}{u_*} \right)^{-1}. \quad (2.11)$$

---

<sup>3</sup>Programa que tinha como objetivo principal estudar o estado do mar, os fluxos de calor e de umidade (DECOSME, 1991).

Volkov (2001), analisando um amplo conjunto de observações de vários pesquisadores como Masuda e Kusaba (1987), Toba et al. (1990), Smith et al. (1992), entre outros, propôs outra relação:

$$\alpha = \begin{cases} 0,03 \left( \frac{c_{fp}}{u_*} \right) \times \exp \left[ -0,14 \left( \frac{c_{fp}}{u_*} \right) \right] & , \quad \text{se} \quad 0,35 < \frac{c_{fp}}{u_*} \leq 35; \\ 0,008 & , \quad \text{se} \quad 35 \leq \frac{c_{fp}}{u_*}. \end{cases} \quad (2.12)$$

Em contraste com as relações que utilizam a idade da onda, Taylor e Yelland (2001), utilizando um amplo conjunto de dados do HEXOS, *Risø Air Sea Exchange* [RASEX, (JOHNSON et al., 1998)] e de Ancton e Donelan (1996), encontraram uma boa relação entre as observações e o empinamento da onda dada por

$$z_0 = H_s \times a \left( \frac{H_s}{L_p} \right)^b, \quad (2.13)$$

sendo  $a = 1200$ ;  $b = 4, 5$  e  $L_p$  o comprimento de onda associado à frequência  $\sigma_p$ .

### 2.2.2 Energia espectral da onda

O termo fonte de energia espectral da onda ( $S_{in}$ ) passou a ser utilizado para caracterizar a rugosidade do mar a partir da década de 90. Com isso,  $z_0$  deixa de ser calculado apenas com uma função de um parâmetro do espectro de onda, por exemplo, a idade da onda (VOLKOV, 2001), e passa a ser avaliado em função da energia do espectro de onda.

Janssen (1991) foi o primeiro a propor uma formulação mais complexa, na qual a energia do espectro de onda é utilizada para calcular  $z_0$ . O autor assumiu a hipótese da conservação de momentum sobre as ondas, de modo que a distribuição de momentum é computada por

$$\tau_{tot} = \tau_{turb} + \tau_{onda} = \rho_a u_*^2 = \text{constante}, \quad (2.14)$$

e, utilizando a Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov - TSMOK (MONIN;



OBUKHOV, 1954), parametrizou o  $\alpha$  de Charnock como

$$\alpha = 0,01 \left( 1 - \frac{\tau_{onda}}{\tau_{tot}} \right)^{-1/2}. \quad (2.15)$$

Innocentini e Gonçalves (2010), utilizando um modelo simplificado de camada limite, analisaram três parametrizações para  $z_0$ , as quais eram funções da idade da onda (VOLKOV, 2001), do empinamento da onda (TAYLOR; YELLAND, 2001) e do espectro de onda (JANSSEN, 1991). Os autores notaram que a maior parte do *stress* da onda surge em frequência mais alta, sendo esse aspecto verdadeiramente simulado apenas pela formulação de Janssen (1991). Menos precisa, a formulação de Volkov (2001) foi sensível a ondas mais jovens e pode ser utilizada para parametrizar o efeito das ondas. Todavia, neste aspecto, a parametrização de Taylor e Yelland (2001) não pode ser implementada, porque não computa o efeito das ondas de frequência mais alta.

### 2.2.3 Saturação do arrasto do mar

As formulações apresentadas até aqui são derivadas de experimentos em laboratório e observações (por exemplo: HEXOS, RASEX, etc.), as quais são realizadas em mar aberto com vento cuja velocidade é de até  $20 \text{ m s}^{-1}$ . Entretanto, em simulações de eventos extremos, a velocidade do vento é superior a  $20 \text{ m s}^{-1}$ . Então, os modelos numéricos extrapolam essas formulações para todo o espectro de vento. Esse método é utilizado devido à dificuldade em obter medições em mar aberto sob condições de ventos fortes.

As formulações para o comprimento de rugosidade têm uma tendência de crescimento quase linear com o vento, ou seja, quanto maior a velocidade do vento, maior será  $z_0$ . Esse aspecto foi notado por Fairall et al. (2001) ao avaliarem o parâmetro de Charnock através de uma análise sobre um conjunto de dados coletados por algumas expedições (*Coare*<sup>4</sup>, *Scope*<sup>5</sup>, etc.), como pode ser observado na Figura 2.8, a qual apresenta a relação entre o parâmetro de Charnock e  $u_{10}$ .

---

<sup>4</sup>Cruzeiro realizado pelo navio *Moana Wave* entre os dias 11 de novembro e 03 de dezembro de 1992.

<sup>5</sup>Cruzeiro realizado pelo navio *FLIP* entre os dias 17 e 28 de novembro de 1993.

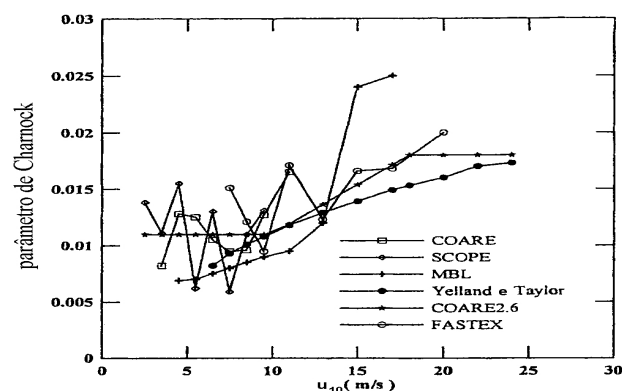


Figura 2.8 - Parâmetro de Charnock em função da velocidade do vento a 10 metros de superfície.

Fonte: Adaptada de Fairall et al. (2001).

Utilizando as tradicionais formulações do arrasto da onda extrapoladas para todo o espectro de vento, Emanuel (1995) notou, através de simulações numéricas, que era impossível simular ciclones tropicais e, para obtê-los, era necessário reduzir o coeficiente de arrasto das ondas. Ele foi o primeiro a apontar a necessidade de uma redução do arrasto em condições de ventos com velocidades superiores a  $30 \text{ m s}^{-1}$ . A partir dessa constatação, vários autores começaram a investigar o arrasto das ondas sob essas condições de vento.

A primeira evidência experimental da redução do arrasto das ondas foi sugerida por Powell et al. (2003). Os autores relataram o coeficiente de arrasto derivado de perfis de vento observados utilizando centenas de sondas GPS lançadas de avião dentro de um ciclone tropical. A partir desse estudo, eles descobriram um nível de corte no crescimento do arrasto quando a velocidade do vento atinge  $33 \text{ m s}^{-1}$  e, a partir desse valor, o arrasto inicia uma redução com o aumento da velocidade do vento. Esse comportamento do arrasto da onda foi também verificado por Jarosz et al. (2007), porém com o pico do arrasto em  $32 \text{ m s}^{-1}$ . Essa tendência de redução é oposta às apresentadas pelas tradicionais parametrizações do arrasto utilizadas em modelos numéricos, que conjecturam um crescimento do arrasto com o aumento da velocidade do vento. Segundo Powell et al. (2003), a produção de gotículas pode ser responsável pela redução do arrasto em condições de ventos fortes.

Donelan et al. (2004) investigaram o comportamento do arrasto das ondas utilizando

vários métodos em condições de laboratório. Os valores do coeficiente de arrasto em função da velocidade do vento são apresentados na Figura 2.9.

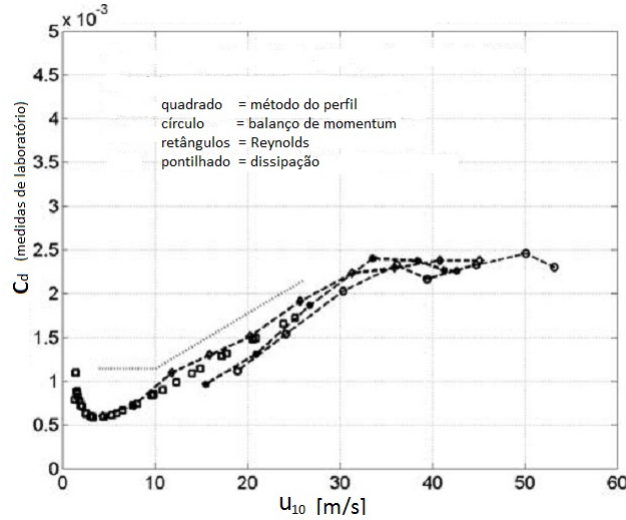


Figura 2.9 - Coeficiente de arrasto das ondas em função da velocidade do vento a 10 metros de superfície, calculado por vários métodos.

Fonte: Adaptada de Donelan et al. (2004).

Os autores notaram também que ocorre uma saturação do coeficiente de arrasto das ondas quando a velocidade do vento é superior a  $33 \text{ m s}^{-1}$ . Segundo Donelan et al. (2004), a supressão do arrasto está associada à SFA, ou seja, quando o escoamento do ar próximo às ondas não consegue seguir a superfície e se separa.

Powell (2007) fez uma reanálise de um amplo conjunto de dados (um total de 2664 perfis processados por sondas) coletados entre 1997 e 2005 com o espectro de vento  $u_{10}$  variando entre 20 e  $79 \text{ m s}^{-1}$ . O autor concluiu que o coeficiente de arrasto da onda ( $C_d$ ) aumenta linearmente com a velocidade do vento até alcançar um valor máximo de

$$C_d = 2 \times 10^{-3},$$

quando  $u_{10} = 41 \text{ m s}^{-1}$ . E, então, inicia uma redução (com o aumento de  $u_{10}$ ) até um valor mínimo de

$$C_d = 0,6 \times 10^{-3},$$

para  $u_{10} = 61 \text{ m s}^{-1}$ .

Após essas constatações, vários trabalhos mostraram a redução do arrasto das ondas. As duas hipóteses mais plausíveis para justificar essa redução são a produção de gotículas e a formação da superfície de abrigo devido à quebra de ondas. Entretanto, há outros mecanismos que podem justificar a saturação do arrasto, como descritos a seguir.

### 2.2.3.1 Efeito da produção de gotículas

O efeito da produção de gotículas na redução de  $z_0$  tem sido investigado em diversos trabalhos (MAKIN, 2005; KUDRYAVTSEV, 2006; MOON et al., 2007; RASTIGEJEV et al., 2011; KUDRYAVTSEV; MAKIN, 2011), sendo esses baseados na teoria do movimento de partículas suspensas (gotículas) em um escoamento turbulento do fluido incompressível (neste caso, o ar). Esta teoria foi desenvolvida por Barenblatt (1953), Barenblatt (1955) e Kolmogorov (1954), cuja fundamentação é baseada em três hipóteses: i) o tamanho das partículas é pequeno em comparação com a escala da turbulência; ii) a velocidade horizontal da partícula coincide com a velocidade do ar, enquanto a velocidade vertical difere da do ar pela velocidade final de queda da partícula; iii) a concentração de volume e de massa das partículas no ar são ambas pequenas. A essência dessa teoria é que as partículas são incorporadas no escoamento do fluido, formando uma camada estável estratificada que suprime a mistura turbulenta, implicando numa aceleração do escoamento.

Makin (2005), com base em evidências experimentais, utilizando os resultados de Powell et al. (2003) e assumindo as hipóteses de Barenblatt (1953), propôs uma formulação para o  $\alpha$  de Charnock em que o mesmo é parametrizado em função da produção de gotículas suspensas na atmosfera. Segundo o autor, quando a velocidade do vento é superior a  $33 \text{ m s}^{-1}$ , uma fina camada de ar (com espessura em torno de 10 % da altura significativa da onda) entra em regime de saturação<sup>6</sup> devido às pequenas gotículas lançadas na atmosfera. Nesta camada, o número de *Richardson* alcança o valor crítico, resultando na redução do arrasto e na aceleração do escoamento do ar. Com base nesses argumentos, o autor propõe que

$$\alpha = 0,01^{1/w} \times 10^{(1-1/w)}, \quad (2.16)$$

---

<sup>6</sup>Regime no qual o escoamento do ar absorve uma quantidade máxima possível de gotículas para uma dada velocidade (MAKIN, 2005).

com

$$w = \frac{U_f}{\kappa u_*},$$

em que  $U_f$  é a velocidade terminal de queda das gotículas, isto é, a velocidade na qual as gotículas atingem a superfície do oceano no processo de reentranchamento. Entretanto, segundo Kudryavtsev (2006) e Kudryavtsev e Makin (2011), assumir que o escoamento do ar entra nesse regime de saturação devido às gotículas pequenas é questionável.

Kudryavtsev (2006), assumindo as aproximações de Barenblatt e Golitsyn (1974), explorou o efeito direto das gotículas (como partículas pesadas) na camada limite atmosférica acima das ondas através da força de flutuabilidade (do inglês, *buoyancy force*), que influencia a energia cinética e a mistura turbulenta. O autor adotou as funções universais da TSMOK para descrever a camada limite acima das ondas na presença de gotículas, obtendo a seguinte relação para o  $\alpha$  de Charnock

$$\alpha = 1,5 \times 10^{-2} \times \exp[-5w^{-1}d_s F_v / c_{br}], \quad (2.17)$$

onde  $w = U_f/(\kappa u_*)$  é o parâmetro de correção indicando a influência das gotículas no perfil logarítmico do vento;  $d_s = \kappa \epsilon^2 \delta / (2K_{0cr})$  é uma constante, com  $\epsilon = 1$ ,  $\delta = (\rho_m - \rho_a)/\rho_{air}$ , sendo  $\rho_m$  e  $\rho_a$  a densidade do mar e do ar, respectivamente, e  $K_{0cr} = 1/5$  é o valor crítico para o número de *Kolmogorov*<sup>7</sup>;  $c_{br} = (g/k_{br})$  é a velocidade de fase associada à onda mais curta quebrando, isto é, quando o número de onda  $k_{br} = 10 \text{ rad m}^{-1}$  e  $F_v$  representa o fluxo do volume da produção de gotículas (cuja formulação será descrita posteriormente). Note que o termo exponencial na Equação 2.17 representa um fator de redução devido à presença de gotículas próximas à superfície (quanto maior a produção de gotículas, menor o valor de  $\alpha$ ). O autor mostrou que as gotículas, se ejetadas no escoamento do ar na altura de quebra da crista das ondas, são capazes de modificar a estratificação da atmosfera, implicando na saturação do arrasto. Esse resultado está ilustrado na Figura 2.10, a qual apresenta o comportamento do arrasto em função de  $u_{10}$ . Como observado (Figura 2.10), os valores de  $C_d$  têm uma redução rápida a partir de  $u_{10} = 30 \text{ m s}^{-1}$  e estão de acordo com os experimentos de Powell et al. (2003).

---

<sup>7</sup>O número de *Kolmogorov* caracteriza a influência do peso da partícula na dinâmica do escoamento do ar (KOLMOGOROV, 1954).

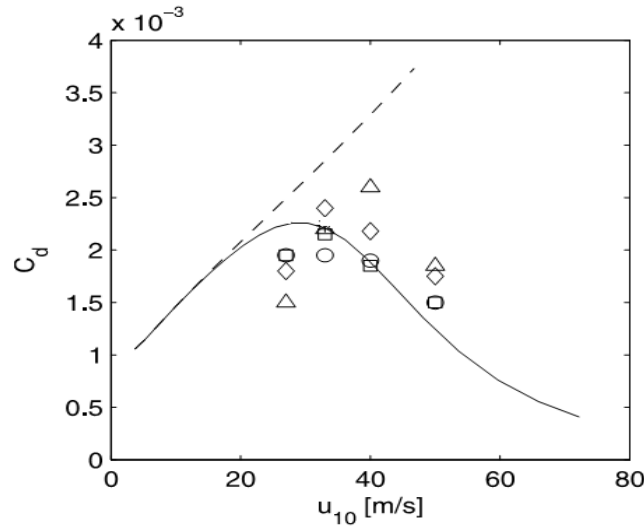


Figura 2.10 - Coeficiente de arrasto das ondas em função da velocidade do vento  $u_{10}$ , sendo a linha tracejada correspondente à simulação onde o efeito da produção de gotículas foi desprezado; a linha contínua representa os valores obtidos pela simulação em que foi considerada a produção de gotículas. Já os símbolos ilustram os valores obtidos pelos experimentos de [Powell et al. \(2003\)](#).  
 Fonte: Adaptada de [Kudryavtsev \(2006\)](#).

Em contraste com os estudos acima, [Andreas \(2004\)](#) ignorou o efeito das gotículas na estratificação da atmosfera e analisou o impacto das mesmas no balanço de momentum próximo à interface ar-mar. Ele assumiu que, após as gotículas serem produzidas e lançadas na atmosfera, as mesmas são aceleradas com a velocidade do vento e, assim, redistribui o *stress* próxima à interface. Andreas, assumindo que o balanço de momentum na superfície é dado pelo equilíbrio entre o *stress* turbulento  $\tau_{turb}$  e o *stress* induzido pelo peso das gotículas ( $\tau_{gota}$ ), mostrou que, quando a velocidade do vento é menor que  $30 \text{ ms}^{-1}$ , esse efeito é negligenciável. Todavia, para velocidades maiores, o impacto das gotículas domina o balanço, implicando numa redução do escoamento do ar. Como discutido por [Kudryavtsev e Makin \(2011\)](#), os resultados de Andreas não estão contra os de [Powell et al. \(2003\)](#), porque enquanto o primeiro analisa o *stress* exatamente acima da superfície, o segundo avalia o *stress* bem acima da superfície das ondas, isto é, relaciona o *stress* com todo o perfil logarítmico do vento na camada limite.

Assumindo as hipóteses de [Janssen \(1991\)](#) e [Andreas \(2004\)](#) e, considerando que o *stress* à superfície é dado pelo equilíbrio entre os termos  $\tau_{turb}$ ,  $\tau_{onda}$  e  $\tau_{gota}$ , [Innocentini](#)

e Gonçalves (2010), utilizando a TSMOK, propuseram que o parâmetro de Charnock pode ser expresso por

$$\alpha = 0,01 \left[ 1 - \frac{(\tau_{onda} - \tau_{gota})}{\tau_{tot}} \right]^{-1/2}. \quad (2.18)$$

Diferente de Andreas (2004), que utiliza uma formulação simplificada e empírica para calcular a produção de gotículas, os autores utilizaram uma formulação mais complexa para computá-la. Porém, assim como Andreas, foi observada uma redução da velocidade do escoamento do ar quando a velocidade do vento era superior a 30 m s<sup>-1</sup>.

Liu et al. (2012) relacionaram a teoria de Makin (2005) com a hipótese de avaliar o desenvolvimento do mar em função da idade da onda (Jones et al., 2001) e parametrizaram o parâmetro de Charnock como

$$\alpha = \begin{cases} \left(0,085 I_o^{3/2}\right)^{1-1/w} [0,03 I_o \exp(-0,14 I_o)]^{1/w} & , \text{ se } 0,35 < I_o \leq 35; \\ 17,60^{1-1/w} (0,008)^{1/w} & , \text{ se } 35 \leq I_o, \end{cases} \quad (2.19)$$

em que  $I_o = c_{fp}/u_*$  (idade da onda) e  $w = U_f/(\kappa u_*)$ . Os autores implementaram essa formulação no modelo acoplado oceano-atmosfera CAWOMS (Liu et al., 2011) e notaram que o parâmetro de Charnock diminui à medida que a onda fica mais jovem. Também observaram uma redução significativa devido à produção de gotículas em situação de ventos fortes.

### 2.2.3.2 Efeito da separação do escoamento do ar

A separação do escoamento do ar é outra hipótese que pode justificar a saturação do arrasto das ondas. Jeffreys (1925), na tentativa de explicar a física da transferência de energia do vento para a atmosfera, foi o primeiro a introduzir a ideia da separação do escoamento do ar sobre o campo de ondas. Posteriormente, Banner e Melville (1976) avaliaram a SFA, explorando experimentalmente e analiticamente o efeito nas ondas de gravidade de superfície. Segundo os autores, quando o vento atua sobre as ondas de gravidade de superfície, o escoamento do ar não se separa, a menos que ocorra a quebra da onda.

Banner (1990) avaliou quantitativamente o efeito da SFA na distribuição de pressão sobre a superfície do mar. Através do estudo, o autor concluiu que a SFA modifica a

distribuição de pressão sobre o mar e consequentemente o coeficiente de arrasto das ondas.

Em condições de ventos fortes, [Donelan et al. \(2006\)](#) argumentaram que com a SFA e a formação da superfície de abrigo (Figura 1.1), o escoamento do ar deixa de atuar nos cavados das ondas. Desse modo, há uma redução da perturbação de pressão próxima à superfície do mar e do termo de crescimento das ondas, induzindo uma redução no arrasto do mar. Para considerar esse efeito, os autores parametrizaram o termo de crescimento exponencial das ondas ( $\beta$ ) como

$$\beta(f, \theta) = G \sqrt{B_n} \left( \frac{u_{10}}{c_f} - 1 \right)^2 \sigma \frac{\rho_a}{\rho_m}, \quad (2.20)$$

sendo

$$G = 2,8 - \left\{ 1 + \tanh \left[ 10 \sqrt{B_n} \left( \frac{u_{10}}{c_f} - 1 \right)^2 - 11 \right] \right\},$$

em que

$$B_n(\sigma) = \frac{\sigma^5 E(\sigma)}{2 g^2} A(\sigma)$$

e

$$A(\sigma)^{-1} = \int_0^{2\pi} E_n(\sigma, \theta) d\theta$$

com

$$E_n(\sigma, \theta) = \frac{E(\sigma, \theta)}{E'(\sigma, \theta)}$$

e  $E'(\sigma, \theta) = \max[E(\sigma, \theta)]$ , onde  $\theta \in [0, 2\pi]$ .

[Kudryavtsev e Makin \(2007\)](#) (doravante será representado por KM07) e [Kukulka e Belcher \(2007\)](#) avaliaram a SFA em um modelo numérico. [Kukulka e Belcher \(2007\)](#), diferente de [Donelan et al. \(2006\)](#), parametrizaram o efeito da SFA apenas na distribuição de momentum sobre as onda. Entretanto, [Kudryavtsev e Makin \(2007\)](#) quantificaram matematicamente a superfície de abrigo e implementaram o efeito da SFA tanto no balanço de momentum quanto na redução da energia transferida do vento para o termo de crescimento das ondas. Segundo os autores, esse mecanismo



pode levar à saturação do arrasto em condições onde a quebra de ondas passa a ser um aspecto dominante na interface ar-mar.

Como previamente descrito, a superfície de abrigo (Figura 1.1) é capaz de modificar o balanço de momentum acima das ondas através da redução da contribuição das ondas curtas, que estão dentro da superfície de abrigo, na geração do *stress*. KM07 mostraram que esse mecanismo é capaz de reduzir o *stress* próximo à superfície e saturar o arrasto. Os resultados das simulações realizadas pelos autores são apresentados na Figura 2.11, a qual ilustra o coeficiente de arrasto das ondas em função de  $u_{10}$ .

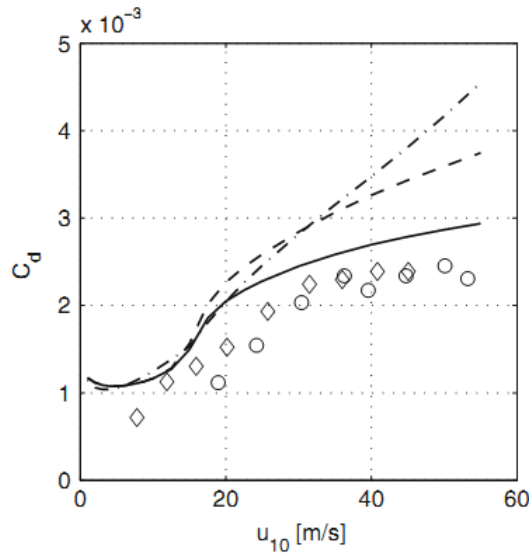


Figura 2.11 - Coeficiente de arrasto das ondas em função da velocidade do vento, para simulação com o efeito da superfície de abrigo e pista de vento de 10 m (linha contínua); simulação sem o efeito da superfície de abrigo com pista de vento de 10 m (linha tracejada); simulação com o efeito da superfície de abrigo e pista de vento ilimitada (linha pontilhada-tracejada). Os símbolos representam as medidas realizadas em laboratório por Donelan et al. (2004). Fonte: Adaptada de Kudryavtsev e Makin (2007).

Analisando a Figura 2.11, os autores concluíram que o efeito da  $S_a$  depende diretamente do tamanho da pista de vento. Por exemplo, quando a pista de vento é infinita, não ocorre saturação do arrasto. Por outro lado, quando a pista é de 10 metros, uma redução do arrasto das ondas é observada. Apesar da redução, os va-

lores de  $C_d$  superestimaram os valores apresentados nos trabalhos de [Donelan et al. \(2004\)](#).

[Mueller e Veron \(2009\)](#) implementaram o efeito da SFA na distribuição de momentum sobre as ondas e no termo de crescimento exponencial das ondas. Os autores avaliaram o efeito da superfície de abrigo sob condições de ventos fortes, através de um modelo simplificado de camada limite, sendo esses resultados ilustrados na Figura 2.12.

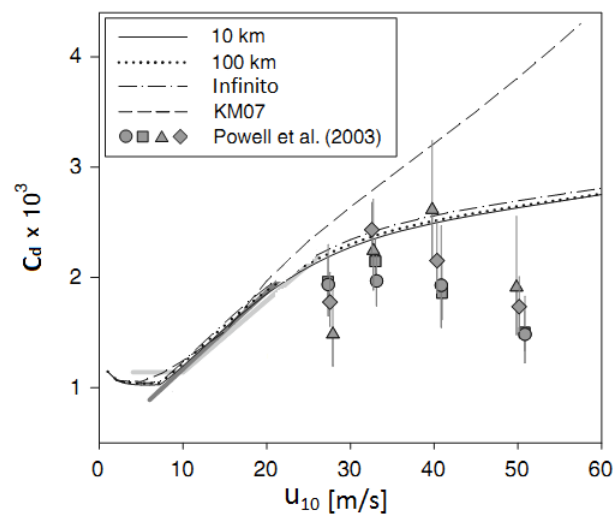


Figura 2.12 - Coeficiente de arrasto das ondas em função da velocidade do vento  $u_{10}$ , para simulação com o efeito da superfície de abrigo e pista de vento de 10 km (linha contínua); simulação com o efeito da superfície de abrigo e pista de vento de 100 km (linha pontilhada); simulação com o efeito da superfície de abrigo e pista de vento infinita (pontilhada-tracejada). Os símbolos de cor cinza representam os dados das medidas de [Powell et al. \(2003\)](#). Os resultados do modelo de KM07 (com o efeito da superfície de abrigo e pista de vento infinita) são representados pela linha tracejada.

Fonte: Adaptada de [Mueller e Veron \(2009\)](#).

Comparando os resultados de [Mueller e Veron \(2009\)](#) e KM07, são observados três aspectos: i) diferente de KM07, [Mueller e Veron \(2009\)](#) mostraram que a saturação do arrasto das ondas, induzida pela superfície de abrigo, ocorre independentemente do tamanho da pista de vento (Figura 2.12); ii) apesar de KM07 maximizar o efeito da superfície de abrigo em suas formulações, os resultados de [Mueller e Veron \(2009\)](#) mostraram maior impacto da superfície de abrigo no cálculo do arrasto das ondas;

iii) o modelo proposto por [Mueller e Veron \(2009\)](#) superestimou o valor de  $C_d$  quando comparado com as medidas de [Powell et al. \(2003\)](#).

A abordagem realizada por [Mueller e Veron \(2009\)](#) é simular a descrita por KM07. Entretanto, enquanto KM07 superestimaram a extensão individual de uma quebra de crista ( $L_{ei}$ )<sup>8</sup> ao assumir que a mesma é igual ao comprimento de onda, os autores parametrizaram em função da onda quebrando como

$$L_{ei} = [I_p(k)^{1/2} + 1/4] \cos \theta,$$

em que  $\theta$  é o ângulo formado entre a direção de deslocamento da onda e do vento, e  $I_p(k)$  representa a característica da inclinação da onda quebrando (do inglês, *characteristic breaking wave slope*),

$$I_p(k) = 2 \left[ \int k^3 \int_{-\pi}^{\pi} E(k, \theta) d\theta dk \right]^{1/2}.$$

Com essa parametrização,  $L_{ei}$  varia entre 0,55 e 1. Entretanto, os autores notaram que o efeito da SFA não é muito sensível à escolha de  $L_{ei}$ .

Posteriormente, outros pesquisadores também quantificaram o efeito da SFA. Por exemplo, [Ardhuin et al. \(2010\)](#), utilizando a metodologia de [Chen e Belcher \(2000\)](#), avaliaram a SFA e implementaram o efeito no cálculo da velocidade de fricção. O modelo proposto foi baseado na hipótese que as ondas longas exercem um arrasto no escoamento do ar, reduzindo o *stress* turbulento, o qual é utilizado para gerar o crescimento das ondas. [Rogers et al. \(2012\)](#) implementaram o efeito da SFA no desenvolvimento do espectro de onda. Os autores modificaram o termo fonte de energia do vento  $S_{in}$  seguindo a parametrização de [Donelan et al. \(2006\)](#), sendo

$$S_{in}(f, \theta) = \beta(f, \theta)E(f, \theta),$$

com  $\beta(f, \theta)$  descrito pela Equação 2.20.

### 2.2.3.3 Outros mecanismos que implicam na saturação do arrasto

Seguindo outro ponto de vista, [Moon et al. \(2007\)](#) propuseram uma nova formulação para  $z_0$  com base nos resultados de [Moon et al. \(2004\)](#). No trabalho de [Moon et al.](#)

---

<sup>8</sup>Fração do comprimento da superfície do mar afetada pela SFA, como ilustrada na Figura 2.15.

(2004), foi utilizado um modelo acoplado onda-vento (modelo *WAVEWATCH III* e o modelo de Hara e Belcher (2002)). Com este modelo acoplado, foram simulados dez casos de ciclones tropicais que ocorreram no Oceano Atlântico entre os anos de 1998 e 2003. Os resultados desse estudo mostraram que o arrasto das ondas é determinado por dois fatores: i) fonte de energia associado à idade da onda (do inglês, *input wave age*); ii) velocidade do vento computada independentemente do estado do mar. Analisando esses resultados, Moon et al. (2007) quantificaram o parâmetro de Charnock como

$$\alpha = \begin{cases} 0,0185, & \text{se } W \leq 12,5 \text{ m s}^{-1}; \\ g \left[ 0,085 \left( -0,56 + \frac{20,255}{u_*} + \frac{2,458}{u_*^2} \right) - \frac{0,58}{u_*^2} \right] \times 10^{-3}, & \text{se } W \geq 12,5 \text{ m s}^{-1}, \end{cases} \quad (2.21)$$

onde  $W = -0,56u_*^2 + 20,255u_* + 2,458$ .

Os autores compararam os resultados (coeficiente de arrasto) de suas simulações com os apresentados nos trabalhos de Powell et al. (2003), Donelan et al. (2004) e com as simulações do modelo de previsão de furação [*Geophysical Fluid Dynamics Laboratory* (GFDL) *hurricane prediction model*] utilizado operacionalmente pelo Centro Nacional de Furacões dos Estados Unidos<sup>9</sup>. Essas comparações são ilustradas na Figura 2.13. Os autores concluíram que a redução do arrasto calculada pela parametrização desenvolvida (Figura 2.13) foi similar à apresentada por Powell et al. (2003) e Donelan et al. (2004). Além disso, observaram que, para ventos com velocidade de aproximadamente  $60 \text{ m s}^{-1}$ , o modelo GFDL superestimou o valor de  $C_d$ , sendo praticamente o dobro do valor apresentado pela nova parametrização desenvolvida e pelas medidas de Powell et al. (2003) e Donelan et al. (2004).

---

<sup>9</sup>National Hurricane Center - (NHC).

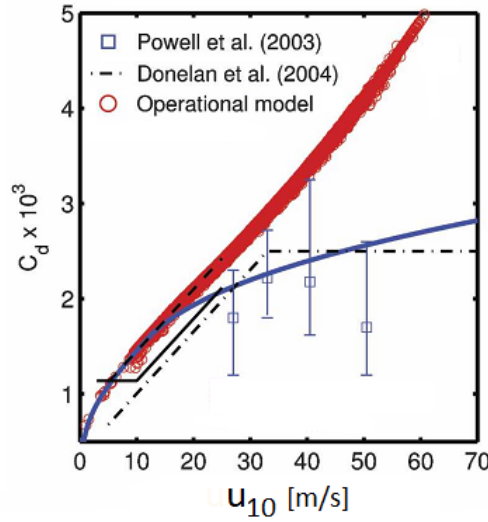


Figura 2.13 - Coeficiente de arrasto da onda em função da velocidade do vento  $u_{10}$ . As linhas contínuas vermelha e azul representam os valores simulados pelo modelo GFDL e pelo modelo de Moon et al. (2007), respectivamente. A linha tracejada representa os valores obtidos por Donelan et al. (2004) e os quadrados os resultados de Powell et al. (2003).

Fonte: Adaptada de Moon et al. (2007).

Andreas et al. (2012) avaliaram mais de 17 conjuntos de dados (o que equivale a quase 7000 medidas de fluxos sobre a superfície do mar) e argumentaram que não é necessário recorrer à produção de gotículas e à SFA para explicar a saturação do coeficiente de arrasto com o aumento da velocidade do vento. Basta apenas o acoplamento onda-vento. Os autores formularam, com base nesses conjuntos de dados, a seguinte relação para  $z_0$ :

$$z_0 = 0,135 \left( \frac{\nu_a}{u_*} \right), \quad (2.22)$$

em que  $u_*$  é parametrizado sem depender da TSMOK,

$$u_* = 0,239 + 0,0433 \times \left\{ (u_{n10} - 8,271) + [0,120(u_{n10} - 8,271)^2 + 0,181]^{1/2} \right\},$$

com  $u_*$  e  $u_{n10}$  (velocidade do vento a 10 metros da superfície em um regime de estratificação neutro) em  $\text{m s}^{-1}$ . Segundo os autores, a não dependência da estabilidade da atmosfera é fundamental para quantificar melhor o arrasto, uma vez que a margem de erro no cálculo da estabilidade pode ser de até 30 %.

Alguns autores, por exemplo [Holthuijsen et al. \(2012\)](#) e [Reichl et al. \(2014\)](#), argumentam que em condições de marulhos transversais<sup>10</sup> (do inglês, *cross swell*), há uma redução da encapelamento e da intensidade dos processos relacionado a esse, modificando a transferência de momentum entre o oceano e a atmosfera ([PHILLIPS, 1985](#)). Desse modo, mesmo em condições de velocidades de ventos maiores que  $30 \text{ m s}^{-1}$ , o efeito do marulhos transversais aumentam a rugosidade do mar.

Portanto, conclui-se que, embora há muitas dúvida e explicações físicas diversificadas e não conclusivas, há um consenso da maioria dos pesquisadores em que o arrasto das ondas cessa o crescimento quando a velocidade do vento é superior a  $30 \text{ m s}^{-1}$ .

### 2.3 Formulação matemática da superfície de abrigo

Nesta seção, é deduzida uma parametrização, com base nos trabalhos de [Kudryavtsev e Makin \(2007\)](#), para quantificar a superfície de abrigo. Posteriormente, essa formulação é utilizada nas parametrizações da distribuição de momentum e do comprimento de rugosidade, como analisado na Seção 2.2.3.

Considere uma área  $S$  com uma coleção de ondas quebrando, sendo o número de onda  $k$  variando entre  $\mathbf{k}$  e  $\mathbf{k} + \Delta\mathbf{k}$  ( $\mathbf{k}$  é o vetor número de onda). Seja  $L_p = 2\pi/k$  o comprimento de onda,  $L_{c_i}$  o comprimento individual de uma crista e  $L_{b_i}$  uma fração do comprimento da crista quebrando, como ilustrado na Figura 2.14.

Então, o comprimento total das cristas quebrando dentro da área  $S$  é dado por

$$L_b = \sum_{i=1}^n L_{b_i},$$

em que  $n$  representa o número de quebras que ocorrem dentro da área  $S$ .

Desse modo, a quantidade  $(1/S) \sum_{i=1}^n L_{b_i}$  é a média do comprimento total das cristas quebrando por unidade de área da superfície do mar introduzida originalmente por [Phillips \(1985\)](#)

$$\Lambda(\mathbf{k}) d\mathbf{k} = \frac{L_b}{S}, \quad (2.23)$$

em que a distribuição  $\Lambda(\mathbf{k})$  representa o comprimento total das cristas quebrando por unidade de área, com o número de onda variando entre  $\mathbf{k}$  e  $\mathbf{k} + \Delta\mathbf{k}$ , e  $d\mathbf{k}$  é o

---

<sup>10</sup>Marulho cujo vetor deslocamento forma um ângulo menor ou igual a  $45^\circ$  com o vetor normal em relação à direção do vento ([HOLTHUIJSEN et al., 2012](#)).

elemento de área dentro do plano do vetor número de ondas,  $d\underline{k} = k dk d\theta$ .

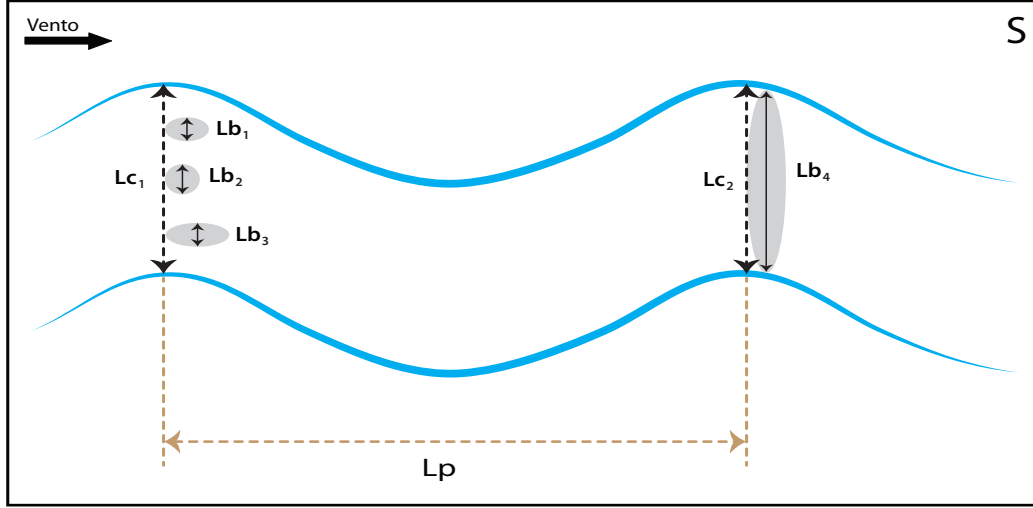


Figura 2.14 - Visão aérea do mar com onda quebrando, em que  $L_p$  é o comprimento de onda,  $L_{c_i}$  é o comprimento individual de uma crista e  $L_{b_i}$  é uma fração do comprimento individual de uma crista quebrando.

Supondo que cada quebra tenha uma extensão, denotada por  $L_{e_i}$ , como ilustrado na Figura 2.15, a fração da área de abrigo para uma única onda quebrando será

$$A_{b_i}(\mathbf{k}) = \frac{L_{b_i} L_{e_i}}{S}.$$

Certamente, tem-se  $0 \leq L_{e_i} \leq L_p$ . Portanto, a fração total da área de abrigo, por unidade de área, de uma coleção de ondas quebrando será

$$A_b(\mathbf{k}) = \sum_{i=1}^n (L_{b_i} L_{e_i}) / S.$$

Se for assumido que, para todo  $i$ ,  $L_{e_i} = L_p$ , tem-se

$$A_b(\mathbf{k}) = L_p \frac{L_b}{S} = L_p \Lambda(\mathbf{k}) d\underline{k} = 2\pi k^{-1} \Lambda(\mathbf{k}) d\underline{k}.$$

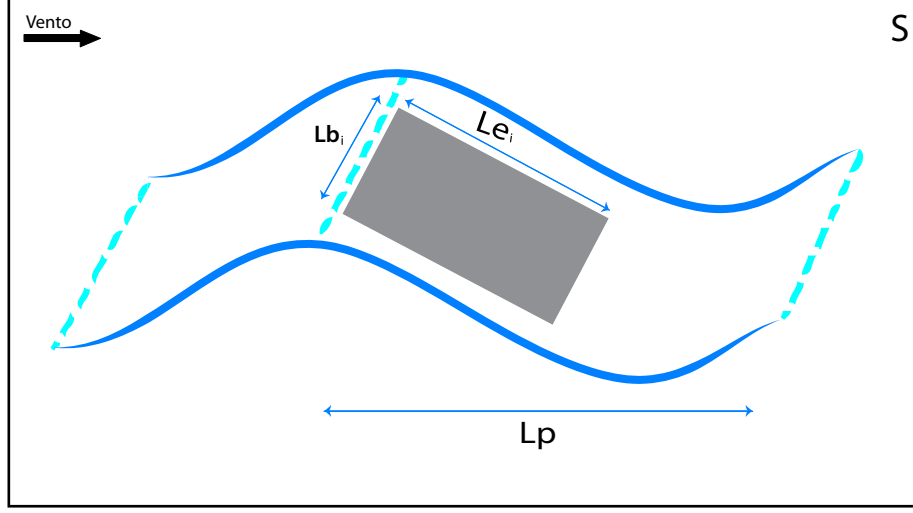


Figura 2.15 - Visão aérea de uma fração individual da crista quebrando, em que  $L_p$  é o comprimento de onda,  $L_{b_i}$  é a fração do comprimento individual de uma crista quebrando e  $L_{e_i}$  é a extensão individual de uma quebra de crista.

Então, pode-se computar  $A_b$  para todo  $k$  e  $\theta$ , em que  $\theta$  é ângulo entre a direção do vento e a direção da onda. Para isso, é assumida a função de distribuição<sup>11</sup>  $h(\theta)$  adotada por Kudryavtsev e Makin (2007),

$$h(\theta) = \cos \theta,$$

e, portanto, é introduzida a fração adimensional cumulativa da superfície de abrigo ( $S_a$ ), definida por

$$S_a(k) = 2\pi \int_{k_1 < k} k_1^{-1} \Lambda(\mathbf{k}_1) \cos \theta d\mathbf{k}_1. \quad (2.24)$$

Para completar o problema, é necessário especificar a função  $\Lambda(\mathbf{k})$ . Assim como em Kudryavtsev e Makin (2007), são adotadas as aproximações de Phillips (1985), as quais mostram que a distribuição  $\Lambda(\mathbf{k})$  pode ser diretamente relacionada com a dissipação de energia associada à quebra de ondas por unidade de área  $S_{ds}(\mathbf{k})$ . Segundo Phillips (1985), essa relação é expressa por

$$S_{ds}(\mathbf{k}) d\mathbf{k} = b g^{-1} c_f^5 \Lambda(\mathbf{k}) d\mathbf{k}, \quad (2.25)$$

<sup>11</sup>Kudryavtsev e Makin (2007) assume que direção de quebra da onda é determinada pela direção do vento, o que é questionável por Ardhuin et al. (2010).



em que  $b$  é uma constante empírica variando entre 0,003 e 0,016 (RAPP; MELVILLE, 1990), sendo utilizado  $b = 0,01$  (KUDRYAVTSEV; MAKIN, 2001).

A dissipação  $S_{ds}(\mathbf{k})$  é estimada através do balanço de energia no intervalo de frequência cujo espectro de onda está em equilíbrio (do inglês, *equilibrium range of the wave spectrum*), isto é, nas frequências onde o espectro de onda é quase estacionário e, portanto, os processos fonte de energia do vento, interação não linear e dissipação estão em equilíbrio (KUKULKA; BELCHER, 2007). Desse modo, assumindo que, no intervalo de equilíbrio, a dissipação  $S_{ds}(\mathbf{k})$  é igual ou proporcional à energia do vento  $S_{in}(\mathbf{k})$  (PHILLIPS, 1985), tem-se

$$S_{ds}(\mathbf{k}) = S_{in}(\mathbf{k}) = \beta(\mathbf{k}) \sigma g k^{-4} B(\mathbf{k}), \quad (2.26)$$

em que  $\beta(\mathbf{k})$  é o termo de crescimento da onda e  $B(\mathbf{k})$  é o espectro de saturação da densidade de energia da onda, como definido pela Equação 2.5.

Então, combinando as Equações 2.25 e 2.26, obtém-se

$$\Lambda(\mathbf{k}) = b^{-1} \beta(\mathbf{k}) k^{-1} B(\mathbf{k}). \quad (2.27)$$

Portanto, substituindo a relação (2.27) na Equação 2.24, é possível reescrever  $S_a$  como

$$S_a(k) = \frac{2\pi}{b} \int_{k_1 < k} k_1^{-2} \beta(\mathbf{k}_1) B(\mathbf{k}_1) \cos \theta d\mathbf{k}_1$$

ou

$$S_a(k) = \frac{2\pi}{b} \int_{k_1 < k} k_1^{-1} \left[ \int_{\theta} \beta(k_1, \theta) B(k_1, \theta) \cos \theta d\theta \right] dk_1. \quad (2.28)$$

Utilizando a relação do espectro saturado  $B$  (Equação 2.5) e sabendo que<sup>12</sup>

$$k E(k, \theta) dk d\theta = E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta, \quad (2.29)$$

$S_a$  é calculado como

$$S_a(\sigma) = \frac{2\pi}{b g^2} \int_{\sigma_1 < \sigma} \sigma_1^4 \left[ \int_{\theta} \beta(\sigma_1, \theta) E(\sigma_1, \theta) \cos \theta d\theta \right] d\sigma_1. \quad (2.30)$$

---

<sup>12</sup>Na Equação 2.29,  $E(k, \theta)$  e  $E(\sigma, \theta)$  estão nas unidades  $\text{m}^4 \text{radiano}^{-1}$  e  $\text{m}^2 \text{s radiano}^{-1}$ , respectivamente.

Em geral, grande parte dos modelos numéricos de ondas utilizados em centros de previsão e aplicações em engenharia limitam o domínio de frequência em um valor de corte  $\sigma_c$ . Entretanto, as frequências mais altas, isto é, na parte não resolvida explicitamente pelo modelo de ondas, têm contribuição considerável para a superfície de abrigo (KUDRYAVTSEV; MAKIN, 2007). Assim, por conveniência, a superfície de abrigo pode ser dividida em duas partes,

$$S_a = S_a^b + S_a^a, \quad (2.31)$$

em que o primeiro e o segundo termo são referentes à Equação 2.30 integrada de 0 a  $\sigma_c$  (baixa frequência) e de  $\sigma_c$  a  $\infty$  (alta frequência), respectivamente.

A seguir, o termo  $S_a$  é implementado nas parametrizações da distribuição de momentum e do comprimento de rugosidade do mar.

## 2.4 Balanço de momentum sobre as ondas

Na maioria dos modelos numéricos de previsão de tempo, o *stress* total é parametrizado pela formulação tradicional,

$$\tau_{tot} = \tau_{turb} = \rho_a u_*^2 = \text{constante}, \quad (2.32)$$

em que é considerado apenas o efeito da turbulência associada à estratificação da atmosfera devido às mudanças de temperatura.

Entretanto, sob condições de ventos fortes ( $> 30 \text{ m s}^{-1}$ ) e mar agitado, a presença de ondas deforma e move continuamente a superfície, o que implica em formulações mais complexas para o *stress* à interface ar-mar. De fato, o *stress* total não considera somente os efeitos da turbulência, mas também incorpora os processos associados à quebra de ondas, como o crescimento das ondas, a separação do escoamento do ar, a formação da superfície de abrigo e a produção de gotículas (JANSSEN, 1991; KUDRYAVTSEV; MAKIN, 2007; KUKULKA; BELCHER, 2007; MUELLER; VERON, 2009; INNOCENTINI; GONÇALVES, 2010; ROGERS et al., 2012). Como cada um desses componentes depende do estado do mar e afeta-o, é necessário implementá-los para melhor computar a dinâmica de troca (momentum, calor e gás) na interface.

Logo, ao considerar o estado do mar, o balanço de momentum é expresso por (KU-

DRYAVTSEV; MAKIN, 2001)

$$\tau_{tot} = \tau_{turb} + \tau_{onda} + \tau_{sfa} = \rho_a u_*^2 = \text{constante} \quad (2.33)$$

e passa a depender explicitamente do espectro de onda. O termo  $\tau_{onda}$  resulta do simples movimento das ondas e está associado ao crescimento da mesma, sendo parametrizado em função da taxa de variação do momentum da onda ( $M_o$ ) devido à dinâmica do vento (JANSSEN, 1991). Por outro lado, o termo  $\tau_{sfa}$  resulta da queda de pressão na face frontal da onda induzida pela separação do escoamento do ar, sendo parametrizado em função do comprimento de onda quebrando (KUDRYAVTSEV; MAKIN, 2001). São apresentadas a seguir as formulações dos termos  $\tau_{onda}$  e  $\tau_{sfa}$ .

#### 2.4.1 *Stress* $\tau_{onda}$

Seja o momentum da onda parametrizado como (PHILLIPS, 1977)

$$M_o = \rho_m \sigma E(\sigma, \theta). \quad (2.34)$$

Então, a variação temporal do momentum  $M_o$ , devido à atuação do vento, define  $\tau_{onda}$  como (JANSSEN, 1991)

$$\tau_{onda} = \rho_m \int_0^\infty \left[ \int_\theta \sigma \frac{dE}{dt} d\theta \right] d\sigma. \quad (2.35)$$

Para computar  $dE/dt$ , considera-se apenas o termo fonte de energia do vento  $S_{in}$ , ou seja,

$$\left. \frac{dE(\sigma, \theta)}{dt} \right|_{vento} = S_{in}(\sigma, \theta) = \alpha_w(\sigma, \theta) + \beta(\sigma, \theta) E(\sigma, \theta),$$

em que  $\alpha_w$  e  $\beta$  representam os termos de crescimento linear e exponencial da onda (MILES, 1957; PHILLIPS, 1957).

Então, tem-se

$$\tau_{onda} = \rho_m \int_0^\infty \left[ \int_\theta \sigma [\alpha_w(\sigma, \theta) + \beta(\sigma, \theta) E(\sigma, \theta)] d\theta \right] d\sigma. \quad (2.36)$$

Entretanto, segundo Janssen (1992) e Innocentini e Gonçalves (2010), a maior con-

tribuição na geração do stress  $\tau_{onda}$  é obtida pelas frequências mais altas<sup>13</sup>. Assim, o stress induzido pelas ondas pode ser dividido em duas partes,

$$\tau_{onda} = \tau_{onda}^b + \tau_{onda}^a, \quad (2.37)$$

em que o primeiro e o segundo termos são referentes à Equação 2.36, integradas de 0 a  $\sigma_c$  (baixa frequência) e de  $\sigma_c$  para  $\infty$  (alta frequência), respectivamente, seguindo a abordagem da Equação 2.31.

Como sugerido por Cavaleri e Malanotte-Rizzoli (1981), o termo de crescimento linear das ondas é aproximado por

$$\alpha_w(\sigma, \theta) = \begin{cases} \frac{\rho_a}{2\pi g^2} (u_* \cos \theta)^4 \times \exp\left(-\frac{\sigma}{\sigma_{pd}}\right), & \text{se } |\theta_o - \theta_v| \leq 90^\circ, \\ 0, & \text{se } |\theta_o - \theta_v| \geq 90^\circ, \end{cases}$$

em que  $\theta_o$  e  $\theta_v$  representam as direções da onda e do vento, respectivamente,  $\sigma_{pd} = (2\pi \times 0,13 g)/(28 u_*)$  é a frequência angular associada ao pico do espectro de onda completamente desenvolvido.

Por outro lado, o termo de crescimento exponencial  $\beta$  é parametrizado como (JANSSEN, 1992)

$$\beta(\sigma, \theta) = \sigma \frac{\rho_a}{\rho_m} \left[ \frac{1,2}{\kappa^2} \epsilon \ln^4(\epsilon) \right] \left( \frac{u_* \cos \theta}{c_f} \right)^2,$$

sendo

$$\epsilon \equiv \left( \frac{u_*}{\kappa c_f} \right)^2 \left( \frac{g \kappa^2 z_0}{u_*^2} \right) \exp \left( \frac{\kappa c_f}{u_* \cos \theta} \right).$$

#### 2.4.2 *Stress* $\tau_{sfa}$

Durante o processo de quebra da onda, ocorre uma queda de pressão na face frontal da crista, como ilustrado na Figura 2.16. A SFA e a variação de pressão que ocorrem no processo de quebra caracterizam a geração do *stress*  $\tau_{sfa}$ , o qual é parametrizado

---

<sup>13</sup>Frequências não resolvidas explicitamente pelos modelos numéricos, ou seja,  $\sigma > 2,54 \text{ rad s}^{-1}$ .

por (KUKULKA; BELCHER, 2007; KUDRYAVTSEV; MAKIN, 2007)

$$\tau_{sfa} = -\Delta p(k)[2 a(k) L_b], \quad (2.38)$$

em que  $\Delta p(k)$  denota a variação de pressão ao longo da crista quebrando e  $a(k) = \varepsilon_q/k$  representa a amplitude da onda, sendo  $\varepsilon_q = 0,5$  a inclinação característica da onda quebrando (KUDRYAVTSEV; MAKIN, 2001).

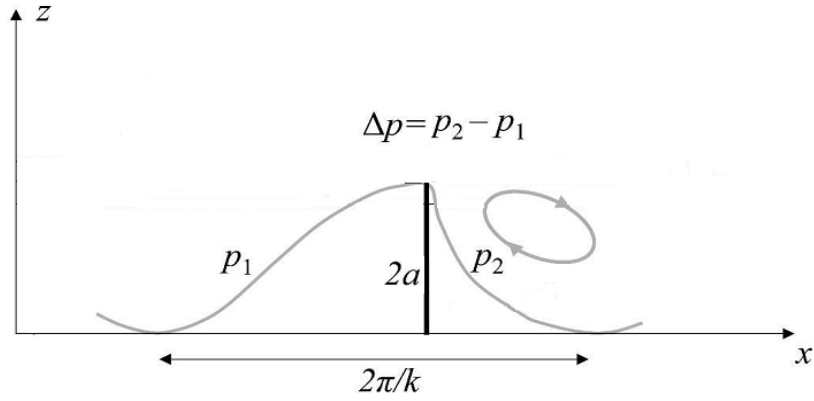


Figura 2.16 - Variação da pressão ( $\Delta p$ ) na face frontal da crista da onda durante o processo de quebra.

Fonte: Adaptada de Kukulka e Belcher (2007).

Para um espectro de onda, como deduzido na Seção 2.3, o comprimento de onda quebrando em uma área unitária para ondas com  $\mathbf{k}$  variando entre  $\mathbf{k}$  e  $\mathbf{k} + \Delta \mathbf{k}$  é

$$L_b = \Lambda(\mathbf{k}) d\mathbf{k}.$$

Logo,  $\tau_{sfa}$  é reescrito como

$$\tau_{sfa} = -2 a(k) \Delta p(k) \Lambda(\mathbf{k}) d\mathbf{k}. \quad (2.39)$$

Análises experimentais e de escala realizadas em laboratório (REUL et al., 1999; SIMPSON, 1989) sugerem que a variação de pressão ao longo da onda quebrando pode ser parametrizada como

$$\Delta p(k) = -\frac{1}{2} \gamma (U_s \cos \theta - c_f)^2, \quad (2.40)$$

em que  $\gamma = 1$  é uma constante empírica e  $U_s$  é a velocidade do vento na altura

$z = a(k)$ .

Utilizando o perfil logarítmico do vento com  $z = a(k)$ , calcula-se  $U_s$  como

$$U_s(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left( \frac{\varepsilon_q}{k z_0} \right).$$

Logo,  $\Delta p$  pode ser expresso por

$$\Delta p(k) = \gamma \frac{u_*^2}{2\kappa^2} \ln^2 \left( \frac{\varepsilon_q}{k z_c} \right) \cos^2 \theta, \quad (2.41)$$

em que  $z_c = z_0 \exp[\kappa c_f / (u_* \cos \theta)]$  é altura crítica, isto é, o nível em que  $U(z) = c_f$ .

Finalmente, substituindo a Equação 2.41 na Equação 2.39, pode-se escrever o *stress* gerado pela SFA, integrado sobre todo número de onda, como

$$\tau_{sfa} = (\varepsilon_q \gamma / \kappa^2) u_*^2 \int_{k < k_m} \left[ \ln^2 \left( \frac{\varepsilon_q}{k z_c} \right) k^{-1} \Lambda(\mathbf{k}) \cos^3 \theta \right] d\mathbf{k}. \quad (2.42)$$

A condição  $k < k_m = 20 \pi \text{ rad m}^{-1}$  ocorre porque as ondas mais curtas que  $L_p = 0,1 \text{ m}$  geram ondas capilares parasíticas<sup>14</sup> (do inglês, *parasitic capillaries*), as quais inibem a SFA (MELVILLE, 1996; KUDRYAVTSEV et al., 1999).

Por fim, utilizando a definição de  $\Lambda(\mathbf{k})$  (Equação 2.27) e as relações dadas pelas Equações 2.5 e 2.29,  $\tau_{sfa}$  é reescrito como

$$\tau_{sfa} = \left( \frac{\varepsilon_q \gamma}{\kappa^2 b g^2} \right) u_*^2 \int_{\sigma < \sigma_m} \sigma^4 \left[ \int_{\theta} \ln^2 \left( \frac{\varepsilon_q g}{\sigma^2 z_c} \right) \beta(\sigma, \theta) E(\sigma, \theta) \cos^3 \theta d\theta \right] d\sigma, \quad (2.43)$$

em que  $\sigma_m = (g k_m)^{1/2}$ .

Segundo Kudryavtsev e Makin (2001), o termo  $\tau_{sfa}$  é determinado principalmente pela parte de alta frequência do espectro de onda. Assim, o stress induzido pela SFA pode ser dividido em duas partes,

$$\tau_{sfa} = \tau_{sfa}^b + \tau_{sfa}^a, \quad (2.44)$$

em que o primeiro e o segundo termo são referentes à Equação 2.43, integradas de 0

---

<sup>14</sup>Ondas geradas próximas a cristas das ondas de gravidade curtas quando essas aproximam-se da inclinação máxima (MELVILLE, 1996; KUDRYAVTSEV et al., 1999).

a  $\sigma_c$  (baixa frequência) e de  $\sigma_c$  a  $\sigma_m$  (alta frequência), respectivamente.

### 2.4.3 Efeito da superfície de abrigo no balanço de momentum

Segundo Kudryavtsev e Makin (2007), a superfície de abrigo modifica o balanço de momentum acima das ondas. Por um lado, reduz o termo  $\tau_{onda}$ , porque as ondas curtas que estão dentro da superfície de abrigo não contribuem para a geração do momentum da onda. Por outro lado, quando a velocidade do vento é forte e a quebra de ondas de diferentes escalas é fortemente intensificada, ocorre uma sobreposição de área sombreada. Nesse caso, a fração  $S_a$  torna-se maior que uma unidade ( $S_a(\sigma) > 1$ ). Assim, quando  $\sigma > \sigma_0$ , em que  $\sigma_0$  é a solução para  $S_a(\sigma) = 1$ , a SFA das ondas curtas que estão dentro da superfície de abrigo não é considerada. Então, o termo  $\tau_{sfa}$  é reduzido.

Desse modo, ao implementar o efeito do termo  $S_a$  no *stress* acima das ondas, as Equações 2.36 e 2.43 são reescritas como (KUDRYAVTSEV; MAKIN, 2007)

$$\tau_{onda} = \rho_m \int_0^\infty [1 - S_a(\sigma)] \sigma \left[ \int_\theta [\alpha_w(\sigma, \theta) + \beta(\sigma, \theta) E(\sigma, \theta)] d\theta \right] d\sigma, \quad (2.45)$$

$$\tau_{sfa} = g_1 u_*^2 \int_{\sigma < \sigma_m} H(\sigma_0 - \sigma) \sigma^4 \left[ \int_\theta \ln^2(g_2) \beta(\sigma, \theta) E(\sigma, \theta) \cos^3 \theta d\theta \right] d\sigma, \quad (2.46)$$

em que  $g_1 = \varepsilon_q \gamma / (\kappa^2 b g^2)$ ,  $g_2 = \varepsilon_q g / (\sigma^2 z_c)$  e  $H(x)$  é a função degrau (função de *Heaviside*) definida como

$$H(x) = \begin{cases} 0 & , \text{ se } x < 0, \\ 1 & , \text{ se } x > 0. \end{cases}$$

## 2.5 Nova formulação para o comprimento de rugosidade

Com apresentado nas seções anteriores, há vários mecanismos físicos que podem modificar o comportamento da interface ar-mar. Dessa forma, uma nova formulação para  $z_0$  foi deduzida, assumindo-se as seguintes hipóteses: i) conservação de momentum sobre as ondas (JANSSEN, 1991); ii) a TSMOK (MONIN; OBUKHOV, 1954); iii) a SFA (KUDRYAVTSEV; MAKIN, 2001; KUDRYAVTSEV; MAKIN, 2007); e iv) o efeito das

gotículas (KUDRYAVTSEV, 2006). Desse modo, o comprimento de rugosidade passa a depender da distribuição de momentum sobre as ondas através dos termos  $\tau_{turb}$ ,  $\tau_{onda}$ ,  $\tau_{sfa}$  e da superfície de abrigo  $S_a$ .

Para computar o novo comprimento de rugosidade, considere que as interações da superfície são calculadas de acordo com a TSMOK (MONIN; OBUKHOV, 1954). Esta teoria postula a existência de funções universais dentro da Camada Limite Superficial Atmosférica (CLS)<sup>15</sup> para o gradiente vertical do vento, da temperatura e do vapor de água. Para o perfil do vento, tem-se

$$\frac{\kappa z}{u_*} \frac{\partial u}{\partial z} = \phi_m(z/L_{ob}), \quad (2.47)$$

em que  $\phi_m(z/L_{ob})$  é a função universal para o momentum e  $L_{ob}$  é o comprimento de *Monin-Obukhov*. Integrando a Equação 2.47 sobre  $z$ , o perfil do vento é expresso por

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left[ \ln \left( \frac{z}{z_0} \right) + \Psi_m(z) \right] \quad (2.48)$$

com

$$\Psi_m(z) = \int_{z_0}^z \left[ \frac{\phi_m(z'/L_{ob}) - 1}{z'} \right] dz', \quad (2.49)$$

sendo  $\Psi_m$  utilizado na forma apresentada por Pielke (2002), a qual está de acordo com as formulações empíricas de Businger et al. (1971).

Assumindo a TSMOK e supondo que o *stress* total próximo à superfície define  $u_*$  por

$$\tau_{tot} = \tau_{turb} + \tau_{onda} + \tau_{sfa} = \rho_a u_*^2 = \text{constante} \quad (2.50)$$

e que  $\tau_{turb} \propto |\partial u / \partial z|$  (JANSSEN, 1991), o perfil do vento dado pela Equação 2.48, na presença desses *stresses*, é modificado para (JANSSEN, 1991)

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left[ \ln \left( \frac{z + z_1}{z_{0e}} \right) + \Psi_m(z) \right], \quad (2.51)$$

em que  $z_1$  é a contribuição das ondas para o efetivo comprimento de rugosidade

---

<sup>15</sup>Camada Limite Superficial ou Camada de Fluxos Constantes corresponde à camada do fluido que se encontra em contato com a superfície, em que o cisalhamento e o vento desempenham um papel dominante. Nessa camada, a variação vertical dos fluxos turbulentos não excede 10% de seu valor. Sua espessura varia de 10 a 100 metros, correspondendo de 10 a 20% da espessura da Camada Limite Planetária. A distribuição vertical das variáveis meteorológicas nessa região é aproximada por um perfil logarítmico, sendo influenciada pela estratificação da densidade do ar (ARYA, 2001).



definido como  $z_{0_e} = z_0 + z_1$ .

Uma relação para  $\tau_{turb}$  pode ser obtida diferenciando a Equação 2.51 em relação à altura,

$$\frac{\kappa(z + z_1)}{u_*} \frac{\partial u}{\partial z} = \phi_m, \quad (2.52)$$

e, definindo  $u_{*turb} \equiv (\kappa z \partial u / \partial z) / \phi_m$ ,

$$\begin{aligned} \tau_{turb} &\equiv \rho_a \left( \frac{\kappa z \partial u / \partial z}{\phi_m} \right)^2 = \rho_a \left( \frac{z}{z + z_1} \right)^2 \left( \frac{\kappa(z + z_1) \partial u / \partial z}{\phi_m} \right)^2 \\ &= \tau_{tot} \left( \frac{z}{z + z_1} \right)^2. \end{aligned} \quad (2.53)$$

Por fim, utilizando a Equação 2.53 na Equação 2.50, tem-se

$$1 = \frac{\tau_{turb}}{\tau_{tot}} + \frac{\tau_{onda} + \tau_{sfa}}{\tau_{tot}} = \left( \frac{z}{z + z_1} \right)^2 + \frac{\tau_{onda} + \tau_{sfa}}{\tau_{tot}}, \quad (2.54)$$

a qual, após aplicá-la em  $z = z_0$ , pode ser reescrita como

$$z_1 = z_0 \sqrt{\frac{1}{1 - (\tau_{onda} + \tau_{sfa}) / \tau_{tot}}} - 1. \quad (2.55)$$

A razão  $(\tau_{onda} + \tau_{sfa}) / \tau_{tot}$  é chamada de parâmetro de acoplamento e representa quanto do *stress* total é suportado pelo *stress* induzido pelas ondas, indicando o grau de interação das ondas com a atmosfera (MAKIN et al., 1995).

Portanto, o novo comprimento de rugosidade efetivo ( $z_{0_e}$ ) é computado por  $z_{0_e} = z_0 + z_1$ , onde  $z_0$  é computado pela relação de Charnok (Equação 2.6), porém com  $\alpha = 0,01$  (JANSSEN, 1991) e  $z_1$  dado pela Equação 2.55.

Todavia, observe que a dedução da formulação para  $z_{0_e}$  não contém o efeito da saturação do mar induzido pela produção de gotículas como sugerido por Makin (2005) e Kudryavtsev (2006) (detalhes apresentados na Seção 2.2.3). Para introduzir esse efeito, foi considerado o termo de redução proposto por Kudryavtsev (2006) (Equação 2.17), o qual permitirá avaliar a rugosidade do mar para todo espectro de

vento, desde ventos moderados ( $< 30 \text{ m s}^{-1}$ ) até ventos fortes ( $> 30 \text{ m s}^{-1}$ ):

$$z_{0_e} = \begin{cases} z_0 + z_1 & , \quad \text{se } u_{10} \leq 30 \text{ m s}^{-1}, \\ (z_0 + z_1) \times Rs_L & , \quad \text{se } u_{10} > 30 \text{ m s}^{-1}, \end{cases} \quad (2.56)$$

em que

$$Rs_L = \exp[-5w^{-1}d_sF_v/c_{br}]$$

representa o efeito da produção de gotículas na redução do arrasto do mar.

Em resumo, dado o espectro de onda, a velocidade do vento e a densidade do ar e do mar, computa-se  $z_{0_e}$ .

Essa nova parametrização de  $z_{0_e}$ , desenvolvida nessa pesquisa, foi analisada através de simulações numéricas, sendo o procedimento numérico para calcular  $z_{0_e}$  descrito detalhadamente na Seção de Materiais e Métodos.

## 2.6 Fundamentos de aerossóis marinhos

A seguir, são descritos os mecanismos de produção de gotículas e as diversas formas de parametrizá-lo. Os processos termodinâmicos associados às gotículas também são analisados.

### 2.6.1 Mecanismos de produção

Há vários mecanismos de produção de gotículas ou aerossóis marinhos (MASSEL, 2007), porém, dois destacam-se por apresentarem um papel muito significativo. O primeiro está associado ao entranhamento e ao rompimento de bolhas de ar geradas pela quebra de ondas. O segundo mecanismo, considerado como o mais importante (ANDREAS, 2002), está associado ao cisalhamento da crista da onda.

A quebra de ondas pode ser dividida em mergulhante (do inglês, *plunging*) e derramante (do inglês, *spilling*), como ilustrada na Figura 2.17. Como descrito por Longuet-Higgins e Tuner (1974), quando ocorre a quebra do tipo mergulhante (Figura 2.17 a), há formação de um tubo na região frontal da ondas que se fecha abruptamente (capturando bolhas de ar) e desaba na quebra, gerando grande turbulência próxima à crista da onda. Esse mecanismo de quebra é mais observado em águas rasas. Por outro lado, quando ocorre a quebra derramante (Figura 2.17 b), a onda quebra suavemente como se estivesse espalhando pela água, capturando um grande

número de bolhas de ar.

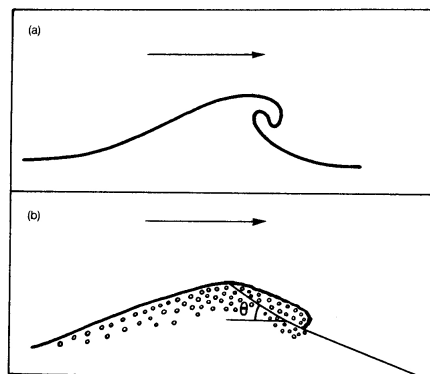


Figura 2.17 - Quebra de ondas: a) mergulhante e b) derramante.

Fonte: Adaptada de [Bortkovskii \(1987\)](#).

Após as bolhas serem entranhadas no mar, elas emergem à superfície do oceano devido à diferença de densidade. Nesse momento, há um desequilíbrio das forças de tensão superficial e, então, ocorre a ruptura da bolha de ar, gerando dezenas de gotículas, as quais são classificadas em dois tipos: filme e jato ([BLANCHARD, 1983](#); [MASSEL, 2007](#)). Esse processo de geração é ilustrado na Figura 2.18.

As gotículas filme, cujo raio é menor que  $3\ \mu\text{m}$  ([WOOLF et al., 1987](#)), representam as gotículas geradas pela ruptura da bolha de ar na superfície do mar. Segundo [Blanchard \(1983\)](#), bolhas com raio menor que  $150\ \mu\text{m}$  não são capazes de produzi-las. Já as gotículas jato são aquelas lançadas por uma coluna de água microscópica (jato) que se eleva para fora do centro da cavidade deixada após a ruptura da bolha de ar na interface. Esse jato, cuja espessura é de 5-10% do diâmetro da bolha, torna-se instável e quebra-se, formando até 10 gotículas. A elevação da coluna de água ocorre porque a energia liberada após o colapso da bolha é convertida em energia cinética ([MONAHAN et al., 1986](#); [BORTKOVSKII, 1987](#)). Através de experimentos em laboratório, [Hayami e Toba \(1957\)](#) indicaram que o raio das gotículas jato é cerca de 1/10 a 1/15 do raio da bolha que se rompeu na superfície. Maiores detalhes sobre a dinâmica de ruptura da bolha e geração de gotículas filme e jato são encontrados em [Spiel \(1994\)](#) e [Masset \(2007\)](#).

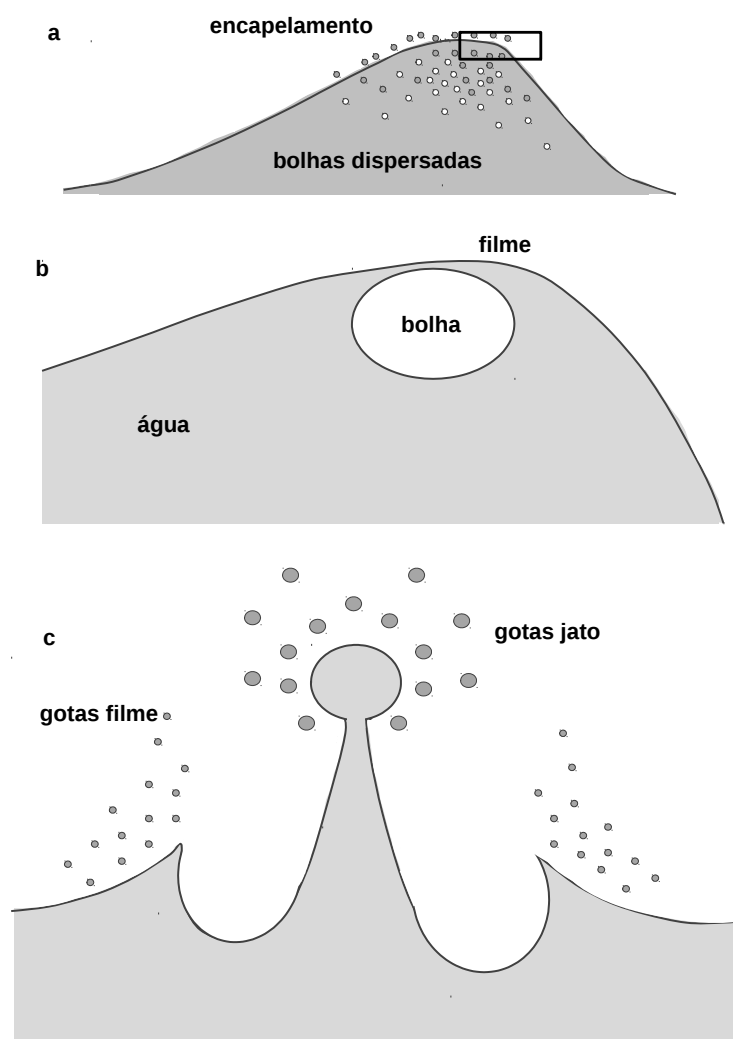


Figura 2.18 - Esquema da produção de gotículas: a) entranhamento de bolhas de ar; b) bolhas de ar aproximando-se da superfície do mar; c) produção de gotícula filme e gotícula jato.  
 Fonte: Adaptada de [Massel \(2007\)](#).

Por fim, também há as gotículas espuma (do inglês, *spume droplets*), cujo mecanismo de formação é o cisalhamento da crista da onda induzido pela fricção do vento ([MONAHAN et al., 1986](#)), como ilustrado na Figura 2.19.

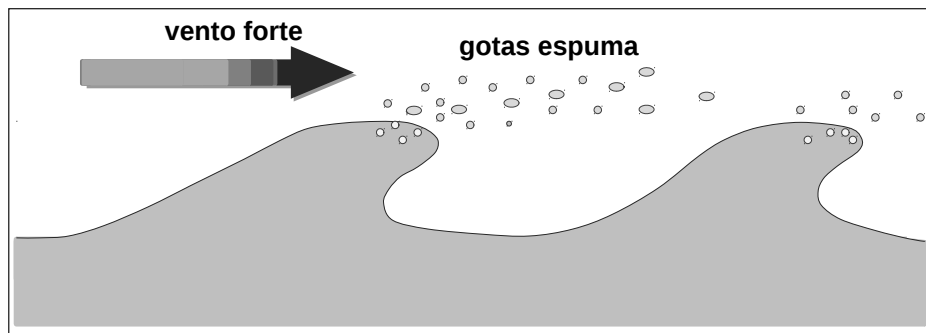


Figura 2.19 - Esquema do processo de geração de gotículas espuma.  
Fonte: Adaptada de [Massel \(2007\)](#).

[Preobrazhenskii \(1973\)](#), durante medições no Atlântico Norte sob ventos com velocidades de  $25 \text{ m s}^{-1}$ , foi o primeiro a relatar a existência das gotículas espuma, as quais foram observadas próximas à crista da onda, com raio de  $200 \mu\text{m}$ . Posteriormente, [Koga \(1982\)](#) investigou a produção de gotículas espuma em laboratório através de imagens. O autor observou que, durante a atuação do vento, a superfície da crista da onda torna-se irregular e pequenas projeções ocorrem, formando gotículas com raio de até  $750 \mu\text{m}$ . [Monahan et al. \(1983\)](#), avaliando dados coletados durante JASIN (*Joint Air-Sea Interaction Experiment*), observaram que a gotícula espuma é produzida desde que se tenha ventos com velocidade acima de  $11 \text{ m s}^{-1}$ . Segundo [Andreas \(2002\)](#), as gotículas filme, jato e espuma possuem raios variando entre  $0,1$  a  $50 \mu\text{m}$ ,  $1$  a  $100 \mu\text{m}$  e  $20$  a  $500 \mu\text{m}$ , respectivamente.

Em resumo, apesar da produção de gotículas espuma ser em menor quantidade quando comparada com a produção de gotículas filme e jato, as gotículas espuma são as mais importantes, porque possuem raio maior e são capazes de influenciar os mecanismos de trocas de momentum, de calor e de umidade ([ANDREAS, 1992](#)) à interface ar-mar. Uma síntese do ciclo de vida das gotículas, descrito previamente, é ilustrada na Figura 2.20.

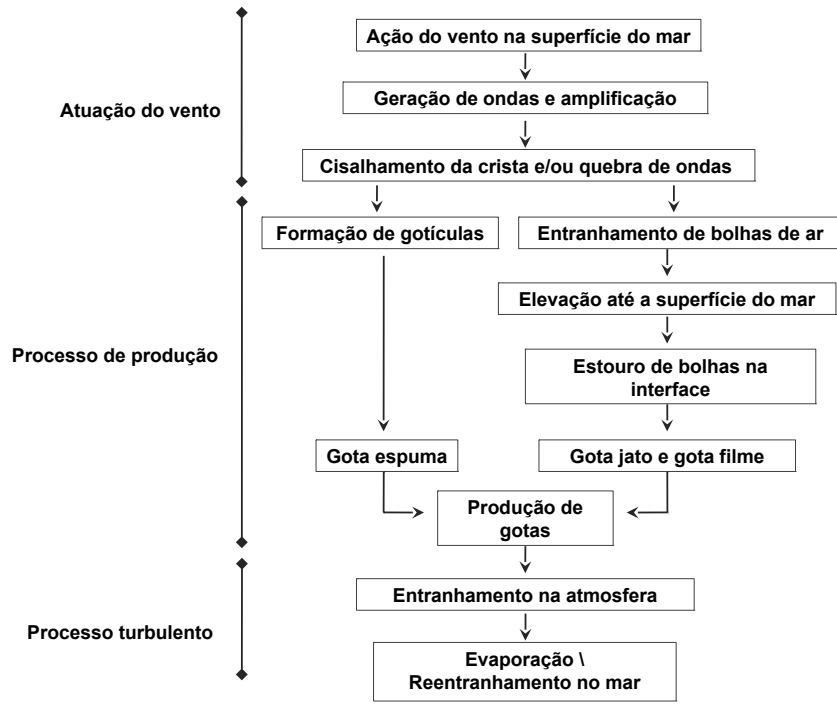


Figura 2.20 - Síntese do ciclo de vida das gotículas.

### 2.6.2 Função quantificadora da produção de gotículas - FQPG

Na Seção 2.6.1, foi analisado o mecanismo físico de geração de gotículas, mas não foi especificado como estimar o número de gotículas produzidas. Há várias formas de estimar a produção de gotículas (medidas em laboratório, observações em mar aberto e formulações empíricas). Entretanto, quantificar esse processo é complexo, pois em geral, a produção de aerossóis são funções complexas do vento, da história do vento, da umidade relativa, da estabilidade da atmosfera e do estado do mar. O estado do mar é representado através das propriedades estatísticas das ondas de superfície, do espectro de ondas, da intensidade da quebra de onda e de outros parâmetros, como a temperatura e a salinidade da superfície do mar.

A função que quantifica a produção de gotículas (FQPG) é usualmente representada pela expressão  $dF/dr_0$ , de forma que

$$\int_{r_{inf}}^{r_{sup}} \frac{dF}{dr_0} dr_0 \quad (2.57)$$

é o número de gotículas, com raio inicial  $r_0$  entre  $r_{inf}$  e  $r_{sup}$ , lançadas na atmosfera

por unidade de tempo e de área da superfície do mar ( $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$ ).

No entanto, outras representações são encontradas:

- $dF/dD_0$ : quantifica a produção em função do diâmetro de formação das gotículas ( $D_0$ );
- $dF/dD_{80}$ : quantifica a produção em função do diâmetro das gotículas em um ambiente com umidade relativa de 80% ( $D_{80}$ );
- $dF/dr_{80}$ : quantifica a produção em função do raio das gotículas em um ambiente com a umidade relativa de 80% ( $r_{80}$ ).

Na literatura, são encontradas mais de 14 formulações que quantificam a produção de gotículas (ANDREAS, 2002). Essas funções diferenciam-se (i) pelo domínio de abrangência, pois compreendem raios de formação variando de  $1 \mu\text{m}$  a  $500 \mu\text{m}$ , (ii) pela umidade relativa do ambiente, (iii) pela altura na qual são realizadas as medições e (iv) pelo estado do mar, já que algumas formulações consideram o desenvolvimento do campo de onda e outras utilizam apenas a velocidade do vento como parâmetro.

Em geral, a FQPG é parametrizada com função do raio de formação da gotícula  $r_0$ , da velocidade do vento ( $u_{10}$ ) e do estado do mar através do termo  $\sigma_p$ . Desse modo, a FQPG é escrita como

$$\frac{dF}{dr_0} = f(r_0, u_{10}, \sigma_p). \quad (2.58)$$

Em alguns casos, é assumido que a forma do espectro de gotículas é independente do vento e do estado do mar. Então, pode-se reescrever a Equação 2.58 como o produto de duas funções independentes

$$\frac{dF}{dr_0} = f_1(r_0)f_2(u_{10}, \sigma_p).$$

Entretanto, muitas funções que quantificam a produção de gotículas utilizam somente a velocidade do vento como parâmetro governante, e, assim, a FQPG é dada como

$$\frac{dF}{dr_0} = f_1(r_0)f_2(u_{10}).$$

Andreas (2002) revisou detalhadamente 14 formulações da FQPG, cujos raios  $r_0$

compreendiam o intervalo de 1 a 500  $\mu\text{m}$ , e observou que há uma diferença de até 6 ordens de magnitude entre os valores estimados por cada parametrização, como pode ser observado na Figura 2.21, a qual ilustra as estimativas de várias FQPG's, avaliadas por Andreas, em termos do fluxo de volume  $[(4\pi r_0^3/3) dF/dr_0]$ , cuja unidade é  $\text{m}^3 \text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \mu\text{m}^{-1}$ .

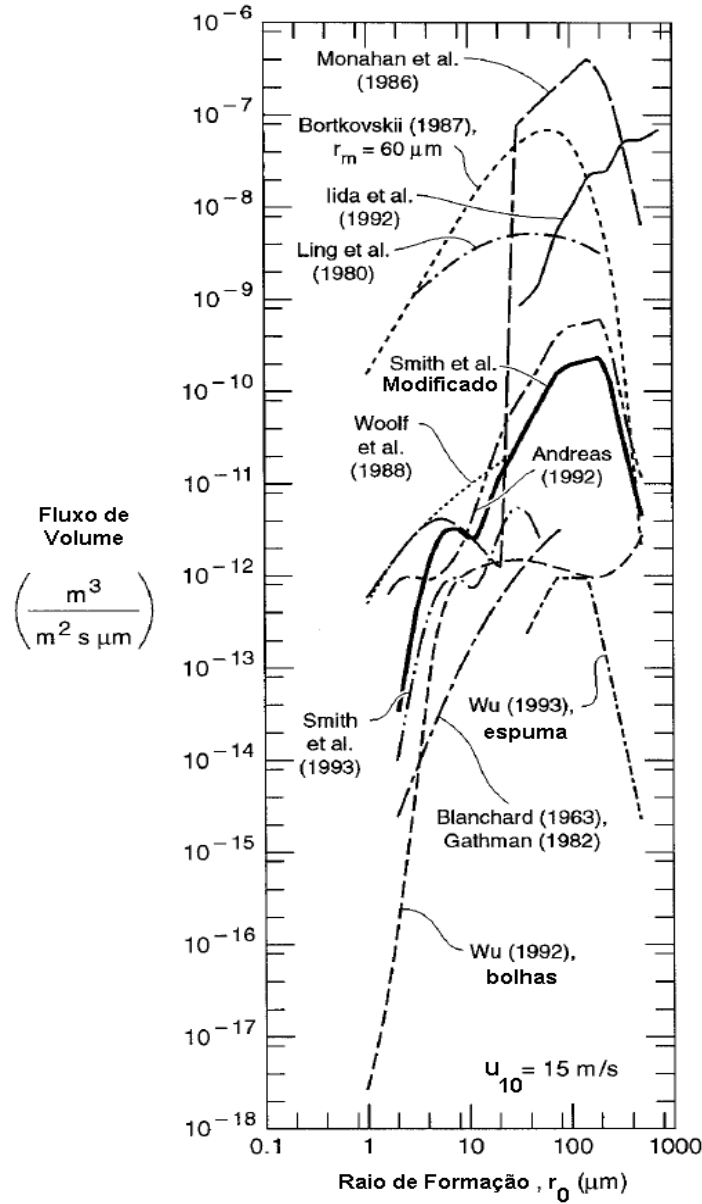


Figura 2.21 - Estimativas da geração de gotículas em termos do fluxo de volume  $[(4\pi r_0^2/3) dF/dr_0]$ , para  $u_{10} = 15 \text{ m s}^{-1}$ .  
Fonte: Adaptada de Andreas (2002).



Andreas (2002) e Kudryavtsev e Makin (2009) apontaram as possíveis causas que justificam essas grandes discrepâncias entre as formulações. Segundo esses autores, todas as FQPG's são baseadas em medições com aspectos diferentes: limitado intervalo de raio, altura de medição e velocidade de vento diferentes. Além desses, outro ponto criticado pelos autores são as extrapolações realizadas. Essas extrapolações ocorrem devido à dificuldade de realizar medições, principalmente em condições de ventos fortes. Como exemplos, Wu et al. (1984) realizaram medições em uma barca flutuante próxima à superfície do mar para  $60 < r_0 < 250 \mu\text{m}$  e velocidade de vento  $6 < u_{10} < 8 \text{ m s}^{-1}$ . Porém, sua FQPG é extrapolada para raios de até  $500 \mu\text{m}$ . Smith et al. (1993) realizaram medidas com  $u_{10} \leq 32 \text{ m s}^{-1}$  e  $r_0 < 47 \mu\text{m}$ . Entretanto, Andreas (1998) derivou uma nova FQPG, extrapolando os dados de Smith et al. (1993) para o intervalo de gotículas espuma ( $30 < r_0 < 500 \mu\text{m}$ ). Naturalmente, tais extrapolações implicam em incertezas nas FQPG's.

A seguir, é apresentada uma revisão sobre as funções que quantificam a produção de gotículas:

- Blanchard (1963) foi o primeiro a estimar a FQPG. O autor utilizou dados de Woodcock (1953), os quais foram medidos em torres a 600 metros de altura próximo ao Havaí, sob umidade relativa de 91,4%. Utilizando esses dados, o autor quantificou a produção de gotículas como

$$\frac{dF}{dr_{91,4}} = \frac{2,152 \times 10^4 c_2}{r_{91,4}} \times \exp \left\{ \left[ c_3 \times \ln \left( \frac{c_4}{r_{91,4}} \right) \right]^2 \right\},$$

em que

$$c_2 = 10^{-3} \times [-7,34 + 8,966 \ln(u_{10})],$$

$$c_3 = -1,4301 + 0,07503 u_{10},$$

$$c_4 = 1,764 + 0,3713 u_{10}.$$

Considerando um oceano com salinidade de 34 ‰ e utilizando as relações

$$\frac{dF}{dr_0} = \frac{dr_{91,4}}{dr_0} \times \frac{dF}{dr_{91,4}},$$

com

$$r_{91,4} = 0,627 r_0^{1,002}$$

e

$$\frac{dr_{91,4}}{dr_0} = 0,628r_0^{0,002},$$

obtém-se a produção de gotículas em função do raio de formação.

- [Monahan et al. \(1986\)](#), utilizando observações em tanques de ondas, quantificaram a produção de gotículas associada ao rompimento de bolhas na superfície do mar ( $dF_1/dr_{80}$ ) e ao cisalhamento da crista da onda ( $dF_2/dr_{80}$ )

$$\frac{dF}{dr_{80}} = \frac{dF_1}{dr_{80}} + \frac{dF_2}{dr_{80}},$$

em que

$$\frac{dF_1}{dr_{80}} = 1,373(u_{10}^{3,41}) \times r_{80}^{-3}(1 + 0,057r_{80}^{1,05}) \times 10^{[1,19 \exp(-B^2)]},$$

$$\text{com } B = \frac{[0,380 - \log(r_{80})]}{0,650}, \text{ e}$$

$$\frac{dF_2}{dr_{80}} = \begin{cases} 0 & , \text{ se } r_{80} < 10 \mu\text{m}, \\ 8,06 \times 10^{-6} \exp(2,08u_{10}) r_{80}^{-2} & , \text{ se } 10 \mu\text{m} \leq r_{80} < 75 \mu\text{m}, \\ 4,83 \times 10^{-2} \exp(2,08u_{10}) r_{80}^{-4} & , \text{ se } 75 \mu\text{m} \leq r_{80} < 100 \mu\text{m}, \\ 4,83 \times 10^6 \exp(2,08u_{10}) r_{80}^{-8} & , \text{ se } 100 \mu\text{m} \leq r_{80}. \end{cases} \quad (2.59)$$

- [Miller \(1987\)](#), utilizando observações sobre o mar agitado, parametrizou a produção de gotículas como um polinômio de quarto grau. Entretanto, sua função é restrita ao domínio  $0,8 < r_{80} < 15 \mu\text{m}$ :

$$\log\left(\frac{dF}{dr_{80}}\right) = B_0(u_{10}) + B_1(u_{10})[\log(r_{80})] + B_2(u_{10})[\log(r_{80})]^2 \\ + B_3(u_{10})[\log(r_{80})]^3 + B_4(u_{10})[\log(r_{80})]^4,$$

em que  $B_0$ ,  $B_1$ ,  $B_2$ ,  $B_3$  e  $B_4$  representam funções de  $u_{10}$ , as quais são apresentadas na Tabela 2.1.

- [Andreas \(1992\)](#), utilizando dados coletados por [Wu et al. \(1984\)](#), extrapolou a função proposta por [Miller \(1987\)](#) para o domínio de gotículas

Tabela 2.1 - Coeficientes do polinômio de [Miller \(1987\)](#).

$u_{10}$ $\text{m s}^{-1}$	$B_0$	$B_1$	$B_2$	$B_3$	$B_4$
6	3,726	-3,652	3,673	-0,629	-0,525
9	4,138	-3,236	1,172	2,292	-1,569
11	4,405	-2,646	-3,156	8,902	-4,482
13	4,596	-2,232	-5,983	13,198	-6,382
15	4,758	-2,038	-7,101	14,758	-7,038
18	4,998	-1,758	-9,323	18,238	-8,403

espuma ( $r_0 > 30 \mu\text{m}$ ), sendo a FQPG expressa por

$$\frac{dF}{dr_{80}} = \begin{cases} C_1(u_{10}) r_{80}^{-1} & , \text{ se } 15 \mu\text{m} \leq r_{80} < 37,5 \mu\text{m}, \\ C_2(u_{10}) r_{80}^{-2,8} & , \text{ se } 37,5 \mu\text{m} \leq r_{80} < 100 \mu\text{m}, \\ C_3(u_{10}) r_{80}^{-8} & , \text{ se } 100 \mu\text{m} \leq r_{80}, \end{cases} \quad (2.60)$$

em que  $C_1, C_2$  e  $C_3$  são funções do vento, como apresentadas na Tabela 2.2.

Tabela 2.2 - Coeficientes da FQPG de [Andreas \(1992\)](#).

$u_{10}$ $\text{m s}^{-1}$	$C_1$	$C_2$	$C_3$
6	$4,25 \times 10^3$	$3,08 \times 10^6$	$7,73 \times 10^{16}$
9	$7,18 \times 10^3$	$4,89 \times 10^6$	$1,23 \times 10^{17}$
11	$1,02 \times 10^4$	$6,95 \times 10^6$	$1,75 \times 10^{17}$
13	$1,36 \times 10^4$	$9,25 \times 10^6$	$2,32 \times 10^{17}$
15	$1,81 \times 10^4$	$1,23 \times 10^7$	$3,10 \times 10^{17}$
18	$6,34 \times 10^4$	$4,32 \times 10^7$	$1,08 \times 10^{18}$

- [Smith et al. \(1993\)](#), utilizando dados coletados em torres a 14 metros de altura em relação à superfície no mar, quantificaram a produção de gotículas para  $1 < r_{80} < 25 \mu\text{m}$  como

$$\frac{dF}{dr_{80}} = \sum_{i=1}^2 A_i \times \exp \left\{ -f_i [\ln(r_{80}/r_i)]^2 \right\},$$

sendo  $f_1 = 3,1$ ;  $f_2 = 3,3$ ;  $r_1 = 2,1 \mu\text{m}$  e  $r_2 = 9,2 \mu\text{m}$ . Já  $A_1$  e  $A_2$  são

funções da velocidade do vento a 14 metros de superfície ( $u_{14}$ ), definidas por

$$\begin{aligned}\log(A_1) &= 0,0676 u_{14} + 2,43, \\ \log(A_2) &= 0,959 \sqrt{u_{14}} - 1,476.\end{aligned}$$

- [Andreas \(2002\)](#) analisou 14 formulações, de diferentes mecanismos físicos, que quantificam a produção de gotículas. Segundo o autor, a função proposta por [Fairall et al. \(1994\)](#) é a mais viável, porque abrange um domínio adequado para o raio de produção de gotículas ( $1 < r < 500 \mu\text{m}$ ), velocidades de vento de até  $25 \text{ ms}^{-1}$  e magnitudes razoáveis ([FAIRALL et al., 1994](#); [ANDREAS; DECOSMO, 2002](#)). Essa formulação é expressa por

$$\frac{dF}{dr_0} = 38 \times W(u_{10}) r_0^{-0,024} \times \frac{dF_{a11}}{dr_{80}},$$

em que

$$W(u_{10}) = 3,8 \times 10^{-6} u_{10}^{-3,4}$$

e

$dF_{a11}/dr_{80}$  é a FQPG proposta por [Andreas \(1992\)](#), avaliada para  $u_{10} = 11 \text{ m}^{-1}$ .

- [Zhao et al. \(2006\)](#), com um amplo conjunto de dados (observações em mar aberto e dados de laboratório), mostraram que o efeito do estado do mar na produção de gotículas é muito importante, contrariando a abordagem tradicional de utilizar apenas a velocidade do vento para descrever o processo de produção. Segundo os autores, negligenciar o estado do mar é uma das principais causas de tanta inconsistência entre as FQPG's. Desse modo, utilizando observações em mar aberto e experimentos em laboratório ([CHAEN, 1973](#); [TOBA, 1961](#); [KOGA; TOBA, 1981](#)), os autores quantificaram a produção de gotículas em função do campo de ondas e da velocidade do vento, a qual é descrita como

$$\frac{dF}{dr_0} = w_1(r_0) \times w_2(u_{10}, \sigma_p), \quad (2.61)$$

em que

$$w_1(r_0) = \begin{cases} 7,84 \times 10^{-3} \times r_0^{-1} & , \text{ se } 30 \leq r_0 < 75 \mu\text{m}, \\ 4,41 \times 10 \times r_0^{-3} & , \text{ se } 75 \leq r_0 < 200 \mu\text{m}, \\ 1,41 \times 10^{13} \times r_0^{-8} & , \text{ se } 200 \leq r_0 \leq 500 \mu\text{m}, \end{cases}$$

e

$$w_2(u_{10}, \sigma_p) = R_\beta^{1,5},$$

com  $R_\beta$  computado pela Equação 2.1.

- Kudryavtsev e Makin (2009), seguindo as teorias de Kolmogorov (1949), Phillips (1985) e Kudryavtsev (2006), parametrizaram a produção de gotículas em função do comprimento de onda quebrando ( $\lambda$ ). Segundo os autores, as gotículas são ejetadas como um jato no escoamento do ar, na altura da crista das ondas, e confinadas dentro de uma fina camada turbulenta adjacente à crista (do inglês, *inner boundary layer*), cuja espessura ( $d$ ) é computada em função do número de onda ( $d \sim 0,1k^{-1}$ ). Dentro dessa camada, o raio máximo de uma gotícula ( $r_l$ ) é estimado por

$$r_l = c_r(\gamma\nu_a/k_b)^{1/3}u_s^{-1},$$

em que  $c_r = 30$  é uma constante,  $\gamma$  é a tensão superficial da água em  $\text{m}^3 \text{s}^{-2}$ ,  $k_b = 10 \text{ rad m}^{-1}$  é o menor comprimento de onda quebrando (GEMMRICH et al., 2008) e  $u_s$  é a velocidade do vento computada em  $z = H_s$ . Assumindo que dentro da camada turbulenta há conservação de massa, Kudryavtsev e Makin (2009) proporam

$$\frac{dF}{dr_0} = \frac{3c_s k_b}{4\pi c_r^3 \gamma \nu_a} \frac{u_s^4 u_*}{r_0 c_b} \exp(z_0^2/2H_s^2), \quad (r_0 < r_l) \quad (2.62)$$

sendo  $c_s = 10^{-6}$  e  $c_b$  a velocidade de fase associada ao número de onda  $k_b$ .

Nesse trabalho, foi utilizada a FQPG proposta por Zhao et al. (2006) porque essa parametrização está diretamente relacionada com o desenvolvimento do mar e apresenta acurácia nas estimativas quando comparada com observações.

### 2.6.3 Mecanismo termodinâmico dos aerossóis - fluxos

Após as gotículas serem produzidas e ejetadas na atmosfera, durante seu ciclo de vida, elas podem influenciar vários mecanismos que ocorrem na interface ar-mar, como: transportar cargas elétricas da superfície do mar para o ar, resultando em uma atmosfera mais eletrostática, o que pode ocasionar relâmpagos (ROLL, 1965); transportar matéria orgânica, tal como bactérias, e vir a ser núcleos de condensação, afetando as propriedades ópticas da camada limite superficial (BLANCHARD, 1983); alterar os fluxos de calor latente, calor sensível e momentum à interface ar-mar, o que pode modificar a estrutura de ciclones e intensificá-los (ANDREAS, 2002; ZHANG; PERRIE, 2006). Neste trabalho, é dado ênfase ao impacto das gotículas nos transportes de momentum e calor, entre o oceano e a atmosfera.

O fluxo de calor latente na interface ar-mar resulta da evaporação da superfície do oceano associada à perda de calor desse meio. Quando o ar está mais frio do que o mar, origina-se também um fluxo de calor sensível do oceano para a atmosfera, o que implica em um resfriamento do oceano (ARYA, 2001; DIJKSTRA, 2008). Na presença de gotículas, o balanço de calor na interface ar-mar é modificado pela liberação de calor sensível e pelo processo de evaporação gerado pelas gotículas. Quando as gotículas são lançadas na atmosfera, devido à diferença de temperatura e de umidade entre o ar e o mar, há uma transferência de calor sensível e latente entre as gotículas e a camada de ar próxima à superfície do mar, denominada camada de evaporação de gotícula - CEG (do inglês, *droplet evaporation layer*). Essa camada, cuja espessura é equivalente à altura da onda  $H_s$ , é mais fria e úmida do que a camada superficial seria sem a presença de gotículas (ANDREAS, 1995; MASSEL, 2007). Isso ocorre porque, no processo de evaporação, as gotículas retiram calor latente da CEG, resfriando-a, mas liberam vapor de água (ANDREAS, 1989; ANDREAS, 2002). Assim, o ar próximo à superfície está mais frio e úmido do que o observado na ausência de gotículas (ANDREAS; DECOSMO, 2002). Desse modo, esses dois processos são capazes de modificar o gradiente vertical de temperatura e de umidade, alterando, então, o balanço de calor à interface ar-mar. Zhang e Perrie (2006) verificaram esses dois efeitos ao considerar a presença de gotículas em simulação de ciclones. Na Figura 2.22, são ilustrados a CEG e os processos de liberação de calor, como descritos acima.

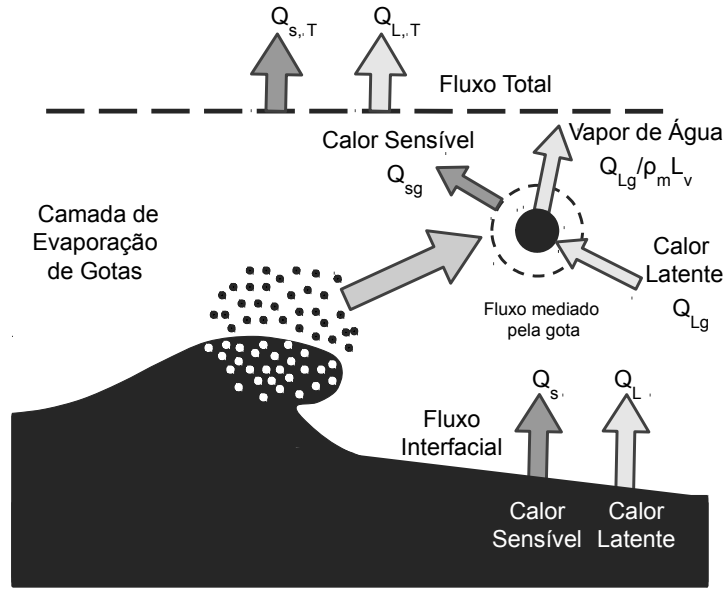


Figura 2.22 - Transferência de calor e vapor de água entre as gotículas e a CEG, sendo  $Q_L$  e  $Q_s$  os fluxos de calor latente e calor sensível, respectivamente, que ocorrem por difusão na interface ar-mar;  $Q_{Lg}$  e  $Q_{sg}$  os fluxos de calor latente e calor sensível mediados pelas bolhas e  $Q_{LT} = Q_L + Q_{Lg}$  e  $Q_{sT} = Q_s + Q_{sg}$  os fluxos de calor total latente e sensível, respectivamente.

Fonte: Adaptada de [Andreas \(2002\)](#).

Quando as gotículas são produzidas, possuem a temperatura e a salinidade da superfície do oceano. Todavia, uma vez formadas, evoluem para um equilíbrio térmico com o novo ambiente, neste caso a camada de ar (CEG). Esse equilíbrio térmico ocorre rapidamente, sendo a escala de tempo de no máximo 10 segundos ([ANDREAS, 1992](#)). Após o equilíbrio térmico, inicia-se o processo de transferência de calor latente, o qual está relacionado com duas escalas de tempo<sup>16</sup>: o tempo de residência da gotícula na atmosfera ( $\tau_f$ ), isto é, o tempo em que a gotícula permanece suspensa no ar (do inglês, *residence time*), e o tempo de decaimento do raio ( $\tau_e$ ), isto é, o tempo necessário para ocorrer uma redução do raio da gotícula maior que 63% (do inglês, *e-folding time*). Quando  $\tau_f < \tau_e$ , a gotícula retorna ao oceano antes de transferir todo seu calor latente. Caso contrário, a gotícula transfere todo seu calor latente e sensível antes mesmo de retornar ao oceano ([ANDREAS, 1989](#); [ANDREAS, 2005](#)). As transferências de calor sensível e latente dependem de vários fatores do meio, como

<sup>16</sup>A escala de tempo do calor latente chega a ser cinco ordens de magnitude maior do que a escala de tempo do calor sensível ([ANDREAS, 1992](#)).

a temperatura do ar e do mar, a umidade relativa, o raio de formação da gotícula, a velocidade do vento e a altura da onda (ANDREAS, 1989).

Os fluxos de calor sensível ( $Q_{sg}$ ) e calor latente ( $Q_{lg}$ ), em  $\text{W m}^{-2}$ , mediados pelas gotículas são computados como

$$Q_{sg} = M_{EJ}(T_{gota} - T_{eq})c_{pm}, \quad (2.63)$$

$$Q_{lg} = M_{EV}L_v, \quad (2.64)$$

em que  $T_{gota}$  é a temperatura da gotícula, isto é, a temperatura da água do mar  $T_{gota} = T_m$ ;  $T_{eq}$  é a temperatura de equilíbrio que as gotículas atingem com o ar (temperatura final da gotícula);  $c_{pm}$  é o calor específico da água do mar à pressão constante ( $\text{J kg}^{-1}\text{°C}^{-1}$ );  $L_v$  é o calor latente de vaporização ( $\text{J Kg}^{-1}$ );  $M_{EJ}$  é a massa da gotícula lançada na atmosfera; e  $M_{EV}$  é a massa evaporada da gotícula.

Para computar as massas  $M_{EJ}$  e  $M_{EV}$ , suponha que uma única gotícula é lançada na atmosfera e que a mesma é esférica. Então,

$$M_{EJ} = \rho_m \times \frac{4}{3}\pi r_0^3,$$

$$M_{EV} = \rho_m \times \frac{4}{3}\pi(r_0 - r_f)^3,$$

em que  $r_f$  é o raio final da gotícula, isto é, o raio computado na iminência da gotícula voltar ao oceano após o processo de evaporação [ $r_f = r(\tau_f)$ ].

Entretanto, em condições reais, são várias gotículas produzidas. Desse modo, sabendo que a razão de produção é dada por  $(dF/dr_0)$ , a massa total (por unidade de área e de tempo) é computada integrando-se sobre todo o número de gotículas. Assim,

$$M_{EJ} = \rho_m \times \frac{4}{3}\pi \int_{r_{inf}}^{r_{sup}} \left\{ r_0^3 \frac{dF}{dr_0} \right\} dr_0, \quad (2.65)$$

$$M_{EV} = \rho_m \times \frac{4}{3}\pi \int_{r_{inf}}^{r_{sup}} \left\{ [r_0^3 - r^3(\tau_f)] \frac{dF}{dr_0} \right\} dr_0, \quad (2.66)$$

em que  $r_{sup}$  e  $r_{inf}$  correspondem ao limite superior e inferior, respectivamente, do



intervalo de raios de gotículas considerado.

Andreas (1989) demonstrou que a evolução do raio de uma gotícula suspensa no ar em função do tempo  $[r(t)]$  é dada por

$$r(t) = r_{eq} + (r_0 - r_{eq}) \exp(-t/\tau_e), \quad (2.67)$$

em que  $r_{eq}$  representa o raio de equilíbrio, isto é, o raio alcançado pela gotícula quando a mesma chega em equilíbrio com o meio. Segundo o autor, essa relação é bem precisa até  $t/\tau_e = 1$ . Portanto, a constante  $\tau_e$  satisfaz

$$\frac{r(\tau_e) - r_{eq}}{r_0 - r_{eq}} = e^{-1}. \quad (2.68)$$

Para completar o problema, é necessário computar  $r_{eq}$ ,  $\tau_e$  e  $\tau_f$ , o que permitirá avaliar as Equações 2.65 e 2.66 e, assim, obter os fluxos de calor sensível (Equação 2.63) e de calor latente (Equação 2.64) mediados pelas gotículas. A seguir, esses termos são computados utilizando a teoria básica da microfísica de gotículas de solução aquosa desenvolvida por Pruppacher e Klett (1978), sendo algumas equações modificadas por Andreas (1989) e Innocentini e Gonçalves (2010).

## 2.7 Microfísica dos aerossóis - Equações governantes

Nesta seção, são descritos as equações governantes da microfísica de gotículas e os métodos numéricos utilizados para computar a evolução temporal e as escalas de tempo do raio da gotícula.

### 2.7.1 Evolução do raio das gotículas

Seguindo Pruppacher e Klett (1978, Equações 13-28, pág. 420), a variação temporal do raio de uma gotícula suspensa no ar é dada por

$$\frac{\partial r}{\partial t} = \frac{\varpi}{\Omega r}, \quad (2.69)$$

em que

$$\varpi = (f_{ur} - 1) - \Psi;$$

$$\Omega = \frac{\rho_m R T_a}{D'_w M_m e_{sat}(T_a)} + \frac{\rho_m L_v}{k'_a T_a} \left[ \frac{L_v M_m}{R T_a} - 1 \right];$$

$$\Psi = \frac{2M_m \delta_s}{R T_a \rho_{ap} r} - \frac{\gamma \Theta_s m_s (M_m/M_s)}{[m_g - m_s]},$$

sendo  $r$  o raio instantâneo da gotícula;  $\rho_{ap}$  a densidade da água pura;  $m_s$  a massa de sal na gotícula (kg);  $m_g$  a massa da gotícula;  $D'_w$  a difusividade molecular do vapor de água no ar modificada pela curvatura ( $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ );  $k'_a$  a condutividade térmica do ar modificada pela curvatura ( $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$ );  $R = 8,31441 \text{ J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$  a constante universal dos gases;  $M_m = 18,0160 \times 10^{-3} \text{ kg mol}^{-1}$  o peso molecular da água;  $M_s = 58,443 \times 10^{-3} \text{ kg mol}^{-1}$  o peso molecular do cloreto de sódio (NaCl);  $T_a$  a temperatura do ar em Kelvin;  $f_{ur}$  a fração da umidade relativa (isto é,  $0 \leq f_{ur} \leq 1$ );  $e_{sat}$  a pressão de saturação (hPa);  $\delta_s$  a tensão superficial da água do mar ( $\text{J m}^{-2}$ );  $\Theta_s$  o coeficiente de osmose da gotícula e  $\gamma = 2$  o número de íons no qual uma molécula de sal dissocia-se na gotícula.

Andreas (1989) derivou a seguinte expressão para  $\Theta_s$ :

$$\Theta_s = t_1 - t_2 m + t_3 m^2 - t_4 m^3 + t_5 m^4,$$

com  $t_1 = 0,9270$ ;  $t_2 = 2,164 \times 10^{-2}$ ;  $t_3 = 3,486 \times 10^{-2}$ ;  $t_4 = 5,956 \times 10^{-3}$  e  $t_5 = 3,911 \times 10^{-4}$ , sendo  $m$  a molalidade ( $0 < m < 6$ ) dada por

$$m = \frac{m_s}{M_s m_{ap}}$$

e  $m_{ap} = \frac{4}{3} \rho_{ap} r_0^3$  a massa de água pura na gotícula.

Sabendo que a salinidade da superfície do mar ( $s_{al}$ ) é

$$s_{al} = \frac{m_s}{m_{ap} + m_s},$$

a massa de sal na gotícula pode ser expressa como

$$m_s = \left( \frac{s_{al}}{1 - s_{al}} \right) m_{ap}.$$

Andreas (2005), baseando-se em Pruppacher e Klett (1978), propôs as seguintes

relações para  $D'_w$  e  $k'_a$

$$k'_a = \frac{k_a}{\Gamma_k}, \quad (2.70)$$

$$D'_w = \frac{D_w}{\Gamma_d}, \quad (2.71)$$

em que

$$\Gamma_k = \frac{r_0}{r_0 + \Delta_t} + \frac{k_a}{r_0 \alpha_t \rho_a c_{pa}} \left( \frac{2\pi M_a}{RT_a} \right)^{1/2},$$

$$\Gamma_d = \frac{r_0}{r_0 + \Delta_w} + \frac{D_w}{r_0 \alpha_c} \left( \frac{2\pi M_m}{RT_a} \right)^{1/2},$$

sendo  $r_0$  o raio de formação da gotícula em metros;  $\Delta_t = 2,16 \times 10^{-7}$  uma constante empírica;  $\alpha_t = 7 \times 10^{-1}$  uma constante empírica;  $c_{pa}$  o calor específico do ar ( $\text{J kg}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ );  $M_a = 28,9644 \times 10^{-3} \text{ kg mol}^{-1}$  o peso molecular do ar seco;  $T_a$  a temperatura do ar em graus Kelvin;  $k_a$  a condutividade térmica do ar ( $\text{W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ );  $\Delta_w = 8 \times 10^{-8}$  uma constante empírica;  $\alpha_c = 3,6 \times 10^{-2}$  um constante empírica e  $D_w$  a difusividade do vapor de ar ( $\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$ ).

Os termos  $k_a$  e  $D_w$ , nas Equações 2.70 e 2.71, são expressos por

$$k_a = 2,411 \times 10^{-2} (1 + 3,309 \times 10^{-3} T_a - 1,441 \times 10^{-6} T_a^2),$$

com  $T_a$  em graus Celsius, e

$$D_w = 2,11 \times 10^{-5} \left( \frac{T_a}{T_0} \right)^{1,94} \left( \frac{P_0}{P} \right),$$

em que  $T_0$  e  $P_0$  representam a temperatura e a pressão de referência, respectivamente. Neste caso,  $T_a$  é dada em Kelvin e  $P$  em milibar.

Para calcular a tensão da superfície do mar na Equação 2.69, utiliza-se a relação (PRUPPACHER; KLETT, 1978, pág. 107)

$$\delta_s = \delta_{ap} + 2,77 \times 10^{-2} \left( \frac{s_{al}}{1 - s_{al}} \right),$$

em que  $\delta_{ap}$  ( $\text{J m}^{-2}$ ) representa a tensão da superfície em um ambiente com água pura

expressa como

$$\delta_{ap} = 7,610 \times 10^{-2} - 1,55 \times 10^{-4} T_m,$$

desde que  $0 < s < 260\%$  e  $-40^\circ C < T_m < 40^\circ C$ .

Por fim, a pressão de saturação utilizada na Equação 2.69 é dada por (BUCK, 1981)

$$e_{sat}(T_a) = 6,1375 \exp \left( \frac{17,502 T_a}{240,97 + T_a} \right),$$

com  $T_a$  em graus Celsius e  $e_{sat}$  em milibar.

### 2.7.2 Raio de equilíbrio

O raio de equilíbrio  $r_{eq}$  corresponde a  $r$  satisfazendo  $\partial r / \partial t = 0$ , o que implica pela Equação 2.69 em

$$\varpi(r) = 0. \quad (2.72)$$

Embora  $f_{ur}$  seja modificada com a redução do raio, aqui  $f_{ur}$  é mantida constante quando é computado  $r_{eq}$ , como em Andreas (2005) e Innocentini e Gonçalves (2010).

A Equação 2.72 é equivalente a uma equação de quarto grau com  $r_{eq}$  no denominador. Desse modo, é necessário utilizar um método iterativo para computar  $\varpi(r) = 0$ . Assim como Andreas (2005), utiliza-se o método iterativo de Newton. Supondo que  $r_{vi}$  seja o valor inicial estimado, aplicando o método de Newton na Equação 2.72, tem-se

$$\begin{aligned} r_{eq}^0 &= r_{vi}, \\ r_{eq}^1 &= r_{eq}^0 - \frac{\varpi(r_{eq}^0)}{(\partial \varpi / \partial r) |_{r_{eq}^0}}, \\ &\vdots \\ r_{eq}^n &= r_{eq}^{n-1} - \frac{\varpi(r_{eq}^{n-1})}{(\partial \varpi / \partial r) |_{r_{eq}^{n-1}}}, \end{aligned} \quad (2.73)$$

em que

$$\frac{\partial \varpi}{\partial r} = \left( \frac{2M_m \delta_s}{RT_a r^2 \rho_m} \right) - \frac{\gamma \Theta_s m_s (M_m / M_s) (4\pi r^2 \rho_m)}{\left( \frac{4\pi r^3 \rho_m}{3} - m_s \right)^2}.$$

Analisando detalhadamente a função  $\partial\varpi/\partial r$ , é notada uma descontinuidade quando o denominador do segundo termo é zero. Isso significa que o valor inicial estimado é crucial para a convergência correta do método. A divergência irá ocorrer se  $r_{vi}$  for menor que  $r$  correspondendo à descontinuidade. Para evitar este problema, o valor inicial estimado é  $(r_{vi} + 0, 1r_{vi})$ , em que

$$r_{vi} = \left( \frac{3m_s}{4\pi\rho_m} \right)^{1/3}.$$

Desse modo, dada a temperatura do ar e do mar, a salinidade, a umidade relativa e a densidade do mar, obtém-se o raio de equilíbrio para cada raio.

### 2.7.3 Tempo de residência $\tau_f$

A escala de tempo  $\tau_f$ , isto é, o tempo que uma gotícula fica suspensa na atmosfera, depende da altura  $Z$  em que a gotícula é lançada na atmosfera e da velocidade terminal de queda da gotícula  $U_f$ . Essa relação é expressa por

$$\tau_f = \frac{Z}{U_f}. \quad (2.74)$$

Tradicionalmente, é assumido que as gotículas são lançadas na altura da onda  $H_s$  (ANDREAS, 1989; ANDREAS, 1992; INNOCENTINI; GONÇALVES, 2010). Então, nessa pesquisa, é considerado  $Z = H_s$ .

Para estimar a velocidade terminal  $U_f$ , supõe-se que a gotícula é lançada em uma atmosfera em repouso<sup>17</sup>. Sob essas condições, três forças atuam sobre a gotícula: força gravitacional ( $F_g$ ), força de flutuabilidade (do inglês, *buoyancy force*) ( $F_f$ ) e a força de arrasto do ar devido ao movimento da gotícula ( $F_a$ ). Na Figura 2.23, são ilustradas essas três forças atuando em uma gotícula de raio  $r$ .

---

<sup>17</sup>Aqui é utilizado o princípio físico da independência dos deslocamentos vertical e horizontal em um movimento bidimensional (HALLIDAY et al., 2001, pág. 53).

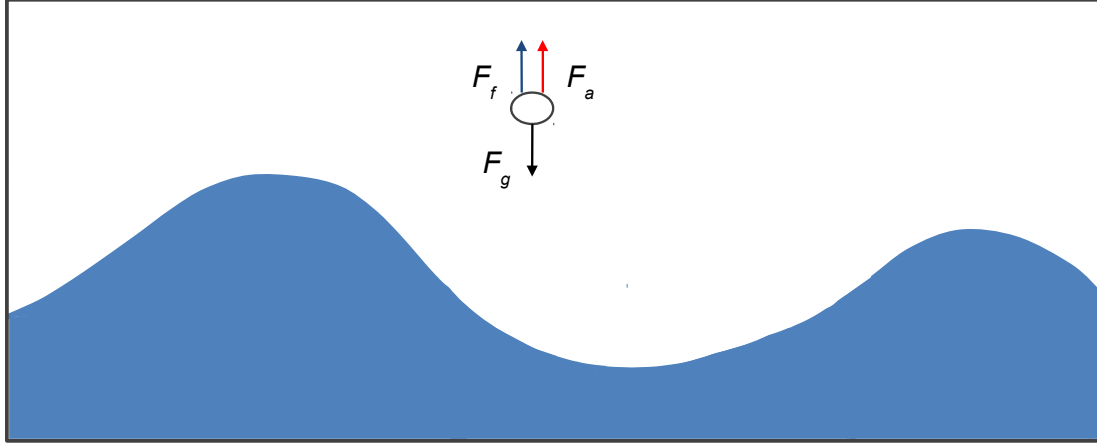


Figura 2.23 - Balanço das forças que atuam em uma gotícula suspensa no ar em uma atmosfera em repouso, sendo  $F_g$ ,  $F_f$  e  $F_a$  as forças gravitacional, de flutuação e de arrasto do ar, respectivamente.

Considerando que a gotícula é esférica e possui raio  $r$ , essas três forças são estimadas como

$$F_g = \text{Peso} = \frac{4\pi r^3 \rho_m}{3} g,$$

$$F_f = \frac{4\pi r^3 \rho_a}{3} g,$$

$$F_a = C_{dg} \rho_a (\pi r^2) U^2,$$

em que  $U$  é a velocidade de queda da gotícula e  $C_{dg}$  o coeficiente de arrasto em uma gotícula esférica, o qual é definido por (FRIEDLANDER, 1977):

$$C_{dg} = \frac{6\nu_a}{U} (1 + 0,158\zeta), \quad (2.75)$$

sendo  $\zeta$  dado por

$$\zeta = \frac{2rU}{\nu_a}. \quad (2.76)$$

Aplicando a Segunda Lei de Newton nesse sistema de forças (Figura 2.23), tem-se que

$$F_{rg} = F_g - (F_f + F_a) = m_g a_c, \quad (2.77)$$

em que  $F_{rg}$ ,  $m_g$  e  $a_c$  representam a força resultante, a massa e a aceleração da

gotícula, respectivamente.

Utilizando as relações dadas por  $F_g$ ,  $F_f$ ,  $F_a$  e  $m_g$ , a Equação 2.77 é reescrita como

$$\frac{4\pi r^3}{3}(\rho_m - \rho_a)g - C_{dg}\rho_a(\pi r^2)U^2 = \frac{4\pi\rho_m r^3}{3}a_c. \quad (2.78)$$

Quando  $U = U_f$ , ou seja, quando a gotícula atinge sua velocidade terminal, a aceleração é nula ( $a_c = 0$ ). Impondo essa condição na Equação 2.78 e utilizando a Equação 2.75, obtém-se

$$U_f = \frac{2r^2g}{9\nu_a \left[ 1 + 0,158 \left( \frac{2rU_f}{\nu_a} \right)^{2/3} \right]} \left( \frac{\rho_m}{\rho_a} - 1 \right). \quad (2.79)$$

Como  $U_f$  é dada por uma equação transcendental, é necessário utilizar o método iterativo de Newton para obtê-la. Para isso, manipulando algebricamente a Equação 2.79, define-se a função  $Y$  como

$$Y(U_f) = 9\nu_a U_f + \left[ 1,422\nu_a \left( \frac{2r}{\nu_a} \right)^{2/3} \right] U_f^{5/3} - 2r^2g \left( \frac{\rho_m}{\rho_a} - 1 \right). \quad (2.80)$$

Análogo ao realizado na Seção 2.7.2, supondo que  $U_i = 0,001 \text{ m s}^{-1}$  seja o valor inicial estimado para a velocidade, aplicando o método de Newton na Equação 2.80, tem-se

$$\begin{aligned} U_f^0 &= U_i, \\ U_f^1 &= U_f^0 - \frac{Y(U_f^0)}{(\partial Y / \partial U_f) |_{U_f^0}}, \\ &\vdots \\ U_f^n &= U_f^{n-1} - \frac{Y(U_f^{n-1})}{(\partial Y / \partial U_f) |_{U_f^{n-1}}}, \end{aligned} \quad (2.81)$$

em que

$$\frac{\partial Y}{\partial U_f} = 9\nu_a + \left[ 1,422\nu_a \left( \frac{2r}{\nu_a} \right)^{2/3} \right] \frac{5}{3} U_f^{2/3}. \quad (2.82)$$

Portanto, dado a densidade do ar e do mar, a viscosidade do ar e o raio da gotícula, computa-se a velocidade terminal (Equação 2.81). Utilizando o espectro de onda,

calcula-se a altura  $H_s$ , o que permite avaliar  $\tau_f$  pela Equação 2.74.

#### 2.7.4 Tempo de decaimento $\tau_e$

Para calcular o tempo de decaimento  $\tau_e$ , como definido pela Equação 2.68, utiliza-se uma expansão em série de Taylor. Considere a Função  $X(t)$  definida por

$$X(t) = \ln \left[ \frac{r(t) - r_{eq}}{r_i - r_{eq}} \right], \quad (2.83)$$

em que  $X(\tau_e) = -1$  e  $X(0) = 0$ . Expandindo  $X(t)$  em séries de Taylor centradas em  $t = \tau_e/2$ ,

$$X(0) = X(\tau_e/2) - \frac{\tau_e}{2} \frac{\partial X}{\partial t} \Big|_{\tau_e/2} + \left( \frac{\tau_e}{2} \right)^2 \frac{\partial^2 X}{\partial t^2} \Big|_{\tau_e/2} - \dots,$$

$$X(\tau_e) = X(\tau_e/2) + \frac{\tau_e}{2} \frac{\partial X}{\partial t} \Big|_{\tau_e/2} + \left( \frac{\tau_e}{2} \right)^2 \frac{\partial^2 X}{\partial t^2} \Big|_{\tau_e/2} + \dots,$$

e subtraindo essas duas expressões truncando nos termos de 2ª ordem, o resultado é

$$X(\tau_e) - X(0) = \tau_e \times \frac{\partial X}{\partial t} \Big|_{\tau_e/2} = -1$$

ou

$$\tau_e = - \left( \frac{\partial X}{\partial t} \Big|_{\tau_e/2} \right)^{-1}. \quad (2.84)$$

Da definição de  $X(t)$  (Equação 2.83), tem-se

$$\frac{\partial X}{\partial t} \Big|_{\tau_e/2} = \left( \frac{r_i - r_{eq}}{r(\tau_e/2) - r_{eq}} \right) \times \frac{\partial r}{\partial t} \Big|_{\tau_e/2}, \quad (2.85)$$

sendo  $\partial r / \partial t$  avaliada pela Equação 2.69. Desse modo, para computar  $(\partial X / \partial t)|_{\tau_e/2}$ , é necessário saber  $r(\tau_e/2)$  e  $(\partial r / \partial t)|_{\tau_e/2}$ .

Uma vez que  $X(t)$  é quase linear de  $X(0) = 0$  para  $X(\tau_e) = -1$ , é razoável assumir que  $X(\tau_e/2) = -1/2$ . Logo,

$$\exp [X(\tau_e/2)] = \frac{r(\tau_e/2) - r_{eq}}{r_i - r_{eq}} = \sqrt{\frac{1}{e}}$$



ou

$$r(\tau_e/2) = \sqrt{\frac{1}{e}} \times (r_i - r_{eq}) + r_{eq}. \quad (2.86)$$

Desse modo, para cada raio, o procedimento numérico consiste em aplicar o método iterativo (Equação 2.73) para computar  $r_{eq}$ . Assim,  $r(\tau_e/2)$  calculado pela Equação 2.86 permite avaliar  $\partial r / \partial t|_{\tau_e/2}$  utilizando a Equação 2.69. Então,  $\tau_e$  é computado pela Equação 2.84.

## 2.8 Influência dos aerossóis marinhos nos processos climáticos

Com base no princípio físico, o efeito das gotículas na camada limite superficial pode ser dividido em três grupos: i) o efeito da distribuição de momentum devido à aceleração das gotículas (ANDREAS; EMANUEL, 2001; ANDREAS, 2004); ii) o efeito da supressão da turbulência associado à formação de uma camada ‘escorregadia’ gerada pela produção de gotículas (BARENBLATT, 1955; MAKIN, 2005; KUDRYAVTSEV, 2006; KUDRYAVTSEV; MAKIN, 2011); e iii) o efeito termodinâmico através das trocas de calor latente e calor sensível entre as gotículas e o ar (ANDREAS, 1989; ANDREAS, 1992; FAIRALL et al., 1994; ANDREAS; DECOSMO, 2002; ANDREAS, 2010; INNOCENTINI; GONÇALVES, 2010; ANDREAS, 2011; BIANCO et al., 2011).

Os dois primeiros efeitos já foram abordados na Seção 2.2.3, onde foi mostrado que, em condições de ventos fortes, as gotículas podem redistribuir momentum entre o oceano e a atmosfera e também acelerar o escoamento do ar próximo à superfície. Esses dois processos modificam o coeficiente de arrasto das ondas, podendo alterar a intensidade de ciclones (EMANUEL, 1995; ANDREAS; EMANUEL, 2001). Babanin (2011, pág., 350) fez uma revisão sobre esses dois efeitos associados às gotículas. Nessa seção, é analisado apenas o aspecto termodinâmico das gotículas.

Riehl (1954) foi o primeiro a sugerir que os aerossóis marinhos têm um papel significativo nos transportes de calor e umidade, os quais podem alterar os fluxos na interface. Tais efeitos são tão expressivos que, segundo o autor, têm papel importante na geração e manutenção de ciclones tropicais.

Apesar dos esforços das últimas décadas, ainda há controvérsias sobre a estimativa do impacto das gotículas nos fluxos de calor e umidade. Enquanto há consenso geral de que o efeito das gotículas é pequeno para condições de ventos moderados ( $< 20 \text{ m s}^{-1}$ ) (HASSE, 1992; MAKIN, 1998; ANDREAS; DECOSMO, 2002; INNOCENTINI; GONÇALVES, 2010), as opiniões sobre as estimativas para condições de ventos fortes

diferem. Por exemplo, [Pielke e Lee \(1991\)](#) encontraram impactos significativos das gotículas no fluxo de calor para ventos com velocidade na ordem de  $40 \text{ m s}^{-1}$ . Por outro lado, [Fairall et al. \(1994\)](#) concluíram que o efeito das gotículas é desprezível (na ordem de 10%) em situações em que a velocidade do vento é inferior a  $50 \text{ m s}^{-1}$ .

[Makin \(1998\)](#) também avaliou o impacto da produção de gotículas nos fluxos de calor e de umidade através de um modelo unidimensional de camada limite. Este modelo foi baseado no balanço das equações de movimento, calor e umidade. O autor notou uma pequena influência das gotículas nos fluxos de calor e umidade quando a velocidade do vento era menor que  $18 \text{ m s}^{-1}$ . Entretanto, quando a velocidade do vento era superior a  $25 \text{ m s}^{-1}$ , o impacto foi significativo.

[Bao et al. \(2000\)](#) utilizaram um sistema de modelos acoplados oceano-atmosfera, com a física das gotículas baseada nos trabalhos de [Fairall et al. \(1994\)](#), para simular ciclones tropicais no Golfo do México. Os autores concluíram que, se todas as gotículas produzidas evaporassem, não havia intensificação dos ciclones. Isso ocorria porque a eficiência da evaporação é tão elevada que o resfriamento gerado pelas gotículas produz uma camada de estratificação estável, inibindo o desenvolvimento.

[Andreas e Emanuel \(2001\)](#) avaliaram o processo de reentranhamento das gotículas no oceano utilizando um algoritmo simplificado de microfísica de gotículas. Segundo os autores, após o processo de evaporação das gotículas, as mesmas resfriam-se e, ao retornarem para o oceano, modificam a temperatura da superfície do mar e o balanço de entalpia.

[Zhang e Perrie \(2006\)](#) utilizaram um sistema de modelos acoplados composto pelos modelos de ondas WAVEWATCH III e atmosférico *Canadain Mesoscale Community model* (MC2), para estudar o impacto combinado das gotículas e do arrasto das ondas no desenvolvimento e intensificação de tempestades. Os autores mostraram que, com ventos intensos e temperatura do mar alta, a evaporação das gotículas umedeceu e esfriou o ar próximo à superfície, aumentando a diferença de temperatura entre a superfície do ar e do mar, desestabilizando a camada limite e intensificando a turbulência. Então, o transporte vertical de umidade aumentou, contribuindo significativamente para a liberação de calor latente em níveis intermediários da atmosfera e para formação de nuvens. Desta forma, foi gerada uma estrutura favorável à intensificação da tempestade.

Andreas (2009b) utilizou as parametrizações do fluxo de calor mediado pelas gotículas desenvolvidas por Andreas e Emanuel (2001) e os dados dos experimentos do HEXOS e do *Fronts and Atlantic Storm- Tracks Experiment* - FASTEX (PERSSON et al., 2005), para avaliar o impacto das gotículas no fluxo de calor em condições de ventos fortes. O autor concluiu que a magnitude dos fluxos na interface simulada por seu modelo era menor do que o resultado apresentado pelos dados do HEXOS e do FASTEX. Por outro lado, quando era adicionado o efeito das gotículas no modelo, essa magnitude era compatível com a observada nos experimentos HEXOS e FASTEX. Resultados semelhantes também foram encontrados por Andreas et al. (2008).

Innocentini e Gonçalves (2010) avaliaram o efeito da produção de gotículas utilizando um modelo simplificado de camada limite, em que os fluxos à superfície são computados pela TSMOK. Em seus experimentos, foi considerado que o mar estava mais quente do que a atmosfera próxima à superfície. Nestas condições, a liberação de calor sensível pelas gotículas aquecia a atmosfera, enquanto a evaporação resfriava-a. Os autores notaram que o balanço entre esses dois efeitos opostos é controlado pelo estado do mar, o qual é responsável pela quantidade de gotículas lançada na atmosfera; e pela umidade relativa que controla o calor latente. O resfriamento foi predominante para valores menores de  $H_s$ . Entretanto, para  $H_s > 5$  m, o aquecimento prevaleceu.

Bao et al. (2011) implementaram o efeito das gotículas (momentum e calor) no modelo WRF e simularam um ciclone tropical artificial. Ao comparar os resultados das simulações com gotículas e sem gotículas, os autores notaram que as gotículas dobraram o fluxo de calor sensível e aumentaram o fluxo calor latente em 10%. Quanto ao fluxo de momentum do ar para o mar, foi verificada uma redução em aproximadamente 35%. Desse modo, os autores concluíram que as gotículas têm um papel importante na mistura turbulenta próxima à interface ar-mar.

Bianco et al. (2011) também avaliaram o efeito das gotículas em condições de ventos fortes utilizando o modelo de camada limite elaborado por Kepert e Fairall (1999). Segundo os autores, quando a velocidade do vento é inferior a  $40 \text{ m s}^{-1}$ , as gotículas produzidas são pequenas em tamanho e evaporam substancialmente, resfriando a camada de evaporação de gotículas. Porém, quando a velocidade do vento é acima de  $50 \text{ m s}^{-1}$ , são produzidas gotículas com raios maiores e, logo, essas retornam para oceano antes de evaporarem completamente. Desse modo, o calor sensível liberado

pelas gotículas aquece a atmosfera, aumentando a força de flutuabilidade e a mistura turbulenta, proporcionando características favoráveis ao desenvolvimento de ciclones.

Liu et al. (2012) utilizaram um sistema de modelos acoplados - CAWOMS (LIU et al., 2011), constituído pelo modelo atmosférico WRF, pelo modelo de circulação oceânica *Princeton Ocean Model* - POM (MELLOR; BLUMBERG, 1985) e pelo modelo de ondas de superfície *Simulating WAVes Nearshore* - SWAN (BOOIJ et al., 1999), para estudar o efeito do desenvolvimento do mar e das gotículas em uma tempestade tropical idealizada. Os resultados desse trabalho, com relação aos efeitos do campo de ondas e das gotículas nos fluxos de calor latente e sensível, são exemplificados nas Figuras 2.24 e 2.25.

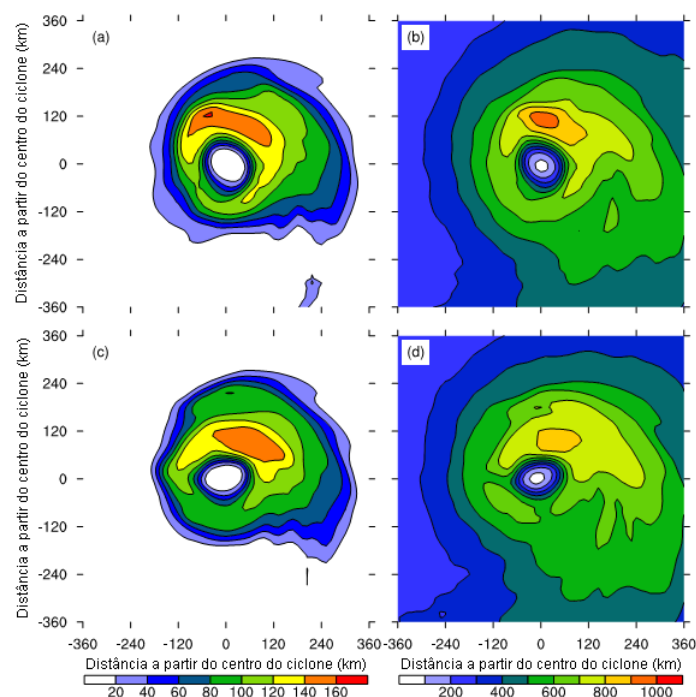


Figura 2.24 - Fluxo de calor ( $\text{W m}^{-2}$ ) simulado pelo sistema acoplado CAWOMS após 54 horas de integração. a) e c) fluxo de calor sensível sem gotículas e com gotículas, respectivamente; e b) e d) fluxo de calor latente sem gotículas e com gotículas, respectivamente. O efeito das gotículas foi considerado apenas na distribuição de momentum.

Fonte: Adaptada de Liu et al. (2012).

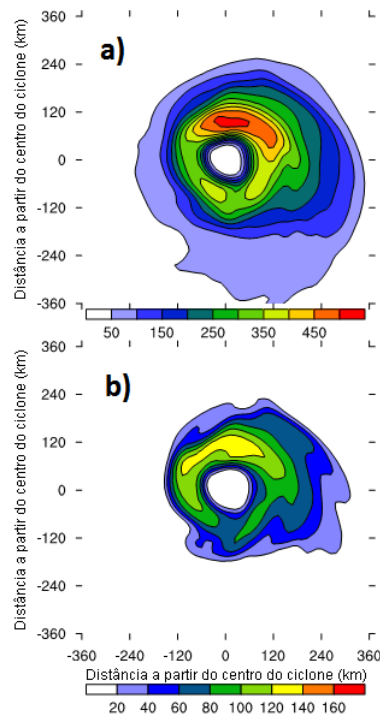


Figura 2.25 - Fluxo de calor sensível ( $\text{W m}^{-2}$ ) simulado pelo sistema acoplado CAWOMS após 54 horas de integração. a) Fluxo total de calor sensível, isto é, fluxo interfacial somado ao fluxo mediado pelas gotículas. b) Fluxo interfacial de calor sensível, isto é, fluxo na interface sem o efeito das gotículas. Fonte: Adaptada de Liu et al. (2012).

Os autores concluíram que, ao adicionar o efeito das ondas e das gotículas no comprimento de rugosidade, ocorrem modificações nos fluxos de calor latente e calor sensível, porém o padrão foi mantido (Figura 2.24). Por outro lado, ao implementar o efeito do calor sensível mediado pelas gotículas no modelo, o fluxo total de calor sensível (fluxo interfacial somado ao fluxo mediado pelas gotículas) dobrou (Figura 2.25).

Como notado, o efeito termodinâmico das gotículas pode afetar a dinâmica da interação ar-mar. Posteriormente, os resultados dessa pesquisa são comparados com as análises descritas nessa seção.

## 2.9 Fundamentos da transferência de gás na interface ar-mar

A interface ar-mar representa um elo importante entre o oceano e a atmosfera, atuando como mediadora das transferências de momentum, calor e gases entre os dois

fluidos. Em particular, os fluxos de gases, como oxigênio ( $O_2$ ), dimetil sulfeto (DMS) e dióxido de carbono ( $CO_2$ ), através da interface são de fundamental importância para estudos de produtividade marinha, ciclo biogeoquímico, química da atmosfera, clima e saúde do homem (LISS; MERLIVAT, 1986; NIGHTINGALE, 2009). Nessa seção, são analisados apenas os processos associados ao dióxido de carbono, porque esse gás tem um papel crucial nas previsões climáticas (FAIRALL et al., 2000; ZHAO et al., 2003).

A troca de  $CO_2$  na interface ar-mar é um processo importante de seu ciclo geoquímico, sendo absorvido pelo oceano por meio de reações químicas ou por mecanismos dinâmicos, como a difusão molecular e a turbulência (LISS; MERLIVAT, 1986).

O  $CO_2$  em contato com a água forma o ácido carbônico, o qual reage lentamente com o cálcio e com o magnésio da crosta terrestre, formando carbonatos. Esses carbonatos são arrastados para os oceanos, onde se acumulam em seu leito em camadas ou são assimilados por organismos marinhos, que eventualmente, depois que morrem, também se depositam no fundo do mar. O dióxido de carbono dissolve-se também mais facilmente na água do mar do que na água pura, porque a água do mar contém naturalmente íons carbonato, os quais, por meio de reações moleculares, consomem o dióxido de carbono. Consequentemente, mais fácil será para o dióxido de carbono entrar nos oceanos (BOPP; QUÉRÉ, 2009).

Por outro lado, a absorção de  $CO_2$  pelo oceano também ocorre por transferência na interface gerada por mecanismos físicos e dinâmicos, tais como a temperatura e a solubilidade do gás, o gradiente de concentração de  $CO_2$  entre o ar e o mar, a velocidade do vento à superfície, a turbulência próxima à superfície do mar e a agitação marítima (WANNINKHOF et al., 1985; JÄHNE et al., 1987; WOOLF, 1993).

De modo geral, a transferência de gás através da interface é governada por interações entre os transportes por difusão molecular e por turbulência que ocorrem próximos à superfície. Os transportes moleculares são dominantes quando não ocorre a quebra de ondas e a velocidade do vento é muito pequena ( $< 5\text{ m s}^{-1}$ ). Neste caso, ocorre apenas uma transferência por difusão molecular na interface (transferência direta) (JÄHNE et al., 1987). Por outro lado, com a presença de ondas, exceto para um sistema de forte estratificação estável, o transporte turbulento excede em muitas ordens de grandeza o transporte molecular. Entretanto, o movimento turbulento não penetra na superfície do mar, existindo, assim, uma fina camada limite na superfície, na qual

os transportes moleculares são dominantes e cuja espessura depende da intensidade dos movimentos turbulentos (JähNE et al., 1987). Na próxima seção, é apresentada a teoria básica das troca de gases na interface ar-mar.

### 2.9.1 Modelo de transferência de gás

O princípio básico da troca de gás na interface ar-mar é explicada por Whitman (1923), Liss e Slater (1974) e Liss (1983). Segundo esses autores, a equação de transferência de um gás na interface, desprezando a presença de bolhas, pode ser obtida através de um modelo de duas camadas, como o ilustrado na Figura 2.26.

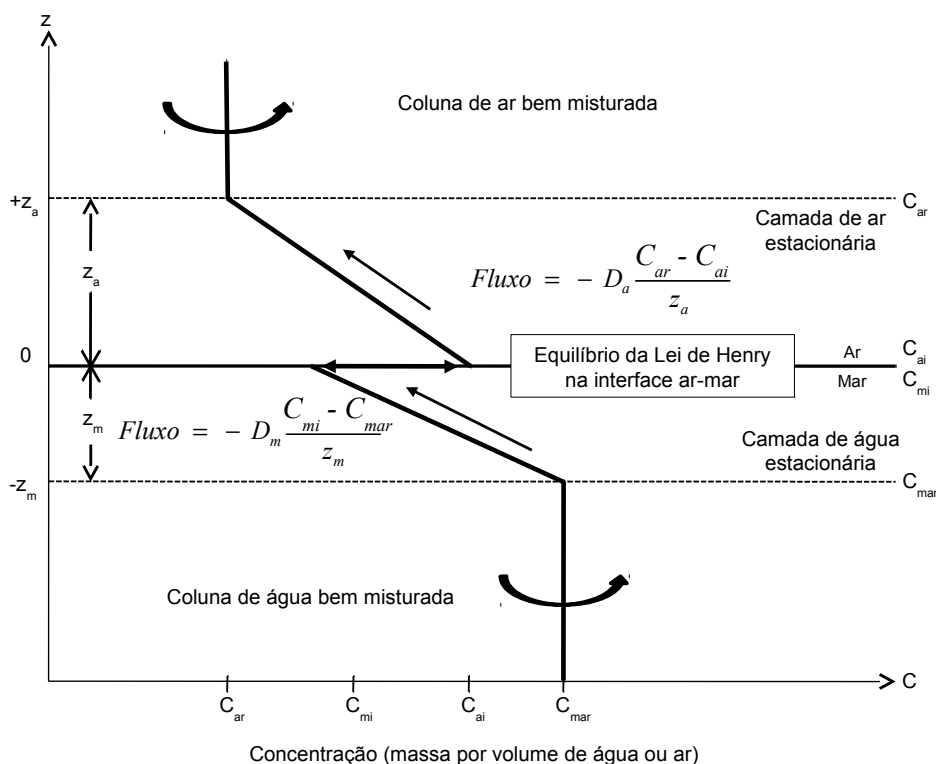


Figura 2.26 - Modelo de duas camadas para transferência de gás na interface ar-mar.

Fonte: Adaptada de Liss (1983).

Essa teoria assume um estado estacionário<sup>18</sup> em ambas as camadas de água e ar

<sup>18</sup>O estado estacionário significa que as camadas são bem misturadas, de tal modo que a con-

adjacentes à interface ar-mar. Entretanto, isso não significa que o gás é inerte, mas sim que o processo de mistura é maior que qualquer outro termo fonte ou sumidouro do determinado gás. Assumindo que a transferência entre essas duas camadas ocorra apenas por difusão molecular, a ocorrência de qualquer processo na camada é mais lenta que o mecanismo molecular. Este modelo é unidimensional, sendo que o transporte é considerado apenas na direção vertical e a concentração independe da posição horizontal.

Desse modo, assumindo a validade da Primeira Lei de Fick<sup>19</sup>, o fluxo de gás na camada de espessura  $z_a$  (camada de ar estacionária) é

$$\Upsilon_{ar} = -D_a \frac{dC}{dz} \approx -D_a \frac{C_{ar} - C_{ai}}{z_a}, \quad (2.87)$$

em que  $D_a$  é o coeficiente de difusão molecular do gás no ar,  $C_{ar}$  é a concentração volumétrica do gás no ar,  $C_{ai}$  é a concentração do gás no ar no limite entre a camada de ar estacionária e a superfície do mar e  $z_a$  é a espessura da camada de ar estacionária. Note que o fluxo  $\Upsilon_{ar}$  é positivo quando o gás é transportado da água para o ar e que, como o coeficiente de difusão no ar é considerado constante em toda a camada, o fluxo será constante em qualquer ponto dentro dessa camada.

Analogamente, pode-se definir também o fluxo dentro da camada de água estacionária  $\Upsilon_{mar}$  como

$$\Upsilon_{mar} = -D_m \frac{dC}{dz} \approx -D_m \frac{C_{mi} - C_{mar}}{z_m}, \quad (2.88)$$

em que  $D_m$  é o coeficiente de difusão molecular do gás na água,  $C_{mar}$  é a concentração volumétrica do gás na água,  $C_{mi}$  é a concentração do gás na água no limite entre a camada de água estacionária e a superfície do mar e  $z_m$  é a espessura da camada de água estacionária.

Definindo a velocidade de transferência do gás no ar ( $k_a$ ) e na água ( $k_m$ ) por (LISS, 1983)

$$k_m = \frac{D_m}{z_m}$$

e

$$k_a = \frac{D_a}{z_a},$$

---

centração de um gás qualquer é uniforme.

<sup>19</sup>Para processos de difusão em estado estacionário, a equação que correlaciona o fluxo de difusão com o gradiente de concentração é chamada de Primeira Lei de Fick (BERGMAN et al., 2002).



as Equações 2.87 e 2.88 são reescritas como

$$\Upsilon_{ar} = -k_a(C_{ar} - C_{ai}), \quad (2.89)$$

$$\Upsilon_{mar} = -k_m(C_{mi} - C_{mar}). \quad (2.90)$$

Quando a troca na interface está em processo de equilíbrio, os fluxos nessas camadas são iguais,  $\Upsilon_{ar} = \Upsilon_{mar} = \Upsilon_{am}$ . Logo,

$$\Upsilon_{am} = -k_a(C_{ar} - C_{ai}) = -k_m(C_{mi} - C_{mar}). \quad (2.91)$$

Supondo que as camadas imediatamente acima e abaixo da interface estão em equilíbrio e que o gás obedece à lei de Henry<sup>20</sup>, então  $C_{mi}$  e  $C_{ai}$  são relacionadas como

$$C_{ai} = H_l C_{mi}, \quad (2.92)$$

em que  $H_l$  é constante da lei de Henry.

Substituindo a Equação 2.92 na Equação 2.91 e resolvendo para  $C_{mi}$ , tem-se

$$C_{mi} = \frac{k_a C_{ar} + k_m C_{mar}}{k_m + H_l k_a}. \quad (2.93)$$

Por fim, substituindo  $C_{mi}$  (Equação 2.93) na Equação 2.91, segue

$$\begin{aligned} \Upsilon_{am} &= -k_m \left( \frac{k_a C_{ar} + k_m C_{mar}}{k_m + H_l k_a} - C_{mar} \right), \\ \Upsilon_{am} &= -k_m \left( \frac{k_a}{k_m + k_a H_l} C_{ar} + \frac{-k_a H_l}{k_m + k_a H_l} C_{mar} \right), \end{aligned}$$

---

<sup>20</sup>A dissolução gasosa em líquidos é regida pela lei de Henry, a qual foi definida por William Henry em 1803. Segundo essa lei, em temperatura constante, a quantidade de um gás dissolvida em um meio líquido é diretamente proporcional à pressão parcial do gás em equilíbrio com o meio líquido. A constante de proporcionalidade utilizada nessa lei varia com a temperatura do ar e do mar, com o tipo de gás e com a salinidade e recebe o nome de constante da lei de Henry ( $H_l$ ), cuja expressão adimensional é dada por  $H_l = C_{ai}/C_{mi}$  (MACKAY; SHIU, 1981).

$$\Upsilon_{am} = \frac{k_m k_a H_l}{k_m + k_a H_l} (C_{mar} - C_{ar} H_l^{-1}),$$

$$\Upsilon_{am} = \frac{1}{\frac{1}{k_m} + \frac{1}{k_a H_l}} (C_{mar} - C_{ar} H_l^{-1}). \quad (2.94)$$

Definindo a velocidade de transferência total  $K_{vt}$  por

$$\frac{1}{K_{vt}} = \frac{1}{k_m} + \frac{1}{H_l k_a}, \quad (2.95)$$

reescreve-se a Equação 2.94 como

$$\Upsilon_{am} = K_{vt} \Delta C, \quad (2.96)$$

com

$$\Delta C = C_{mar} - C_{ar} H_l^{-1}.$$

Portanto, a magnitude do fluxo de gás na interface ar-mar ( $\Upsilon_{am}$ ) é calculada pelo produto da diferença de concentração volumétrica entre meios que movimentam o fluxo (corrigida pela constante da lei de Henry) e a razão cinética total  $K_{vt}$ , a qual depende da velocidade de transferência individual de cada meio. Entretanto, como a maioria dos gases ( $O_2$ ,  $N_2$ ,  $CO_2$ ,  $CH_4$ ) de interesse no ciclo geoquímico têm valores altos para  $H_l$  (LISS; MERLIVAT, 1986), o termo  $1/k_m$  é dominante na Equação 2.95. Logo,  $k_m$  é utilizado como uma estimativa adequada de  $K_{vt}$ , simplificando a Equação 2.96 para

$$\Upsilon_{am} = k_m \Delta C. \quad (2.97)$$

Então, para avaliar a Equação 2.97, é necessário computar o parâmetro  $k_m$ . Todavia, há muitas dúvidas em como estimar esse termo, principalmente em condições de ventos fortes (ZHAO et al., 2003). Na próxima seção, são apresentadas as principais formulações para calcular  $k_m$ .

### 2.9.2 Velocidade de transferência

As primeiras parametrizações do índice  $k_m$ , propostas no início da década de 70, utilizaram como principal fator a velocidade do vento, porque as regiões oceânicas

sob ventos fortes eram as mais importantes fontes e sumidouros de CO<sub>2</sub> (ASHER et al., 1996). Porém, devido às incertezas nessas parametrizações, foi preciso buscar formulações mais precisas. Trabalhos recentes (ZHAO et al., 2003; WOOLF, 2005; ZHANG et al., 2006) baseiam-se na rugosidade da superfície oceânica para determinar o parâmetro  $k_m$ . A hipótese da utilização das condições da superfície oceânica apoia-se no fato de que o campo de vento representa uma medida indireta da rugosidade da superfície (PHILLIPS, 1977), que rege predominantemente o mecanismo de troca de gás (TOBA et al., 2006). Portanto, o efeito do estado do mar passou a ser incluído na parametrização do índice  $k_m$ . A seguir, segue uma revisão das principais parametrizações, sendo que todas são apresentadas na unidade cm h<sup>-1</sup>.

### 2.9.2.1 Dependência do vento

Tradicionalmente, a velocidade de transferência é parametrizada em função da velocidade do vento. Porém, como a velocidade do vento depende da altura e da estabilidade da atmosfera, há formulações em que  $k_m$  é parametrizado como função da velocidade de fricção  $u_*$ .

Uma das primeiras formulações para  $k_m$  foi elaborada por Deacon (1977), que, ao assumir uma superfície rígida e sem ondas, propôs

$$k_m = 0,082 S_c^{-\frac{2}{3}} u_* (\rho_a / \rho_m)^{1/2}, \quad (2.98)$$

sendo  $S_c$  o número de *Schmidt* (adimensional),

$$S_c = \frac{\nu_m}{D_m},$$

em que  $\nu_m$  é a viscosidade cinemática do mar parametrizada em função da temperatura do mar  $T_m$ ,

$$\nu_m = 1,83 \times 10^{-6} \exp(T_m/T_0),$$

com  $T_0 = 36^\circ\text{C}$ .

Porém, quando o CO<sub>2</sub> está imerso no mar, o número de *Schmidt* é computado em função de  $T_m$  dada em graus Celsius, seguindo a seguinte relação (WANNINKHOF, 1992):

$$S_c = 2073,1 - 125,62(T_m) + 3,6276(T_m)^2 - 0,043219(T_m)^3. \quad (2.99)$$

Como observado pelo próprio [Deacon \(1977\)](#), sua formulação não era tão eficaz na presença de ondas. Nessas condições, quando a velocidade do vento era maior que  $5 \text{ m s}^{-1}$ ,  $k_m$  passava a ser dependente de  $S_c^{-\frac{1}{2}}$ . Então, ele notou uma região de transição de  $S_c^{-\frac{2}{3}}$  para  $S_c^{-\frac{1}{2}}$  associada ao estado do mar.

Após essas observações, a tradicional equação para a velocidade de transferência dos gases entre o ar e o mar passou a ser expressa como

$$k_m = a S_c^{-\frac{1}{2}} u_{10}^b, \quad (2.100)$$

onde  $u_{10}$  é computado em  $\text{m s}^{-1}$  e  $a$  e  $b$  são constantes definidas por observações ([WANNINKHOF et al., 1985](#); [WANNINKHOF, 1992](#)).

[Liss e Merlivat \(1986\)](#), seguindo relações empíricas baseadas nos trabalhos de [Wanninkhof et al. \(1985\)](#) (medidas de laboratório e de campo), propuseram uma outra formulação para  $k_m$ , em que a velocidade do vento é o fator governante. A relação consiste em três segmentos lineares caracterizando diferentes aspectos da superfície do mar. Os autores apontaram três regiões de transição, sendo elas: regime de superfície lisa e praticamente sem ondas ( $u_{10} < 3,6 \text{ m s}^{-1}$ ), onde o valor de  $k_m$  aumenta linearmente com o vento; regime com superfície rugosa ( $3,6 < u_{10} < 13 \text{ m s}^{-1}$ ), onde a superfície é coberta por ondas, para as quais o processo de quebra não é considerado, e cuja presença aumenta o processo de transferência; e regime de quebra de ondas ( $u_{10} > 13 \text{ m s}^{-1}$ ), onde a quebra é intensa e a produção de bolha é um aspecto dominante. Desse modo,  $k_m$  é computado por

$$k_m = \left( \frac{S_c}{S_{cof}} \right)^{-1/2} \times \begin{cases} 0,17 u_{10} & \text{se } u_{10} < 3,6 \text{ m s}^{-1}, \\ 2,85 u_{10} - 9,65 & \text{se } 3,6 \leq u_{10} < 13 \text{ m s}^{-1}, \\ 5,9 u_{10} - 49,3 & \text{se } u_{10} \geq 13 \text{ m s}^{-1}, \end{cases} \quad (2.101)$$

em que  $S_{cof} = 600$  é o número de *Schmidt* comum<sup>21</sup>.

[Jähne et al. \(1987\)](#) realizaram várias simulações em tanques de ondas. Nesses estudos, os autores não consideraram o processo de quebra de ondas, mas apenas um regime com superfície rugosa. Com base nessas observações, a velocidade de trans-

---

<sup>21</sup>Tradicionalmente, a velocidade de transferência é normalizada pelo número de *Schmidt* comum, sendo esse representado pelos valores  $S_{cof} = 600$  e  $S_{com} = 660$ , os quais são computados para o  $\text{CO}_2$  em água fresca e em água salgada à temperatura de  $20^\circ\text{C}$ , respectivamente. Dessa forma, é possível realizar comparações em diferentes condições físicas ([NIGHTINGALE, 2009](#)).

ferência foi parametrizada em função de  $u_*$  como

$$k_m = 1,57 \times 10^{-4} u_* \left( \frac{S_c}{S_{cof}} \right)^{-1/2}. \quad (2.102)$$

Wanninkhof (1992) avaliou o efeito químico dos gases no processo de transferência na interface. Segundo o autor, esse efeito ocorre devido às reações de ionização do gás com a água. A ionização aumenta o gradiente de concentração do gás, implicando em um crescimento da velocidade de transferência. Com base nesses aspectos,  $k_m$  foi expresso como

$$k_m = \Xi(T_m) + 0,3 u_{10}^2 \left( \frac{S_c}{S_{com}} \right)^{-1/2}. \quad (2.103)$$

O termo  $\Xi$ ,

$$\Xi(T_m) = 1,3115 + 4,064 \times 10^{-2}(T_m) + 1,24865 \times 10^{-3}(T_m)^2, \quad (2.104)$$

representa o efeito químico calculado em função da temperatura do mar em graus Celsius.

Posteriormente, Wanninkhof e McGillis (1999) avaliaram a velocidade de transferência em condições de mar aberto no Atlântico Norte, com ventos de até  $15 \text{ m s}^{-1}$ , e propuseram

$$k_m = 0,0283 u_{10}^3 \left( \frac{S_c}{S_{com}} \right)^{-1/2}. \quad (2.105)$$

### 2.9.2.2 Dependência da evolução do campo de onda

Como apresentado na seção anterior, há várias formulações para a velocidade de transferência. Todavia, muitas são as incertezas nessas parametrizações, como observado por vários pesquisadores (WANNINKHOF, 1992; ZHAO et al., 2003; WOOLF, 2005; WEI; CHANGLONG, 2008; NIGHTINGALE, 2009). Por exemplo, Zhao et al. (2003) após avaliarem sete formulações da velocidade de transferência, notaram uma grande discrepância entre os valores apresentados, sendo que essas diferenças aumentam à medida que a velocidade do vento cresce, como pode ser observado na Figura 2.27. Segundo os autores, tais incertezas ocorrem devido à não inclusão do desenvolvimento do mar como um parâmetro explícito na formulação da velocidade de transferência. A afirmação de Zhao et al. (2003) é consistente, pois à medida que a velocidade do vento aumenta, onde o efeito do mar torna-se mais significativo, maior

é a discrepância entre as formulações (Figura 2.27).

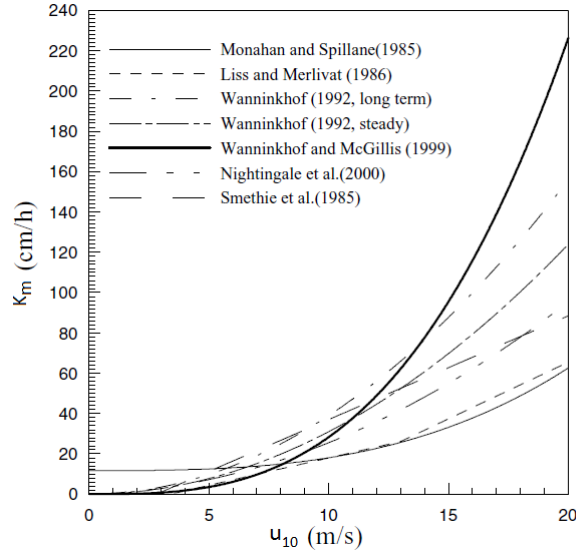


Figura 2.27 - Valores de  $k_m$  para diferentes parametrizações em função da velocidade do vento.

Fonte: Adaptada de Zhao et al. (2003).

Segundo Takahashi et al. (2002), o balanço anual de  $\text{CO}_2$  no oceano global varia entre 0,60 a 1,34  $\text{Gt ano}^{-1}$ , dependendo de qual parametrização é utilizada para a velocidade de transferência, o que mostra a importância desse elemento na estimativa do fluxo de  $\text{CO}_2$ . Desse modo, na tentativa de melhor estimar  $k_m$ , o desenvolvimento do mar foi incluído nas formulações. Vários estudos (THORPE, 1982; WOOLF, 1993; ASHER et al., 1996; ASHER; WANNINKHOF, 1998; ZHAO; TOBA, 2001; ZHAO et al., 2003; WOOLF, 2005; ZHANG et al., 2006; WOOLF et al., 2007) têm mostrado que a transferência de gás aumenta com a quebra de ondas e com a produção de bolhas (geradas pelo entranhamento de ar). Esse aumento é resultado da turbulência gerada pela quebra de ondas (WOOLF, 2005), da quebra da micro camada da superfície do mar devido à ruptura da bolha de ar na interface (MONAHAN; SPILLANE, 1984) e da transferência de gás através da superfície das bolhas (THORPE, 1982; WOOLF et al., 2007). Todavia, ainda há muitas incertezas em como computar tais processos (WOOLF et al., 2007).

Como descrito na Seção 2.6.1, a quebra de ondas implica no entranhamento de ar

no oceano, gerando bolhas, como pode ser observado na Figura 2.28, a qual ilustra a evolução da bolha de ar após o processo de entranhamento no oceano.

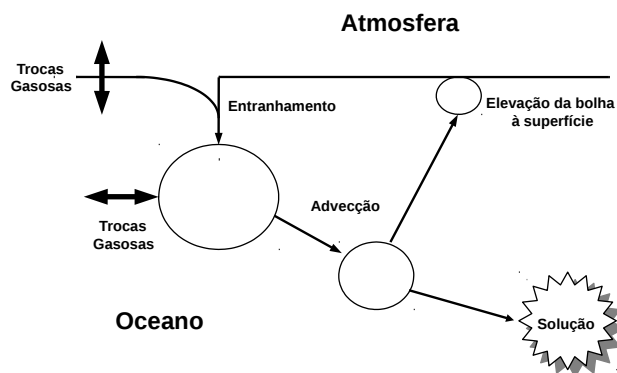


Figura 2.28 - Esquema da evolução da bolha de ar após o processo de entranhamento.  
Fonte: Adaptada de Woolf (1997).

Quando as bolhas são produzidas (Figura 2.28), parte da atmosfera é encapsulada em uma bolha cujo diâmetro é, na maioria das vezes, menor que 1 mm (WOOLF, 1997). Durante todo o tempo em que a bolha fica submersa no mar, ocorre lentamente transferência de gás através da superfície da bolha por difusão. Assim, há uma evolução contínua de seu diâmetro e dos componentes que a constituem. A maior parte dessas bolhas retornam à superfície devido à diferença de densidade. Entretanto, se a turbulência no oceano for grande, essas bolhas são dispersas até vários metros de profundidade<sup>22</sup> e, como a pressão adicional gerada pela coluna de água (pressão hidrostática) força a bolha de ar a diminuir o volume, algumas dissolvem-se completamente no oceano. No caso em que as bolhas retornam à superfície, ocorre a ruptura da bolha na interface ar-mar, quebrando a microcamada da superfície, o que pode resultar no escapamento de partículas de gases. Maiores detalhes sobre a modelagem da produção de gotículas e os processos físicos e dinâmicos quando a mesma submerge no oceano são encontrados nos trabalhos de Thorpe (1982), Woolf (1993), Keeling (1993) e Woolf et al. (2007).

<sup>22</sup>A profundidade é da mesma ordem da altura da onda quebrando (WOOLF, 1997).

É apresentada a seguir uma revisão das principais formulações da velocidade de transferência parametrizadas em função da evolução do campo de ondas.

Asher et al. (1995) avaliaram a velocidade de transferência com simulações em um tanque capaz de gerar quebra de ondas (*Wave Basin Experiment*, WABEX-93). Utilizando os dados dessas simulações, os autores modelaram  $k_m$  pela relação empírica

$$k_m = k_{tm} + C_{enc}(k_{qo} - k_{tm}) + C_{enc}k_b, \quad (2.106)$$

em que  $k_{tm}$  é definido como a transferência mecânica gerada pela turbulência,  $k_{qo}$  expressa a transferência induzida pela quebra de ondas,  $k_b$  representa a contribuição da produção de bolhas na transferência e  $C_{enc}$  é a fração da cobertura de encapelamento (do inglês, *whitecap coverage*), isto é, a área de encapelamento por unidade de superfície do mar (MONAHAN; O'MUIRCHEARTAIGH, 1980).

Asher e Wanninkhof (1998) examinaram a dependência de  $k_{tm}$ ,  $k_{qo}$  e  $k_b$  com  $u_{10}$  e reescreveram a Equação 2.106 como:

$$k_m = [47u_{10} + C_{enc}(115,2 - 47u_{10})S_c^{-1/2} + C_{enc}(-37\alpha^{-1} + 6120\alpha^{0,37}S_c^{-0,18})], \quad (2.107)$$

sendo  $\alpha$  o coeficiente *Ostwald* de solubilidade do gás,

$$\alpha = S_{co_2} \rho_{sol} \vartheta / T_m,$$

em que  $S_{co_2}$  é a solubilidade do CO<sub>2</sub> na água do mar,  $\rho_{sol}$  é a densidade da solução (neste caso, representa a densidade da água do mar),  $\vartheta = 22,4 \text{ L mol}^{-1}$  é o volume molar em condições normais de pressão e temperatura e  $T_m$  é a temperatura absoluta da água do mar.

A solubilidade do CO<sub>2</sub> no mar é calculada em função da salinidade ( $s_{al}$ ) e da temperatura absoluta do mar como (WEISS, 1974)

$$S_{co_2} = \exp\{d_1 + d_2(100/T_m) + d_3 \ln(T_m/100)\} \times \exp\{s_{al}[e_1 + e_2(T_m/100) + e_3(T_m/100)^2]\}, \quad (2.108)$$



com  $S_{co_2}$  expresso em  $\text{mol kg}^{-1} \text{ atm}^{-1}$  e as constantes  $d_i$  e  $e_i$  definidas por

$$\begin{aligned} d_1 &= -60,2409; & d_2 &= 93,4517; & d_3 &= 23,3585; \\ e_1 &= 0,023517; & e_2 &= -0,023656; & e_3 &= 0,0047036. \end{aligned}$$

Zhao et al. (2003), com base nos trabalhos Wanninkhof et al. (1995) e Zhao e Toba (2001), propuseram uma nova relação para a velocidade de transferência parametrizada em função do número de *Reynolds* ( $R_\beta$ ). Segundo os autores,  $k_m$  é melhor expresso por

$$k_m = 0,13 R_\beta^{0,63}, \quad (2.109)$$

sendo  $R_\beta$  computado como definido na Seção 2.1.2 (Equação 2.1). Os autores compararam os resultados obtidos pela formulação proposta com diversos dados de campo, de lagos e de experimentos em túneis de vento e observaram acurácia nos resultados.

Woolf (2005) propôs uma nova formulação para a velocidade de transferência, sendo essa dividida em duas partes: um fator associado à contribuição do vento (sem quebra de ondas), onde a transferência é dada explicitamente pelo processo de difusão na interface, e outro termo correspondendo à transferência mediada pelas bolhas. Então,  $k_m$  é expresso como

$$k_m = k_{dif} + k_b, \quad (2.110)$$

em que  $k_{dif}$  é computado pela relação proposta por Jähne et al. (1987) (Equação 2.102) e  $k_b$  é estimado por

$$k_b = 2 \times 10^{-5} R_{hm},$$

com

$$R_{hm} = u_* H_s / \nu_m.$$

Nesse trabalho,  $k_m$  foi parametrizado como proposto por Woolf (2005) (Equação 2.110), ou seja, foi considerado tanto o efeito da difusão direta da interface ar-mar, quanto o efeito do processo de quebra gerando bolhas.

## 2.10 Efeito da produção de gotículas na transferência de gás

Nas seções anteriores, foram apresentadas a teoria básica da transferência de gás na interface ar-mar e as principais formulações que quantificam a velocidade de transferência, onde ficou claro que a evolução do campo de onda é um fator determinante

no processo de transferência de gás na interface. Todavia, a produção de gotículas não é explicitamente referenciada nas formulações que quantificam a transferência, como questionado por Fairall et al. (1994), embora seja claro que as observações utilizadas para formular o parâmetro  $K_{vt}$  incluem a atividade de ondas e a produção de gotículas.

No entanto, a quebra de ondas produz gotículas que são lançadas na atmosfera e, durante seu ciclo de vida, são esperados dois efeitos: i) a difusão de gás através da superfície da gotícula e ii) a liberação de gás na atmosfera através da evaporação da gotícula.

É apresentada a seguir uma nova formulação para quantificar esses dois processos explicitamente. O objetivo foi parametrizar esses dois efeitos de modo que seja possível avaliá-los individualmente e implementá-los posteriormente em um modelo numérico.

### 2.10.1 Equação governante

O fluxo de  $\text{CO}_2$  incluindo o efeito da produção de gotículas através da difusão e da evaporação ( $\Upsilon_{co_2}^{tot}$ ) trocada entre o oceano e a atmosfera, por unidade de tempo e unidade de área de superfície do oceano, é

$$\Upsilon_{co_2}^{tot} = \Upsilon_{am} + \Upsilon_g^S + \Upsilon_g^E, \quad (2.111)$$

em que  $\Upsilon_{am}$  é o fluxo de  $\text{CO}_2$  na interface calculado pela Equação 2.97,  $\Upsilon_g^S$  representa o fluxo de  $\text{CO}_2$  gerado pela difusão através da área de superfície das gotículas e  $\Upsilon_g^E$  corresponde ao fluxo de  $\text{CO}_2$  induzido pela evaporação das gotículas. Vale enfatizar que, enquanto o primeiro e o segundo transferem massa de  $\text{CO}_2$  para o ar ou para o mar, dependendo da concentração de cada meio, o último sempre irá transferir massa de gás do oceano para a atmosfera.

Nas próximas seções, é apresentada a modelagem desses dois processos.

### 2.10.2 Transferência de gás por difusão na superfície da gotícula

O termo  $\Upsilon_g^S$  depende da área total de gotículas lançadas na atmosfera e de seu tempo de vida. Considerando uma única gotícula que permanece na atmosfera do tempo  $t_i$  a  $t_f$ , com raio representado pela função  $r(t)$  (Equação 2.67), o fluxo de  $\text{CO}_2$

transferido de um meio para outro, por unidade de área de superfície do oceano, é

$$\int_{t_i}^{t_f} 4\pi r^2(t) \Upsilon_{am*} dt,$$

sendo  $\Upsilon_{am*}$  computado pela Equação 2.97 com  $k_m = k_{dif}$ , como descrito na Equação 2.110. Nesse processo, é assumido que a difusão na superfície da gotícula não varia com a curvatura e que a concentração de  $\text{CO}_2$  na gotícula é constante durante todo seu ciclo de vida.

No entanto, se for considerada não apenas uma única gotícula, mas uma coleção de gotículas representada por  $dF/dr$  (Equação 2.57), o fluxo total é calculado por

$$\Upsilon_g^S = \Upsilon_{am*} \times 4\pi \int_{r_{inf}}^{r_{sup}} \left[ \int_{t_i}^{t_f} r^2(t) dt \right] \frac{dF(r)}{dr} dr,$$

ou

$$\Upsilon_g^S = \Upsilon_{am*} A_{ts}, \quad (2.112)$$

sendo

$$A_{ts} = 4\pi \int_{r_{inf}}^{r_{sup}} \left[ \int_{t_i}^{t_f} r^2(t) dt \right] \frac{dF(r)}{dr} dr \quad (2.113)$$

a fração da área total de superfície de todas as gotículas suspensas na atmosfera, por unidade de tempo e unidade de área de superfície do mar.

Utilizando a FQPG proposta por Zhao et al. (2006) (Equação 2.61), a Equação 2.113 é reescrita como

$$A_{ts} = 4\pi w_2(u_{10}, \sigma_p) \phi_1, \quad (2.114)$$

em que

$$\phi_1(r) = \int_{r_{inf}}^{r_{sup}} \xi(r) w_1(r) dr \quad (2.115)$$

com

$$\xi(r) = \int_0^{\tau_f} r^2(t) dt. \quad (2.116)$$

Da Equação 2.116,  $\xi(r)$  pode ser analiticamente calculada,

$$\xi(r) = r_{eq}^2 \tau_f - 2 \tau_e r_{eq} (r - r_{eq}) \left[ \exp\left(\frac{-\tau_f}{\tau_e}\right) - 1 \right] - (r - r_{eq})^2 \frac{\tau_e}{2} \left[ \exp\left(\frac{-2\tau_f}{\tau_e}\right) - 1 \right].$$

Em resumo,  $\Upsilon_g^S$  é computado pela Equação 2.112, como  $\Upsilon_{am*}$  e  $A_{t_s}$  dados pelas Equações 2.97 e 2.114, respectivamente.

Portanto, dado o fluxo na interface  $\Upsilon_{am*}$ , o campo de onda e computando  $\phi_1$ , obtém-se  $\Upsilon_g^S$ . Entretanto,  $\phi_1$  depende de vários fatores do meio (umidade, salinidade, temperatura do ar e do mar, tensão superficial, velocidade do vento, altura da onda, etc.), o que torna o cálculo complexo. O procedimento numérico para computar esse termo é descrito detalhadamente na Seção de Materiais e Métodos.

### 2.10.3 Transferência de gás por evaporação das gotículas

O termo  $\Upsilon_g^E$  depende do volume de água evaporada de uma gotícula com raio inicial  $r_0$  e raio final  $r_f$ . Se esse volume é dado por  $4\pi(r_0^3 - r_f^3)/3$ , então o fluxo de  $\text{CO}_2$  devido à evaporação de uma coleção de gotículas, por unidade de tempo e unidade de área, é

$$\Upsilon_g^E = C_{mar} \times \frac{M_{EV}}{\rho_m}, \quad (2.117)$$

com  $M_{EV}$  computado pela Equação 2.66.

Logo, utilizando a FQPG (Equação 2.61) na Equação 2.66,  $M_{EV}$  é reescrita como

$$M_{EV} = \frac{4\pi\rho_m w_2(u_{10}, \sigma_p)}{3} (\phi_2 - \phi_3), \quad (2.118)$$

com

$$\phi_2 = \int_{r_{inf}}^{r_{sup}} r^3 w_1(r) dr \quad (2.119)$$

e

$$\phi_3 = \int_{r_{inf}}^{r_{sup}} r_f^3 w_1(r) dr. \quad (2.120)$$

A Equação 2.119 pode ser analiticamente integrada, com  $r_{inf} = 30\mu\text{m}$  e  $r_{sup} = 500\mu\text{m}$  (intervalo correspondente às gotículas espuma), resultando em  $\phi_2 = 8,691 \times 10^{-15} \text{m s}^{-1}$ . Porém, a integral descrita por  $\phi_3$  requer cálculos complexos, sendo o procedimento para computá-la descrito na Seção de Materiais e Métodos.

Portanto, dado a concentração do mar, o campo de onda e computando  $\phi_3$ , obtém-se o valor de  $\Upsilon_g^E$ .

## 2.11 Ciclones tropicais

Ciclones tropicais são sistemas de baixa pressão de escala sinótica que se formam sobre os oceanos tropicais ou subtropicais e movimentam-se principalmente devido à transferência de calor latente na interface ar-mar (CHARNEY; ELIASSEN, 1964). Possuem núcleos quentes, convecção profunda e convergência de ventos em baixos níveis (CHARNEY; ELIASSEN, 1964; EMANUEL, 2003). Desenvolvem-se geralmente sobre regiões oceânicas com temperaturas de superfície maiores que 26 °C e são influenciados por distúrbios atmosféricos preexistentes, especialmente ondas de escala variando de 1000 a 3000 km. Esses sistemas perdem energia quando deslocam-se sobre águas frias ou sobre o continente .

Os ciclones tropicais estão entre os mais espetaculares e perigosos fenômenos geofísicos do planeta. Geralmente, são acompanhados de precipitações e ventos fortes ( $> 100 \text{ km h}^{-1}$ ). Por outro lado, contribuem para a manutenção do balanço de energia e de momentum na atmosfera por redistribuição através do globo, influenciando as circulações de larga escala nas quais são imersos (GIBILISCO, 2006).

Quanto ao potencial do vento e à capacidade de destruição, são classificados de acordo com a escala *Saffir-Simpson* (SIMPSON, 1974), sendo:

- **Categoria 1:** ventos à superfície com velocidade variando de 119 a 152,9  $\text{km h}^{-1}$ . Danos em arbustos e folhagem de árvores.
- **Categoria 2:** ventos à superfície com velocidade variando de 154,5 a 177  $\text{km h}^{-1}$ . Destruição de árvores pequenas, podendo também danificar as redes de celulares.
- **Categoria 3:** ventos à superfície com velocidade variando de 178,8 a 209  $\text{km h}^{-1}$ . Destruição de árvores grandes e prejuízo à estrutura de pequenas construções (janelas e portas).
- **Categoria 4:** ventos à superfície com velocidade variando de 210,08 a 249,5  $\text{km h}^{-1}$ . Destruição de árvores, ruptura completa de telhados, portas e janelas de pequenas construções. Causa também danos a pisos de estruturas próximas à costa devido à agitação do mar.
- **Categoria 5:** ventos à superfície com velocidade superior a 250,05  $\text{km h}^{-1}$ .

Destruição total de árvores e de grandes construções, sendo essas desintegradas completamente.

Na Tabela 2.3, é apresentada a classificação da escala *Saffir-Simpson* de forma resumida.

Tabela 2.3 - Classificação dos ciclones descrita pela a escala de *Saffir-Simpson*.

Categoria	Velocidade do vento ( $\text{km h}^{-1}$ )	Impacto
1	119 - 152,9	mínimo
2	154,5 - 177	moderado
3	178,8 - 209	expressivo
4	210,08 - 249,5	extremo
5	superior a 250,05	catastrófico

De acordo com a velocidade máxima do vento na altura de 10 metros, os estágios de formação dos ciclone tropicais são classificados como (WALLACE; HOBBS, 2006):

- **Distúrbios tropicais:** convecção profunda organizada, ciclo de vida de 24 horas ou mais e temperatura da superfície do mar maior que  $26^{\circ}\text{C}$  (PALMEN, 1948). Nesse estágio, não há isóbaras fechadas e a velocidade do vento na superfície é menor que  $17 \text{ m s}^{-1}$ .
- **Depressão tropical:** características semelhantes aos distúrbios tropicais. Entretanto, o sistema apresenta isóbaras fechadas ao redor de um centro de baixa pressão, com valor em torno de 100 mb e ventos em superfície com velocidades menores ou iguais a  $17 \text{ m s}^{-1}$ .
- **Tempestade tropical:** convecção intensa, valor mínimo de pressão central em torno de 900 mb e velocidade máxima do vento na superfície variando entre 18 e  $32 \text{ m s}^{-1}$ .
- **Furacão ou Tufão:** estágio mais maduro do ciclone tropical, cujo diâmetro varia de 300 a 800 km. A circulação ciclônica é pronunciada em torno do valor mínimo de pressão de 850 mb e a velocidade do vento na superfície é maior que  $32 \text{ m s}^{-1}$ .

### 2.11.1 Ciclo de energia

Segundo Riehl (1950), a fonte básica de energia para os ciclones tropicais é a transferência de calor do oceano. Emanuel (2003) idealizou um ciclone tropical como um escoamento assimétrico, cuja energia é cíclica e similar ao ciclo de Carnot<sup>23</sup>, no qual o calor é absorvido do oceano na forma de vapor de água e dissipado para a atmosfera por resfriamento radiativo.

O processo de intensificação de um ciclone tropical pode ser explicado pela Teoria de Instabilidade Condicional de Segunda Ordem<sup>24</sup> (do inglês, *Conditional Instability of Second Kind* - CISK), segundo a qual há um processo de retroalimentação positiva que atua na intensificação do ciclone. Esse processo de retroalimentação é descrito como: o ar de superfície girando em espiral no centro do sistema de baixa pressão cria convergência e gera um movimento ascendente no centro do ciclone. Com isso, o ar quente e úmido da superfície sobe, resfria e condensa, liberando calor na atmosfera circunvizinha, a qual se aquece. Como o ar quente é menos denso que o ar frio, esse ocupa mais espaço. A expansão deste ar retira mais ar para fora do centro da tempestade e a pressão superficial diminui, gerando um gradiente de pressão maior. Assim, aumenta convergência de ar para o centro da tempestade e mais ar quente e úmido sobe. Este ar resfria e condensa em nuvens, liberando mais calor latente. Este ciclo contínuo intensifica o ciclone até que outros fatores, como água fria, continente ou cisalhamento do vento, atuem para dissipar energia.

Emanuel (2003), avaliando a estrutura de um ciclone tropical completamente desenvolvido, mostrou que a velocidade do vento aumenta rapidamente à medida que se afasta do centro da tempestade, sendo que a velocidade máxima ocorre a uma distância entre 10 e 100 km do centro e, em seguida, decresce gradualmente com o raio, como pode ser observado na Figura 2.29, a qual ilustra uma estrutura vertical de um ciclone tropical completamente desenvolvido. Com relação à distribuição vertical, o autor concluiu que as velocidades máximas ocorrem próximas à superfície e decaem lentamente com a altura e que o escoamento ascendente máximo ocorre na parede do olho do ciclone (do inglês, *eyewall*), cuja velocidade vertical é de 5 a 10 m s<sup>-1</sup>.

---

<sup>23</sup>O Ciclo de Carnot consiste de duas transformações adiabáticas alternadas com duas transformações isotérmicas, sendo que todas são reversíveis. Esse ciclo foi inicialmente proposto pelo físico e engenheiro militar Nicolas Léonard Sadi Carnot no ano de 1824 (HALLIDAY et al., 1978).

<sup>24</sup>Teoria introduzida por Charney e Eliassen (1964) para descrever o processo de retroalimentação positivo entre a convecção úmida e a circulação de grande escala.

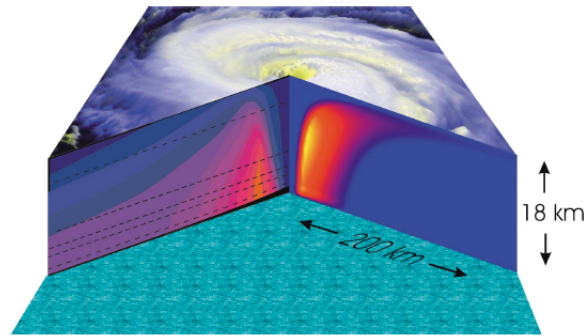


Figura 2.29 - Estrutura vertical de um ciclone tropical completamente desenvolvido. A imagem no topo representa a formação de nuvens do ciclone Fran que ocorreu em 1996 (baseada em uma fotografia de satélite). O corte do lado direito ilustra a velocidade vertical obtida pela simulação (utilizando o modelo de Emanuel (1995)) do ciclone Fran, sendo a velocidade máxima de aproximadamente  $8 \text{ m s}^{-1}$  (cor amarela). O corte do lado esquerdo representa a componente azimutal da velocidade do vento medida durante a passagem do ciclone Ines que ocorreu em 1966, sendo a velocidade máxima observada de  $50 \text{ m s}^{-1}$ .

Fonte: Adaptada de Emanuel (2003).

### 2.11.2 Aspecto do campo de onda em condições de ciclones

Em condições de ciclones, os campos de ventos são intensos, espacialmente inhomogêneos e apresentam mudanças rápidas na direção. Esses aspectos implicam na geração de campos de ondas complexos, compostos pela combinação de ondas do tipo vagas e marulho (YOUNG, 1999).

O primeiro experimento para coletar dados de ondas em condições de ciclones foi realizado por um programa (*Ocean Data Gathering Program*) no golfo do México (SHEMDIN, 1977). Este programa atuou de 1968 a 1971, sendo descrito em detalhes por Ward (1974). O aumento das fontes de informações (observações de imagens de satélites, medidas diretas por boias e resultados de modelos) proporcionou um melhor entendimento do comportamento das ondas em situações de ciclones. Por exemplo, Young (1999), com base nos conhecimentos dos campos de ventos e observações de campos de ondas em condições de ciclones, concluiu que o padrão do campo de onda é assimétrico e, em ciclones no hemisfério norte que se deslocam para o norte, a pista de vento tem um comprimento longo à direita e curto à esquerda. Esse padrão, proposto pelo autor, é ilustrado na Figura 2.30.



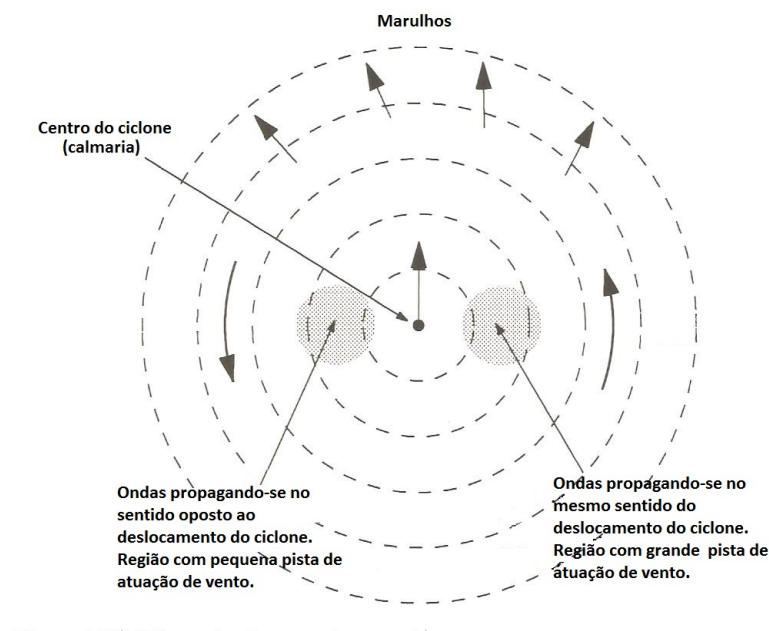


Figura 2.30 - Diagrama esquemático ilustrando a formação de ondas na presença de um ciclone, o qual se desloca no sentido da seta localizada no respectivo centro. As setas na região superior do ciclone indicam a formação de marulhos. Os círculos preenchidos representam as regiões onde são formadas as ondas que se propagam na mesma direção e na direção oposta ao movimento de translação do ciclone.  
 Fonte: Adaptada de [Young \(1999\)](#).

As ondas geradas à direita do centro do ciclone, na região do círculo preenchido (Figura 2.30), deslocam-se junto com o ciclone e, portanto, permanecem sob condições de ventos fortes por um período de tempo maior. Combinando a velocidade do vento e o comprimento de pista estendido, essas ondas atingem o estado ‘completamente desenvolvido’ e propagam-se para regiões distantes do centro do ciclone como marulhos, como ilustrado pelas setas na parte superior do ciclone. Por outro lado, as ondas geradas à esquerda do centro do ciclone, na região do círculo preenchido, propagam-se na direção oposta ao movimento do ciclone e rapidamente deslocam-se para fora da área de ventos fortes. Desse modo, a energia espectral das ondas geradas à direita e à esquerda é dependente da velocidade de deslocamento do ciclone e da velocidade máxima do vento.

[Black et al. \(2007\)](#), utilizando imagens de um radar obtidas do trabalho de [Wright](#)

(2001), avaliaram a geração de ondas na presença do ciclone tropical Ivan<sup>25</sup>. Os autores identificaram três regiões diferentes de geração de ondas, as quais são ilustradas na Figura 2.31.

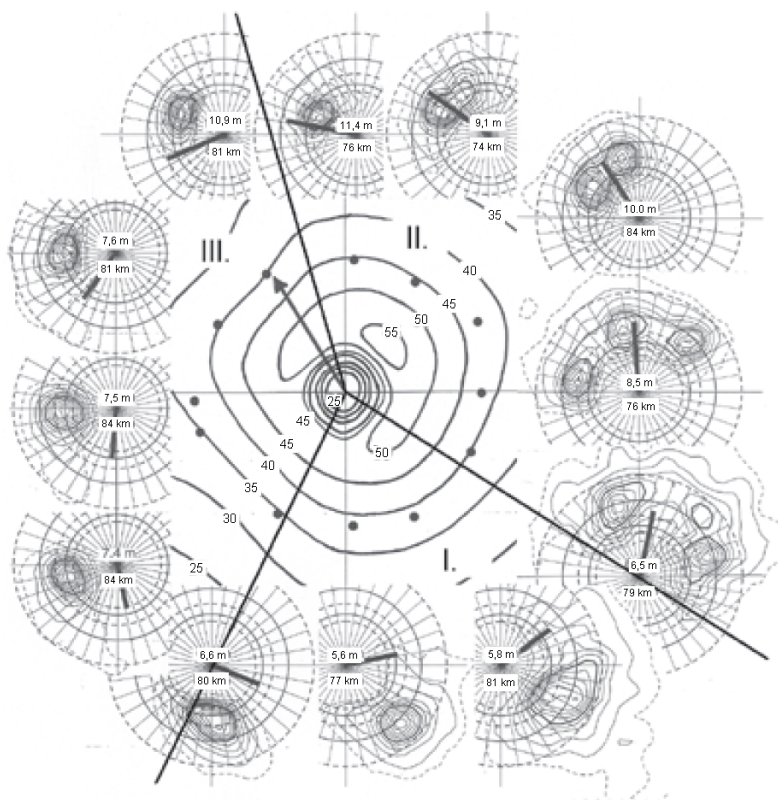


Figura 2.31 - Diagrama ilustrando três regiões distintas de geração de ondas na presença de um ciclone, sendo as linhas de contorno os valores da velocidade do vento na superfície; os espectros de ondas estão localizados em toda a borda da figura. No centro do espectro, os valores inferiores e superiores correspondem à altura significativa de onda e à distância entre a posição onde foi calculado o espectro e o centro do ciclone, respectivamente.  
Fonte: Adaptada de Black et al. (2007).

Na Figura 2.31, as linhas de contorno representam os valores da velocidade do vento na superfície ( $\text{m s}^{-1}$ ). As linhas pretas contínuas separam a região ciclônica em três setores distintos de espectros de onda. A seta na região central indica a direção do

<sup>25</sup>Ciclone tropical que atingiu a costa sul dos Estados Unidos (Alabama) no dia 17 de novembro de 2004, com velocidade de vento na superfície de aproximadamente  $209 \text{ km h}^{-1}$ , com rajadas de ventos de até  $260 \text{ km h}^{-1}$  (STEWART, 2005).

movimento de translação do ciclone. A linha preta no centro dos espectros de onda, que estão localizados em toda a borda da figura, indica a direção do vento, sendo o comprimento proporcional à velocidade na superfície. No centro do espectro, o número na parte superior corresponde à altura significativa da onda  $H_s$  e o número na parte inferior representa a distância entre a posição onde foi calculado o espectro e o centro do ciclone. Já os pontos pretos, próximos às isolinhas, correspondem às posições em que foram computados os espectros de ondas.

Os autores notaram que, no quadrante frontal (limite entre o quadrante II e III), o campo de onda é formado por um único sistema de onda atuando, cuja  $H_s = 11,4$  m (região com maior quantidade de energia). No setor III, devido à redução da pista de vento, foi observada uma redução em  $H_s$ . O setor II foi caracterizado pela transição de dois ou três sistemas de ondas atuando, com  $H_s$  variando entre 8 e 11 metros. No setor I, a  $H_s$  atinge valor mínimo de 5,6 m, o que corresponde a cerca de metade de seu valor no quadrante II. Resultado semelhante foi observado por [Holthuijsen et al. \(2012\)](#), quando os mesmos avaliaram o campo de ondas na presença do ciclone tropical Katrina<sup>26</sup>.

---

<sup>26</sup>O Katrina foi um ciclone tropical que alcançou a categoria 5 da Escala de *Saffir-Simpson* (NOAA, 2005).



### 3 MATERIAIS E MÉTODOS

Os procedimentos utilizados para avaliar o impacto da quebra de ondas na simulação de eventos meteorológicos foram divididos em duas etapas. Na etapa I, foi utilizado o modelo unidimensional de camada limite proposto por [Innocentini e Gonçalves \(2010\)](#) para: (i) estudar o impacto do desenvolvimento do mar na superfície de abrigo, na turbulência gerada pela SFA e no balanço de momentum; (ii) desenvolver uma parametrização que quantifica o efeito das gotículas no balanço do fluxo de  $\text{CO}_2$  à interface e avaliá-la sob condições de mar agitado. Nessa etapa, são realizadas simulações idealizadas com condições de ventos fortes ( $\geq 30 \text{ ms}^{-1}$ ). Na etapa II, foi construído um sistema de modelos acoplados ondas-oceânicas-gotículas-atmosfera, em que os efeitos da produção de gotículas (fluxos de calor latente, calor sensível e momentum) e da separação do escoamento do ar são implementados. Utilizando esse sistema acoplado, simulações numéricas foram realizadas para avaliar os efeitos das parametrizações da produção de gotículas e da separação do escoamento do ar em simulação de eventos reais. A seguir, essas duas etapas são descritas detalhadamente.

#### 3.1 Etapa I - Modelo simplificado

O modelo unidimensional de camada limite utilizado foi construído por [Innocentini e Gonçalves \(2010\)](#). Este modelo é discretizado na direção vertical  $z$  e tem como variáveis prognósticas momentum horizontal ( $u$ ,  $v$ ), temperatura potencial ( $\Theta$ ) e vapor de água ( $q$ ). Nesse modelo, se  $\mathfrak{a}$  representa uma variável prognóstica genérica, sua derivada no tempo é expressa como

$$\frac{\partial \mathfrak{a}}{\partial t} = \frac{\partial \tau}{\partial z} + W_{\mathfrak{a}}, \quad (3.1)$$

em que  $W_{\mathfrak{a}}$  representa todos os outros termos (advecção, difusão horizontal, força de Coriolis, força de pressão e dissipação) exceto a derivada vertical do fluxo turbulento vertical  $\tau$ ,  $t$  é o tempo e  $z$  é o eixo vertical. Discretizando a Equação 3.1 para o nível  $i$ , obtém-se

$$\frac{\partial \mathfrak{a}_i}{\partial t} = \frac{\tau_{i+1/2} - \tau_{i-1/2}}{\Delta z_i} + W_{\mathfrak{a}_i}, \quad i = 2, 3, \dots, N_z - 1, \quad (3.2)$$

sendo que  $i = 1$  e  $i = N_z$  referem-se aos níveis de superfície e topo, respectivamente. Para  $i \geq 2$ ,  $\tau_{i+1/2}$  e  $\tau_{i-1/2}$  são os fluxos verticais de  $\mathfrak{a}$ , os quais são parametrizados utilizando os coeficientes de difusividade turbulenta  $K$  e o método de primeira ordem

de fechamento turbulento<sup>1</sup>, representados por

$$\tau_{i+1/2} = K_{\mathfrak{x}_{i+1/2}} \frac{\mathfrak{x}_{i+1} - \mathfrak{x}_i}{\Delta z_{i+1/2}}, \quad (3.3)$$

$$\tau_{i-1/2} = K_{\mathfrak{x}_{i-1/2}} \frac{\mathfrak{x}_i - \mathfrak{x}_{i-1}}{\Delta z_{i-1/2}}. \quad (3.4)$$

Na superfície, o fluxo  $\tau_{1+1/2}$  é computado pela TSMOK, conforme apresentado na próxima seção. Por outro lado, no topo do modelo, é assumido que  $\tau_{N_z} = \tau_{N_z-1}$ .

Para garantir a estabilidade numérica, é utilizado o método de discretização temporal implícita<sup>2</sup> para os termos dos fluxos turbulentos verticais. Assim, a computação de  $\mathfrak{x}$  no tempo  $(n+1)\Delta t$  é dada por

$$a_{i+1/2} \mathfrak{x}_{i+1}^{n+1} + b_i \mathfrak{x}_i^{n+1} + a_{i-1/2} \mathfrak{x}_{i-1}^{n+1} = \mathfrak{x}_i^n + \Delta t W_{\mathfrak{x}_i}^n, \quad (3.5)$$

com

$$a_{i\pm 1/2} = -\frac{K_{i\pm 1/2} \Delta t}{\Delta z_i \Delta z_{i\pm 1/2}}$$

e

$$b_i = 1 - a_{i+1/2} - a_{i-1/2}.$$

Definindo a matriz unidimensional  $\mathfrak{x} = (\mathfrak{x}_2, \mathfrak{x}_3, \dots, \mathfrak{x}_{N_z-1})^T$ , então, a equação representativa para todos os níveis é

$$\mathbf{A} \mathfrak{x}^{n+1} = \mathfrak{x}^n + \mathbf{B}, \quad (3.6)$$

em que  $\mathbf{A}$  é uma matriz tridiagonal  $(N_z - 2) \times (N_z - 2)$ ,

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} b_2 & a_{2+1/2} & 0 & \dots & 0 \\ a_{3-1/2} & b_3 & a_{3+1/2} & \dots & 0 \\ 0 & a_{4-1/2} & b_4 & \dots & 0 \\ 0 & \dots & a_{N_z-5/2} & b_{N_z-2} & a_{N_z-3/2} \\ 0 & 0 & \dots & a_{N_z-3/2} & b_{N_z-1} \end{pmatrix},$$

---

<sup>1</sup>Na primeira ordem de fechamento, os fluxos são aproximados como função do gradiente local da quantidade transportada (PIELKE, 2002).

<sup>2</sup>Vale salientar que o método de discretização implícito é utilizado para garantir a estabilidade. Entretanto, tal método não garante a acurácia, a qual é obtida efetivamente com a redução do passo de tempo do modelo (do inglês, *time step*) (PIELKE, 2002).

e  $\mathbf{B}$  é o vetor  $1 \times (N_z - 2)$ ,

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} \Delta t W_{\mathfrak{a}_2}^n - a_{2-1/2} \mathfrak{a}_1^{n+1} \\ \Delta t W_{\mathfrak{a}_2}^n \\ \Delta t W_{\mathfrak{a}_3}^n \\ \dots \\ \Delta t W_{\mathfrak{a}_{N_z-1}}^n - a_{N_z-1/2} \mathfrak{a}_{N_z}^{n+1} \end{pmatrix}.$$

Em um modelo tridimensional, a distribuição vertical das variáveis é mantida através de um equilíbrio entre as forçantes. No modelo unidimensional proposto, a manutenção da Camada Limite Planetária (CLP)<sup>3</sup> será artificial, realizada através dos termos  $W_{\mathfrak{a}_i}$  na Equação 3.2. Desse modo, dada uma distribuição vertical inicial das variáveis, o termo  $W_{\mathfrak{a}_i}$  é calculado como

$$W_{\mathfrak{a}_i} = - \left( \frac{\tau_{i+1/2} - \tau_{i-1/2}}{\Delta z_i} \right), \quad (3.7)$$

de modo que

$$\frac{\partial \mathfrak{a}}{\partial t} = 0$$

em cada nível do modelo. Uma vez computados, os valores de  $W_{\mathfrak{a}_i}$  são mantidos constantes durante a integração do modelo. Assim, qualquer variação na CLP será necessariamente atribuída à inclusão de novos efeitos, tais como uma possível chegada de um campo de onda do mar.

Portanto, para computar a solução da Equação 3.6 no tempo  $(n + 1)\Delta t$ , é utilizado o método de triangularização de matrizes com as condições de fronteiras em  $i = 1$  e  $i = N_z$  especificadas e  $W_{\mathfrak{a}_i}$  computado pela Equação 3.7.

---

<sup>3</sup>Stull (1988) definiu a CLP como a parte da troposfera que é diretamente influenciada pelas forçantes da superfície em uma escala de horas ou menos. Essas forçantes podem ser o arrasto, a evaporação, as transferências de calor e umidade, entre outros. Indiretamente, toda a atmosfera pode variar em resposta às características da superfície, entretanto, fora da CLP, essas respostas são bem mais lentas.

### 3.1.1 Parametrização dos fluxos na superfície

Na superfície, os fluxos verticais turbulentos são parametrizados de acordo com a TSMOK,

$$\begin{aligned}\frac{\kappa z}{u_*} \frac{\partial u}{\partial z} &= \phi_m(z/L_{ob}), \\ \frac{\kappa z}{\Theta_*} \frac{\partial \Theta}{\partial z} &= \phi_h(z/L_{ob}), \\ \frac{\kappa z}{q_*} \frac{\partial q}{\partial z} &= \phi_q(z/L_{ob}),\end{aligned}\tag{3.8}$$

em que  $\phi_m(z/L_{ob})$ ,  $\phi_h(z/L_{ob})$  e  $\phi_q(z/L_{ob})$  são as funções universais associadas ao momentum, à temperatura e à umidade, respectivamente (BUSINGER et al., 1971),

$$\phi_m = \begin{cases} 1, & \text{se } z/L_{ob} = 0, \\ (1 - 15z/L_{ob})^{-1/4}, & \text{se } z/L_{ob} < 0, \\ 1 + 4,7z/L_{ob}, & \text{se } z/L_{ob} \geq 0, \end{cases}\tag{3.9}$$

$$\phi_h = \phi_q = \begin{cases} 0,74, & \text{se } z/L_{ob} = 0, \\ 0,74(1 - 9z/L_{ob})^{-1/2}, & \text{se } z/L_{ob} < 0, \\ 0,74 + 4,7z/L_{ob}, & \text{se } z/L_{ob} \geq 0; \end{cases}\tag{3.10}$$

$\Theta_*$  e  $q_*$  são as escalas dos fluxos associadas à temperatura e à umidade, respectivamente, e  $L_{ob}$  é a escala de comprimento de *Monin-Obukhov*

$$L_{ob} = \frac{u_* \Theta_0}{\kappa g \Theta_*},\tag{3.11}$$

sendo  $\Theta_0$  a temperatura média na primeira camada do modelo.

Os parâmetros  $u_*$ ,  $\Theta_*$  e  $q_*$  são proporcionais aos fluxos na interface de momentum ( $F_m$ ), calor sensível ( $F_h$ ) e calor latente ( $F_q$ ):

$$\begin{aligned}F_m &= \rho_a u_*^2, \\ F_h &= -c_{pa} \rho_a u_* \Theta_*, \\ F_q &= -L_v \rho_a u_* q_*,\end{aligned}\tag{3.12}$$

em que  $c_{pa} = 1004 \text{ JK}^{-1}\text{kg}^{-1}$  representa o calor específico do ar à pressão constante.



Integrando o conjunto de Equações 3.8 em  $z$  para uma variável genérica  $\mathfrak{a}$ , obtém-se

$$\mathfrak{a}(z) = \mathfrak{a}(z_{0_e\mathfrak{a}}) + \frac{\mathfrak{a}_*}{\kappa} \left[ \ln \left( \frac{z}{z_{0_e\mathfrak{a}}} \right) - \Psi_{\mathfrak{a}}(z) \right], \quad (3.13)$$

com

$$\Psi_{\mathfrak{a}}(z) = \int_{z_{0_e\mathfrak{a}}}^z \left[ \frac{\phi_{\mathfrak{a}}(z'/L_{ob}) - 1}{z'} \right] dz',$$

sendo  $z_{0_e}$  o comprimento de rugosidade associado ao fluxo de momentum (Equação 2.56),  $z_{0_{e\Theta}}$  e  $z_{0_{eq}}$  as escalas de comprimento de rugosidade relacionadas com a temperatura e com a umidade, calculadas como (ZENG et al., 1998)

$$z_{0_{e\Theta}} = z_{0_{eq}} = \exp \left( 2,57 - 2,67 R_{z_{0_e}}^{0,25} \right), \quad (3.14)$$

em que  $R_{z_{0_e}} = u_* z_{0_e} / \nu_a$  é o número de *Reynolds* associado à rugosidade do mar.

Utilizando as funções universais (Equações 3.9 e 3.10), o termo  $\Psi_{\mathfrak{a}}$  (referente a  $u$ ,  $\Theta$  e  $q$ ) é computado e expresso por:

- **caso estável** ( $z/L_{ob} > 0$ )

$$\Psi_m(z) = -\frac{4,7z}{L_{ob}},$$

$$\Psi_h(z) = -\frac{4,7z}{0,74L_{ob}},$$

$$\Psi_q(z) = \Psi_h(z).$$

- **caso instável** ( $z/L_{ob} < 0$ )

$$\Psi_m(z) = \ln \left[ \left( \frac{1+x_2}{1+x_1} \right)^2 \left( \frac{1+x_2^2}{1+x_1^2} \right) \right] - 2 \tan^{-1}(x_2) + 2 \tan^{-1}(x_1),$$

$$\Psi_h(z) = \ln \left| \frac{y_2+1}{y_1+1} \right|^2,$$

$$\Psi_q(z) = \Psi_h(z),$$

sendo

$$\begin{aligned} x_1 &= \left(1 - 15 \frac{z_{0_e}}{L_{ob}}\right)^{\frac{1}{4}}, \\ x_2 &= \left(1 - 15 \frac{z}{L_{ob}}\right)^{\frac{1}{4}}, \\ y_1 &= \left(1 - 9 \frac{z_{0_{e\Theta}}}{L_{ob}}\right)^{\frac{1}{2}}, \\ y_2 &= \left(1 - 9 \frac{z}{L_{ob}}\right)^{\frac{1}{2}}. \end{aligned}$$

Para medir a intensidade da mistura turbulenta, é utilizado o parâmetro de estabilidade dinâmica denominado número de *Richardson* volumétrico (do inglês, *bulk Richardson number*), sendo definido na primeira camada do modelo como

$$R_{iv} = \frac{\Delta z \Theta_0 (\Theta_2 - \Theta_s)}{g (u_2 - u_s)^2}, \quad (3.15)$$

em que  $\Theta_2$  e  $\Theta_s$  representam a temperatura potencial no segundo nível do modelo e na superfície, respectivamente,  $u_2$  é a velocidade do vento no segundo nível do modelo e  $u_s$  é a velocidade no nível  $z = z_{0_e}$ .

Combinando as Equações 3.11 e 3.15, obtém-se para o caso estável

$$\frac{\Delta z}{L_{ob}} = \frac{\left[ \ln \left( \frac{z}{z_{0_{e\Theta}}} \right) (9,4 R_{iv} - 0,74) \pm \ln \left( \frac{z}{z_{0_e}} \right) \sqrt{(4,9 R_{iv} + 0,5476)} \right]}{9,4 (1 - 4,7 R_{iv})}, \quad (3.16)$$

e para o caso instável

$$\frac{\Delta z}{L_{ob}} = R_{iv} \left\{ \frac{\left[ \ln \left( \frac{z}{z_{0_e}} \right) - \Psi_m \right]^2}{0,74 \left[ \ln \left( \frac{z}{z_{0_{e\Theta}}} \right) - \Psi_h \right]} \right\}. \quad (3.17)$$

Desse modo, através das Equações 3.16 e 3.17, é possível avaliar  $L_{ob}$  como função de  $R_{iv}$ .

Entretanto, para o caso instável, a Equação 3.17 torna-se transcendental para  $L_{ob}$ . Assim, para evitar métodos iterativos e diminuir o tempo computacional, é utilizada a aproximação desenvolvida por Barker e Baxter (1975), em que

$$\frac{\Delta z}{L_{ob}} = R_{iv} \times f(C_n), \quad (3.18)$$

com

$$f(C_n) = 0,47C_n - 1,045$$

e

$$C_n = \frac{1}{\kappa} \ln \left( \frac{z}{z_{0e}} \right).$$

A Equação 3.18 é válida desde que  $\Delta z/L_{ob} \leq -0,05$  e  $C_n \geq 10$ . Segundo os autores, os erros computacionais ao utilizar essa equação são menores que 1%.

Os coeficientes de difusividade turbulenta  $K_{\text{æ}}$ , utilizados para computar os fluxos turbulentos (Equação 3.5) no nível intermediário da primeira camada do modelo  $z = z_{1+1/2}$ , ou seja, dentro da CLS, são dados por

$$K_{m_{1+1/2}} = \frac{u_*^2(z_2 - z_{0e})}{u_2 - u_s} \quad (3.19)$$

e

$$K_{\Theta_{1+1/2}} = K_{q_{1+1/2}} = \frac{u_* \Theta_*(z_2 - z_{0e\Theta})}{\Theta_2 - \Theta_s}. \quad (3.20)$$

Por outro lado, para computar os fluxos turbulentos acima da CLS, os coeficientes de difusão são calculados de acordo com o polinômio proposto por Wyngaard e Brost (1984),

$$K_{\text{æ}}(z) = \begin{cases} C \times z \times \left(1 - \frac{z}{H_{clp}}\right)^2 & \text{se } h_{cls} < z \leq H_{clp}, \\ 1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} & \text{se } H_{clp} < z, \end{cases} \quad (3.21)$$

em que  $H_{clp}$  é a altura da CLP,  $h_{cls}$  é a altura da CLS e  $C = K_{\text{æ}_{1+1/2}}/z_{1+1/2}$ .

Para altura da CLS, é utilizado  $h_{cls} = 10 \text{ m}$  (segundo nível do modelo). Por outro lado,  $H_{clp}$  é definida, para o caso instável, como o nível  $z$  no qual a temperatura potencial torna-se maior do que a temperatura potencial da superfície (ARYA, 2001, pág.: 80). Já para o caso estável, é assumido  $h_{cls} = H_{clp} = 0 \text{ m}$  (primeiro nível do modelo).

Desse modo, dado  $u$ ,  $\Theta$  e  $q$  nos dois primeiros níveis do modelo, a solução numérica consiste em computar  $\alpha_*$  (na verdade,  $u_*$ ,  $\Theta_*$  e  $q_*$ ) utilizando a Equação 3.13, a qual considera  $z_{0e}$  modificado pela agitação marítima. Para isso, é necessário o seguinte procedimento:

- i) computa-se  $R_{iv}$  utilizando a Equação 3.15;
- ii) calcula-se  $L_{ob}$  através da Equação 3.16 ou 3.18;
- iii) da Equação 3.13, computa-se  $\alpha_*$  com  $z_{0e}$  dado pela Equação 2.56;
- iv) utilizando  $\alpha_*$ , calculam-se os fluxos com as Equações 3.12;
- v) com os fluxos e a Equação 3.2 escritos para  $i = 2$ , computam-se as variáveis prognósticas.

Note que, como as formulações de  $L_{ob}$  e de  $z_{0e}$  dependem de  $u_*$ , para computar  $\alpha_*$ , é necessário utilizar um procedimento iterativo, o qual é descrito com detalhes na próxima seção.

### 3.1.2 Esboço do experimento - etapa I

A realização dos experimentos, que são descritos a seguir, teve como objetivos: (i) avaliar as formulações desenvolvidas (Equações 2.112 e 2.118), as quais quantificam o efeito da produção de gotículas na transferência de gás na interface ar-mar; (ii) avaliar o impacto da produção de gotículas e da separação do escoamento do ar na formulação do comprimento de rugosidade  $z_{0e}$  (Equação 2.56) e no balanço de momentum acima das ondas (Equação 2.33).

Em resumo, nas simulações, é idealizada uma atmosfera em equilíbrio com o campo de onda local, o que é equivalente a afirmar que a variação de todos os fluxos na interface ar-mar é zero. Esse equilíbrio é quebrado pela chegada de um espectro de onda gerado em uma região remota, não associado ao vento local. Após o equilíbrio ser quebrado, o modelo é integrado até um novo estado de equilíbrio ser alcançado. Ao atingir o estado de equilíbrio, são analisados o comportamento da rugosidade do mar e os fluxos de  $\text{CO}_2$  na interface. Para avaliar o efeito das gotículas na transferência de  $\text{CO}_2$ , são idealizados um oceano, cuja concentração de  $\text{CO}_2$  é inicialmente zero, e uma atmosfera com concentração constante durante toda a integração do modelo numérico. Logo, os fluxos de  $\text{CO}_2$  são da atmosfera para o oceano. Nos experimentos, é computado o tempo para a  $C_{mar}$  atingir  $C_{ar} H_l^{-1} e^{-1}$ . Esse tempo é definido por  $t_{ef}$  e é computado com e sem a presença de gotículas, o que permitirá avaliar o impacto das gotículas na transferência de  $\text{CO}_2$ . Caso o modelo chegue

ao equilíbrio antes da  $C_{mar}$  atingir  $C_{ar} H_l^{-1} e^{-1}$ , então, a integração continua até obter-se  $C_{mar} = C_{ar} H_l^{-1} e^{-1}$ . Nesses experimentos, são idealizados vários cenários de estado do mar e atmosfera.

Os experimentos consistem em definir um perfil inicial, um comprimento de rugosidade  $z_{0e}$  e um representante de um evento meteorológico artificial, dado pelo termo  $W_{\text{æ}}$  (Equação 3.1), que seja capaz de manter o estado inicial em equilíbrio. Como condição inicial, para a atmosfera, são considerados um perfil de vento com velocidade de 30 (50)  $\text{m s}^{-1}$ , sendo que, na elevação  $z = z_{0e}$ , a velocidade do vento imposta é zero; um perfil de temperatura potencial  $\Theta$  de 280 K, sendo na superfície imposta a temperatura de 285 K, a qual faz a CLS ser instável, e um perfil de umidade relativa de 100 (50)%. Para o oceano, a temperatura do mar e a salinidade são consideradas constantes, 285K e 0,034‰, respectivamente. Para manter o equilíbrio, o comprimento de rugosidade inicial imposto é  $z_{0e} = 0,0001 \text{ m}$ .

Em relação ao processo de troca de  $\text{CO}_2$  na interface, o oceano é representado por uma coluna vertical com área unitária e profundidade constante ( $D_c = 10 \text{ m}$ ). Este valor é razoável, porque a maioria dos processos físicos e biológicos do  $\text{CO}_2$  (interação com fitoplâncton, luz do sol, etc.) ocorre na CLS, além de ser a camada com maior mistura turbulenta (STULL, 1988; BOPP; QUÉRÉ, 2009). A concentração do mar é considerada zero no momento inicial, porém, evolui no tempo devido às trocas na interface. Nesse cenário, é assumido que toda massa de  $\text{CO}_2$  absorvida pelo oceano através da interface é imediatamente misturada uniformemente em todo o volume. Sobre o oceano, é considerada uma atmosfera com  $C_{ar}$  constante, sendo uma típica média da atmosfera, de tal modo que  $C_{ar} H_l^{-1} = 0,02 \text{ mol m}^{-3}$  (TAKAHASHI et al., 2002).

A quebra do balanço inicial ocorre devido à imposição de um espectro de onda gerado em uma região remota, isto é, não associada ao vento local. O espectro utilizado é caracterizado por um período de pico  $T_p$  variando de 4 a 16 segundos. Cada  $T_p$  define um espectro de JONSWAP, como descrito pela Equação 2.3. No modelo numérico, o espectro é discretizado em 36 direções e 28 frequências, definidas por

$$\begin{aligned} \theta_i &= i \times 10, & i &= 1, \dots, 36, \\ f_i &= f_1 \times c^{i-1}, & i &= 1, \dots, 28, \end{aligned}$$

em que  $f_1 = 0,03093 \text{ rad s}^{-1}$  e  $c = 1,1$ . Para  $f > f_c = 0,4054 \text{ rad s}^{-1}$  (parte de alta

frequência do espectro de onda), é utilizada a distribuição de energia sugerida por Janssen (1992), em que

$$E(f, \theta) = \left( \frac{f_c}{f} \right)^5 \times E(f_c, \theta). \quad (3.22)$$

Após a quebra do estado inicial, o modelo é integrado até um novo estado de equilíbrio ser alcançado, sem modificação do campo de onda. Naturalmente, é impossível manter um perfil inicial em equilíbrio sobre um campo de onda com um  $z_{0e}$  constante, porque o equilíbrio só é alcançado quando o espectro de onda atinge o estágio completamente desenvolvido determinado pelo vento local, modificando  $u_*$  e  $z_{0e}$  e alterando o próprio perfil da atmosfera. Entretanto, a manutenção do campo de onda constante durante a integração é razoável, porque a resposta da atmosfera para uma interferência da superfície é imediata. Porém, o espectro de onda só é alterado pela influência da atmosfera após muitos minutos ou horas<sup>4</sup> (WRIGHT et al., 2001; OOST et al., 2002). Nos experimentos, foram utilizados<sup>5</sup>  $\Delta t = 18$  s,  $N_z = 4$  e uma discretização vertical com  $\Delta z = 10$  m. Nesse contexto, o tempo para o modelo alcançar o equilíbrio foi de aproximadamente 1,3 horas.

### 3.1.2.1 Transferência de gás - procedimento numérico

No experimento numérico, a concentração do mar, partindo de um valor inicial zero, evolui no tempo devido às trocas na interface até atingir  $C_{mar} = C_{ar} H_l^{-1} e^{-1}$ . Como descrito previamente, o impacto da produção de gotículas na transferência de  $\text{CO}_2$  será avaliado através do tempo  $t_{ef}$ . Desse modo, o tempo  $t_{ef}$  será computado nas simulações com gotículas e nas simulações sem gotículas. Logo, será possível avaliar o efeito da produção de gotículas nos fluxos de  $\text{CO}_2$ . Para computar  $t_{ef}$ , é necessário obter uma equação que descreva a evolução de  $C_{mar}$ , isto é, a razão  $dC_{mar}/dt$ . Assim, se o fluxo total de massa de  $\text{CO}_2$  trocada durante um intervalo de tempo  $\Delta t$  entre o mar e o ar é  $\Upsilon_{co_2}^{tot}$  (Equação 2.111), então a variação no tempo da concentração do mar é

$$\frac{dC_{mar}}{dt} \approx \frac{\Upsilon_{co_2}^{tot}}{D_c} = \frac{\Upsilon_{am} + \Upsilon_{am*} A_{t_s} - \Upsilon_g^E}{D_c}. \quad (3.23)$$

<sup>4</sup>Em condições de ventos fracos e moderados, o espectro de onda é modificado pela atmosfera após várias horas ou dias (OOST et al., 2002). Entretanto, em condições extremas de ventos fortes, como no caso de furacões, o espectro de ondas é modificado após minutos (WRIGHT et al., 2001).

<sup>5</sup>Esse valor corresponde, aproximadamente, à metade daquele que seria exigido para estabilidade do método explícito em uma discretização vertical com  $\Delta z = 10$  m.

Utilizando as Equações 2.97 e 2.118, a Equação 3.23 é reescrita como

$$\frac{dC_{mar}}{dt} = - \left[ \frac{k_m + k_{dif} A_{ts} + V_\chi}{D_c} \right] C_{mar} + \frac{(k_m + k_{dif} A_{ts}) C_{ar} H_l^{-1}}{D_c}, \quad (3.24)$$

com  $V_\chi = \frac{4\pi}{3} R_\beta^{1,5} (\phi_2 - \phi_3)$ . A Equação 3.24 pode ser discretizada no tempo, obtendo-se

$$C_{mar}^{n+1} = (\mathbb{E} C_{mar}^n + \mathbb{B}) \times \Delta t + C_{mar}^n, \quad (3.25)$$

em que

$$\mathbb{E} = - \left[ \frac{k_m + k_{dif} A_{ts} + V_\chi}{D_c} \right],$$

$$\mathbb{B} = \frac{(k_m + k_{dif} A_{ts}) C_{ar} H_l^{-1}}{D_c},$$

e  $n$  é o índice do tempo.

A evolução da concentração do mar ( $C_{mar}^{n+1}$ ) é investigada através de três experimentos numéricos:

- Simulação  $D_{if}$ : a transferência de gás na interface é dada apenas pelo processo de difusão direta, isto é, na Equação 3.25,  $k_m = k_{dif}$  e  $A_{ts} = V_\chi = 0$  durante todo tempo de integração;
- Simulação  $B_{ol}$ : a transferência de gás na interface é dada pelo processo da difusão direta e pelo efeito da difusão entre as bolhas e o meio (mar), isto é, na Equação 3.25,  $k_m = k_{dif} + k_b$  e  $A_{ts} = V_\chi = 0$  durante todo tempo de integração;
- Simulação  $G_{ot}$ : similar à simulação  $B_{ol}$ , entretanto, aqui é incluído o efeito da produção de bolhas na troca de gás através dos termos  $A_{ts}$  e  $V_\chi$ , isto é, na Equação 3.25,  $k_m = k_{dif} + k_b$ , sendo  $A_{ts}$  e  $V_\chi$  computados em cada passo de tempo.

Na Tabela 3.1, é apresentado um resumo dos experimentos.

Tabela 3.1 - Síntese dos experimentos.

simulação	$k_m$	produção de gotículas
$D_{if}$	$k_m = k_{dif}$	desligada
$B_{ol}$	$k_m = k_{dif} + k_b$	desligada
$G_{ot}$	$k_m = k_{dif} + k_b$	ligada

Nos três experimentos descritos acima, o modelo é integrado utilizando o balanço de momentum descrito pela Equação 2.33, no qual é considerado o efeito da superfície de abrigo e da produção de gotículas.

Para completar a solução do problema numérico, é necessário calcular os termos  $V_\chi$  e  $A_{ts}$ , os quais são resolvidos por um tratamento especial, como descrito na próxima seção.

#### a. Procedimento numérico de integração para os termos $V_\chi$ e $A_{ts}$

O tratamento dos efeitos da produção de gotículas no modelo numérico depende da área total de superfície das gotículas, a qual é utilizada para estimar a transferência de  $\text{CO}_2$  por difusão na superfície da gotícula, e da massa total evaporada das gotículas, sendo essa utilizada para computar a transferência de  $\text{CO}_2$  por evaporação. Ambos os termos dependem da evolução do espectro de onda, como pode ser observado nas Equações 2.112 e 2.117.

Para estimar o efeito da transferência por evaporação, sendo representada na Equação 3.25 pelo termo  $V_\chi$ , é necessário computar as integrais  $\phi_2$  (Equação 2.119) e  $\phi_3$  (Equação 2.120). A integral  $\phi_2$  não tem problemas e é resolvida analiticamente, sendo  $\phi_2 = 8,691 \times 10^{-15} \text{ m s}^{-1}$ , como analisado a Seção 2.10.3. Entretanto, a integral  $\phi_3$  requer procedimentos mais complexos e não pode ser resolvida analiticamente. O mesmo ocorre ao estimar a área total de superfície  $A_{ts}$ , como descrita na Seção 2.10.2 (Equação 2.114). A integral representada por  $\phi_1$  (Equação 2.115) também não pode ser resolvida analiticamente.

Desse modo, em vez de calcular  $\phi_1$  e  $\phi_3$  em cada passo de tempo do modelo, foi preparada uma tabela em que seus valores são armazenados como função da temperatura do ar  $T_a$ , da fração da umidade relativa  $f_{ur}$  e da altura significativa da onda  $H_s$ . Para construir essa tabela, primeiro é necessário computar  $r_{eq}$  (Equação 2.73) para cada raio  $r_i$  de 30 a  $500 \mu\text{m}$ , o qual depende de  $T_a$  e da salinidade  $s_{al}$ . Aqui, é



assumido  $s_{al} = 0,034\%$  constante e  $r_{eq}$  é computado para  $T_a$  variando entre 273 a 300 K, a cada 1 K, e  $f_{ur}$  de 0 a 1, para cada 0,01. A difusividade molecular do vapor de água no ar  $D_w$  é computada com  $T_0 = 273,15$  K e  $p/p_0 = 1,0135$ . O valor da tensão da superfície do mar  $\delta_s$  para água pura em  $T_m = 273,15$  K é utilizado. Após expressar  $r_{eq}$  como função de  $T_a$  e  $f_{ur}$ , o próximo passo é computar  $\tau_e$  (Equação 2.84) e, então, a evolução de cada raio pode ser descrita pela Equação 2.67.

Para computar  $r_{eq}$ , o procedimento numérico consiste em aplicar o método iterativo descrito pela Equação 2.73 para cada raio. Para que  $\tau_e$  seja computado pela Equação 2.84, para o mesmo intervalo de valores de  $T_a$  e  $f_{ur}$  utilizados acima, é necessário avaliar  $r(\tau_e/2)$  utilizando a Equação 2.86,  $\partial r/\partial t|_{\tau_e/2}$  da Equação 2.69 e  $(\partial X/\partial t)|_{\tau_e/2}$  da Equação 2.85. Por último, é preciso computar  $r_f$  (Equação 2.67), o qual não depende somente de  $T_a$  e  $f_{ur}$ , mas também do tempo de residência  $\tau_f$ . O termo  $\tau_f$  (Equação 2.74) é calculado para  $H_s = 1, 2, 3, 4, 5$ , e 6. Portanto,  $\phi_1$  e  $\phi_3$  são armazenados em uma tabela como funções de  $T_a$ ,  $f_{ur}$  e  $H_s$ . Foi notado que, para  $T_a$  e  $f_{ur}$  constantes, a variação de  $\phi_1$  e  $\phi_3$  é quase linear com  $H_s$ . Assim, durante a integração do modelo, uma interpolação linear é utilizada para computar  $\phi_1$  e  $\phi_3$  para valores intermediários de  $T_a$ ,  $f_{ur}$  e  $H_s$ .

Portanto,  $V_\chi$  e  $A_{t_s}$  são computados com  $\phi_1$ ,  $\phi_2$  e  $\phi_3$  calculados conforme o procedimento descrito acima e  $R_\beta$  é avaliado pelos modelos atmosférico e de ondas em cada passo de tempo.

### 3.1.2.2 Balanço de momentum e comprimento de rugosidade

Para avaliar o impacto da produção de gotículas e da separação do escoamento do ar na formulação do comprimento de rugosidade  $z_{0_e}$  (Equação 2.56) e no balanço de momentum acima das ondas (Equação 2.33), são realizados três experimentos numéricos:

- Simulação  $Sm_e$ : os efeitos da superfície de abrigo e da produção de gotículas não são considerados, ou seja, o modelo é integrado com o balanço de momentum dado pela Equação 2.33, sendo  $\tau_{onda}$  e  $\tau_{sfa}$  expressos pelas Equações 2.36 e 2.43, respectivamente, e  $z_{0_e}$  computado pela Equação 2.56 com  $Rs_L = 1$  (constante).
- Simulação  $Sm_s$ : o efeito da superfície de abrigo é considerado, porém, é desprezado o efeito da produção de gotículas, ou seja, o modelo é inte-

grado com o balanço de momentum dado pela Equação 2.33, em que  $\tau_{onda}$  e  $\tau_{sfa}$  são calculados, respectivamente, pelas Equações 2.45 e 2.46, e  $z_{0e}$  computado pela Equação 2.56 com  $Rs_L = 1$  (constante).

- Simulação  $Sm_{sg}$ : os efeitos da superfície de abrigo e da produção de gotículas são considerados, ou seja, o modelo é integrado com o balanço de momentum dado pela Equação 2.33, com  $\tau_{onda}$  e  $\tau_{sfa}$  computados pelas Equações 2.45 e 2.46, respectivamente, e  $z_{0e}$  calculado pela Equação 2.56, sendo  $Rs_L$  avaliado em cada passo de tempo do modelo.

Na Tabela 3.2, é apresentado um resumo dos experimentos numéricos.

Tabela 3.2 - Síntese dos experimentos numéricos.

simulação	momentum	superfície de abrigo	produção de gotículas
$Sm_c$	Equações 2.33, 2.36, 2.43 e 2.56	desligada	desligada
$Sm_s$	Equações 2.33, 2.45, 2.46 e 2.56	ligada	desligada
$Sm_{sg}$	Equações 2.33, 2.45, 2.46 e 2.56	ligada	ligada

Nas três simulações ( $Sm_c$ ,  $Sm_s$  e  $Sm_{sg}$ ), é utilizado o espectro de ondas descrito pela função de JONSWAP (Equação 2.3) para a parte de baixa frequência. Por outro lado, para a parte de alta frequência (parte não resolvida explicitamente pelo modelo), utiliza-se a distribuição de energia sugerida por Janssen (1992) (Equação 3.22). Em todas as três simulações, o modelo é integrado como descrito na Seção 3.1.2.

Para completar a solução do problema numérico, é necessário calcular os termos  $\tau_{onda}$  e  $\tau_{sfa}$  e  $z_{0e}$ , os quais são resolvidos por um tratamento especial, como descrito a seguir.

#### a. Procedimento numérico para computar o balanço de momentum e $z_{0e}$

Como descrito previamente, a solução numérica do modelo consiste em encontrar  $u_*$  e  $z_{0e}$  de tal modo que os perfis da camada limite estejam em equilíbrio com o espectro de onda. A formulação utilizada para  $z_{0e}$ , como desenvolvida na Seção 2.5,

é expressa por

$$z_{0e} = \begin{cases} z_0 + z_1 & , \quad \text{se } u_{10} \leq 30 \text{ m s}^{-1}, \\ (z_0 + z_1) \times Rs_L & , \quad \text{se } u_{10} > 30 \text{ m s}^{-1}, \end{cases}$$

em que  $z_1$  é dado pela Equação 2.55,  $z_0$  é computado pela relação de Charnock (Equação 2.6), porém com  $\alpha = 0,01$  (JANSSEN, 1991), e

$$Rs_L = \exp[-5 w^{-1} d_s F_v / c_{br}],$$

sendo  $w = U_f / (\kappa u_*)$  e  $F_v$  o fluxo de volume de produção de gotículas, como definido na Seção 2.6.2,  $F_v = (4 \pi r_0^3 / 3) dF/dr_0$ .

Utilizando a FQPG (Equação 2.61), reescreve-se o termo  $Rs_L$  como

$$Rs_L = \exp \left( \frac{-5 \kappa u_* d_s}{c_b} \times \frac{4 \pi R_\beta^{1,5}}{3} \phi_4 \right), \quad (3.26)$$

em que

$$\phi_4 = \int_{r_{inf}}^{r_{sup}} \left( \frac{r^3 w_1(r)}{U_f(r)} \right) dr.$$

Para computar a integral  $\phi_4$ , primeiro calcula-se  $U_f$  para toda as gotículas de raio  $r_{inf} \leq r \leq r_{sup}$  utilizando a Equação 2.81 (método iterativo descrito na Seção 2.7.3). Com os valores de  $U_f$  computados, obtém-se a integral  $\phi_4 = 9,6459 \times 10^{-15}$ .

No modelo numérico, é necessário utilizar método iterativo para computar  $z_{0e}$ , sendo que a iteração ocorre entre  $z_{0e}$  e  $u_*$ . O procedimento iterativo consiste em:

- i) como condição inicial, conhecendo  $u$  em  $i = 1$  e  $2$ , assumem-se  $z_0 = 0,0001$  m,  $z_1 = 0$ ,  $Rs_L = 1$  e  $\Psi_M = 0$  na Equação 2.51 para computar  $u_*$ ;
- ii) utilizando o espectro de onda,  $u_*$  e as Equações 2.6 e 3.26, com  $\alpha = 0,01$ , obtém-se  $z_0 \times Rs_L$ ;
- iii) com o espectro de onda e  $u_*$ , computa-se  $S_a$  (Equação 2.30);
- iv) conhecido o valor de  $S_a$ , obtém-se  $\tau_{sfa}$  e  $\tau_{onda}$  através das Equações 2.45 e 2.46;
- v) com a Equação 2.53, calcula-se  $\tau_{turb}$  em  $z_0$ ;
- vi) através da Equação 2.55, obtém-se  $z_1$ ;
- vii) utilizando  $z_{0e}$ , recomputa-se  $\Psi_m$  e, assim, obtém-se  $u_*$  com a Equação 2.51;
- viii) após realizar as etapas (i)-(vii), é checada a convergência por comparação entre

dois valores consecutivos de  $u_*$ . Havendo convergência, obtém-se  $u_*$  e  $z_{0_e}$ . Caso contrário, retorna-se para o passo (ii).

### 3.2 Etapa II - Modelo acoplado

É construído um sistema de modelos acoplados ondas-oceânicas-gotículas-atmosfera (SMAOOGA), constituído de um modelo de ondas oceânicas de superfície geradas pelo vento, *WAVEWATCH III* - WW3 - versão 3.14 (TOLMAN, 2009), um modelo atmosférico, *Weather Research and Forecast* - WRF - versão 3.1 (SKAMAROCK et al., 2008), e um modelo de microfísica de gotículas (INNOCENTINI; GONÇALVES, 2010). A seguir, são descritos os modelos (componentes atmosférica e oceânica), a construção do acoplamento e as simulações realizadas.

#### 3.2.1 Modelo de ondas oceânicas de superfície - WW3

O modelo de ondas oceânicas de superfície *WAVEWATCH III* foi desenvolvido pelo *Marine Modeling and Analysis Branch* (MMAB) do *National Center for Environmental Prediction* (NCEP). As versões anteriores foram desenvolvidas na *Delf University of Technology* (WW1) e na *NASA Goddard Space Flight Center* (WW2). Esse modelo foi implementado em pesquisas no INPE em 1997 e de forma operacional concomitantemente ao modelo de ondas WAM (Komen et al., 1994) e a um modelo de segunda geração (INNOCENTINI; NETO, 1996). Em 1999, os dois últimos foram desativados para diminuir a carga operacional e pelo fato do WW3 apresentar algumas vantagens (INNOCENTINI et al., 1999).

No modelo WW3, o espectro de onda é discretizado em frequências, com períodos de 1 a 25 s, e em várias direções (normalmente 24 direções). Cada componente espectral propaga-se com velocidade de grupo correspondente a sua frequência. Variáveis, como altura significativa, período de pico e velocidade de grupo, são obtidas a partir do espectro de onda (TOLMAN, 2009, pág.: 37).

O modelo resolve a equação linear do balanço de energia em função do número de onda  $k$  e da direção  $\theta$ . Na física do modelo, estão incluídas a geração de energia, a dissipação devido à quebra de ondas e à fricção com fundo, a refração, a advecção e as interações quádruplas onda-onda.

### a. Equações Governantes

Em modelos que utilizam o espectro de ondas como variável prognóstica, como no caso do modelo WW3, é assumido que cada componente espectral satisfaz a Teoria Linear de Onda<sup>6</sup>. Desse modo, as equações para a relação de dispersão e para o efeito *Doppler* são expressas como

$$\sigma^2 = gk \tanh(kD), \quad (3.27)$$

$$\omega = \sigma + \mathbf{k} \cdot \mathbf{U}, \quad (3.28)$$

sendo  $D$  a profundidade média do oceano,  $\mathbf{k}$  o vetor número de onda,  $\mathbf{U}$  o vetor velocidade média da corrente (média no tempo e na profundidade),  $\sigma$  a frequência relativa e  $\omega$  a frequência absoluta.

Essa usual definição de  $\mathbf{k}$  e  $\omega$  implica que o número de cristas de ondas é conservativo (PHILLIPS, 1977), isto é,

$$\frac{\partial \mathbf{k}}{\partial t} + \nabla \omega = 0. \quad (3.29)$$

A variável prognóstica do modelo WW3 é o espectro densidade ação ( $N$ ) (do inglês, *action density spectrum*), sendo expresso em função do espectro variância ( $E$ ) como

$$N(k, \theta) \equiv E(k, \theta)/\sigma,$$

o qual define a propagação de ondas como

$$\frac{DN}{Dt} = \frac{S}{\sigma}, \quad (3.30)$$

em que  $D/Dt$  é a derivada total (movendo com a componente da onda) e  $S$  é o balanço dos efeitos dos termos fontes e dissipadores do espectro  $N$ .

No entanto, o espectro resultante<sup>7</sup> do modelo consiste no tradicional espectro em

---

<sup>6</sup>A Teoria Linear de Ondas Oceânicas de Superfície estabelece a inter-relação entre as características físicas do movimento da superfície, da pressão induzida pela onda na coluna de água e dos movimentos das partículas (HOLTHUIJSEN, 2007, pág.: 106).

<sup>7</sup>Espectro resultante equivale ao espectro calculado pelo modelo e liberado após toda integração numérica.

função da frequência e da direção  $E(f, \theta)$ , o qual é relacionado com  $E(k, \theta)$  através das transformações Jacobianas, como

$$E(f, \theta) = \frac{\partial k}{\partial f} E(k, \theta) = \frac{2\pi}{c_g} E(k, \theta), \quad (3.31)$$

sendo  $c_g = \frac{\partial \sigma}{\partial k}$  a velocidade de grupo.

Desenvolvendo a equação de propagação (Equação 3.30) em um sistema de coordenadas Euleriano<sup>8</sup>, obtêm-se

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \nabla_x \cdot \left( N \frac{\partial \mathbf{x}}{\partial t} \right) + \frac{\partial}{\partial k} \left( N \frac{\partial k}{\partial t} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left( N \frac{\partial \theta}{\partial t} \right) &= \frac{S}{\sigma}, \\ \frac{\partial \mathbf{x}}{\partial t} &= \mathbf{c}_g + \mathbf{U}, \\ \frac{\partial k}{\partial t} &= -\frac{\partial \sigma}{\partial d} \frac{\partial d}{\partial s} - \mathbf{k} \cdot \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial s}, \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} &= -\frac{1}{k} \left[ \frac{\partial \sigma}{\partial d} \frac{\partial d}{\partial m} - \mathbf{k} \cdot \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial m} \right], \end{aligned} \quad (3.32)$$

em que  $\mathbf{c}_g$  é dado por  $c_g$  e  $\theta$ ;  $s$  é a coordenada na direção  $\theta$  e  $m$  é a coordenada perpendicular a  $s$ .

Em águas profundas, o balanço do termo  $S$ , como descrito na Equação 3.32, ocorre em função de três processos físicos: interação onda-vento (termo fonte de energia espectral -  $S_{in}$ ), interação não linear onda-onda ( $S_{nl}$ ) e os termos de dissipação (encapelamento -  $S_{ds}$ ),

$$S = S_{in} + S_{nl} + S_{ds}.$$

Por outro lado, em águas rasas, processos adicionais são considerados, como: interação onda-fundo ( $S_{bot}$ ), interação quebra-onda ( $S_{db}$ ) e o termo de interação linear triplas onda-onda ( $S_{tr}$ ). Portanto, para águas rasas, o termo  $S$  é reescrito como

$$S = S_{in} + S_{nl} + S_{ds} + S_{bot} + S_{db} + S_{tr}.$$

No modelo WW3, os termos que compõem  $S$  são computados diretamente através

---

<sup>8</sup>Na descrição Euleriana, as características do fluido são definidas em uma localização fixa, isto é, em um ponto estacionário do espaço.

do espectro  $N$ . As parametrizações utilizadas para cada um desses termos estão descritas em [Tolman e Chalikov \(1996\)](#), [Holthuijsen \(2007\)](#) e [Tolman \(2009\)](#).

### 3.2.2 Modelo atmosférico - WRF

O *Weather Research and Forecasting* (WRF) foi desenvolvido pelo *National Center for Atmospheric Research* (NCAR). É um modelo desenvolvido em multi-escala, isto é, tem habilidade de trabalhar com resolução variando de metros até global (tanto em aplicações operacionais quanto em pesquisas), é compressível, tem a força de *Coriolis* nas três direções e utiliza grade *Arakawa-C*. Além disso, incorpora vários processos físicos, incluindo parametrizações de microfísica, de cúmulos, da camada limite planetária, da camada limite superficial, de radiação de onda longa e de onda curta, com várias opções para cada processo. Possui o modo hidrostático e não hidrostático, o que permite simular eventos meteorológicos severos que ocorrem em escalas inferiores a 10 km, tais como os ciclones tropicais e extratropicais, e foi projetado com uma arquitetura que permite utilizar vários processadores em paralelo. São descritas a seguir algumas características do WRF. Maiores detalhes são encontrados nos trabalhos de [Skamarock et al. \(2008\)](#) e [Wang et al. \(2012\)](#).

#### a. Coordenada vertical

As equações do WRF são formuladas utilizando a coordenada vertical sigma, denotada neste contexto por  $\eta$ , em que a pressão segue acompanhando o terreno. Essa coordenada é definida como

$$\eta = (p_h - p_{ht})/\mu,$$

sendo  $p_h$  a componente da pressão hidrostática a ser computada e  $\mu = p_{hs} - p_{ht}$ , em que  $p_{hs}$  e  $p_{ht}$  referem-se aos valores da pressão ao longo da superfície e do topo do domínio do modelo, respectivamente.

Essa definição de coordenada foi primeiramente proposta por [Laprise \(1992\)](#), sendo utilizada por muitos modelos atmosféricos. Na Figura 3.1, é ilustrada a variação de  $\eta$  com a altura, sendo  $\eta = 1$  na superfície e  $\eta = 0$  na fronteira superior do domínio do modelo.

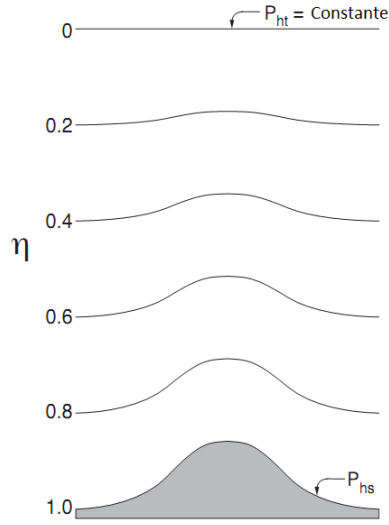


Figura 3.1 - Coordenada vertical  $\eta$ .

Fonte: Adaptada de Skamarock et al. (2008).

## b. Equações governantes

Para simular as condições da atmosfera, as equações governantes são resolvidas no modo compressível e não hidrostático. Estas equações estão com aspecto da forma de fluxo, utilizando variáveis conservativas (OOYAMA, 1990).

Considerando que  $\mu(x, y)$  seja a massa por unidade de área dentro de uma coluna no domínio do modelo em  $(x, y)$ , as variáveis na forma de fluxos são definidas por  $\mathbf{V} = \mu \mathbf{v} = (U, V, W)$ ;  $\Omega = \mu \dot{\eta}$  e  $\Theta_p = \mu \theta$ , em que  $\mathbf{v} = (u, v, w)$  são as covariâncias da velocidade nas direções horizontal  $(u, v)$  e vertical  $(w)$ , enquanto  $\omega = d\eta/dt$  é a contravariante da velocidade vertical e  $\theta$  é a temperatura potencial.

Utilizando as variáveis na forma de fluxo, as equações governantes são escritas na forma diferencial como

$$\frac{\partial U}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{V} u) - \frac{\partial}{\partial x} \left( p \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( p \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) = F_U, \quad (3.33)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{V} v) - \frac{\partial}{\partial y} \left( p \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( p \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) = F_V, \quad (3.34)$$



$$\frac{\partial W}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{V} w) - g \left( \frac{\partial p}{\partial \eta} - \mu \right) = F_W, \quad (3.35)$$

$$\frac{\partial \Theta_p}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{V} \theta) = F_{\Theta_p}, \quad (3.36)$$

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{V}) = 0, \quad (3.37)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mu^{-1} [(\mathbf{V} \cdot \nabla \phi) - g W] = 0, \quad (3.38)$$

com  $\phi = g z$  (geopotencial),  $\alpha = 1/\rho_a$  e  $\partial_\eta \phi = -\alpha \mu$ . A pressão ( $p$ ) é computada através da equação do estado termodinâmica,

$$p = p_0 (R_d \theta / p_0 \alpha)^\gamma, \quad (3.39)$$

em que  $p_0$  é a pressão de referência (tipicamente  $10^5$  Pa),  $R_d$  é a constante do gás para o ar seco e  $\gamma$  é a razão entre os coeficientes de calor específico a pressão constante e a volume constante ( $\gamma = c_p/c_v = 1,4$ ). Considerando uma variável genérica  $\mathfrak{d}$ , tem-se

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{V} \mathfrak{d} &= \frac{\partial}{\partial x} (U \mathfrak{d}) + \frac{\partial}{\partial y} (V \mathfrak{d}) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\Omega \mathfrak{d}), \\ \mathbf{V} \cdot \nabla \mathfrak{d} &= U \frac{\partial \mathfrak{d}}{\partial x} + V \frac{\partial \mathfrak{d}}{\partial y} + \Omega \frac{\partial \mathfrak{d}}{\partial \eta}. \end{aligned}$$

Já os termos  $F_U$ ,  $F_V$ ,  $F_W$  e  $F_{\Theta_p}$  representam as forçantes devido à física do modelo, à mistura turbulenta, às projeções esféricas e à rotação da Terra.

As Equações 3.33-3.35, 3.36, 3.37 e 3.39 representam a conservação da quantidade de movimento, a conservação de energia termodinâmica, a conservação da massa (hidrostática) e o estado termodinâmico, respectivamente.

### c. Discretização temporal e espacial

Ao resolver as equações governantes, há solução tanto no modo de ondas lentas (baixa frequência), que representam os fenômenos meteorológicos de maior interesse, quanto nos modos acústicos de alta frequência (ondas rápidas). No modelo WRF, para resolver esses dois modos, utiliza-se o esquema de integração passo de tempo fracionado (do inglês, *time-split integration scheme*). Nesse esquema, os modos de ondas lentas são resolvidos utilizando o Método de Integração no Tempo *Runge-Kutta* de Terceira Ordem - RK3 (do inglês, *third-order Runge-Kutta time integration*

*scheme*). Por outro lado, os modos acústicos são integrados sobre um passo de tempo menor para manter a estabilidade numérica. Os modos de propagação horizontal de ondas acústicas e as ondas de gravidade são resolvidos com um esquema de integração centrada no tempo (do inglês, *Forward-Backward*) e os modos verticais e as oscilações de fluabilidade são integrados utilizando um esquema implícito com  $\Delta t$  para ondas acústicas.

O esquema RK3, descrito em [Wicker e Skamarock \(2002\)](#), integra um conjunto de equações diferenciais ordinárias utilizando uma formulação preditor-corretor (do inglês, *predictor-corrector*). Nesse método explícito, definindo uma variável prognóstica genérica do modelo como  $\Phi$  e as equações do modelo como  $\partial\Phi/\partial t = R(\phi)$ , são necessários três passos de tempo para avançar a solução  $\Phi(t)$  para  $\Phi(t + \Delta t)$ :

$$\Phi^* = \Phi(t) + \frac{\Delta t}{3}R(\Phi(t)), \quad (3.40)$$

$$\Phi^{**} = \Phi(t) + \frac{\Delta t}{2}R(\Phi^*), \quad (3.41)$$

$$\Phi(t + \Delta t) = \Phi(t) + \Delta t R(\Phi^{**}), \quad (3.42)$$

em que  $\Delta t$  é o passo de tempo associado ao modo de baixa frequência (passo de tempo do modelo).

Com relação à discretização espacial, o WRF utiliza uma grade de *Arakawa* (tipo C) para as variáveis, como ilustrada na Figura 3.2. Nessa grade, os índices  $i, j$  e  $k$  indicam a localização das variáveis com  $(x, y, \eta) = i\Delta x, j\Delta y, k\Delta \eta$ . O ponto onde está localizada a variável  $\theta$  é denominado ponto de massa. Já as posições onde localizam-se  $u, v$  e  $w$  são denominadas ponto  $u$ , ponto  $v$  e ponto  $w$ , respectivamente. Os comprimentos de grade  $\Delta x$  e  $\Delta y$  são constantes, porém  $\Delta \eta$  não é fixado.

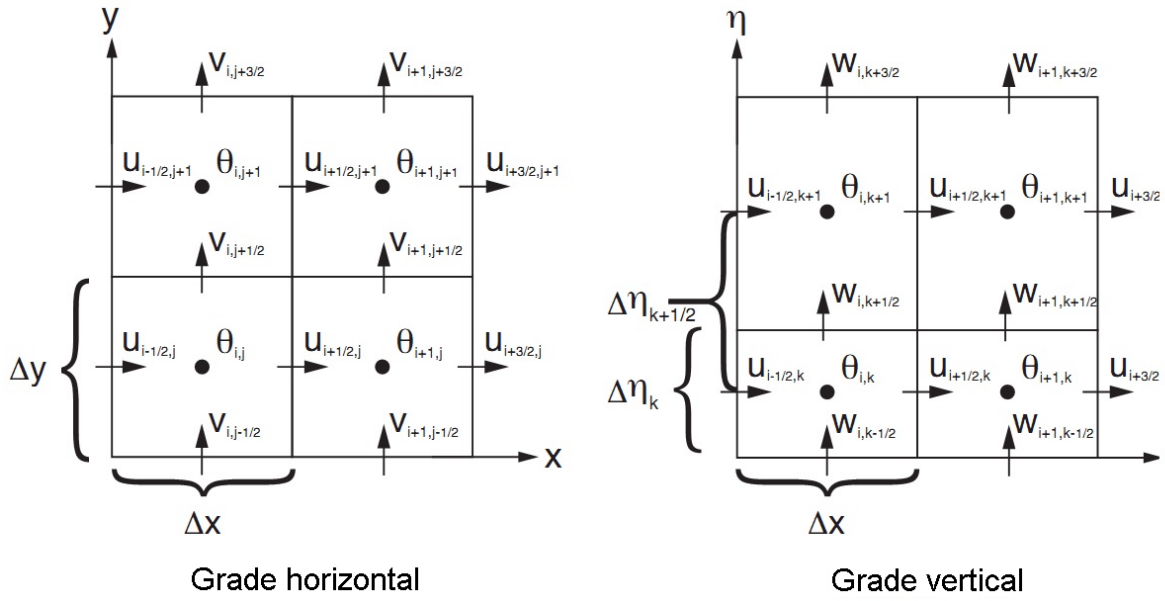


Figura 3.2 - Discretização espacial do modelo WRF.

Fonte: Adaptada de Skamarock et al. (2008).

### 3.2.3 Estrutura do SMAOOGA

No sistema SMAOOGA, o modelo de ondas WW3 é utilizado sem alterações nas equações governantes. Porém, no modelo atmosférico WRF, foram realizadas modificações na equação do balanço de momentum e na formulação dos fluxos turbulentos computados na interface ar-mar. Essas modificações são descritas nas próximas seções.

#### 3.2.3.1 Fluxo de calor na interface ar-mar

O algoritmo que computa os fluxos mediados pelas gotículas, o qual é implementado no modelo WRF, foi desenvolvido por Innocentini e Gonçalves (2010), sendo organizado em duas rotas pelas quais os fluxos de calor e umidade atravessam a interface ar-mar. Na primeira rota, são computados os fluxos diretos da interface, isto é, os fluxos gerados pelas difusões turbulenta e molecular que ocorrem continuamente na interface ar-mar<sup>9</sup>. Na segunda rota, são computados os fluxos de calor sensível e calor latente mediados pelas gotículas durante o intervalo de tempo que

<sup>9</sup>Note que, se há algum vento atuando sobre a superfície do mar, é porque existe uma diferença de temperatura e/ou pressão entre o ar e o mar. Desse modo, a atmosfera e o oceano estão sempre trocando momentum, calor e umidade na interface.

as mesmas ficam suspensas na atmosfera (tempo de vida da gotícula). A seguir, são apresentadas as formulações utilizadas para computar os fluxos turbulentos e os fluxos mediados pelas gotículas.

#### **a. Fluxo turbulento**

No modelo WRF, os fluxos da superfície (fluxos turbulentos) são resolvidos utilizando a TSMOK (MONIN; OBUKHOV, 1954), sendo as funções universais empíricas parametrizadas como sugeridas por Paulson (1970), em que é utilizado o parâmetro de von Kármán como  $\kappa = 0,4$ . Todavia, Andreas (2009a) enfatiza que é necessário muito cuidado na escolha do parâmetro de von Kármán, uma vez que essa escolha deve ser compatível com os coeficientes empíricos das funções universais da Teoria de Similaridade, os quais são ajustados para cada experimento de campo. Desse modo, como algoritmo do fluxo de calor mediado pelas gotículas desenvolvido por Innocentini e Gonçalves (2010) é associado ao fluxo turbulento, em que são utilizadas as funções universais parametrizadas como sugeridas pelo trabalho de Businger et al. (1971) (com  $\kappa = 0,35$ ), é necessário desprezar o algoritmo padrão do WRF que computa os fluxos turbulentos, para evitar a perda de validade do algoritmo do fluxo de calor mediado pelas gotículas. Portanto, os fluxos turbulentos no SMAOOGA são computados como descrito na Seção 3.1.1.

#### **b. Fluxo de calor mediado pelas gotículas**

A liberação de calor sensível e de calor latente mediada pelas gotículas está associada às quantidades de massa de água (massa de gotículas) ejetadas na atmosfera  $M_{EJ}$  (Equação 2.65) e de massa evaporada  $M_{EV}$  (Equação 2.66), sendo necessário computá-las.

Assumido que as trocas de calor e umidade entre as gotículas e a atmosfera ocorrem entre a superfície e o primeiro nível acima da superfície calculado pelo modelo, o efeito da liberação de calor é implementado em duas fases: primeiro, uma temperatura de equilíbrio entre a massa de gotículas e a massa de ar da atmosfera é encontrada em função da transferência de calor sensível; segundo, a temperatura e a razão de mistura são modificadas pela evaporação das gotículas (liberação de calor latente). A aproximação utilizada na primeira fase superestima o efeito do calor sensível, porque é assumido que todas as gotículas ejetadas trocam todo calor com a atmosfera antes das mesmas retornarem para o oceano no processo de reentrância.

mento<sup>10</sup>. Assumir essa hipótese é razoável, porque as gotículas atingem o equilíbrio térmico com a atmosfera em fração de segundos (ANDREAS, 1992).

Se durante um passo de tempo do modelo  $\Delta t$  a massa total de água ejetada por uma área horizontal do oceano ( $A$ ) for expressa por

$$M_{EJ}^{tot} = M_{EJ} A \Delta t,$$

e se uma coluna de ar com espessura  $\Delta z$  e temperatura inicial  $\Theta_i$  recebe parte dessa quantidade  $P_{cl} \times M_{EJ}^{tot}$ , então a temperatura final  $\Theta_f$  será<sup>11</sup>

$$(\Theta_f - \Theta_i) c_{pa} \rho_a A \Delta z = (\Theta_{gota} - \Theta_f) c_{pm} P_{cl} M_{EJ}^{tot}$$

ou

$$\Theta_f = \frac{\Theta_i c_{pa} \Delta z \rho_a + P_{cl} M_{EJ} \Theta_{gota} c_{pm} \Delta t}{c_{pa} \Delta z \rho_a + P_{cl} M_{EJ} c_{pm} \Delta t}, \quad (3.43)$$

em que  $P_{cl}$  ( $0 \leq P_{cl} \leq 1$ ) representa a contribuição do efeito da produção de gotículas distribuído verticalmente entre a primeira e a segunda camada do modelo.

Como mencionado na Seção 2.6.1, a produção de gotículas espuma ocorre na altura da crista da onda. Desse modo, a camada afetada pela produção de gotículas corresponde à superfície  $z_1 = 0$  m e ao primeiro nível acima da superfície ( $z_2$ ). Para distribuir quantitativamente o efeito das gotículas, é utilizado o mesmo procedimento desenvolvido por Innocentini e Gonçalves (2010). Nesse procedimento, a camada entre a superfície e o primeiro nível acima dessa é dividida em duas subcamadas, com espessura igual a  $(z_2 - z_1)/2$ , sendo  $P_{cl} M_{EJ}^{tot}$  a contribuição na subcamada próxima à superfície ( $z_1 = 0$  m) e  $(1 - P_{cl}) M_{EJ}^{tot}$  a contribuição na primeira camada acima da superfície ( $z = z_2$ ). A partição  $P_{cl}$  é computada em função de  $H_s$ , de modo que a influência da produção de gotículas na camada adjacente à superfície aumenta com o crescimento de  $H_s$ ,

$$P_{cl} = \begin{cases} 1 & , \text{ se } H_s \leq 1\text{m}, \\ \frac{9 - H_s}{8} & , \text{ se } 1 < H_s < 5\text{m}, \\ 0,5 & , \text{ se } H_s \geq 5\text{m}, \end{cases} \quad (3.44)$$

<sup>10</sup>O processo de reentrancamento de massa foi definido por Andreas e Emanuel (2001), o qual consiste na volta da gotícula ao oceano após seu ciclo de vida na atmosfera.

<sup>11</sup>Nesse processo, é assumida a conservação de energia.

em que, para  $H_s \leq 1$  m, nenhum incremento de temperatura é incluído no primeiro nível acima da superfície  $z_2$  e, para  $H_s \geq 5$  m, a mesma contribuição é aplicada a ambos os níveis ( $z = 0$  m e  $z = z_2$ ).

Portanto, a variação da temperatura na coluna de ar induzida pelo efeito do calor sensível será computada como

$$\Delta\Theta_{sens}^{gota} = \Theta_f - \Theta_i. \quad (3.45)$$

Por outro lado, após a massa de água chegar ao equilíbrio térmico com a coluna de ar, inicia-se um processo de evaporação da massa de gotículas. Com a evaporação das gotículas, ocorrem um resfriamento da camada de ar (resfriamento evaporativo) e uma liberação de vapor de água, modificando simultaneamente a umidade e a temperatura da camada.

Entretanto, a evaporação das gotículas não pode produzir uma camada supersaturada. Embora o cálculo da massa evaporada considera a umidade relativa da atmosfera, aproximações nos procedimentos numéricos podem resultar em uma camada supersaturada. Para evitar esse problema, a supersaturação é removida após a camada saturada ser submetida a um processo pseudo-adiabático<sup>12</sup>. Procedimento similar é realizado por [Innocentini e Neto \(1992\)](#) e [Innocentini e Gonçalves \(2010\)](#).

No procedimento, como o efeito da curvatura na pressão de saturação é quase nulo para raios maiores que  $10 \mu\text{m}$  ([PRUPPACHER; KLETT, 1978](#), Figura 6.2), a razão de mistura sobre a superfície de água plana ( $q_{sat}$ ), baseada na formula de Teten ([SOONG; OGURA, 1973](#)), é representada por

$$q_{sat}(T_{ar}, p) = \frac{3,8}{p} \exp \left[ \frac{17,27 \times (T_{ar} - 273)}{(T_{ar} - 36)} \right],$$

em que  $p$  é a pressão em milibar e  $T_{ar}$  é a temperatura da camada de ar em graus Celsius.

Para uma pequena variação de temperatura  $\Delta T_{ar}$ , a expansão em série de Taylor de

---

<sup>12</sup>No processo pseudo-adiabático, a variação do calor ( $\xi$ ) na parcela de ar é proporcional a variação da razão de mistura ( $q$ ). Desse modo, a Primeira Lei da Termodinâmica é escrita como  $d\xi = -L_v dq$  ([WALLACE; HOBBS, 2006](#)).

$q_{sat}$ , retendo somente os termos de primeira ordem, resulta em

$$q_{sat}(T_{ar} + \Delta T_{ar}) \approx q_{sat}(T_{ar}) + \Delta T_{ar} \left. \frac{\partial q_{sat}}{\partial T_{ar}} \right|_{T_{ar}}, \quad (3.46)$$

com

$$\left. \frac{\partial q_{sat}}{\partial T_{ar}} \right|_{T_{ar}} = q_{sat}(T_{ar}) \times \left[ \frac{17,27 \times 237}{(T_{ar} - 36)^2} \right]. \quad (3.47)$$

Por outro lado, uma parcela inicialmente com razão de mistura  $q$  e temperatura  $T_{ar}$ , a qual é saturada por um processo pseudo-adiabático com variação de temperatura  $\Delta T_{ar}$ , deve satisfazer a equação

$$[q_{sat}(T_{ar} + \Delta T_{ar}) - q(T_{ar})] L_v = c_{pa} \Delta T_{ar}. \quad (3.48)$$

Combinando as Equações 3.46 e 3.48, obtém-se

$$q_{sat}(T_{ar} + \Delta T_{ar}) = q_{sat}(T_{ar}) + \frac{q_{sat}(T_{ar} + \Delta T_{ar}) - q(T_{ar})}{1 + \vartheta}, \quad (3.49)$$

$$\text{em que } \vartheta = \frac{17,27 \times 237 q_{sat}(T_{ar}) L_v}{c_{pa}(T_{ar} - 36)^2}.$$

Assim, a quantidade de vapor de água necessária para saturar uma coluna com volume  $A \Delta z$  é calculada como

$$M_{sat}^{max} = [q_{sat}(T_{ar} + \Delta T_{ar}) - q_{sat}(T_{ar})] \rho_a A \Delta z, \quad (3.50)$$

a qual é a quantidade de vapor de água máxima permitida para ser evaporada na coluna.

Para quantificar o efeito da evaporação das gotículas na razão de mistura e na temperatura e evitar a supersaturação do modelo, define-se a massa total de gotículas evaporada ( $M_{EV}^{tot}$ ) durante um passo de tempo do modelo  $\Delta t$  por unidade de área  $A$  como

$$M_{EV}^{tot} = \min[\delta M_{EV} A \times \Delta t, M_{sat}^{max} \times \Delta t],$$

em que  $\delta$  é igual a  $P_{cl}$  para o nível  $z = 0$  m e  $(1 - P_{cl})$  para  $z > 0$  m, sendo  $P_{cl}$  a partição definida pela Equação 3.44.

Então, em cada passo de tempo  $\Delta t$ , a variação na razão de mistura e na temperatura,

induzida pela evaporação das gotículas, são quantificadas como

$$\Delta Q_{laten}^{gota} = \frac{M_{EV}^{tot}}{\rho_a A \Delta z}, \quad (3.51)$$

$$\Delta \Theta_{laten}^{gota} = \Delta Q_{laten}^{gota} \times \frac{L_v}{c_{pa}}. \quad (3.52)$$

### c. Procedimento numérico para computar $M_{EJ}^{tot}$ e $M_{EV}^{tot}$

O tratamento do efeito das gotículas no modelo numérico depende da quantidade de massa ejetada na atmosfera e da massa evaporada, o que permite avaliar o calor sensível e o calor latente.

Utilizando a FQPG de [Zhao et al. \(2006\)](#) (Equação 2.61),  $M_{EJ}$  e  $M_{EV}$  são expressas como

$$M_{EJ} = \frac{4\pi \rho_m w_2(u_{10}, \sigma_p)}{3} \phi_2,$$

$$M_{EV} = \frac{4\pi \rho_m w_2(u_{10}, \sigma_p)}{3} (\phi_2 - \phi_3),$$

sendo  $\phi_2$  e  $\phi_3$  calculados pelas Equações 2.119 e 2.120.

Como mencionado, para as gotículas espuma ( $30 \mu\text{m} \leq r \leq 500 \mu\text{m}$ ),  $\phi_2 = 8,691 \times 10^{-15} \text{m s}^{-1}$  é computado analiticamente e  $\phi_3$  requer cálculos complexos. No sistema acoplado, o procedimento utilizado para computar  $\phi_3$  é o mesmo descrito na Seção 3.1.2.1.a.

Portanto, conhecendo os valores de  $M_{EJ}$  e  $M_{EV}$ , computam-se  $M_{EJ}^{tot}$  e  $M_{EV}^{tot}$ . Desse modo, obtém-se  $\Delta \Theta_{sens}^{gota}$ ,  $\Delta Q_{laten}^{gota}$  e  $\Delta \Theta_{laten}^{gota}$  em cada passo de tempo do SMAOOGA.

#### 3.2.3.2 Fluxo combinado - turbulento e gotículas

Os efeitos da liberação de calor sensível (Equação 3.45) e da liberação de calor latente (Equações 3.51 e 3.52), mediados pelas gotículas, são adicionados ao modelo WRF nos dois primeiros níveis da grade vertical. A implementação é realizada no último



passo de tempo do esquema RK3 (Seção 3.2.2.c) para avançar a solução,

$$\Theta(t + \Delta t) = \Theta(t) + \Delta t R(\Phi^{**}) + (\Delta \Theta_{sens}^{gota} + \Delta \Theta_{laten}^{gota}), \quad (3.53)$$

$$Q(t + \Delta t) = Q(t) + \Delta t R(\Phi^{**}) + \Delta Q_{laten}^{gota}. \quad (3.54)$$

### 3.2.3.3 Balanço de momentum e aerodinâmica da superfície do mar

No modelo WRF, o balanço de momentum é computado por

$$\tau_{tot} = \rho_a u_*^2 \quad (3.55)$$

e o comprimento de rugosidade é expresso como

$$z_{0_e} = \alpha \frac{u_*^2}{g}, \quad (3.56)$$

com a constante de Charnock  $\alpha = 0,0185$  (CHARNOCK, 1955; WU, 1980).

Como é notado, o balanço de momentum e a rugosidade do mar são calculados através de formulações simplificadas, isto é, são parametrizados apenas em função da velocidade do vento. Entretanto, como mencionado previamente (Seção 2.2), a evolução do campo de onda é muito importante na parametrização da aerodinâmica da superfície do mar e no balanço de momentum acima das ondas. Desse modo, com a finalidade de implementar os efeitos do estado do mar e da produção de gotículas no sistema acoplado, as Equações 3.55 e 3.56 são modificadas.

Para  $z_{0_e}$ , é implementada a formulação expressa pela Equação 2.56,

$$z_{0_e} = \begin{cases} z_0 + z_1 & , \quad \text{se } u_{10} \leq 30 \text{ m s}^{-1}, \\ (z_0 + z_1) \times Rs_L & , \quad \text{se } u_{10} > 30 \text{ m s}^{-1}, \end{cases}$$

com  $Rs_L$  computado pela Equação 3.26,

$$Rs_L = \exp \left( \frac{-5 \kappa u_* d_s}{c_b} \times \frac{4 \pi R_\beta^{1,5}}{3} \phi_4 \right).$$

Para o balanço de momentum, são considerados os efeitos da separação do escoamento do ar e da superfície de abrigo. Portanto, é assumida a distribuição descrita

na Seção 2.4 (Equação 2.33),

$$\tau_{tot} = \tau_{turb} + \tau_{onda} + \tau_{sfa} = \rho_a u_*^2 = \text{constante},$$

sendo  $\tau_{turb}$ ,  $\tau_{onda}$  e  $\tau_{sfa}$  computados pelas Equações 2.45, 2.46 e 2.53, respectivamente.

O procedimento numérico utilizado para computar o comprimento de rugosidade e o balanço de momentum é o mesmo descrito na Seção 3.1.2.2.a.

### 3.2.4 Interação dos processos físicos entre as componentes atmosférica e oceânica

No acoplamento entre a atmosfera e as ondas oceânicas de superfície, são considerados os processos de interação que ocorrem na interface ar-mar. Os fluxos de momentum são calculados incluindo os efeitos do estado do mar, da separação do escoamento do ar, da superfície de abrigo e da produção de gotículas. Os fluxos de calor latente e calor sensível mediados pelas gotículas são incorporados na estimativa dos fluxos de calor turbulento que ocorrem na interface ar-mar. Os efeitos do estado do mar e da produção de gotículas são implicitamente incorporados no fluxo de calor direto da interface através dos impactos que os mesmos causam na aerodinâmica da superfície do mar.

As componentes dos modelos são ligadas através de um programa denominado interface de acoplamento. Essa interface é responsável pela comunicação entre as componentes e pela interpolação entre as diferentes grades do modelo. Os detalhes do acoplamento, assim como as variáveis trocadas entre as componentes atmosférica e oceânica, são ilustrados na Figura 3.3, em que as setas indicam a direção da transferência das variáveis trocadas entre as componentes.

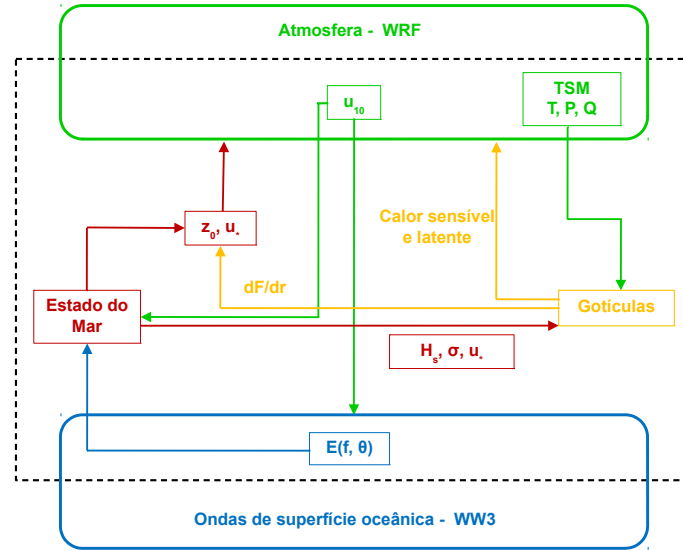


Figura 3.3 - Esquema da interação dos processos físicos entre as componentes atmosférica e oceânica no sistema acoplado SMAOOGA.

Como ilustrado na Figura 3.3, o modelo WRF força o modelo WW3 através do vento  $u_{10}$ , além de fornecer as variáveis atmosférica e oceânica, como temperatura da primeira camada, temperatura da superfície do mar ( $T_{sm}$ ), umidade específica e pressão na superfície, para estimar os fluxos de calor mediados pelas gotículas. O modelo WW3, utilizando  $u_{10}$ , promove o desenvolvimento do mar e fornece o espectro de onda, através do qual são computados os parâmetros  $H_s$ ,  $\sigma$  e  $R_\beta$ , para determinar o estado do mar, o qual modifica o comprimento de rugosidade e também os fluxos de calor mediados pelas gotículas. O estado do mar e a produção de gotículas influenciam nos cálculos dos parâmetros de rugosidade ( $z_{0e}$ ,  $z_{0t}$ ,  $z_{0q}$ ), do fluxo de momentum ( $u_*$ ) e dos fluxos de calor sensível e calor latente mediados pelas gotículas, os quais são transferidos para a componente atmosférica (WRF). Assim, todos esses parâmetros tornam a influenciar novamente toda a dinâmica do sistema acoplado SMAOOGA.

#### 3.2.4.1 Interpolação das variáveis na grade

Para interpolar os valores das variáveis entre as componentes do sistema acoplado SMAOOGA, é utilizada a interpolação por superfície triangular plana, método no qual os pontos amostrais são organizados na forma de triângulos e a superfície no interior do mesmo é aproximada por um plano que contém seus vértices, como pode

ser observada na Figura 3.4

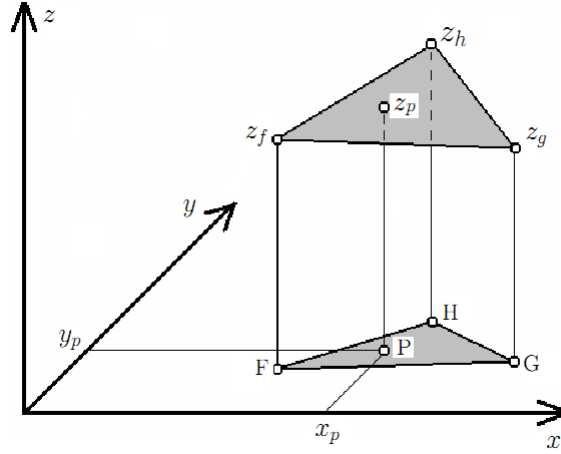


Figura 3.4 - Esquema de interpolação triangular plana.

No SMAOOGA, os triângulos são obtidos por um algoritmo escrito em linguagem *Fortran*, através do qual, dado um ponto específico em uma grade A, com base nas coordenadas espaciais  $(x, y)$ , sua posição em relação à grade B é identificada, bem como os quatro pontos vizinhos associados a esse. Desse modo, utilizando produto vetorial, é definida a região triangular.

A função interpolação da coordenada de um ponto situado no interior do triângulo é expressa pela equação linear do plano,

$$z(x, y) = ax + by + c, \quad (3.57)$$

em que os valores de  $a$ ,  $b$  e  $c$  são univocadamente determinados a partir das coordenadas dos vértices do triângulo.

Uma solução para a equação do plano, como ilustrada na Figura 3.4, é

$$\begin{vmatrix} x_F & y_F & z_F & 1 \\ x_G & y_G & z_G & 1 \\ x_H & y_H & z_H & 1 \\ x_P & y_P & z_P & 1 \end{vmatrix} = 0,$$

sendo  $x_F$ ,  $x_G$ ,  $x_H$ ,  $y_F$ ,  $y_G$  e  $y_H$  as coordenadas conhecidas dos vértices do triângulo;  $z_F$ ,  $z_G$  e  $z_H$  são os valores conhecidos da propriedade interpolada nos respectivos pontos;  $x_P$  e  $y_P$  são as coordenadas do ponto a ser interpolado e  $z_P$  é o valor da propriedade a ser computada pela interpolação.

### 3.2.5 Casos avaliados

Para avaliar o modelo acoplado e as parametrizações implementadas, em condições de velocidade de vento à superfície maior que  $30 \text{ m s}^{-1}$ , são escolhidos dois casos de ciclones tropicais que ocorreram no Golfo do México, o Katrina e o Isaac.

#### 3.2.5.1 Furacão Katrina

Entre os dias 25 e 31 de agosto de 2005, o furacão Katrina descreveu uma trajetória de destruição e de devastação no sudeste da Flórida, em partes do sul de Louisiana, Mississippi e Alabama, sendo uma das tempestades mais fortes a atingir a costa sul dos Estados Unidos durante os últimos 100 anos. Na Figura 3.5, é ilustrada a trajetória do Katrina com base em imagens do satélite Goes-12.

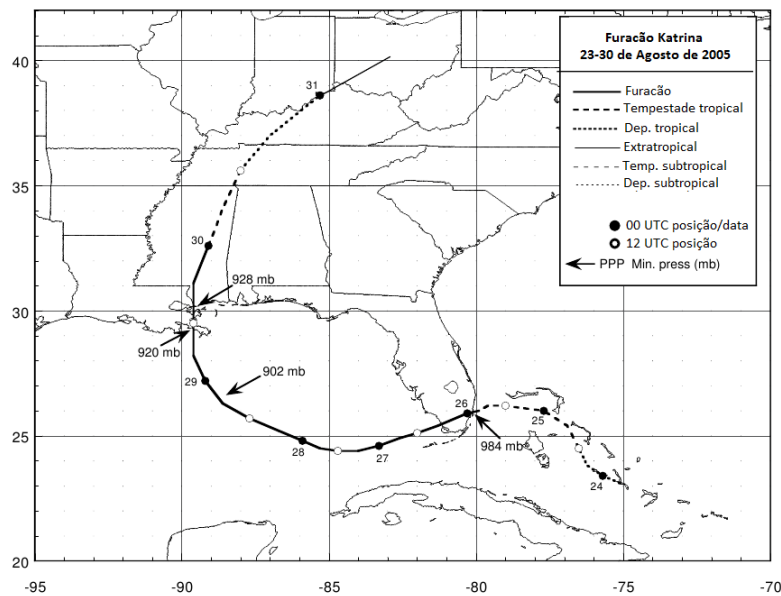


Figura 3.5 - Trajetória do furacão Katrina, entre os dias 23 e 31 de agosto de 2005, obtida com base em imagens do satélite Goes-12.

Fonte: Adaptada de [Graumann et al. \(2005\)](#).

De acordo com o relatório emitido pela *National Oceanic and Atmospheric Administration*-NOAA (GRAUMANN et al., 2005), o Katrina iniciou como uma depressão tropical a sudeste de Bahamas no dia 23 de agosto. No dia 24, evoluiu para uma tempestade tropical e moveu-se lentamente para Aventura, Flórida, onde no dia 25 foi classificado na categoria 1 da escala de furacões de *Saffir-Simpson*, com ventos de aproximadamente  $35\text{ ms}^{-1}$ .

No dia 26, após entrar no Golfo do México e se movimentar sobre águas quentes, o Katrina intensificou-se rapidamente, atingindo a categoria 2 de furacões, deslocando-se em direção às cidades de Mississippi e Louisiana, com ventos de  $44,5\text{ ms}^{-1}$ . No dia seguinte, evoluiu para categoria 4, porém, alcançou o desenvolvimento máximo (categoria 5) no dia 28, às 1800 UTC, onde apresentou ventos com velocidade de  $77,17\text{ ms}^{-1}$  e pressão ao nível do mar de 902 hPa, sendo a quarta mais baixa da história para furacões no Atlântico. Durante esse período, o Katrina teve seu pico máximo de força com ventos atuando sobre um raio de 330 km. Na Figura 3.6, é ilustrada uma visão aérea do Katrina, no momento próximo ao estágio máximo de seu desenvolvimento, obtida pelo satélite Goes-12.

Na noite do dia 28, o Katrina deslocou-se na direção da cidade de Louisiana e, durante as 48 horas seguintes, após atingir a costa dos Estados Unidos, enfraqueceu-se e voltou a ser uma tempestade tropical quando aproximou-se da cidade Clarkesville, no dia 30 de agosto.

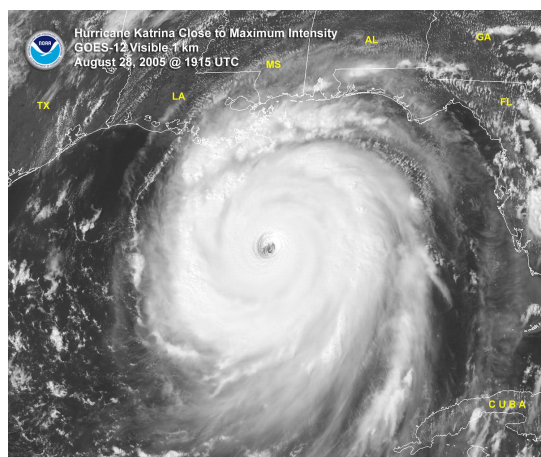


Figura 3.6 - Imagem aérea do Katrina, no momento próximo ao estágio máximo de seu desenvolvimento, obtida pelo satélite Goes-12.

Fonte: Adaptada de Graumann et al. (2005).

### 3.2.5.2 Furacão Isaac

O Isaac foi um ciclone tropical que causou graves danos no Caribe e ao longo da costa do Golfo dos Estados Unidos entre os dias 21 de agosto e 01 de setembro de 2012. Seu desenvolvimento iniciou-se a partir de uma onda tropical que se deslocou da costa da África no dia 16 agosto. Mais tarde, nesse mesmo dia, o sistema começou a desenvolver uma convecção organizada. Entretanto, só passou a ser classificado como uma depressão tropical quando foi notada uma convecção bem organizada próxima ao centro de baixa pressão, quando o mesmo deslocava-se a leste das Pequenas Antilhas, no dia 21 de agosto às 0600 UTC. A trajetória do furacão Isaac, com base em análises do Centro de Previsão Hidrometeorológica do NOAA, é apresentada na Figura 3.7.

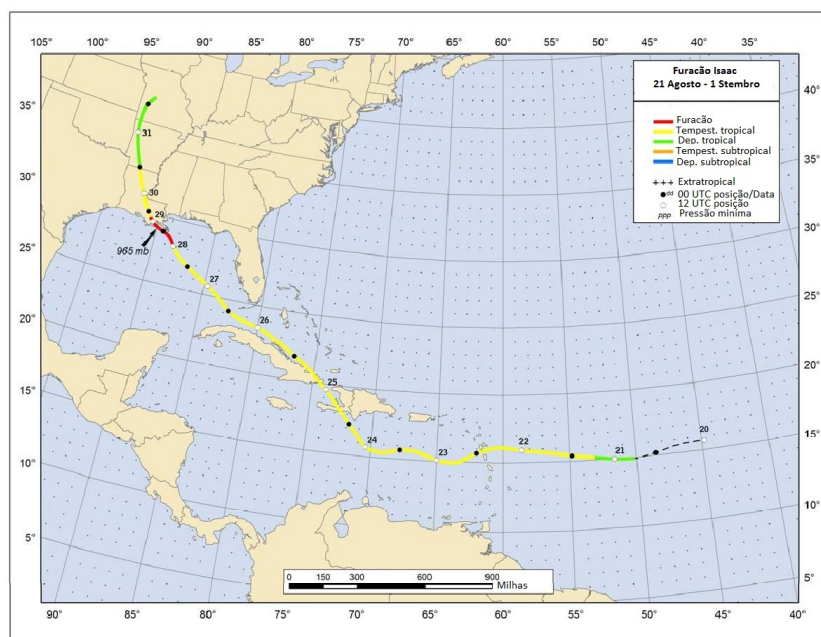


Figura 3.7 - Trajetória do furacão Isaac de acordo com as análises do Centro de Previsão Hidrometeorológica do NOAA.

Fonte: Adaptada de Berg (2013).

A partir do dia 21, a circulação do furacão Isaac tornou-se melhor organizada e uma característica de um olho desenvolvido foi observada no início do dia 25 de

agosto, quando o mesmo alcançou ventos de  $30 \text{ m s}^{-1}$ , antes de cruzar o sudoeste da península do Haiti.

No início do dia 26, após passar sobre o Haiti, a tempestade moveu-se ao longo da costa norte de Cuba, onde ocorreu um aumento na convecção em relação ao centro. O Isaac intensificou-se novamente ao entrar no estreito da Flórida, atingindo uma pressão ao nível do mar de 995 hPa, sendo classificado como uma grande tempestade. Por volta das 1600 UTC do dia 28 de agosto, o Isaac alcançou a característica de um furacão quando se encontrava cerca de 115 km ao sul da foz do rio Mississippi, atingindo a intensidade máxima entre as 1800 UTC e 2300 UTC, com velocidade de ventos de superfície de  $36,01 \text{ m s}^{-1}$ , pressão ao nível do mar de 965 hPa e diâmetro de aproximadamente 600 km. Na Figura 3.8, é ilustrada uma visão aérea do furacão Isaac, obtida através do satélite Goes-13, no momento próximo a seu estágio de desenvolvimento máximo.

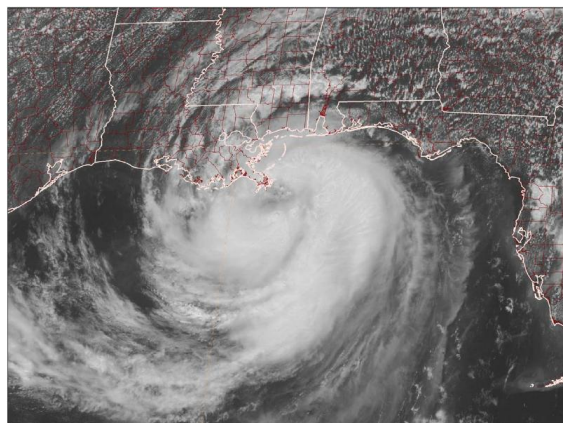


Figura 3.8 - Imagem aérea do furacão Isaac aproximando-se da costa da Louisiana, às 1815 UTC do dia 28 de agosto de 2012, obtida através do satélite Goes-13.

Fonte: Adaptada de Berg (2013).

Após sua intensificação, às 2345 UTC do mesmo dia, o Isaac atingiu a foz do rio Mississippi, com ventos de  $36 \text{ m s}^{-1}$ . Por volta das 1900 UTC do dia 29 de agosto, o furacão enfraqueceu para uma tempestade tropical, movimentando lentamente sobre a Louisiana. No dia 30 de agosto às 2100 UTC, o Isaac degenerou-se em uma depressão tropical sobre o norte da Louisiana, antes de fazer a transição para um ciclone extratropical em 01 de setembro.



### 3.2.6 Simulações numéricas

#### 3.2.6.1 Experimentos

São realizados quatro experimentos numéricos, sendo uma simulação de controle (desacoplada), duas simulações ‘parcialmente’ acopladas e uma simulação totalmente acoplada, sendo

- simulação controle (CT): experimento simplificado em que o WRF é integrado desacoplado. A rugosidade do mar é calculada pela Equação 2.6 (com o convencional  $\alpha$  de Charnock constante,  $\alpha = 0,0185$ ) e o balanço de momentum sobre as ondas é descrito pela Equação 2.32. Desse modo, os efeitos do desenvolvimento do mar e da produção de gotículas na geração do arrasto não são considerados. Do mesmo modo, os fluxos de calor latente e calor sensível mediados pelas gotículas também são desprezados, ou seja, nas Equações 3.53 e 3.54, os termos  $\Delta\Theta_{sens}^{gota}$ ,  $\Delta\Theta_{laten}^{gota}$  e  $\Delta Q_{laten}^{gota}$  são todos nulos;
- simulação ‘acoplada’ ondas-atmosfera (ACOA): experimento acoplado, em que o efeito do desenvolvimento do mar é inserido no cálculo do  $z_{0e}$ . O balanço de momentum é computado pela Equação 2.33, sendo  $\tau_{onda}$  e  $\tau_{sfa}$  calculados, respectivamente, pelas Equações 2.45 e 2.46. A rugosidade do mar é avaliada pela Equação 2.56 com  $Rs_L = 1$  constante, ou seja, o efeito da saturação do arrasto não é considerado. Também são desprezados os fluxos de calor latente e calor sensível mediados pelas gotículas. Logo, são impostos  $\Delta\Theta_{sens}^{gota} = \Delta\Theta_{laten}^{gota} = \Delta Q_{laten}^{gota} = 0$  nas Equações 3.53 e 3.54;
- simulação ‘acoplada’ gotículas-atmosfera (ACGA): experimento acoplado, em que os efeitos da produção de gotículas na saturação do arrasto das ondas e no balanço de calor são considerados. O balanço de momentum sobre as ondas é calculado pela Equação 2.32 e a rugosidade do mar é computada pela Equação 2.56, porém com  $z_1 = 0$ . Desse modo, os efeitos da evolução do campo de onda na rugosidade do mar e no balanço de momentum são desprezados. Em cada passo de tempo, os termos  $Rs_L$ ,  $\Delta\Theta_{sens}^{gota}$ ,  $\Delta\Theta_{laten}^{gota}$  e  $\Delta Q_{laten}^{gota}$  são computados, sendo a produção de gotículas parametrizada pela Equação 2.61;
- simulação acoplada ondas-gotículas-atmosfera (ACOGA): experimento to-

talmente acoplado, em que os efeitos das ondas e da produção de gotículas são considerados na evolução da camada limite. A rugosidade do mar é calculada pela Equação 2.56 e o balanço de momentum é computado pela Equação 2.33, sendo  $\tau_{onda}$  e  $\tau_{sfa}$  calculados, respectivamente, pelas Equações 2.45 e 2.46. Em cada passo de tempo, os termos  $Rs_L$ ,  $\Delta\Theta_{sens}^{gota}$ ,  $\Delta\Theta_{laten}^{gota}$  e  $\Delta Q_{laten}^{gota}$  são avaliados.

A realização desses experimentos permite analisar os efeitos das ondas (simulação ACOA) e da produção de gotículas (simulação ACGA), assim como estudar a competição entre esses dois mecanismos (simulação ACOGA).

Nesse estudo, são analisados os campos das variáveis:

- velocidade do vento e temperatura potencial, em vários níveis verticais da atmosfera;
- pressão ao nível do mar;
- fluxos de calor latente e calor sensível;
- fluxo de momentum.

Os campos gerados por cada simulação (ACOA, ACGA, ACOGA) foram comparados com os campos obtidos da simulação controle (CT), pela análise do dia (dados do NCEP - *FNL*) e por observações do Centro Nacional de Furacões. As comparações foram por diferença entre os campos ou por um impacto relativo entre às simulações, o qual será calculado pela razão:

$$\frac{(CT - ACXA)}{CT},$$

em que ACXA representa quaisquer das simulações realizadas (ACOA, ACGA, ACOGA).

Na Tabela 3.3, é apresentado um resumo das simulações realizadas, sendo as formulações e o acoplamento separados por simulação.

Tabela 3.3 - Resumo das simulações realizadas no sistema SMAOOGA

Experimento	Acoplamento bidirecional considerado	
	ondas - atmosfera	gotículas - atmosfera
CT	não	não
ACOA	sim	não
ACGA	não	sim
ACOGA	sim	sim

Formulações			
	$z_{0_e}$	$\tau$	$\Delta\Theta_{sens}^{gota}$ , $\Delta\Theta_{laten}^{gota}$ e $\Delta Q_{laten}^{gota}$
CT	$z_{0_e} = z_0$	$\tau = \tau_{turb}$	desprezado
ACOA	$z_{0_e} = z_0 + z_1$	$\tau = \tau_{turb} + \tau_{wave} + \tau_{sfa}$	desprezado
ACGA	$z_{0_e} = z_0 \times R_{sL}$	$\tau = \tau_{turb}$	calculado
ACOGA	$z_{0_e} = (z_0 + z_1) \times R_{sL}$	$\tau = \tau_{turb} + \tau_{wave} + \tau_{sfa}$	calculado

### 3.2.6.2 Configurações dos experimentos

Nos experimentos, o modelo WRF é integrado utilizando a aproximação não-hidroestática, com um domínio composto de 346 x 261 pontos de grade horizontal, cujo espaçamento é de 5 km, e com 43 níveis na vertical,  $\eta = 1,000, 0,9945, 0,989, 0,9835, 0,978, 0,9726, 0,9605, 0,9428, 0,9203, 0,8939, 0,8643, 0,8323, 0,7987, 0,7639, 0,7285, 0,693, 0,6578, 0,623, 0,5889, 0,5558, 0,5236, 0,4926, 0,4627, 0,4339, 0,4062, 0,3795, 0,3537, 0,3289, 0,3048, 0,2813, 0,2584, 0,236, 0,2139, 0,1921, 0,1704, 0,1488, 0,1272, 0,1057, 0,0814, 0,06, 0,039, 0,0185, 0,000$ , sendo a estrutura vertical mais refinada próxima à superfície, para melhor resolver a dinâmica da camada limite e os efeitos associados à produção de gotículas.

As condições iniciais (ambas atmosfera e solo), de fronteira e de temperatura da superfície do mar são obtidas de um domínio maior, cuja grade horizontal é de 73 x 85 pontos, com espaçamento regular de 25 km, através de um aninhamento *one-way*<sup>13</sup>. Na simulação *one-way*, para o domínio maior, são utilizados os dados globais do NCEP (*Global Forecast System (GFS) Final (FNL) Operational Global Analyses*), com resolução de 1° grau a cada 6 horas, para obter as condições iniciais, de fronteira e de temperatura da superfície do mar. Ambas as grades são centradas em 27,5° de latitude e -88° de longitude, como ilustradas na Figura 3.9.

<sup>13</sup>Na simulação *one-way*, não há comunicação entre as grades aninhadas, sendo a solução do domínio maior independente (HARRIS; DURRAN, 2010).

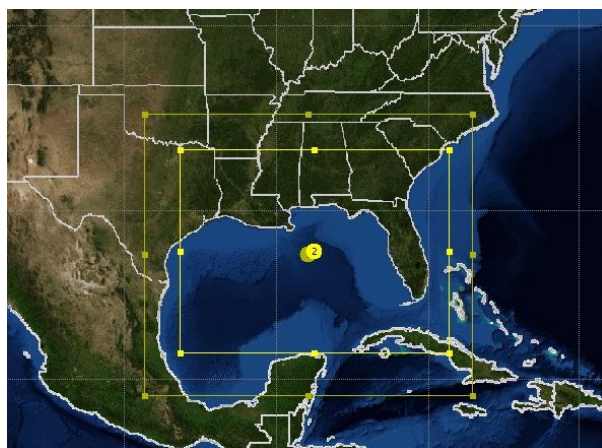


Figura 3.9 - Representação dos domínios utilizados nas integrações *one-way*, sendo o menor referente às simulações acopladas.

Fonte: <http://esrl.noaa.gov/gsd/wrfportal/DomainWizard.html>.

Em relação às parametrizações físicas, o modelo WRF possui várias opções de escolha. Nessas simulações, são utilizados: o esquema de microfísica *WRF 6-class single-moment* (HONG et al., 2004); para camada limite, o esquema *Yonsei University planetary boundary layer* (HONG et al., 2006); para radiação de ondas longas e curtas, os esquemas *Rapid Radiative Transfer Model (RRTM) longwave* (MLAWER et al., 1997) e *Dudhia simple shortwave* (DUDHIA, 1989), respectivamente. Por outro lado, nenhum esquema de parametrização de cumulus é adotado. Um breve resumo dos esquemas mencionados acima é encontrados em Skamarock et al. (2008).

Para este trabalho, não são realizados experimentos de sensibilidade quanto às parametrizações escolhidas, pois não faz parte do objetivo da pesquisa. As parametrizações físicas foram selecionadas com base nas escolhas adotadas por pesquisadores (XIE et al., 2008; BAO et al., 2011; LIU et al., 2011; LIU et al., 2012), quando os mesmos simularam furacões utilizando o modelo WRF.

Para o modelo de ondas, é utilizado um domínio composto de 284 x 184 pontos de grade regular horizontal, cujo espaçamento é de 6,6 km. As condições iniciais e de fronteira são obtidas por um aninhamento *one-way* com um domínio global, cuja grade regular horizontal é de 360 x 157 pontos, com espaçamento de 110 km. Para as condições iniciais e de fronteira do domínio global, são utilizados os dados de velocidade do vento a 10 metros de superfície e cobertura de superfície de gelo obtidos das reanálises do NCEP (*Climate Forecast System Reanalysis*) (SAHA et al.,

2010), com resolução temporal e espacial de 1 h e  $0,3125^\circ \times 0,3125^\circ$ , respectivamente.

Em relação à grade espectral do modelo WW3, o espectro densidade é discretizado em 24 frequências espaçadas logaritmicamente, de  $0,040 \text{ rad s}^{-1}$  a  $0,3582 \text{ rad s}^{-1}$ , e 24 direções com resolução de  $15^\circ$ , iniciando na direção oeste. Para inserir a profundidade na grade do modelo, utilizam-se os dados ETOPO-1<sup>14</sup> do *National Geophysical Data Center/Geodas Databases* - NGDA - GEODAS - NOAA, cujas informações topobatimétricas globais possuem resolução de 1 minuto de arco.

### 3.2.6.3 Esboço do experimento e *spinup*

O sistema SMAOOGA é integrado por um tempo total de 24 horas, com início às 0000 UTC do dia 28 de agosto de 2005 e 28 de agosto de 2012 e com resultados (*output*) armazenados a cada 1 hora. Para cada caso de estudo, no conjunto de simulações realizadas, os modelos são integrados utilizando as mesmas condições iniciais e de fronteira geradas por um *spinup* de 30 dias para o modelo de ondas e de 1 dia para o modelo atmosférico. O *spinup* do modelo WRF é construído com base no experimento controle CT. Já para o modelo de ondas, o *spinup* é construído utilizando a versão original do modelo WW3. Na construção de todo o *spinup*, ambos os modelos são integrados desacoplados.

Os passos de tempo utilizados pelos modelos WRF e WW3 são de 12 e 300 segundos, respectivamente. Já o passo de tempo de acoplamento ( $\Delta t_{ac}$ ) é de 3600 segundos, ou seja, a comunicação entre as componentes do sistema SMAOOGA ocorre a cada 1 hora. Entretanto, entre dois acoplamentos sucessivos, o modelo WRF é integrado utilizando o espectro de onda gerado pelo acoplamento anterior ao passo de tempo atual<sup>15</sup>. Por outro lado, no modelo WW3, em cada passo de tempo intermediário ao acoplamento, o campo de vento utilizado na integração é construído por uma interpolação com os ventos gerados em cada passo de tempo de acoplamento.

Em todo passo de tempo de acoplamento, as informações são trocadas entre a atmosfera e as ondas, como descrito na Seção 3.2.4: o campo de vento do WRF é transferido para o WW3, o qual computa um novo espectro de ondas, sendo esse transferido para a interface de acoplamento, onde o efeito da produção de gotículas

---

<sup>14</sup>O ETOPO-1 é um modelo de relevo mundial da superfície da Terra com resolução espacial de 1 minuto que integra topografia e batimetria do oceano.

<sup>15</sup>Considere que, no tempo  $t^i$ , ocorre um acoplamento, cujo espectro de onda associado a esse tempo é  $E^i$ . Então, para todo passo de tempo de integração do modelo WRF ( $t_{wrf}$ ), tal que  $t^i \leq t_{wrf} < t^i + \Delta t_{ac}$ , é utilizado o espectro  $E^i$ .

e as propriedades das ondas são calculados e enviados para o modelo WRF<sup>16</sup>. Um método iterativo de relaxação é incluído no procedimento (como descrito na Seção 3.1.2.2.a.) para produzir um estado de equilíbrio entre a camada limite do WRF, o espectro de ondas do WW3 e o comprimento de rugosidade  $z_{0_e}$ . Desse modo, é possível obter um valor consistente para  $u_*$  e  $z_{0_e}$  dentro dos modelos WRF e WW3.

Em cada experimento, o campo de temperatura da superfície do mar é mantido constante durante toda integração do SMAOOGA. Estes valores são apresentados na seção de resultados.

Na Tabela 3.4, é descrito um resumo das condições impostas em todos os experimentos numéricos.

Tabela 3.4 - Síntese das condições numéricas impostas nas simulações.

Condição	Modelo	
	WRF	WW3
período de simulação	28/08/2005 (24 horas) e 28/08/2012 (24 horas)	
condições iniciais/fronteira	aninhamento ( <i>one-way</i> )	
temperatura da superfície do mar	constante (FNL)	
passo de tempo de integração (s)	12	300
passo de tempo de acoplamento (s)	3600	
número de pontos da grade acoplada	346 x 261	284 x 184
construção da grade	regular (projeção Mercator)	regular (lat-lon)
espaçamento da grade acoplada	5 km	6,6 km
níveis verticais	43	-
grade espectral número freq x dir	-	24 x 24
batimetria	-	ETOPO-1
tempo de <i>spinup</i>	1 dia	30 dias
construção do <i>spinup</i>	integração desacoplada	

<sup>16</sup>No acoplamento do sistema SMAOOGA, para manter uma integração contínua no tempo durante a comunicação dos modelos, o procedimento de *restart* do modelo WRF é utilizado. Por outro lado, o modelo WW3 entra em modo de espera em cada  $\Delta t_{ac}$ , saindo desse estado toda vez que o mesmo tem o campo de vento atualizado.

## 4 RESULTADOS

Nessa seção, são apresentados os resultados dos experimentos descritos no Capítulo 3. Inicialmente, foram analisados os resultados obtidos com o modelo simplificado de camada limite. Na segunda parte, seguem as análises dos experimentos realizados com o modelo acoplado.

### 4.1 Etapa I - Modelo simplificado

#### 4.1.1 Transferência de gás

Para verificar o efeito da produção de gotículas no fluxo de  $\text{CO}_2$ , foram realizadas três simulações numéricas com um modelo simplificado, como descrito na Seção 3.1.2.1. Nessas simulações, foi idealizada uma atmosfera em equilíbrio com o campo de onda local. Esse equilíbrio foi quebrado por um espectro de onda com período de pico  $T_p$  variando de 2 a 16 segundos. Após o novo equilíbrio ser alcançado, foi computado o efeito da produção de gotículas na transferência de  $\text{CO}_2$ . Na Figura 4.1, são ilustrados os valores de  $t_{ef}$  em função de  $T_p$ , para as simulações  $D_{if}$ ,  $B_{ol}$  e  $G_{ot}$ , considerando uma atmosfera com  $u_{10} = 30 \text{ m s}^{-1}$  e umidade relativa ( $uR$ ) de 50%.

Nota-se que há uma grande discrepância entre as simulações. Na simulação  $D_{if}$ ,  $t_{ef}$  corresponde a 8,6 horas e permanece quase constante para todo  $T_p$ . Inserindo o efeito da produção de bolhas (simulação  $B_{ol}$ ),  $t_{ef}$  decresce com o aumento de  $T_p$ , atingindo um valor mínimo de 1,99 horas. Ao adicionar o efeito da produção de gotículas (simulação  $G_{ot}$ ), a evolução de  $t_{ef}$  adquire comportamento semelhante à curva descrita pela simulação  $B_{ol}$ , alcançando um mínimo de 1,62 horas. Assim, conclui-se que o processo de transferência na interface ar-mar é drasticamente aumentado quando o efeito da produção de bolhas é considerado. Ao inserir o efeito da produção de gotículas, o impacto é menos expressivo, sendo mais relevante para  $T_p > 9 \text{ s}$ . O aumento do efeito das gotículas em função do crescimento do período de pico é justificado pela evolução do campo de onda, uma vez que períodos de pico maiores implicam em campos de ondas mais desenvolvidos<sup>1</sup>. Logo, há um crescimento na produção de gotículas, intensificando o processo de transferência de  $\text{CO}_2$  na interface ar-mar.

---

<sup>1</sup>Essa afirmação nem sempre é verdadeira, sendo válida para  $u_{10}$  constante. Quando  $u_{10}$  varia, períodos de pico distintos podem apresentar níveis diferentes de desenvolvimento do mar.

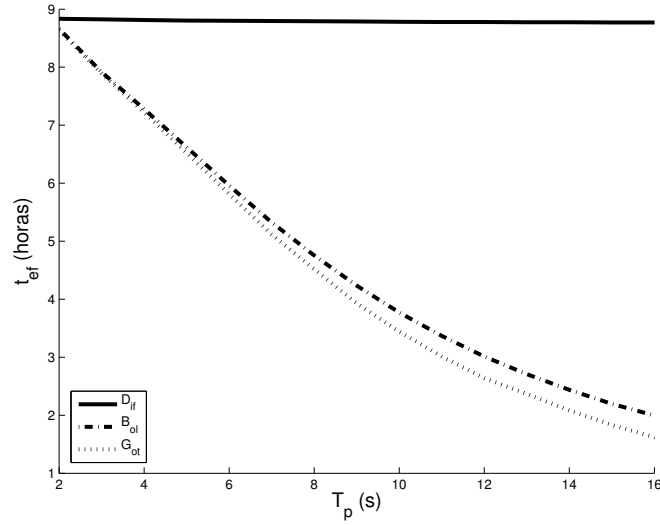


Figura 4.1 - Valores de  $t_{ef}$  em função de  $T_p$ , para as simulações  $D_{if}$ ,  $B_{ol}$  e  $G_{ot}$ , sendo utilizado como condição inicial:  $u_{10} = 30 \text{ m s}^{-1}$ , temperatura potencial de 280 K e umidade relativa  $uR = 50\%$ , exceto na superfície em que a velocidade do vento foi zero e a temperatura foi de 285 K. A temperatura da superfície do mar e a salinidade foram de 285 K e 0,034, respectivamente. Já a pressão da superfície foi de 1013,5 hPa.

Para quantificar o impacto das bolhas e das gotículas no fluxo de  $\text{CO}_2$  na interface ar-mar, são ilustrados os fluxos  $\Upsilon_{am*}$ ,  $\Upsilon_{am}$  e  $\Upsilon_g^S$  em função de  $T_p$  na Figura 4.2. É observado (Figura 4.2) que a produção de bolhas aumenta significativamente o fluxo de  $\text{CO}_2$  na interface ar-mar, como verificado por vários pesquisadores (THORPE, 1982; WOOLF, 1993; KEELING, 1993). Por exemplo, para  $T_p = 10 \text{ s}$ , têm-se  $\Upsilon_{am*} = -2,75 \times 10^{-5} \text{ mol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ,  $\Upsilon_{am} = -6,40 \times 10^{-5} \text{ mol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  e  $\Upsilon_g^S = -6,18 \times 10^{-6} \text{ mol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Comparando  $\Upsilon_{am*}$  e  $\Upsilon_{am}$ , conclui-se que a produção de bolhas dobra o fluxo de  $\text{CO}_2$  quando comparado com o fluxo mediado apenas por difusão da interface ar-mar. Por outro lado, o fluxo mediado pelas gotículas tem um pequeno efeito. Porém, para  $T_p > 15 \text{ s}$ ,  $\Upsilon_g^S$  supera o valor do fluxo controlado apenas pela difusão ( $\Upsilon_{am*}$ ).



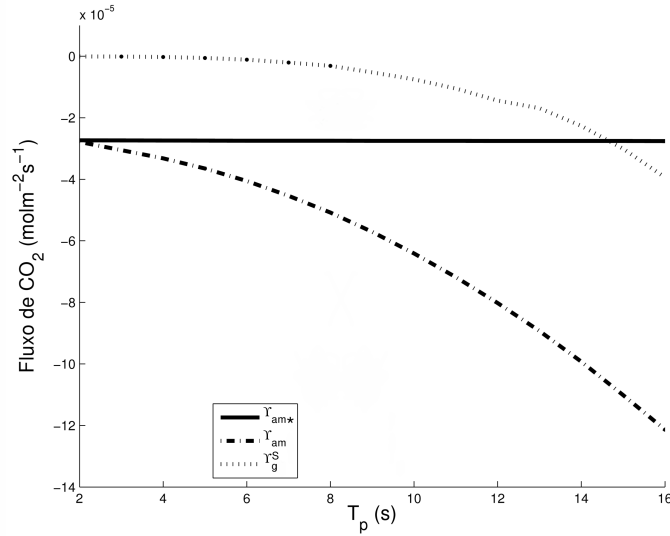


Figura 4.2 - Fluxo de  $\text{CO}_2$  em função de  $T_p$ , sendo  $\Upsilon_{am*}$ ,  $\Upsilon_{am}$  e  $\Upsilon_g^S$  associados às simulações  $D_{if}$ ,  $B_{ol}$  e  $G_{ot}$ , respectivamente. São utilizadas as mesmas condições iniciais da Figura 4.1, sendo os fluxos calculados no tempo  $t = t_{ef}$  (tempo de equilíbrio).

O efeito da produção de bolhas no fluxo de  $\text{CO}_2$  ocorre por meio do aumento da velocidade de transferência, como apresentado na Seção 2.9.2. Por outro lado, a produção de gotículas modifica o fluxo através do aumento da área de superfície (Seção 2.10.2). Nas Figuras 4.3 e 4.4, são ilustradas a velocidade de transferência e a área de superfície das gotículas em função de  $T_p$ , respectivamente.

Analisando a velocidade de transferência (Figura 4.3), observa-se que, para  $T_p > 9$  s, a velocidade  $k_b$  é dominante. Para espectro mais desenvolvido ( $T_p = 16$  s), o termo  $k_b$  é três vezes maior do que a velocidade computada apenas pelo processo de difusão ( $k_{dif}$ ). Os valores obtidos para  $k_{dif}$  e  $k_b$  concordam com os apresentados por Woolf (2005) e Woolf et al. (2007).

Em relação à área de superfície das gotículas  $A_{ts}$  (Figura 4.4), em uma atmosfera com  $u_{10} = 30 \text{ m s}^{-1}$  e espectro de onda com  $T_p = 8$  s, é observado que  $A_{ts}$  equivale a aproximadamente 10% da área da superfície do mar. Porém, para valores maiores de  $T_p$ , a área total das gotículas é equivalente à área da superfície do mar. Tais resultados são semelhantes aos apresentados por Andreas e DeCosmo (1999, Figura 13.7).

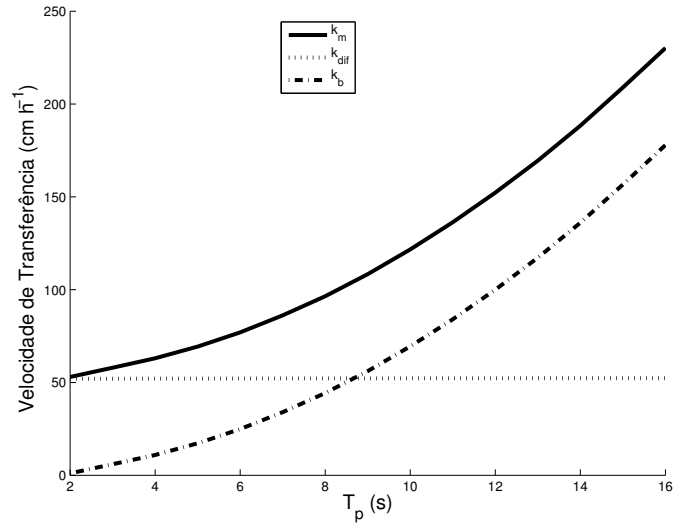


Figura 4.3 - Velocidade de transferência em equilíbrio como uma função de  $T_p$ , sendo  $k_m = k_{diff} + k_b$ , e as condições iniciais como apresentadas na Figura 4.1.

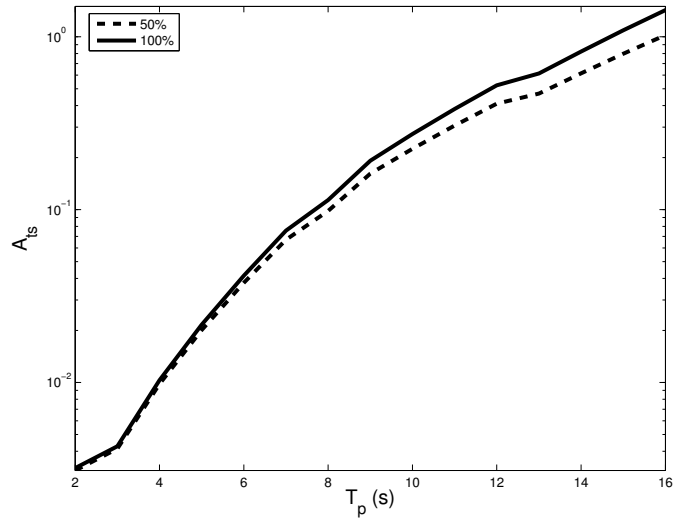


Figura 4.4 - Área de superfície  $A_{ts}$  em função de  $T_p$ , sendo as condições iniciais as mesmas apresentadas na Figura 4.1, porém com  $uR = 50\%$  e  $uR = 100\%$ .

Também foi avaliado o efeito da umidade relativa na área de superfície das gotículas, como apresentado na Figura 4.4. Ao reduzir a umidade de 100% para 50%,  $A_{ts}$  tem uma redução máxima de 20%. Tal redução em  $A_{ts}$  ocorre porque, em condições de umidade relativa baixa, há uma maior evaporação das gotículas, diminuindo a superfície das mesmas.

Com relação ao fluxo de  $\text{CO}_2$  induzido pela evaporação das gotículas, foi notado que  $\Upsilon_g^E$  é insignificante no processo de transferência na interface quando o mesmo é comparado com  $\Upsilon_{am*}$ ,  $\Upsilon_{am}$  e  $\Upsilon_g^S$ . Na Figura 4.5, na qual é ilustrado o fluxo  $\Upsilon_g^E$  em função de  $T_p$ , considerando  $T_p = 10\text{ s}$  e  $uR = 50\%$ , obtém-se  $\Upsilon_g^E = 2,64 \times 10^{-8} \text{ mol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Para o mesmo período de pico e com  $uR = 100\%$ ,  $\Upsilon_g^E = 6,14 \times 10^{-10} \text{ mol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Desse modo, conclui-se que  $\Upsilon_g^E$  é, em média, 3 ou 4 ordens de grandeza menor do que  $\Upsilon_{am*}$ ,  $\Upsilon_{am}$  e  $\Upsilon_g^S$ .

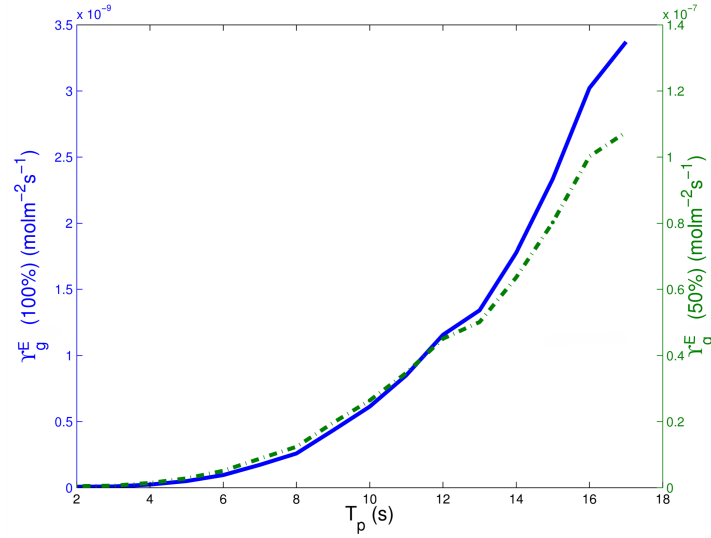


Figura 4.5 - Fluxo  $\Upsilon_g^E$ , calculado no tempo  $t = t_{ef}$ , em função de  $T_p$ . As condições iniciais são as mesmas da Figura 4.1, mas com  $uR = 50\%$  e  $uR = 100\%$ .

Como relatado na literatura, o efeito da produção de gotículas é mais perceptível quando  $u_{10} > 30 \text{ m s}^{-1}$ . Desse modo, também foram realizadas simulações com vento de  $50 \text{ m s}^{-1}$ , cujos resultados são apresentados nas Figuras 4.6, 4.7 e 4.8.

Na Figura 4.6, em que é ilustrado  $t_{ef}$  em função de  $T_p$ , nota-se que o aumento da velocidade do vento implica em uma maior transferência na interface, levando ao alcance do equilíbrio mais rapidamente. A redução no tempo  $t_{ef}$  é de aproximadamente 50% para todas as simulações quando comparadas com as simulações em que  $u_{10} = 30 \text{ m s}^{-1}$ . Em relação à adição do efeito da produção de gotículas, o impacto é mais pronunciado do que na simulação com  $u_{10} = 30 \text{ m s}^{-1}$ . Por exemplo, considerando  $T_p = 16 \text{ s}$  (Figura 4.6), pela simulação  $B_{ol}$ , obtém-se  $t_{ef} = 1,02$  horas. Por outro lado, na simulação  $G_{ot}$ , obtém-se  $t_{ef} = 0,38$  horas. Comparado os valores dados pelas duas simulações, conclui-se que, ao inserir o efeito da produção de gotículas,  $t_{ef}$  é reduzido em 62,7% em relação à simulação  $B_{ol}$ .

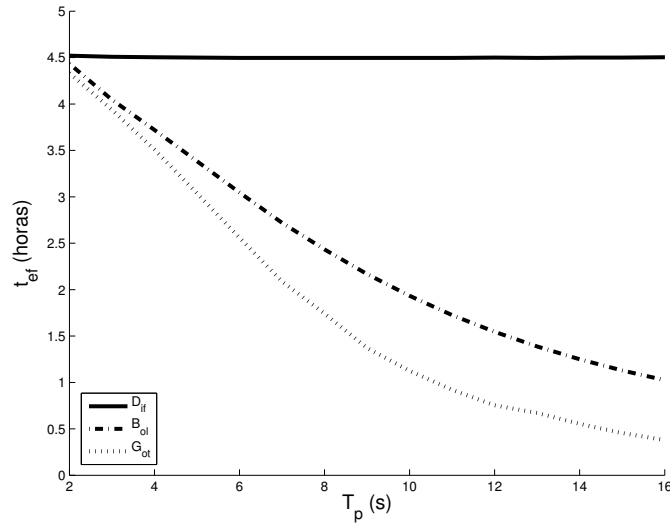


Figura 4.6 - Como na Figura 4.1, porém com  $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ .

O impacto da produção de gotículas no fluxo de  $\text{CO}_2$  é mais notável ao analisar os fluxos na interface, os quais são ilustrados na Figura 4.7. Para  $T_p > 9 \text{ s}$ ,  $\Upsilon_g^S$  é dominante em relação aos processos de difusão da interface  $\Upsilon_{am*}$ . Para espectros de ondas com períodos maiores que 11 s, o fluxo induzido pela inserção da área de superfície das gotículas supera também o fluxo gerado pela produção de bolhas e pela difusão da interface ( $\Upsilon_{am}$ ). Portanto, para  $T_p > 11 \text{ s}$ ,  $\Upsilon_g^S$  é dominante no balanço do fluxo de  $\text{CO}_2$  na interface ar-mar.

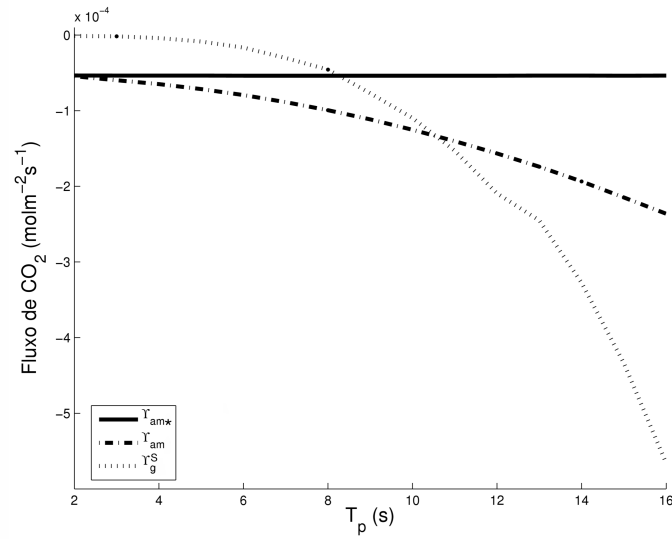


Figura 4.7 - Como na Figura 4.2, porém com  $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ .

O efeito expressivo da produção de gotículas no fluxo de  $\text{CO}_2$  é justificado pelo aumento da área total de superfície  $A_{ts}$ , como ilustrado na Figura 4.8. Para  $T_p = 8 \text{ s}$ , a área total de superfície das gotículas equivale a 73,5 % da área da superfície do mar. Considerando espectros de ondas com períodos maiores, a área total das gotículas chega a ser 7,6 vezes maior que a área da superfície do mar. Esse crescimento de  $A_{ts}$  ocorre porque com o desenvolvimento do mar (aumento de  $T_p$ ), mais gotículas são produzidas e  $A_{ts}$  aumenta.

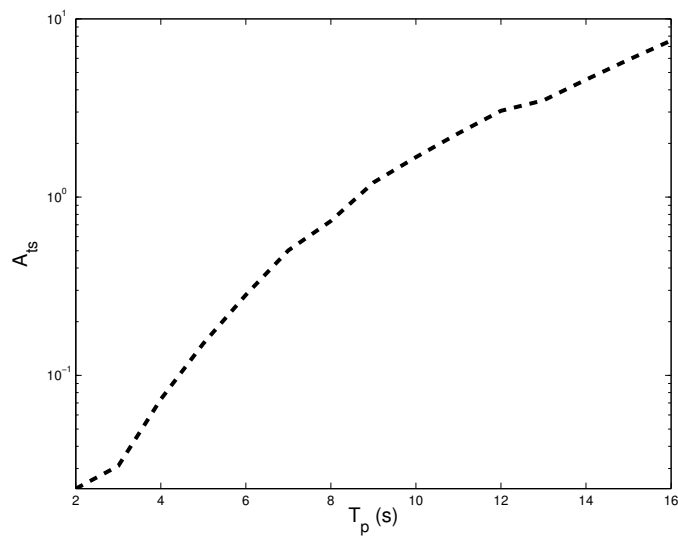


Figura 4.8 - Como na Figura 4.4, porém com  $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$  e  $uR = 50\%$ .

Portanto, para velocidade de vento maior que  $30 \text{ m s}^{-1}$ , os experimentos descritos acima apontam que a produção de gotículas tem um impacto significativo no balanço do fluxo de  $\text{CO}_2$  na interface ar-mar, sendo o fluxo de  $\text{CO}_2$  induzido pelas gotículas dominante em uma atmosfera com  $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$  e espectro de ondas com períodos de pico maiores que 11 segundos.

#### 4.1.2 Balanço de momentum acima das ondas

Nessa seção, é avaliado o balanço de momentum acima das ondas descrito pela Equação 2.33. São analisados os termos  $\tau_{turb}$ ,  $\tau_{onda}$ ,  $\tau_{sfa}$  e  $S_a$ , além do comprimento de rugosidade  $z_{0e}$  (Equação 2.56). Para esse estudo, foram realizadas três simulações ( $Sm_c$ ,  $Sm_s$  e  $Sm_{sg}$ ), como descrito na Seção 3.1.2.2, sendo utilizado comprimento de pista de vento infinito. É realizada a seguir uma análise da superfície de abrigo, dos termos do balanço de momentum e da rugosidade do mar.

##### 4.1.2.1 Superfície de abrigo

Nessa seção, a superfície de abrigo é avaliada em função da evolução do espectro de onda. Na Figura 4.9, é ilustrado o espectro da superfície de abrigo  $S_a^b$  (Equação 2.31) distribuído nas direções e nas baixas frequências do espectro, isto é, são os valores da superfície de abrigo computados nas frequências discretizadas explicitamente pelo modelo numérico ( $0,194 \text{ rad s}^{-1} < \sigma < 2,54 \text{ rad s}^{-1}$ ).

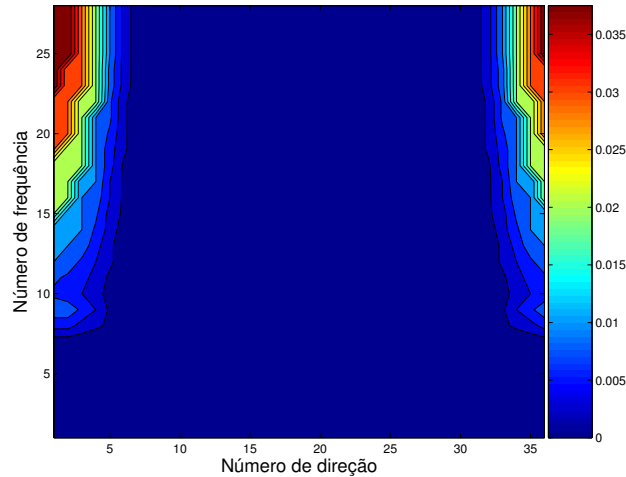


Figura 4.9 - Espectro da superfície de abrigo  $S_a^b$  em equilíbrio, distribuído por frequência e direção, calculado pela simulação  $Sm_s$ , sendo as condições iniciais as mesmas descritas na Figura 4.1, mas com  $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$  e o espectro de onda de JONSWAP com  $T_p = 16 \text{ s}$ .

É notado que a superfície de abrigo tem uma propriedade de simetria, como descrito pela Equação 2.30, sendo os valores maiores dados pelas últimas frequências do espectro discretizado.

Para verificar a distribuição da superfície de abrigo em função de todo espectro de frequência (baixa frequência e alta frequência), a contribuição espectral de cada componente de onda para a superfície de abrigo cumulativa  $S_a$  é apresentada na Figura 4.10 para  $T_p = 5, 10$  e  $16$  s.

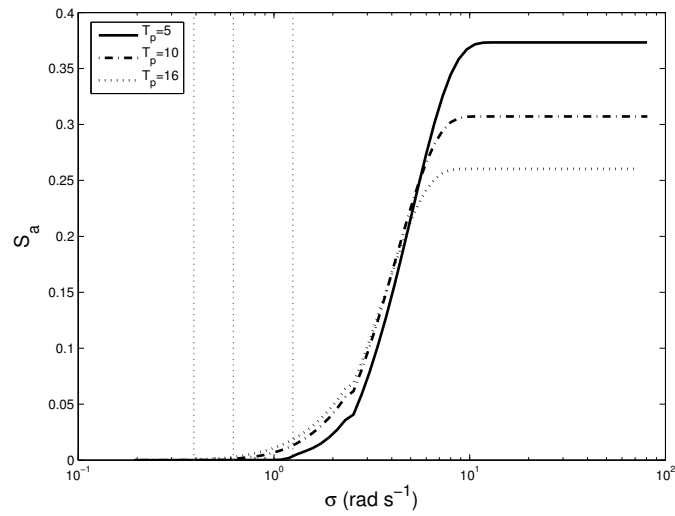


Figura 4.10 - Espectro da superfície de abrigo cumulativa ( $S_a$ ) em equilíbrio, em função da frequência angular ( $\sigma$ ) computado pela simulação  $Sm_s$ , sendo as condições iniciais as mesmas descritas na Figura 4.1, porém com  $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$  e  $T_p = 5, 10$  e  $16$  s. As linhas cinzas, pontilhadas na vertical, correspondem às frequências de pico do espectro de onda associadas a  $T_p = 5, 10$  e  $16$  s, da direita para a esquerda, respectivamente.

Como esperado da Equação 2.30, observa-se na Figura 4.10 que a maior parte da superfície de abrigo é produzida pela SFA gerada pela quebra de ondas da parte de equilíbrio do espectro<sup>2</sup>. Em outras palavras, as ondas dominantes<sup>3</sup> não contribuem significativamente para a geração da  $S_a$ , porque essas ondas não são tão íngremes e raramente quebram, o que implica em uma pequena contribuição para SFA (KU-

<sup>2</sup>Intervalo de alta frequência do espectro onde ocorre o equilíbrio dinâmico entre os termos  $S_{in}$  e  $S_{ds}$ , do inglês, *equilibrium range of surface spectrum* (PHILLIPS, 1985; KUKULKA; BELCHER, 2007).

<sup>3</sup>Ondas cuja frequência está próxima da frequência de pico do espectro de onda. Segundo Banner et al. (2000), são ondas com frequência tal que  $\sigma \approx \sigma_p \pm 30\% \sigma_p$ .

DRYAVTSEV; MAKIN, 2007). Para  $T_p = 5$  s, a superfície de abrigo alcança um valor máximo de 37% da superfície do mar. Desse modo, se o modelo de ondas considerar o efeito da superfície de abrigo, a energia do espectro de onda é parcialmente suprimida, porque as ondas curtas que estão dentro dessa área não recebem energia do vento. Entretanto, o modelo de camada limite utilizado no presente trabalho não considera tal efeito.

Para  $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ , pelo modelo de Kudryavtsev e Makin (2007, Figura 5.b),  $S_a$  cobre 70% da área da superfície do mar. Comparando os resultados apresentados na Figura 4.10 com os trabalhos de Kudryavtsev e Makin (2007), conclui-se que o modelo utilizado nessa pesquisa subestima o valor de  $S_a$ . Segundo Kudryavtsev (2012), essa discrepância entre os resultados pode estar associada ao espectro de ondas curtas utilizado. Nos trabalhos de Kudryavtsev e Makin (2007), é utilizado um espectro próprio de ondas curtas (KUDRYAVTSEV et al., 1999). Nesse trabalho, porém, o espectro de ondas curtas é obtido por uma extrapolação em função da última frequência discretizada pelo modelo (Equação 3.22), como sugerido por Janssen (1992) e utilizado em vários modelos de ondas (por exemplo, no modelo WW3).

Outro aspecto observado (Figura 4.10) é a redução da superfície de abrigo com o crescimento do período de pico. O mecanismo físico que leva a esse comportamento é o crescimento do comprimento de onda ( $L$ ) com o aumento de  $T_p$ . Ondas longas são mais resistentes à quebra porque são menos íngremes, logo apresentam menor efeito na separação do escoamento do ar. Esse aspecto também foi notado por Kudryavtsev e Makin (2007).

O efeito da velocidade do vento na geração da superfície de abrigo também foi avaliado, como apresentado Figura 4.11. O aumento da velocidade do vento implica em uma maior superfície de abrigo. Mesmo para ventos fortes ( $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ ), há um papel predominante das ondas curtas ( $\sigma > 2,54 \text{ rad s}^{-1}$ ) na geração de  $S_a$ . Esses resultados são consistentes com os apresentados por Kudryavtsev e Makin (2007) e Mueller e Veron (2009).



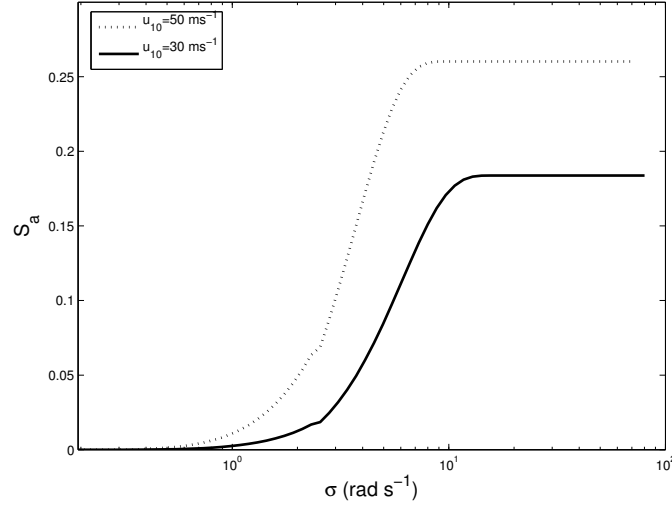


Figura 4.11 - Como na Figura 4.10, porém com  $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ ,  $u_{10} = 30 \text{ m s}^{-1}$  e  $T_p = 16 \text{ s}$ .

#### 4.1.2.2 Balanço de momentum e aerodinâmica da superfície do mar

Nessa seção, são avaliados os termos  $\tau_{turb}$ ,  $\tau_{onda}$ ,  $\tau_{sfa}$  e  $z_{0e}$ . O objetivo é identificar os efeitos da superfície de abrigo, da produção de gotículas e da separação do escoamento do ar no balanço de momentum acima da interface ar-mar.

Na Figura 4.12, são plotados os valores de  $\tau_{onda}$  e  $\tau_{sfa}$  em função da frequência  $\sigma$ , computados em uma atmosfera com  $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ . Para mares desenvolvidos, é notado (Figura 4.12) que as ondas próximas ao período de pico têm uma pequena contribuição para ambos os termos  $\tau_{onda}$  e  $\tau_{sfa}$ . Por outro lado, assim como ocorre para a superfície de abrigo,  $\tau_{onda}$  e  $\tau_{sfa}$  são determinados principalmente pela parte de alta frequência do espectro de onda ( $\sigma > 2,54 \text{ rad s}^{-1}$ ). Para  $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ , a parte de alta frequência do espectro aumenta o termo  $\tau_{onda}$  em 100%, 38% e 23%, para  $T_p = 5, 10$  e  $16 \text{ s}$ , respectivamente. Já em relação ao termo  $\tau_{sfa}$ , o efeito das ondas curtas é ainda mais significativo, sendo o crescimento de 230%, 98% e 62%, respectivamente, para  $T_p = 5, 10$  e  $16 \text{ s}$ . No balanço de momentum, a relação entre  $\tau_{onda}$  e  $\tau_{sfa}$  depende diretamente de  $T_p$ . Para espectro de onda mais desenvolvido ( $T_p = 16 \text{ s}$ ),  $\tau_{onda}$  é aproximadamente 38% maior que  $\tau_{sfa}$  (Figura 4.12). Por outro lado, quando o período de pico é de 10 segundos, ambos os termos são quase equivalentes. Entretanto, para  $T_p = 5 \text{ s}$ , essa relação inverte e  $\tau_{sfa}$  chega a ser o dobro de  $\tau_{onda}$ . Por fim, dos resultados apresentados na Figura 4.12, conclui-se que a evolução do espectro de onda tem mais influência em  $\tau_{onda}$  do que em  $\tau_{sfa}$ .

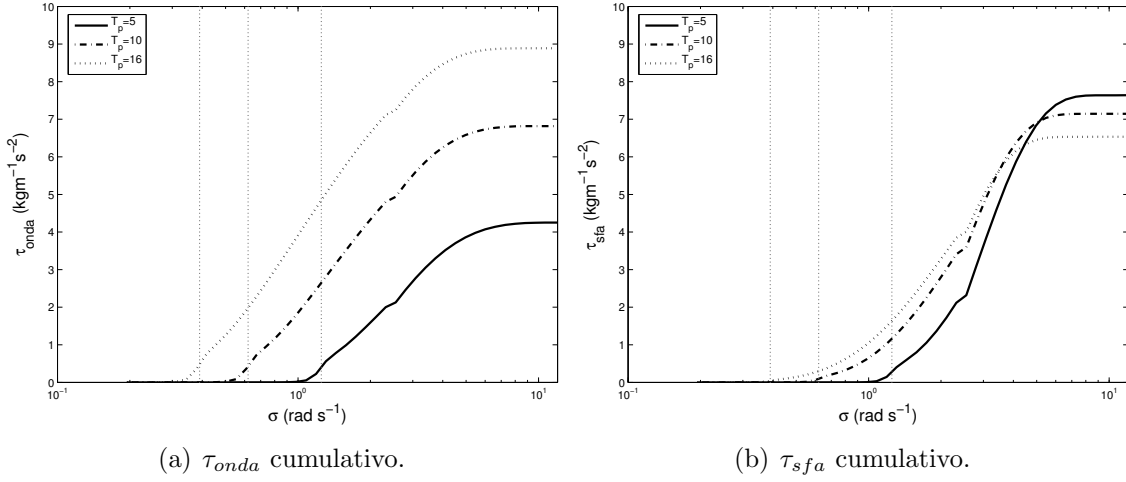


Figura 4.12 - Valores de  $\tau_{onda}$  e  $\tau_{sfa}$  em equilíbrio, em função de  $\sigma$  computados pela simulação  $Sm_s$ , sendo as condições iniciais as mesmas descritas na Figura 4.1, porém com  $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$  e  $T_p = 5, 10$  e  $16 \text{ s}$ . As linhas cinzas, pontilhadas na vertical, correspondem às frequências de pico do espectro de onda associadas a  $T_p = 5, 10$  e  $16 \text{ s}$ , da direita para a esquerda, respectivamente.

Os termos  $\tau_{onda}$  e  $\tau_{sfa}$  também são avaliados em função da variação da velocidade do vento. Esses resultados para  $u_{10} = 30$  e  $50 \text{ m s}^{-1}$  são apresentados na Figura 4.13.

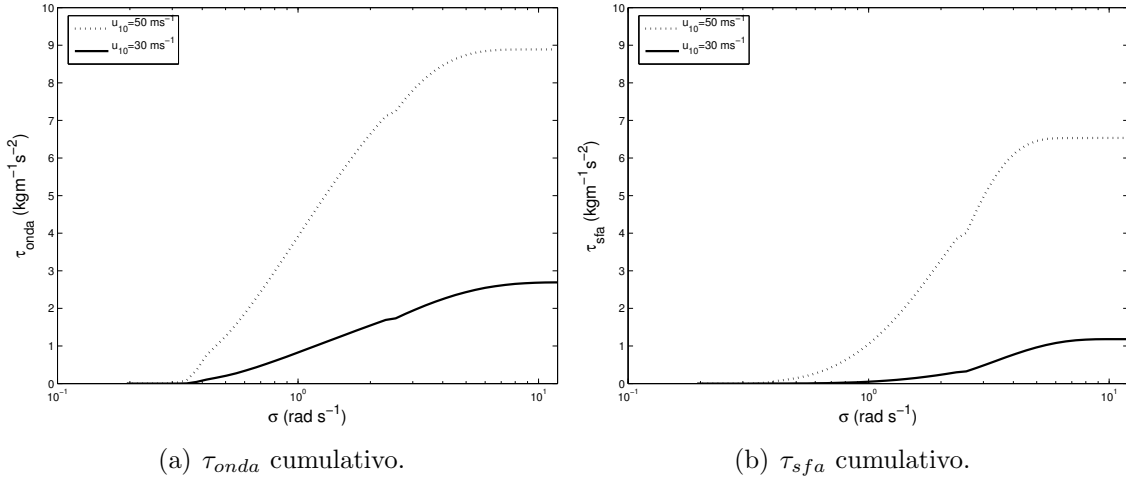


Figura 4.13 - Como na Figura 4.12, mas com  $u_{10} = 30 \text{ m s}^{-1}$ ,  $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$  e  $T_p = 16 \text{ s}$ .

O impacto do crescimento do vento é maior no termo  $\tau_{sfa}$  do que no termo  $\tau_{onda}$ ,

como observado também por Mueller e Veron (2009, Figura 7). Com o aumento da velocidade do vento de 30 para  $50 \text{ m s}^{-1}$ ,  $\tau_{sfa}$  cresce 6 vezes em relação a seu valor com  $u_{10} = 30 \text{ m s}^{-1}$ . Entretanto, nessas mesmas condições,  $\tau_{onda}$  é apenas triplicado. Quando se aumenta a velocidade do vento de 30 para  $50 \text{ m s}^{-1}$ , o processo de quebra de ondas é intensificado, o que justifica o impacto maior da SFA no balanço de momentum.

Para avaliar o efeito da superfície de abrigo no balanço de momentum (Equação 2.33), os valores de  $\tau_{onda}$  e  $\tau_{sfa}$  em função de  $\sigma$ , computados sem (Equações 2.36 e 2.43) e com o efeito da superfície de abrigo (Equação 2.45 e 2.46), são plotados na Figura 4.14 para  $T_p = 5, 10$  e  $16$  s.

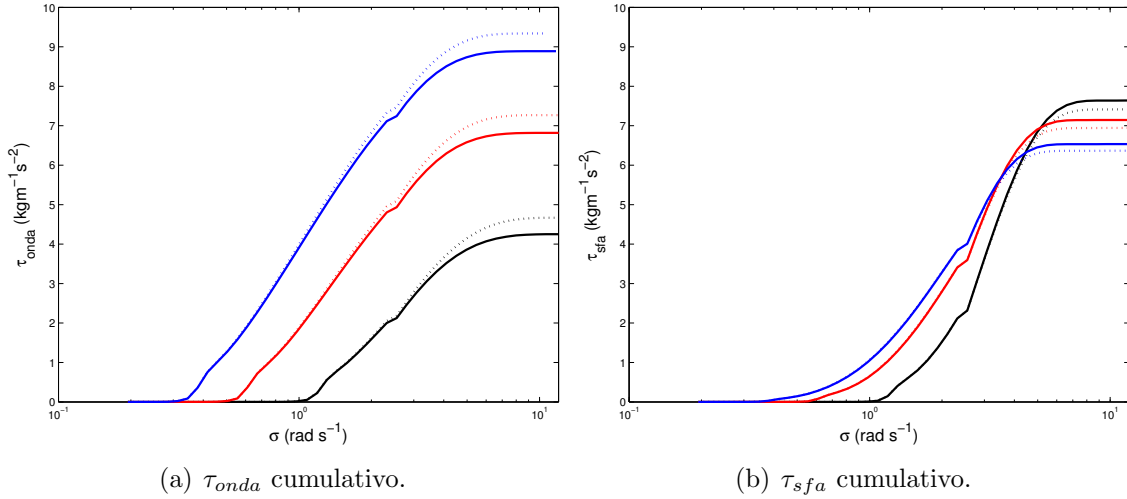


Figura 4.14 - Valores de  $\tau_{onda}$  e  $\tau_{sfa}$  em equilíbrio, em função de  $\sigma$ , sendo as condições iniciais as mesmas descritas na Figura 4.1, porém com  $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ . As linhas pontilhadas (contínuas) representam os valores computados pela simulação  $Sm_c$  ( $Sm_s$ ) em que foi desprezado (considerado) o efeito da superfície de abrigo. As cores preto, vermelho e azul estão relacionadas aos espectros de ondas com  $T_p = 5, 10$  e  $16$  s, respectivamente.

Quando o efeito da superfície  $S_a$  é adicionado, é observada uma redução em  $\tau_{onda}$  (Figura 4.14 a), o qual varia entre 8,7% ( $T_p = 5$  s) e 4,8% ( $T_p = 16$  s). Por outro lado, há um aumento no *stress*  $\tau_{sfa}$  (Figura 4.14 b). Analisando a Equação 2.46, conclui-se que o efeito da superfície de abrigo diminui  $\tau_{sfa}$ . Porém, como será mostrado posteriormente, para  $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ , o *stress*  $\tau_{turb}$  é desprezível e o balanço de momentum é dado por  $\tau_{tot} = \tau_{onda} + \tau_{sfa} = \text{constante}$ . Desse modo, uma redução

em  $\tau_{onda}$  implica em um crescimento em  $\tau_{sfa}$ . Portanto, apesar da superfície de abrigo reduzir o termo  $\tau_{sfa}$ , essa redução é compensada pelo balanço, o que justifica fisicamente os resultados apresentados nas Figuras 4.14 a e 4.14 b.

Na Figura 4.15, são ilustradas as frações da contribuição dos diferentes componentes do *stress* da superfície para  $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ .

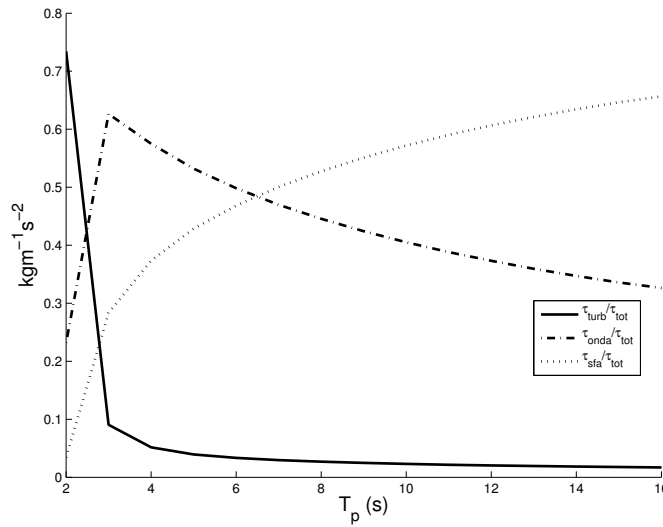


Figura 4.15 - Fração da contribuição de diferentes componentes do *stress* da superfície em equilíbrio, computada pela simulação  $Sm_s$ , sendo as condições iniciais as mesmas descritas na Figura 4.1, porém com  $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ .

Para  $T_p < 3 \text{ s}$ ,  $\tau_{turb}$  é dominante no balanço de momentum, enquanto que, para  $3 < T_p < 6,5 \text{ s}$ ,  $\tau_{onda}$  é o termo predominante. Para  $T_p > 6,5 \text{ s}$ ,  $\tau_{sfa}$  tem um papel crucial no balanço de momentum. A fração máxima de  $\tau_{sfa}$  é aproximadamente 0,65, próximo a 0,6 encontrado por Kudryavtsev e Makin (2007) e 0,7 por Mueller e Veron (2009). Conclui-se, portanto, que a separação do escoamento do ar tem um papel importante na dinâmica acima das ondas. Porém, o balanço entre os termos  $\tau_{turb}$ ,  $\tau_{onda}$  e  $\tau_{sfa}$  depende diretamente do desenvolvimento do espectro de onda.

Até o momento, foram analisados a distribuição de momentum sobre as ondas e o efeito da superfície de abrigo nesse balanço. Entretanto, não foi verificado se as modificações no balanço de momentum apresentadas podem saturar o arrasto das ondas, como discutido por vários autores na literatura, e qual é o efeito da superfície de abrigo e da produção de gotículas no arrasto das ondas. Os resultados dessas

análises são apresentados a seguir.

Na Figura 4.16, são ilustrados os valores do coeficiente de arrasto das ondas  $C_d = (u_*/u_{10})^2$ , obtidos pelas simulações  $Sm_c$ ,  $Sm_s$ ,  $Sm_{sg}$  em uma atmosfera com  $u_{10} = 30 \text{ m s}^{-1}$  e espectros de ondas com períodos de pico variando de 2 a 16 segundos.

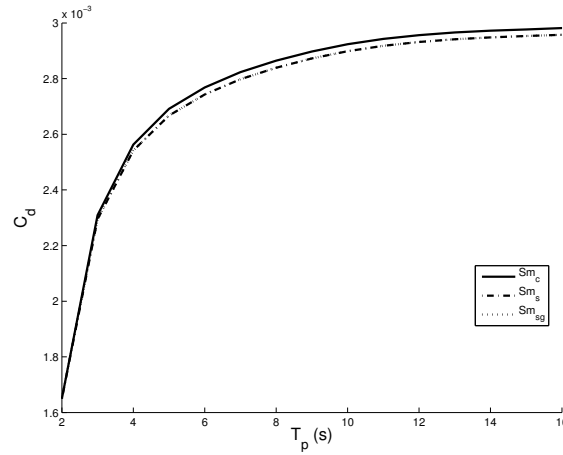
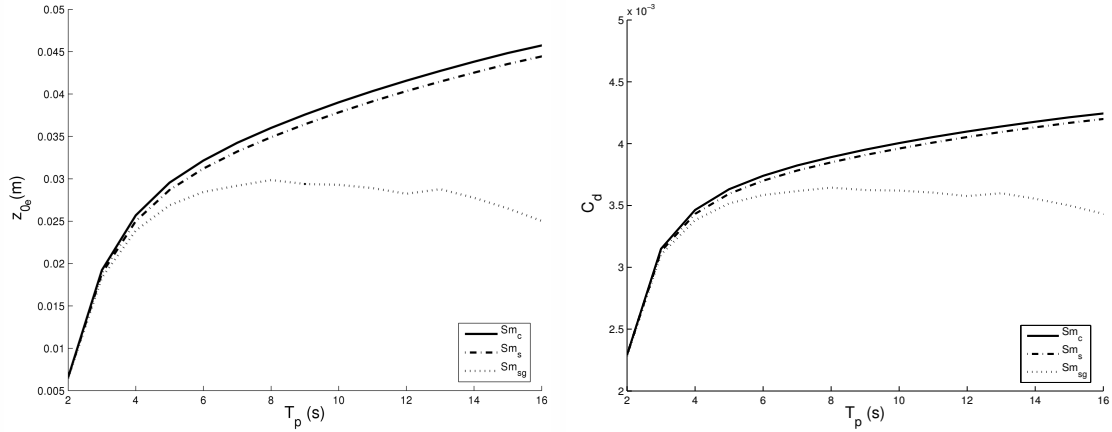


Figura 4.16 - Valores de  $C_d$  em equilíbrio, em função de  $T_p$ , obtidos pelas simulações  $Sm_c$ ,  $Sm_s$  e  $Sm_{sg}$ , sendo as condições iniciais as mesmas descritas na Figura 4.1.

Analisando a Figura 4.16, nota-se que  $C_d$  cresce com o aumento de  $T_p$ , isto é, à medida que o mar fica mais desenvolvido (com mais energia), maior é o arrasto das ondas. Ao adicionar o efeito da superfície de abrigo (simulação  $Sm_s$ ), é observada uma pequena redução em  $C_d$  para espectros com  $T_p > 4 \text{ s}$ . O valor dessa redução permanece praticamente constante com o crescimento de  $T_p$ , sendo consistente com o trabalho de [Mueller e Veron \(2009, Figura 4 a\)](#). Quando o efeito das gotículas é inserido (simulação  $Sm_{sg}$ ), os valores de  $C_d$  são similares aos apresentados pela simulação  $Sm_s$ . Como pode ser observado na Figura 4.16, as curvas das simulações  $Sm_s$  e  $Sm_{sg}$  coincidem. Tal resultado tem coerência, porque o efeito da produção de gotículas torna-se relevante quando  $u_{10} > 30 \text{ m s}^{-1}$  ([MAKIN, 2005](#); [KUDRYAVTSEV, 2006](#)).

Os termos  $z_{0e}$  e  $C_d$  foram avaliados com  $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ , sendo esses valores plotados na Figura 4.17.



(a) Comprimento de rugosidade em função de  $T_p$ . (b) Coeficiente de arrasto em função de  $T_p$ .

Figura 4.17 - Como na Figura 4.16, porém com  $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ .

Analisando as simulações  $Sm_c$  e  $Sm_s$  (Figuras 4.17 a e b), é observado que a superfície de abrigo não é capaz de saturar o arrasto do mar, mesmo para  $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ . Entretanto, ao adicioná-la nas simulações, há uma pequena redução em  $z_{0e}$  e  $C_d$ . Por outro lado, os valores apresentados pela simulação  $Sm_{sg}$  mostram uma redução significativa em  $z_{0e}$  e  $C_d$ . Para  $2 < T_p < 4 \text{ s}$ , os valores obtidos para  $z_{0e}$  e  $C_d$  pelas três simulações convergem e mostram um processo de crescimento. Todavia, para  $T_p > 4 \text{ s}$ , as simulações  $Sm_c$  e  $Sm_s$  mantêm o padrão de crescimento dos termos  $z_{0e}$  e  $C_d$ . No entanto, os resultados da simulação  $Sm_{sg}$  apontam uma redução em ambos os termos  $z_{0e}$  e  $C_d$ , sendo esse decaimento diretamente relacionado com  $T_p$  (quanto maior  $T_p$ , maior é a redução). Essa relação em função do período de pico tem fundamentação física, pois períodos de pico maiores implicam em mares mais desenvolvidos, com maior energia e com maior produção de gotículas (MONAHAN et al., 1986; ZHAO et al., 2006; INNOCENTINI; GONÇALVES, 2010). Logo, maior o efeito das gotículas. Para  $T_p = 16 \text{ s}$ , nota-se que  $z_{0e}$  e  $C_d$  são reduzidos em 45% e 21,5%, respectivamente, quando são comparados os valores das simulações  $Sm_s$  e  $Sm_{sg}$ .

A redução do arrasto das ondas reflete diretamente no perfil do vento, como apresentada na Figura 4.18, em que é ilustrada  $u_{10}$  em função de  $T_p$  para as simulações  $Sm_c$ ,  $Sm_s$  e  $Sm_{sg}$ .

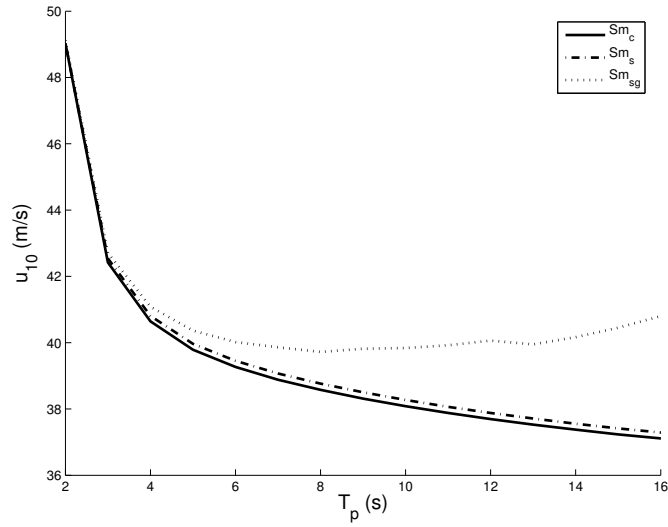


Figura 4.18 - Valores de  $u_{10}$  em equilíbrio, em função de  $T_p$ , computados pelas simulações  $Sm_c$ ,  $Sm_s$  e  $Sm_{sg}$ , sendo as condições iniciais as mesmas descritas na Figura 4.1, porém com  $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ .

Como observado, para todo  $T_p$ , há uma redução em  $u_{10}$  quando simulado pelos experimentos  $Sm_c$  e  $Sm_s$ . No entanto, pela simulação  $Sm_{sg}$ , é notada uma aceleração do escoamento do ar para  $T_p > 4 \text{ s}$ . A evolução de  $u_{10}$  apresentada pelas três simulações está diretamente relacionada com o comportamento do arrasto das ondas (Figuras 4.17 a e 4.17 b). O crescimento do arrasto das onda implica em uma maior dissipação de energia cinética da atmosfera para o oceano na interface ar-mar (transferência de momentum), reduzindo a velocidade do vento. Como na simulação  $Sm_{sg}$ , a rugosidade da superfície do mar e a dissipação de energia por atrito são reduzidas, consequentemente há um crescimento da velocidade do escoamento do ar acima das ondas.

Comparando os resultados obtidos pela simulação  $Sm_{sg}$  com os dados coletados por Powell et al. (2003, Figura 3 a e c) e com os experimentos em laboratório de Donelan et al. (2004, Figura 2), pode-se inferir que os efeitos da SFA e da produção de gotículas, computados pelo modelo unidimensional proposto nesta pesquisa, não são capazes de reduzir o coeficiente de arrasto do mar, como apresentado pelos trabalhos dos dois últimos autores referenciados. Pelos trabalhos de Powell et al. (2003),  $C_d$  atingiu um valor máximo de 0,0025. Já nos trabalhos de Donelan et al. (2004), o valor máximo observado foi de  $C_d = 0,0026$ , o que equivale a  $z_{0_e} = 0,00335 \text{ m}$ . Entretanto, na simulação  $Sm_{sg}$  (Figura 4.17 b),  $C_d$  atinge um máximo de 0,0037

e reduz para 0,0032, o que equivale a  $z_{0e} = 0,02$  m. Portanto, os resultados dessa pesquisa superestimam os valores do arrasto das ondas.

Moon et al. (2004), Moon et al. (2007), Kudryavtsev e Makin (2007) e Mueller e Veron (2009) também observaram, em suas simulações, valores mais altos de  $C_d$  do que os apresentados por Powell et al. (2003) e Donelan et al. (2004). Os autores justificaram esse aumento pelo fato de não ser considerado o efeito da produção de gotículas em suas simulações. Além disso, Moon et al. (2004) sugeriram que a redução acentuada, como mostrada pelos trabalhos de Powell et al. (2003) e Donelan et al. (2004), só ocorreu porque os experimentos foram realizados em condições de comprimento de pista de vento muito curto. Por exemplo, nos experimentos de Donelan et al. (2004), quando ocorreu a saturação do arrasto das ondas, a altura das ondas e a frequência de pico foram 9 cm e  $1,4 \text{ rad s}^{-1}$ , respectivamente, sendo o comprimento da pista de vento de 4,5 metros. Kudryavtsev e Makin (2007) também apontaram mudanças significativas nos valores de  $C_d$  quando foi modificado o comprimento de pista de vento em seus experimentos, sendo a maior redução em  $C_d$  apresentada para comprimento de pista muito curto.

Nas simulações realizadas nesse trabalho, apesar de serem considerados os efeitos da produção de gotículas e da superfície de abrigo, não foi obtida uma redução no arrasto das ondas, como apontado pelos trabalhos de Powell et al. (2003) e Donelan et al. (2004). Tal redução só foi apresentada quando a velocidade do vento imposta foi de  $70 \text{ m s}^{-1}$  sobre espectro de onda com período de pico maior que 16 segundos.

Essa discrepância pode ser justificada por quatro aspectos: i) o efeito da pista de vento, como apontado por Moon et al. (2004) e Kudryavtsev e Makin (2007), uma vez que as simulações realizadas nesse trabalho utilizaram comprimento de pista de vento infinito; ii) o espectro de ondas curtas utilizado foi calculado por uma extrapolação e, segundo Kudryavtsev (2012), o ideal é ter um espectro apropriado de ondas curtas para obter um arrasto do mar mais consistente<sup>4</sup>, uma vez que esse termo é determinado principalmente pelas ondas curtas; iii) a função produção de gotículas, como descrito na Seção 2.6.2, possui muitas incertezas, sendo a quantidade de gotí-

---

<sup>4</sup>Kudryavtsev (2012) sugere a utilização de um espectro próprio de ondas curtas, cuja forma e integral característica (média quadrada da inclinação e assimetria) apresentem consistência quando comparadas com medidas de campo e laboratório (COX; MUNK, 1954; KUDRYAVTSEV et al., 1999). Segundo o autor, devido à importância das ondas curtas no cálculo do *stress*, é fundamental ter um espectro de ondas curtas mais aproximado do real para obter um bom arrasto do mar e, com isso, computar melhor os processos de troca na interface ar-mar.



culas essencial para quantificar a redução do arrasto das ondas, como mostrado por Rastigejev et al. (2011, Figura 3), e iv) o efeito da superfície de abrigo no espectro de ondas, uma vez que, nas simulações realizadas nessa pesquisa, não foi considerada a redução de energia do espectro de onda devido às ondas curtas estarem dentro da área que não recebe energia do vento. Ao considerar esse efeito, ocorre uma redução da energia do espectro, o que pode alterar o balanço de momentum, como discutido por Kudryavtsev e Makin (2007).

Por fim, dos resultados apresentados nessa seção, conclui-se que a produção de gotículas tem potencial para saturar e reduzir o arrasto das ondas e aumentar a velocidade do escoamento do ar próxima à interface ar-mar, propriedade que não é observada nas simulações onde foi considerado apenas o efeito da superfície de abrigo. No entanto, o modelo proposto superestima o arrasto das ondas.

## 4.2 Etapa II - Modelo acoplado

Nessa seção, são apresentados os resultados das simulações CT, ACOA, ACGA e ACOGA, as quais foram descritas na Seção 3.2.6.1. Em todos os experimentos, a temperatura da superfície do mar ( $T_{sm}$ ) é mantida constante durante toda a integração numérica, como previamente mencionado na Seção 3.2.6.3. Os valores da  $T_{sm}$ , obtidos dos dados do GFS e utilizados nas simulações numéricas, são ilustrados nas Figuras 4.19 a-b.

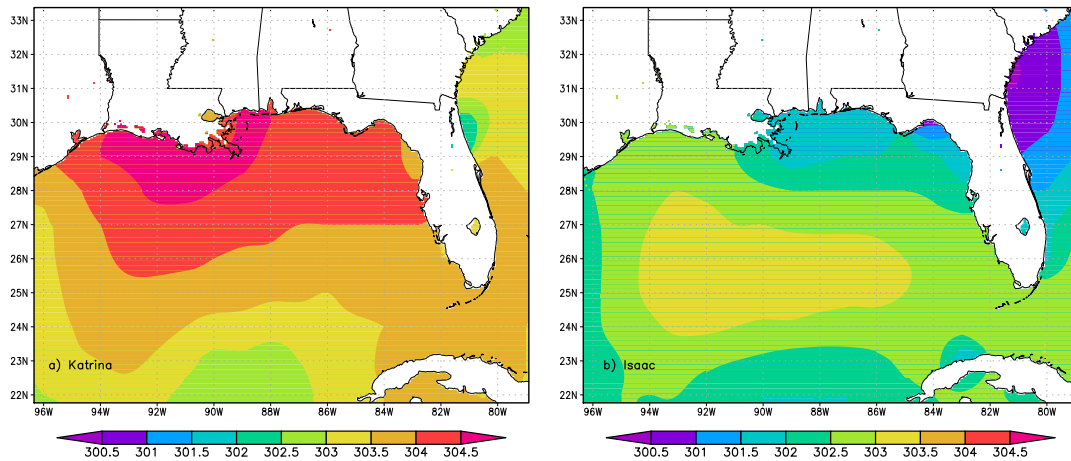


Figura 4.19 - Campo de temperatura da superfície do mar (dados do GFS) utilizado durante toda a integração numérica das simulações CT, ACOA, ACGA e ACOGA, para (a) Katrina (28 de agosto de 2005 às 0000 UTC) e (b) Isaac (28 de agosto de 2012 às 0000 UTC).

Como observado, a  $T_{sm}$  é mais elevada no ciclone Katrina (Figura 4.19 a) do que no ciclone Isaac (Figura 4.19 b). Variações na  $T_{sm}$  modificam as liberações de calor latente e calor sensível mediadas pelas gotículas, como descrito explicitamente na formulação implementada no modelo acoplado (Equações 3.43 e 3.52) e também comprovado por Bao et al. (2000) e Perrie et al. (2005). Esse assunto será abordado com mais detalhes posteriormente.

A seguir, segue uma análise sobre os efeitos das parametrizações de gotículas e ondas no desenvolvimento dos ciclones Katrina e Isaac. Nessa análise, são abordados os impactos da produção de gotículas e do desenvolvimento do mar na trajetória e intensidade dos ciclones, nas transferências dos fluxos de momentum, calor e umidade que ocorrem na interface ar-mar e na estrutura vertical da camada limite atmosférica. Por último, serão comparados os campos de pressão ao nível do mar e ventos a dez metros de superfície com a análise-GFS e com as observações do Centro Nacional de Furacões dos Estados Unidos.

#### 4.2.1 Trajetórias dos ciclones

Nas Figuras 4.20 a-b, são apresentadas as trajetórias<sup>5</sup> dos ciclones Katrina e Isaac correspondentes às simulações CT, ACOA, ACGA e ACOGA para um período de 24 horas de integração.

Todas as quatro simulações apresentam trajetórias similares. Entretanto, há pequenas modificações quando os efeitos da produção de gotículas e do espectro de onda são inseridos (Figura 4.20 a-b), concordando com os trabalhos de Perrie et al. (2005) e Zhang e Perrie (2006).

Comparando os resultados simulados com as observações das trajetórias do Katrina (KNABB et al., 2005) e do Isaac (BERG, 2013), relatadas pelo NHC, nota-se que todos os experimentos realizados simularam trajetórias consistentes.

---

<sup>5</sup>As trajetórias são calculadas com base no deslocamento do centro de baixa pressão.

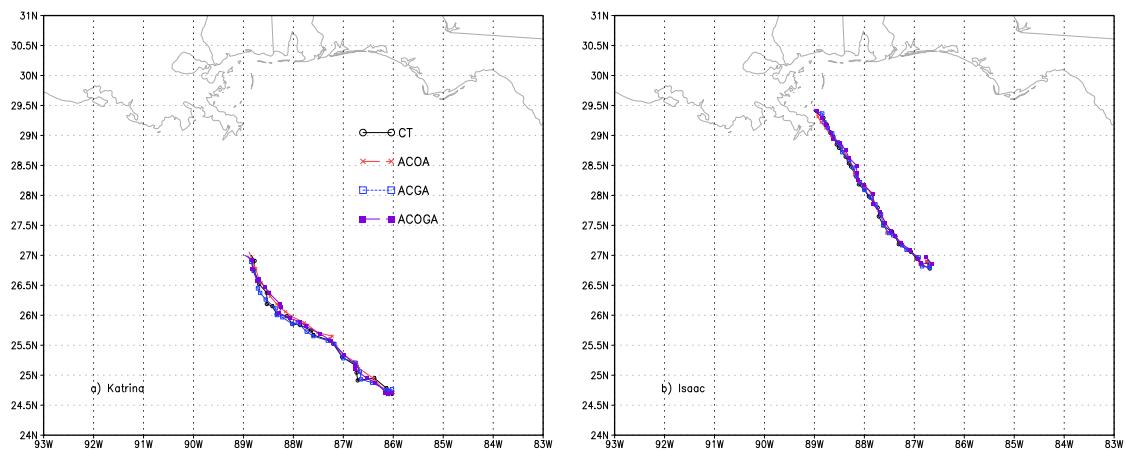


Figura 4.20 - Trajetórias dos ciclones calculadas pelos experimentos CT, ACOA, ACGA e ACOGA, para (a) Katrina (28 de Agosto de 2005, das 0000 UTC às 2400 UTC) e (b) Isaac (28 de Agosto de 2012, das 0000 UTC às 2400 UTC).

#### 4.2.2 Intensidade dos ciclones

Nas Figuras 4.21 a-d, são ilustradas as séries temporais de vento  $u_{10}$  e da pressão ao nível do mar ( $P_{nm}$ ), para as simulações CT, ACOA, ACGA e ACOGA, obtidas por média sobre uma área de 400 km<sup>2</sup>, a qual está associada à região de cada ciclone (Katrina e Isaac) onde os ventos de superfície apresentam velocidades maiores.

Quando é inserido o efeito da produção de gotículas (simulação ACGA), observa-se uma intensificação do ciclone Katrina. No pico da tempestade (13 UTC), a pressão é reduzida em 0,6 hPa em relação à simulação CT (Figura 4.21 a). Por outro lado, avaliando o efeito do desenvolvimento do mar, isto é, quando  $z_{0_e}$  é modificado pelas ondas (simulação ACOA), é observado um aumento da pressão em relação aos valores obtidos pela simulação CT, sendo esse aumento mais notável após 9 horas de integração (Figura 4.21 a). No pico da tempestade, é notado que os efeitos das ondas com as gotículas (simulação ACOGA) equilibram-se, e o impacto combinado aproxima-se da simulação CT (Figura 4.21 a).

No ciclone Isaac (Figura 4.21 c), as quatro simulações convergem para o mesmo resultado, o que demonstra um efeito insignificativo das ondas e das gotículas em relação ao campo de pressão quando avaliada a média sobre a área.

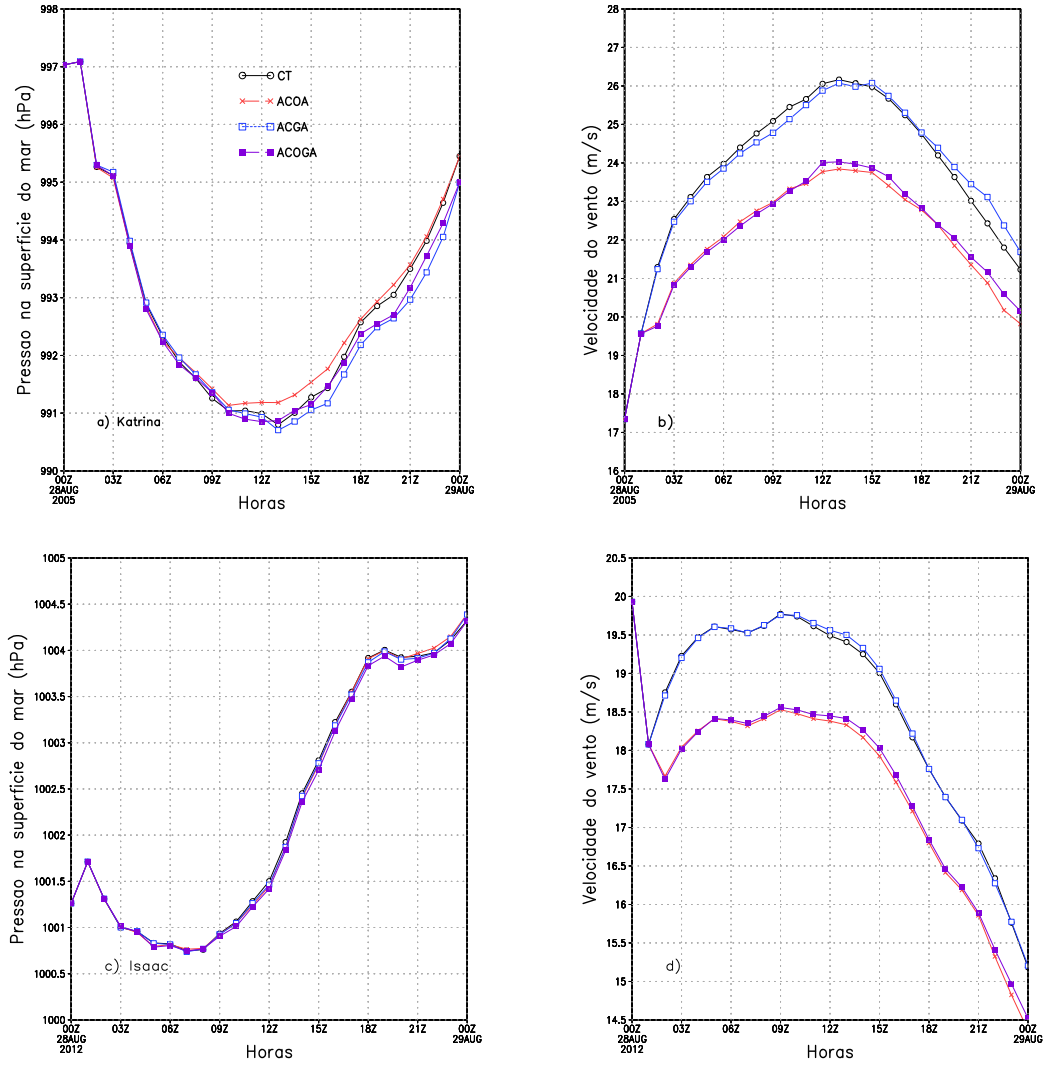


Figura 4.21 - Séries temporais do vento  $u_{10}$  e da pressão ao nível do mar ( $P_{nm}$ ), para (a) e (b) Katrina e (c) e (d) Isaac. As variáveis  $u_{10}$  e  $P_{nm}$  são obtidas por média sobre uma área de  $400 \text{ km}^2$ , a qual está associada à região de cada ciclone (Katrina e Isaac) que apresenta ventos de superfície com velocidades maiores.

Quanto ao vento  $u_{10}$  (Figuras 4.21 b e 4.21 d), na simulação com gotículas (ACGA), há um aumento da velocidade, sendo o impacto máximo positivo de  $0,7 \text{ m s}^{-1}$  para o Katrina e de  $0,09 \text{ m s}^{-1}$  para o Isaac. Efeito oposto é observado na simulação ACOA, onde as ondas reduzem  $u_{10}$ , com impacto máximo negativo de  $2,4 \text{ m s}^{-1}$  para o Katrina e de  $1,2 \text{ m s}^{-1}$  para o Isaac. Analisando o efeito combinado (simulação ACOGA),  $u_{10}$  tem uma redução máxima de  $2,1 \text{ m s}^{-1}$  para o Katrina e de  $1,2 \text{ m s}^{-1}$  para o Isaac.

Portanto, fica definida claramente uma competição: as gotículas diminuem a pressão e aumentam a velocidade do vento próximo à superfície. Por outro lado, as ondas aumentam a pressão e reduzem a intensidade do vento à superfície.

Para avaliar os efeitos das ondas e das gotículas no período de máxima intensificação dos ventos, são ilustradas as distribuições espaciais de  $u_{10}$  e  $P_{nm}$  no instante de intensificação máxima dos ciclones, isto é, quando os mesmos atingiram o menor valor de pressão ao nível do mar.

As distribuições espaciais das diferenças  $\Delta P_{nm}$  e  $\Delta u_{10}$  são assimétricas quando calculadas pelas simulações ACOA, ACGA e ACOGA (Figuras 4.22 a-d), como também observado por Doyle (2002), Perrie et al. (2005), Zhang e Perrie (2006), Bao et al. (2011) e Liu et al. (2012), o que é explicado pela própria assimetria dos ciclones com relação ao campo de vento e ao espectro de ondas<sup>6</sup>, os quais modificam a produção de gotículas e o comprimento de rugosidade do mar.

Considerando o ciclone Katrina, a produção de gotículas (simulação ACGA) aumenta  $u_{10}$  ao redor do centro do ciclone (Figura 4.22 a), com um efeito máximo de  $7 \text{ m s}^{-1}$  ( $\approx 20\%$ ) a nordeste do centro, e reduz  $P_{nm}$  em até  $1,5 \text{ hPa}$ , sendo o impacto maior ao sul do centro da tempestade (Figura 4.22 a). Nas simulações onde é considerado o efeito das ondas (ACOA), a pressão aumenta no centro do ciclone e ao redor do mesmo (Figuras 4.22 b). A variação máxima na pressão é de  $3 \text{ hPa}$ , bem maior quando comparada com a variação apresentada na diferença ACGA-CT (Figura 4.22 a). O aumento da pressão implica em um enfraquecimento de  $u_{10}$  (Figura 4.22 b), com uma redução máxima de  $7,5 \text{ m s}^{-1}$  ( $\approx 22\%$ ). Esses resultados são consistentes com outros estudos com modelos acoplados (PERRIE et al., 2005; LIU et al., 2012). Analisando a diferença ACOGA-CT (Figura 4.22 c), é observado um domínio do efeito das ondas sobre o efeito das gotículas, tanto no vento  $u_{10}$  como na pressão  $P_{nm}$ . Os ventos são reduzidos e a pressão aumenta principalmente ao sul do centro do ciclone.

---

<sup>6</sup>Tipicamente em ciclones tropicais,  $u_{10}$  é maior na região onde está com a mesma direção do movimento do ciclone. Logo, o movimento de translação do ciclone contribui para aumentar  $u_{10}$ . Dentro dessa região, as ondas propagam-se na direção do movimento da tempestade e sofrem atuação constante do vento em uma direção consistente por longos períodos de tempo e distância. Com isso, os processos de ressonância atuam para aumentar a energia do espectro de ondas até a velocidade de fase das ondas e a velocidade do vento serem equivalentes, caracterizando um espectro de ondas completamente desenvolvido e com  $H_s$  maior (HOLTHUIJSEN, 2007).

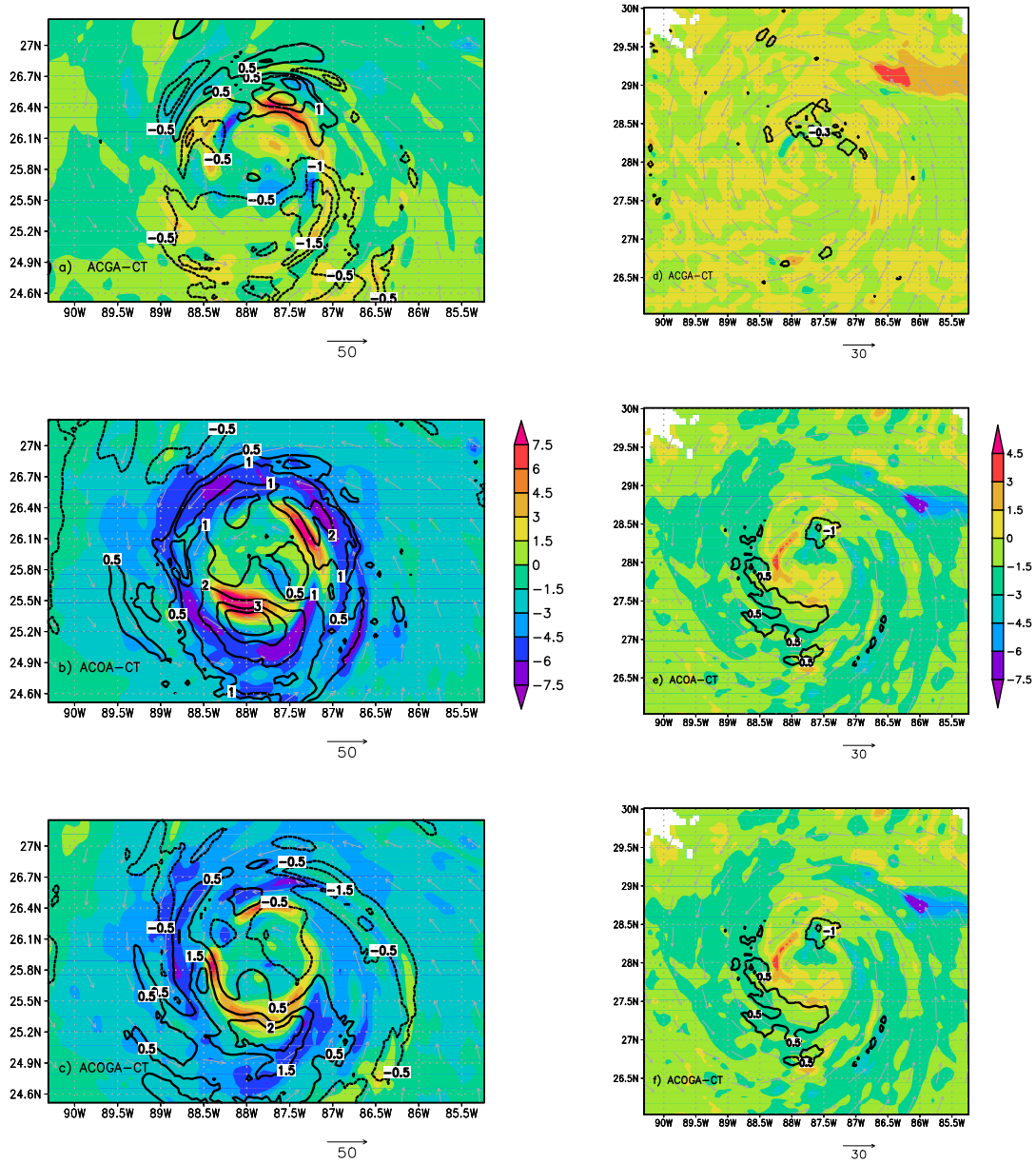


Figura 4.22 - Diferenças  $\Delta P_{nm}$  (hPa; linhas de contornos) e  $\Delta u_{10}$  ( $\text{m s}^{-1}$ , sombreada). O lado esquerdo (direito) corresponde à simulação do Katrina (Isaac) calculada no dia 28 de agosto de 2005 (2012), às 13 UTC (11 UTC), sendo (a) e (d) ACGA-CT, (b) e (e) ACOA-CT e (c) e (f) ACOGA-CT. Ventos  $u_{10}$  (vetores,  $\text{m s}^{-1}$ ) simulados são sobrepostos.

Para o ciclone Isaac, os campos de  $u_{10}$  e  $P_{nm}$  também apresentam um comportamento assimétrico ao longo do centro da tempestade, assim como observado no Katrina. A diferença ACGA-CT (Figura 4.22 d) mostra que os efeitos das gotículas

em  $u_{10}$  e  $P_{nm}$  são mínimos. No entanto, na simulação ACOA, as ondas reduzem  $u_{10}$  e aumentam  $P_{nm}$  em média  $3 \text{ m s}^{-1}$  ( $\approx 12\%$ ) e  $0,6 \text{ hPa}$  (Figura 4.22 e), respectivamente. Como esperado, as diferenças ACOGA-CT (Figura 4.22 f) e ACOA-CT (Figura 4.22 e) são semelhantes, o que demonstra o efeito pequeno das gotículas na simulação do Isaac. Esse resultado ocorre porque o ciclone Isaac apresenta velocidade de vento à superfície inferior a  $33 \text{ m s}^{-1}$  e o efeito da produção de gotículas é mais explícito em situações com  $u_{10} > 33 \text{ m s}^{-1}$  (KUDRYAVTSEV, 2006; FAIRALL et al., 2009; INNOCENTINI; GONÇALVES, 2010).

A produção de gotículas e o desenvolvimento do mar também modificam a transferência de momentum na interface ar-mar, alterando a dissipação de energia cinética da interface. Para investigar esse aspecto, os campos da rugosidade do mar e da altura significativa de onda são ilustrados nas Figuras 4.23 a-f (Katrina) e 4.24 a-f (Isaac) para as simulações ACGA, ACOA e ACOGA.

Como esperado, ao adicionar o efeito da produção de gotículas (simulação ACGA), há uma redução da rugosidade do mar próxima aos centros dos ciclones (Figuras 4.23 a e 4.24 a). No Katrina, a redução máxima em  $z_{0e}$  é de  $0,001 \text{ m}$  ( $\approx 80\%$ ) e ocorre a nordeste do centro (Figura 4.23 a), o que justifica o aumento em  $u_{10}$  como apresentado na Figura 4.22 a. Para o Isaac, a redução máxima atinge o valor de  $0,0002 \text{ m}$  (Figura 4.24 a), correspondendo a um impacto na ordem de  $10\%$ .

Na simulação com ondas (ACOA),  $z_{0e}$  aumenta significativamente em toda a região do ciclone (Figuras 4.23 b e 4.24 b), principalmente do lado direito do centro, onde os ventos são mais fortes e a propagação do ciclone proporciona maior pista de atuação do vento (HOLTHUIJSEN et al., 2012). O aumento de  $z_{0e}$  deixa a superfície mais rugosa, reduzindo  $u_{10}$  (Figuras 4.22 b e 4.22 e). A diferença ACOA-CT mostra um impacto máximo em  $z_{0e}$  de  $0,018$  para o Katrina (Figura 4.23 b) e de  $0,006 \text{ m}$  para o Isaac (Figura 4.24 b). Esses valores correspondem a um crescimento de aproximadamente  $500\%$  e  $300\%$ , respectivamente.

Analisando o impacto combinado (simulação ACOGA), no ciclone Katrina, o efeito das gotículas ameniza o crescimento da rugosidade a nordeste do centro. Todavia, no geral, há um predomínio das ondas (Figura 4.23 c). Já no ciclone Isaac (Figura 4.24 c), o efeito das ondas é predominante.



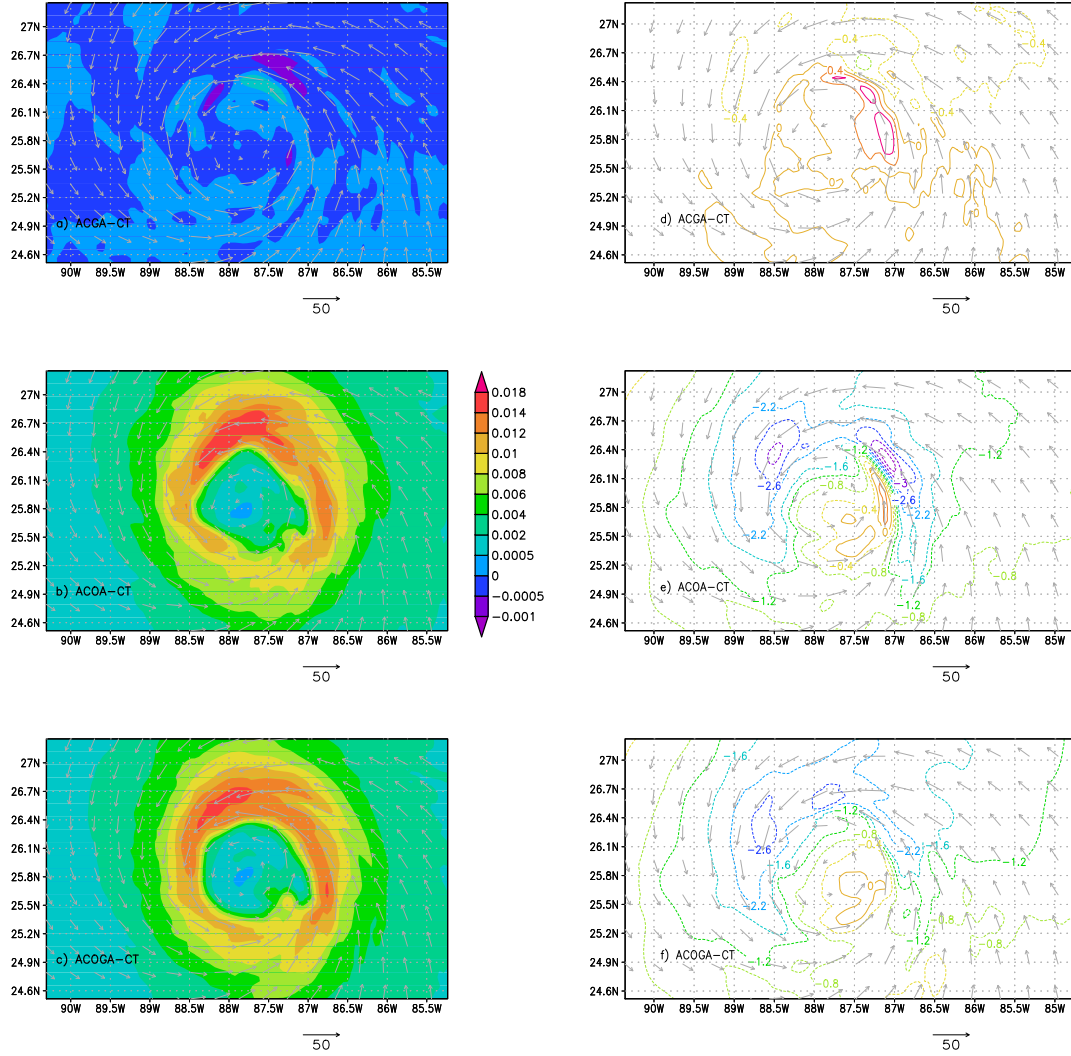


Figura 4.23 - Diferenças  $\Delta z_{0e}$  (metro; área sombreada) e  $\Delta H_s$  (metro, isolinhas) computadas no instante de intensificação máxima do Katrina (13 UTC), como na Figura 4.22, sendo (a) e (d) ACGA-CT, (b) e (e) ACOA-CT e (c) e (f) ACOGA-CT. Ventos  $u_{10}$  (vetores,  $\text{m s}^{-1}$ ) simulados são sobrepostos.

As modificações apresentadas na rugosidade do mar têm impacto direto na dinâmica do espectro de onda (Equação 3.30), pois, com a redução do campo de vento, há uma menor transferência de energia da atmosfera para o oceano e o termo fonte de energia  $S_{in}$  (Equação 3.32), o qual é responsável pela taxa de crescimento das ondas, diminui. Desse modo, na simulação ACGA, o espectro de onda tem mais energia e maior  $H_s$  (Figuras 4.23 d e 4.24 d). Por exemplo, avaliando as diferenças ACGA-CT e ACOA-CT, nota-se que o efeito das gotículas (ACGA-CT) aumenta  $H_s$  em 0,8 m



( $\approx 10\%$ ) no Katrina (Figura 4.23 d) e em 0,1m ( $\approx 1\%$ ) no Isaac (Figura 4.24 d). Por outro lado, o efeito das ondas (ACOA-CT) reduz  $H_s$  em 3,0m ( $\approx 20\%$ ) no Katrina (Figura 4.23 e) e em 1 m ( $\approx 11\%$ ) no Isaac (Figura 4.24 e). Na simulação totalmente acoplada (ACOGA), persiste o predomínio do efeito das ondas (Figuras 4.23 f e 4.24 f), tanto no Katrina quanto no Isaac.

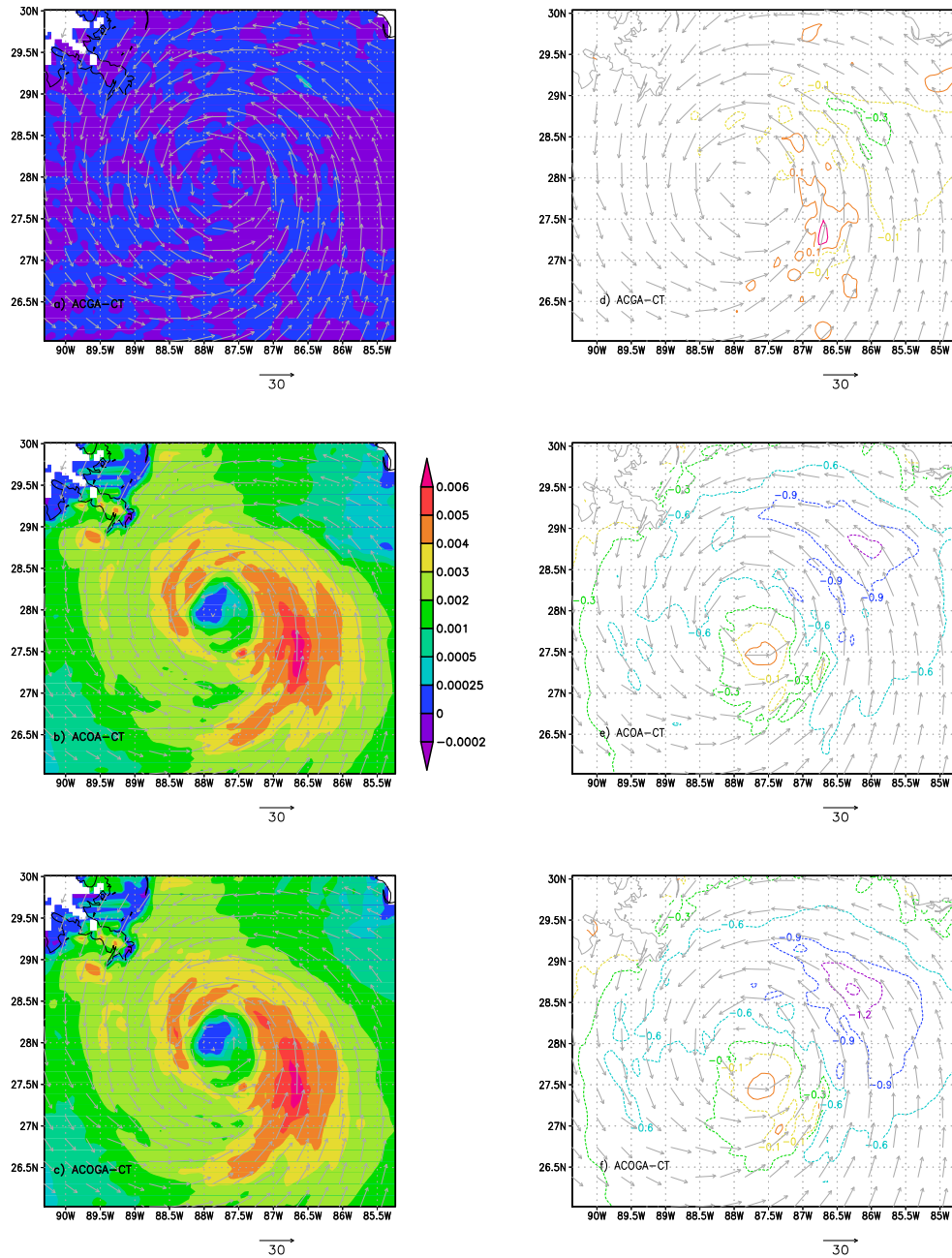


Figura 4.24 - Como na Figura 4.23, porém para o ciclone Isaac (11 UTC).

O impacto da rugosidade do mar no espectro de onda, em condições de ventos fortes, também foi avaliado por Doyle (2002) através de um sistema de modelos acoplados (atmosfera-ondas-oceânicas). O autor concluiu que o crescimento da rugosidade do mar modificava o desenvolvimento do espectro de onda, reduzindo  $H_s$ . Em suas simulações,  $H_s$  foi reduzida em aproximadamente 14%. Resultados semelhantes também foram encontrados por Liu et al. (2012), o que demonstra consistência dos resultados apresentados neste trabalho.

Portanto, conclui-se que as gotículas e as ondas têm efeitos opostos. Por um lado, as gotículas reduzem o arrasto da superfície do mar e a dissipação de energia cinética da atmosfera para o mar, além de fortalecer a convergência de massa próxima ao centro do ciclone. Esses fatores intensificam a tempestade, logo o espectro de onda ganha mais energia e  $H_s$  cresce. Por outro lado, o efeito das ondas aumenta a rugosidade do mar, a dissipação de energia cinética na interface e a pressão  $P_{nm}$ . Como resultado, o ciclone e a energia do espectro de onda são reduzidos, diminuindo  $H_s$ .

#### 4.2.3 Efeito nos fluxos de calor sensível e calor latente

O desenvolvimento do mar e a produção de gotículas modificam diretamente os fluxos de calor e umidade através da interface ar-mar (ANDREAS; EMANUEL, 2001; PERRIE et al., 2005; INNOCENTINI; GONÇALVES, 2010; BAO et al., 2011). As trocas que ocorrem na interface são processos fundamentais no desenvolvimento de fenômenos atmosféricos de meso-escala, tais como ciclones (DOYLE, 2002; ZHANG; PERRIE, 2006). Para investigar os transportes de calor e umidade no modelo acoplado, são apresentadas, nas Figuras 4.25 a-f, as séries temporais da temperatura da atmosfera a dois metros da superfície ( $T_2$ ), do calor sensível ( $Q_s$ ) e do calor latente ( $Q_l$ ), para as simulações CT, ACOA, ACGA e ACOGA, obtidas por média sobre uma área de 400 km<sup>2</sup>, a qual está associada à região de cada ciclone (Katrina e Isaac) que apresenta ventos de superfície com velocidades maiores.

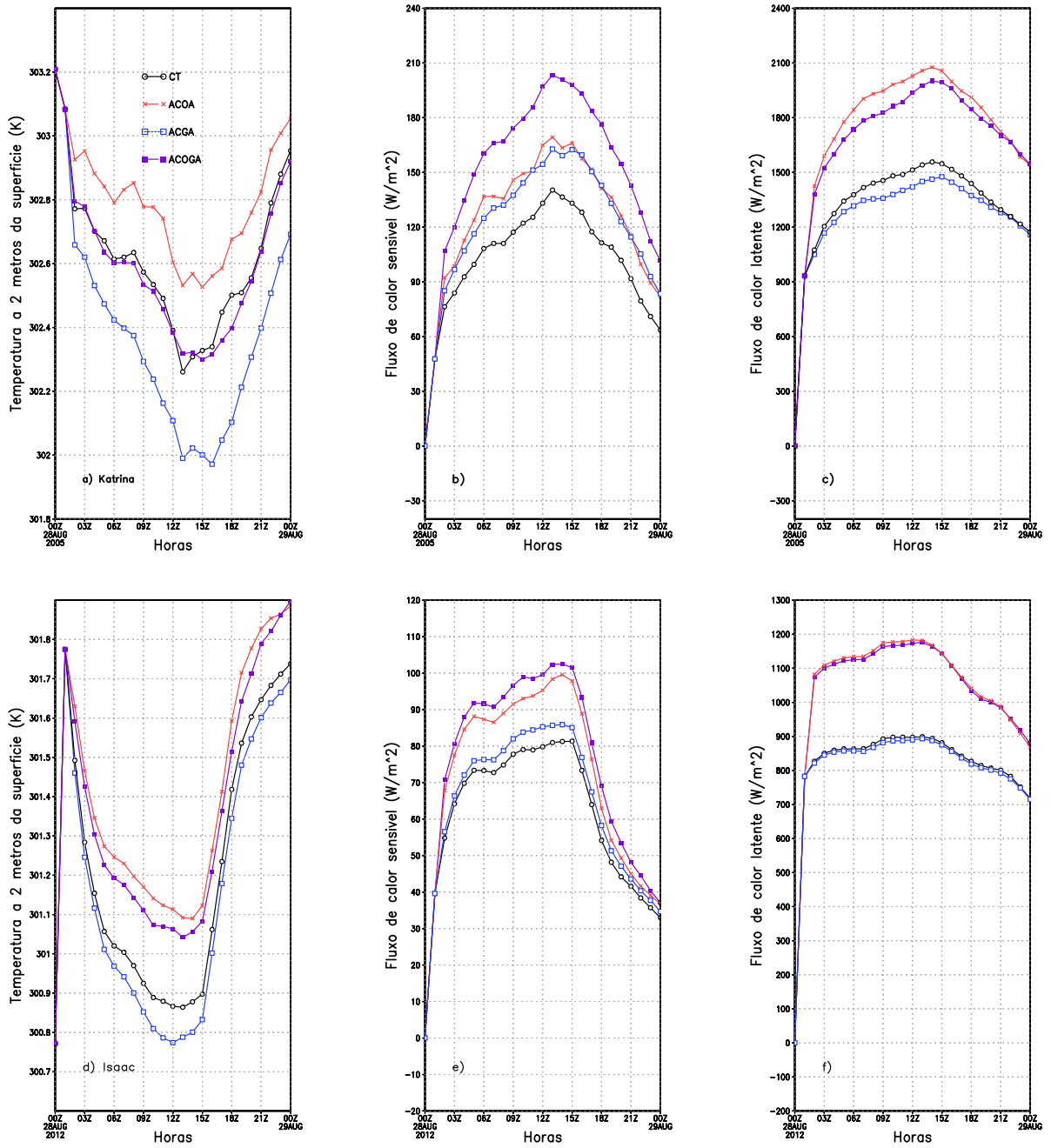


Figura 4.25 - Séries temporais da temperatura do ar dois metros da superfície ( $T_2$ ), do fluxo de calor sensível ( $Q_s$ ) e calor latente ( $Q_l$ ), para (a), (b) e (c) Katrina; (d), (e) e (f) Isaac. As variáveis  $T_2$ ,  $Q_s$  e  $Q_l$  são obtidas por média sobre uma área de 400 km<sup>2</sup>, a qual está associada à região de cada ciclone que apresenta ventos de superfície ( $u_{10}$ ) com velocidades maiores.

#### 4.2.3.1 Impacto das ondas

Em relação ao Katrina, por comparação entre as simulações ACOA e CT, nota-se que o efeito das ondas aumenta em média o fluxo de calor sensível em 25% (Figura 4.25 b) e em 33% o fluxo de calor latente (Figura 4.25 c), sendo o impacto maior quando o ciclone está com intensificação máxima. Como o oceano está mais quente que a atmosfera, a liberação de calor sensível eleva a temperatura do ar próximo ao oceano em média 0,15 K, sendo a elevação média máxima de 0,26 K (Figura 4.25 a). Já para o Isaac, o aumento médio máximo nos fluxos de calor sensível, calor latente e na temperatura  $T_2$  são de 18% (Figura 4.25 e), 30% (Figura 4.25 f) e 0,25 K (Figura 4.25 d), respectivamente. As variações nos fluxos da superfície ocorrem porque os parâmetros de rugosidade  $z_{0e\theta}$  e  $z_{0eq}$  dependem da rugosidade do mar (Equação 3.14). Portanto, a inclusão do espectro de onda modifica indiretamente os fluxos através dos impactos na aerodinâmica da superfície.

Quanto ao aumento do fluxo de calor sensível, como discutido por [Bender et al. \(1993\)](#) e [Bao et al. \(2000\)](#), é importante ressaltar que o crescimento apresentado pode estar sendo superestimado porque a  $T_{sm}$  é mantida constante nos experimentos, e, assim, não é considerado o resfriamento da superfície do mar devido à mistura na camada superficial induzida pelo vento.

Analisando o impacto relativo<sup>7</sup> nas distribuições espaciais da razão de mistura a dois metros da superfície ( $Q_2$ ) e do calor latente  $Q_l$  no período de pressão mínima, as quais são ilustradas nas Figuras 4.26 a-d, é observado que as ondas (simulação ACOA) aumentam  $Q_l$  entre 40-80% ao longo do Katrina e chegam a dobrar o fluxo a sudoeste do centro (Figura 4.26 b). No Isaac, o impacto também fica entre 40 e 80%. Entretanto, o aumento atinge uma área espacial menor do que a observada no Katrina. O aumento do calor latente ocorre porque a presença de ondas intensifica o fluxo de calor sensível do mar para a atmosfera, aquecendo-a (Figura 4.25 a). Logo, a pressão de vapor de saturação cresce e a umidade relativa diminui. Com a redução da umidade relativa, há uma maior evaporação na superfície do mar e  $Q_l$  aumenta. Esses aspectos são consistentes com os resultados de [Perrie et al. \(2005\)](#) e [Zhang e Perrie \(2006\)](#). [Doyle \(2002\)](#) também avaliou o efeito das ondas no fluxo de calor latente em condições extremas ( $u_{10} > 30 \text{ m s}^{-1}$ ). O autor simulou o ciclone Mitch<sup>8</sup>

---

<sup>7</sup>O impacto relativo entre a simulação CT e outra simulação qualquer (ACXA) é calculado pela razão:  $(CT - ACXA)/CT$ .

<sup>8</sup>Ciclone tropical que ocorreu entre os dias 22 de outubro a 9 de novembro de 2008, sendo

com um modelo acoplado e, ao considerar o desenvolvimento do mar, o fluxo de calor latente foi duplicado.

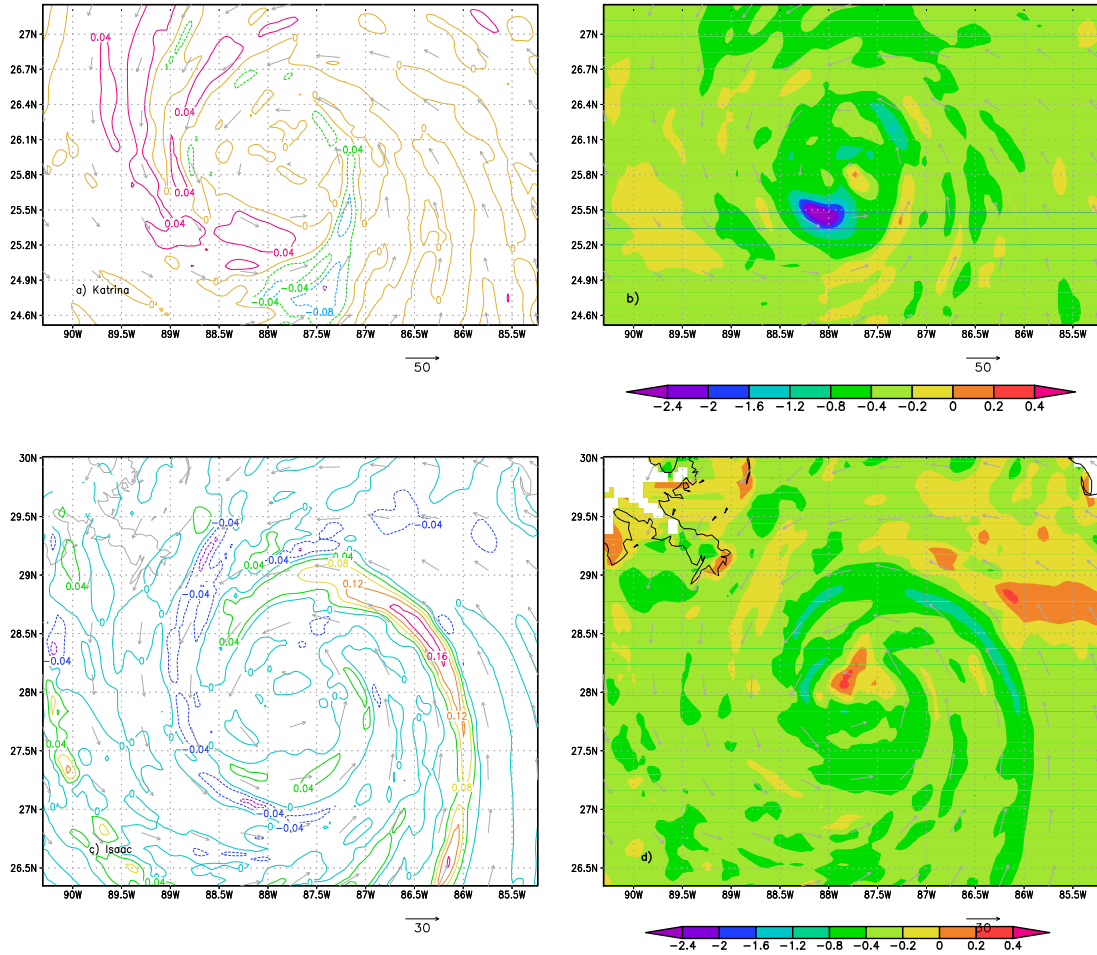


Figura 4.26 - Impacto relativo (entre as simulações CT e ACOA) nas distribuições espaciais de  $Q_2$  (linhas de contornos) e  $Q_l$  (área sombreada) computado no pico da intensidade dos ciclones, para (a) e (b) Katrina (13 UTC) e (c) e (d) Isaac (11 UTC). Ventos  $u_{10}$  (vetores,  $\text{m s}^{-1}$ ) simulados são sobrepostos.

É interessante notar que o efeito das ondas em  $Q_2$  (Figuras 4.26 a e 4.26 c) diminui no lado esquerdo (direito) e aumenta no lado direito (esquerdo) do centro do Katrina (Isaac). A diferença observada entre os dois ciclones está relacionada com o gradiente de  $T_{sm}$  (Figura 4.19 a-b) e com a advecção horizontal gerada pelo movimento de

formado no mar do Caribe, com rajadas de ventos de 285 km.

rotação dos ciclones. No Katrina, há um transporte<sup>9</sup> de umidade da região norte para a região sudoeste do centro do ciclone. Como os valores da  $T_{sm}$  são maiores a norte do centro (Figura 4.19 a), há uma maior evaporação da superfície do mar. Logo, a parcela de ar tem uma razão de mistura maior. Por advecção, essas parcelas são deslocadas para a região sudoeste do centro. Considerando que no transporte as propriedades da parcela são preservadas (temperatura e razão de mistura), pode-se concluir que, na região sudoeste, a razão de mistura aumentará. Por outro lado, no Isaac, os valores maiores da  $T_{sm}$  são encontrados a sudoeste do centro (Figura 4.19 b). Analogamente, pode-se concluir que a razão de mistura aumentará a nordeste do centro do ciclone.

Com a presença de ondas, há um aumento na rugosidade do mar (Figuras 4.23 b e 4.24 b), reduzindo a velocidade do vento (Figuras 4.22 b e 4.22 d). Desse modo, o processo de advecção horizontal que ocorre na simulação ACOA é menor do que o apresentado pela simulação CT. Então, menos massa de ar será deslocada para a região sudoeste (nordeste) do Katrina (Isaac). Portanto, fazendo a diferença relativa entre as simulações CT e ACOA, para a razão de mistura, é observado que, na presença de ondas,  $Q_2$  diminui no lado esquerdo (direito) e aumenta no lado direito (esquerdo) do centro do Katrina (Isaac).

Desse modo, conclui-se que a presença de ondas pode deixar a atmosfera mais seca. Porém, a intensidade desse processo depende diretamente do campo de  $T_{sm}$ .

#### 4.2.3.2 Impacto das gotículas

Nas simulações com gotículas (ACGA), quando analisada a média sobre a área, há um resfriamento da camada de ar a dois metros acima do oceano. O resfriamento máximo no Katrina e no Isaac é de 0,4 K (Figura 4.25 a) e 0,01 K (Figura 4.25 d), respectivamente, o que é consistente com a magnitude do resfriamento apresentado pelos trabalhos de Perrie et al. (2005). A camada de ar é resfriada, porque as gotículas utilizam a atmosfera como fonte de calor<sup>10</sup> para realizar a evaporação durante o tempo em que as mesmas ficam suspensas na atmosfera, como verificado por Perrie et al. (2005), Xie et al. (2008), Andreas (2009b) e Innocentini e Gonçalves (2010).

---

<sup>9</sup>Esse transporte está associado ao movimento de rotação do ciclone (processo de advecção horizontal).

<sup>10</sup>O calor latente gerado pela evaporação das gotículas atua como um sumidouro de calor sensível da atmosfera.



Em relação ao efeito nos fluxos de calor, quando as gotículas são inseridas nas simulações (ACGA), há um crescimento do fluxo de calor sensível e uma redução do fluxo de calor latente, como também verificado por Xie et al. (2008) e Liu et al. (2012). O aumento médio do fluxo de calor sensível chega a 20% (Figura 4.25 b) e a 7% (Figura 4.25 e) para o Katrina e o Isaac, respectivamente. Já o fluxo de calor latente é reduzido em média 6% (Figura 4.25 c) e 1% (Figura 4.25 f), respectivamente, para o Katrina e o Isaac.

O impacto relativo das gotículas nas distribuições espaciais de  $Q_2$  e  $Q_L$ , associadas ao período de pressão mínima, é ilustrado nas Figuras 4.27 a-d.

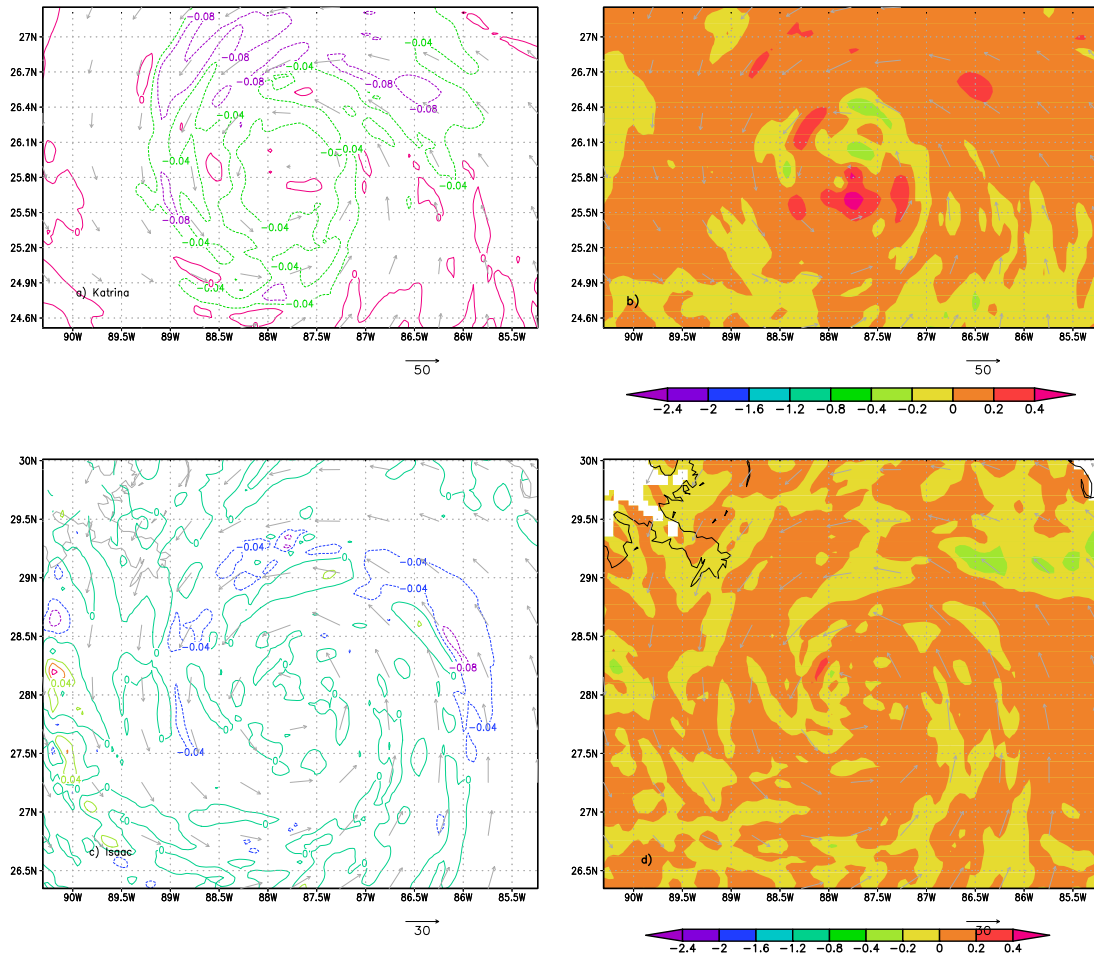


Figura 4.27 - Como nas Figuras 4.26 a-d, porém com respeito às simulações CT e ACGA.

Quando a produção de gotículas é considerada,  $Q_2$  aumenta porque a evaporação das gotículas libera vapor de água, sendo o crescimento de 8% para o Katrina (Figura 4.27 a) e de 4% para o Isaac (Figura 4.27 c). Com o aumento de  $Q_2$ , a atmosfera fica mais úmida e o fluxo de calor latente é reduzido. No Katrina, a redução é de  $\approx 20\%$  com pico de  $\approx 40\%$  (Figura 4.27 b). No Isaac, a redução fica entre 10 e 20% (Figura 4.27 d).

O impacto máximo das gotículas em  $Q_l$  e  $Q_2$  ocorre principalmente na região norte do centro do Katrina, porque nessa região os ventos são mais intensos (Figura 4.22 a) e as gotículas são produzidas em quantidade maior. Além disso, no quadrante norte, as ondas possuem maior  $H_s$  e conseqüentemente as gotículas apresentam maior tempo de residência na atmosfera (Equação 2.74). Desse modo, elas sofrem mais evaporação, o que justifica o impacto maior.

Quanto ao calor sensível, o resfriamento evaporativo da camada de ar próxima à superfície aumenta a diferença de temperatura entre a camada de ar e a superfície do mar (Figura 4.28 c), o que implica no aumento do fluxo de calor sensível, como apresentado nas Figuras 4.25 b e 4.25 e.

Esses resultados levam à interpretação física de um impacto positivo das gotículas na intensificação do ciclone: a massa de gotículas reduz o arrasto do mar (menor dissipação da rotação do ciclone), enquanto o resfriamento aumenta a diferença de temperatura (ar-mar) gerando maior força de fluatibilidade, que, associada ao aumento dos fluxos de calor sensível e umidade, intensifica o ciclone.

Os resultados apresentados deixam bem claro o pequeno efeito das gotículas em uma atmosfera com velocidade de ventos de superfície inferior a  $33 \text{ m s}^{-1}$ , pois, como observado, o Katrina, por apresentar ventos de superfície superiores ao Isaac, sofre um impacto mais significativo das gotículas (4.27 a-d).

#### 4.2.3.3 Impacto combinado ondas e gotículas

Avaliando o efeito combinado das gotículas com as ondas (simulação ACOGA), para o Katrina, o resfriamento gerado pela evaporação das gotículas e o aquecimento induzido pelas ondas na baixa atmosfera tendem a um equilíbrio. Esse equilíbrio fica evidente ao observar que os valores de  $T_2$  obtidos pelas simulações ACOGA e CT são bem próximos (Figura 4.25 a). Por outro lado, no Isaac, há um predomínio total do efeito das ondas, caracterizando um aquecimento máximo da atmosfera em



0,2 K quando são comparadas as simulações ACOGA e CT (Figura 4.25 d).

Quanto aos fluxos de calor latente e calor sensível, tanto no Katrina quanto no Isaac, há um domínio do efeito das ondas em relação às gotículas. Na simulação ACOGA, os fluxos de calor sensível e calor latente têm um crescimento máximo de 50 (25)% (Figura 4.25 b) e 28 (31)% (Figura 4.25 e) no Katrina (Isaac), respectivamente.

É interessante observar que, apesar do fluxo de calor sensível aumentar significativamente na simulação totalmente acoplada (ACOGA), em relação às simulações ACGA e ACOA (principalmente no Katrina), não é observada uma contribuição maior na temperatura  $T_2$ . Isso ocorre porque a evaporação das gotículas consomem calor sensível da atmosfera, o que reduz o efeito do mesmo na variação de  $T_2$ . Esse resultado é consistente com o trabalho de [Innocentini e Gonçalves \(2010\)](#), os quais avaliaram o efeito dos fluxos de calor latente e calor sensível na temperatura próxima à superfície, utilizando um modelo unidimensional de camada limite. Os autores concluíram que o aquecimento ou resfriamento da atmosfera próxima à superfície é controlado pelo espectro de onda, o qual é responsável pela quantidade de massa de água que é lançada na atmosfera, transportando calor sensível, e pela umidade relativa que controla a calor latente.

A competição entre o calor latente e sensível fica bem clara quando é avaliada a diferença de temperatura entre a superfície do mar e a atmosfera a dois metros acima da superfície ( $\Delta T = T_{sm} - T_2$ ), sendo a diferença  $\Delta T$  ilustrada nas Figuras 4.28 a-d e 4.29 a-d, para as simulações CT, ACOA, ACGA e ACOGA.

No Katrina, a simulação CT apresenta  $\Delta T$  maior à direita do centro (Figura 4.28 a). Essa assimetria espacial está relacionada com o campo de  $T_{sm}$  e com os processos de advecção horizontal de temperatura. Quando o efeito das ondas é considerado (simulação ACOA),  $\Delta T$  diminui espacialmente em todo o ciclone quando comparado com a simulação CT (Figura 4.28 b), reflexo direto do aumento do fluxo de calor sensível (Figura 4.25 b), o qual aquece a atmosfera, reduzindo assim a diferença de temperatura.

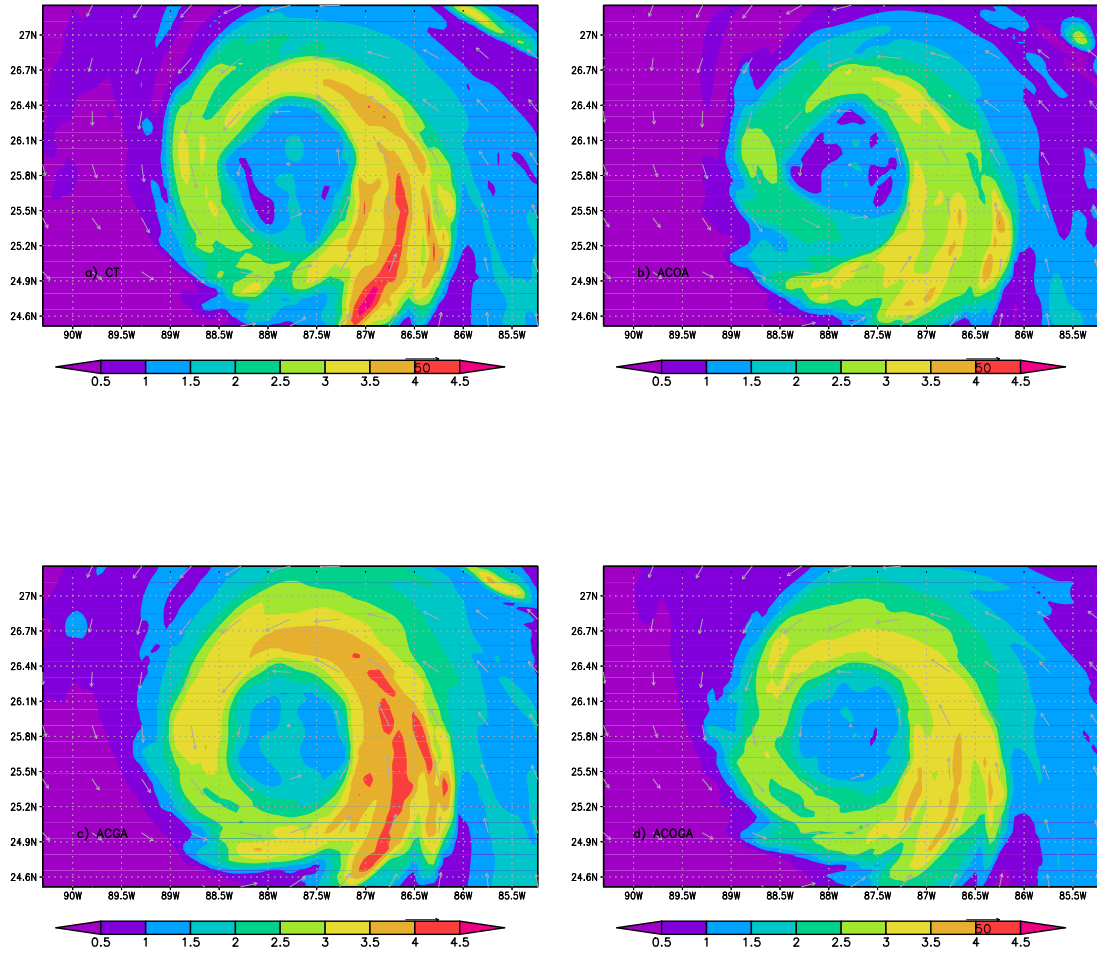


Figura 4.28 - Diferenças  $\Delta T = T_{sm} - T_2$  computadas no pico da intensidade do Katrina (13 UTC, 28 de agosto de 2005), para (a) CT, (b) ACOA, (c) ACGA e (d) ACOGA. Ventos  $u_{10}$  (vetores,  $\text{m s}^{-1}$ ) simulados são sobrepostos.

Ao considerar o efeito das gotículas (simulação ACGA), a diferença  $\Delta T$  atinge a mesma magnitude apresentada pela simulação CT. Todavia, os valores mais elevados abrangem uma área espacial maior, principalmente no lado direito e ao norte do centro<sup>11</sup> (Figura 4.28 c). Como mencionado, o processo de evaporação das gotículas resfria a atmosfera, aumentando a diferença de temperatura entre a atmosfera e o oceano.

Na simulação totalmente acoplada (ACOGA), há um domínio do efeito das ondas e  $\Delta T$  diminui em relação às simulações CT e ACGA. Aqui fica claro o consumo de calor sensível para evaporação das gotículas. Como ilustrada na Figura 4.25 b, a

<sup>11</sup>Local onde as gotículas apresentam maior tempo de vida e sofrem maior evaporação.

simulação ACOGA apresenta o maior crescimento do fluxo de calor sensível. Logo, deveria ocorrer uma elevação da temperatura do ar próxima à superfície, reduzindo  $\Delta T$  em relação aos valores observados pelas simulações CT, ACOA, ACGA. Todavia, tal processo não ocorre devido ao resfriamento evaporativo gerado pelas gotículas.

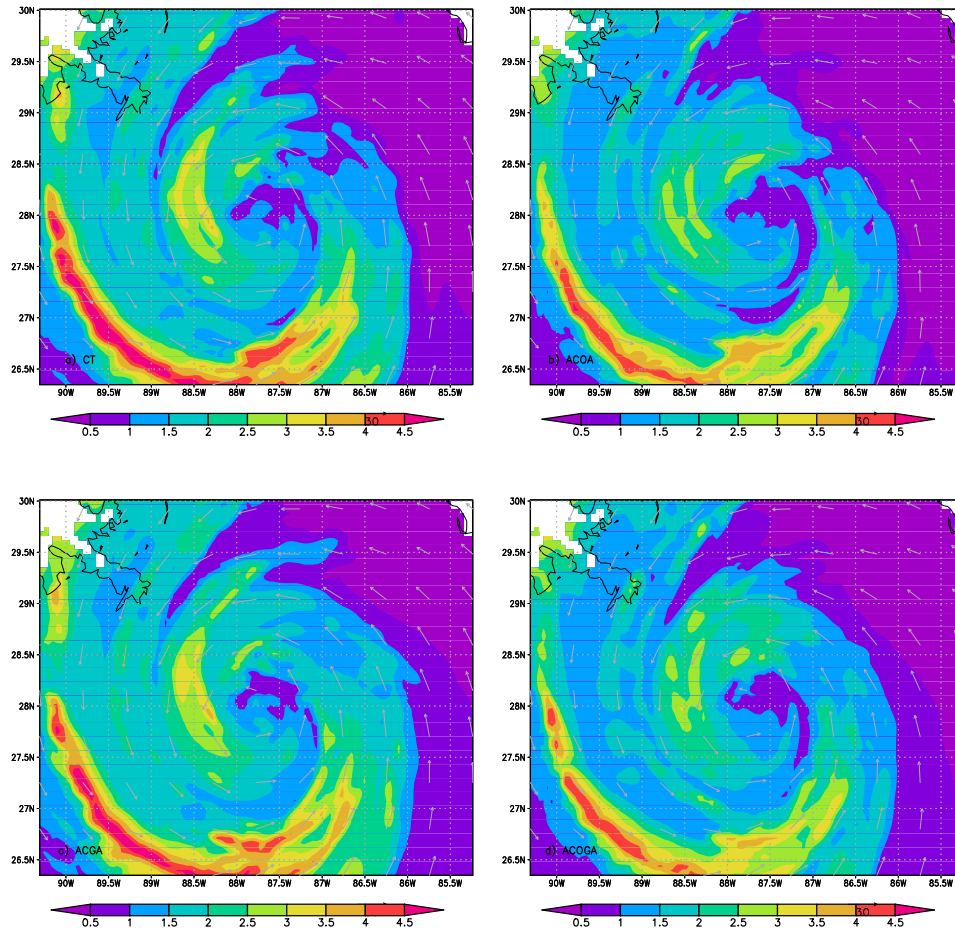


Figura 4.29 - Como nas Figuras 4.28 a-d, porém para o Isaac (11 UTC, 28 de agosto de 2012).

No ciclone Isaac, quando inserido o efeito das ondas (simulação ACOA),  $\Delta T$  sofre uma pequena redução quando comparada com a simulação CT (Figuras 4.29 a e 4.29 b). Quanto ao efeito das gotículas (simulação ACGA), esse apresenta um impacto insignificante, o que já era esperado porque a velocidade do vento na superfície é inferior a  $33 \text{ m s}^{-1}$ . A diferença  $\Delta T$  máxima observada a sudoeste do centro, verificada em todas as simulações (Figuras 4.29 a-d), está associada ao campo de  $T_{sm}$  e

à advecção horizontal de temperatura.

Nos resultados analisados, é observado que, ao inserir o efeito das gotículas nas simulações, há um aumento da diferença de temperatura entre o ar e o mar, intensificando a turbulência e a força de flutuabilidade. Por outro lado, quando é adicionado o efeito das ondas,  $\Delta T$  diminui, reduzindo a turbulência e a força de flutuabilidade.

Analisando as distribuições espaciais do calor latente  $Q_l$  (simulação ACOGA), as quais são ilustradas nas Figuras 4.30 a-b, para o Katrina e para o Isaac, é notado um crescimento do fluxo  $Q_l$  em toda a área espacial dos ciclones. Entretanto, o impacto em  $Q_l$  (Figuras 4.30 a-b) é menos expressivo do que o observado no experimento ACOA (Figuras 4.26 b e 4.26 d), o que é justificado pelo efeito das gotículas. Portanto, é evidente o domínio do efeito das ondas no fluxo de calor latente em ambos os ciclones.

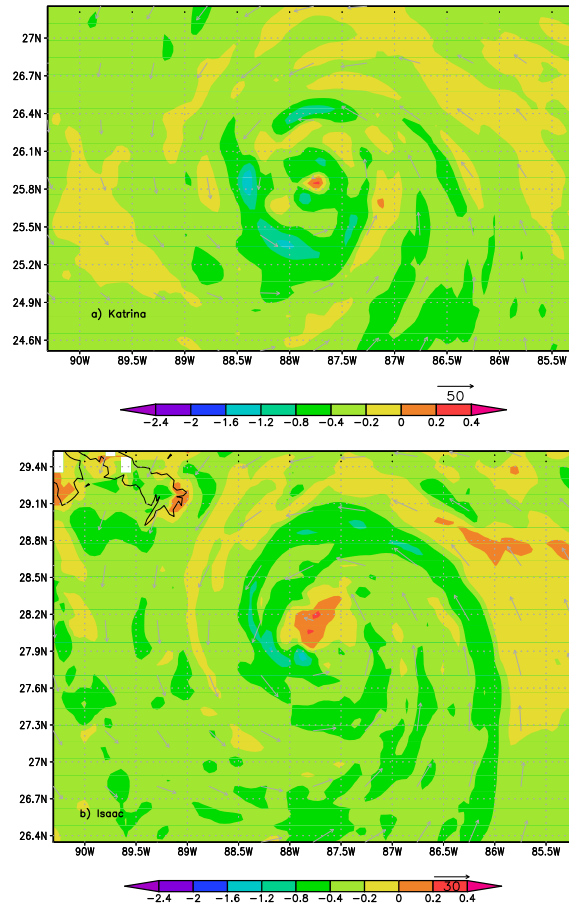


Figura 4.30 - Como nas Figuras 4.26 b e 4.26 d, porém o impacto relativo é calculado entre as simulações ACOGA e CT.

#### 4.2.4 Efeito na estrutura da camada limite

As ondas e as gotículas modificam diretamente o arrasto do mar e os fluxos de calor latente e calor sensível através da interface ar-mar, como ilustrado nos resultados analisados previamente. Consequentemente, ocorrem modificações na diferença de temperatura entre o ar e o mar, na turbulência e na força de flutuabilidade próximas à superfície. A seguir, será analisado como essas modificações da interface podem afetar a estrutura térmica da camada limite atmosférica e os movimentos verticais. No entanto, as análises serão apenas para o ciclone Katrina.

##### 4.2.4.1 Impacto das gotículas na estrutura vertical

Para descrever o efeito das gotículas (simulação ACGA) na estrutura da camada limite, são apresentadas, nas Figuras 4.31 a-c, as distribuições verticais da temperatura potencial ( $\theta$ ) e do movimento vertical ( $w_v$ ), através de uma secção vertical (altura por latitude), através do centro do Katrina no período de intensificação máxima (28 de agosto de 2005, às 13 UTC), centrada na longitude  $-88^\circ$ .

Em níveis baixos da atmosfera, ao redor do centro, o resfriamento gerado pela evaporação das gotículas ( $\approx 0,5$  K) expande-se com a altura através da camada limite. Resultado semelhante é observado por Zhang e Perrie (2006). O resfriamento máximo ( $\approx 1,5$  K) ocorre no nível de 750 hPa, possivelmente devido à evaporação da precipitação. Já o aquecimento nos níveis acima da superfície provavelmente está associado à condensação do vapor de água que libera calor latente, aquecendo a atmosfera. Para um melhor entendimento dos processos envolvidos, são necessários estudos mais detalhados quanto a esses aspectos.

O aumento da diferença de temperatura entre a superfície do mar e a camada de ar próxima à superfície (Figura 4.28 c) desestabilizar a atmosfera, aumentando a flutuabilidade (na camada limite turbulenta) e os movimentos verticais, como notado na Figura 4.31 c. As gotículas fortalecem os movimentos ascendentes tanto à direita quanto à esquerda do centro em relação à simulação CT (Figuras 4.28 b e 4.28 c).

O aumento dos movimentos ascendentes transportará mais umidade da superfície (Figura 4.27 a) para níveis superiores, o que é favorável à intensificação do ciclone.

É interessante notar que o movimento ascendente é mais intensificado à direita do centro, o que é consistente com a região na qual as gotículas têm apresentado impacto

maior na diferença de temperatura entre o ar e o mar (Figura 4.28 c).

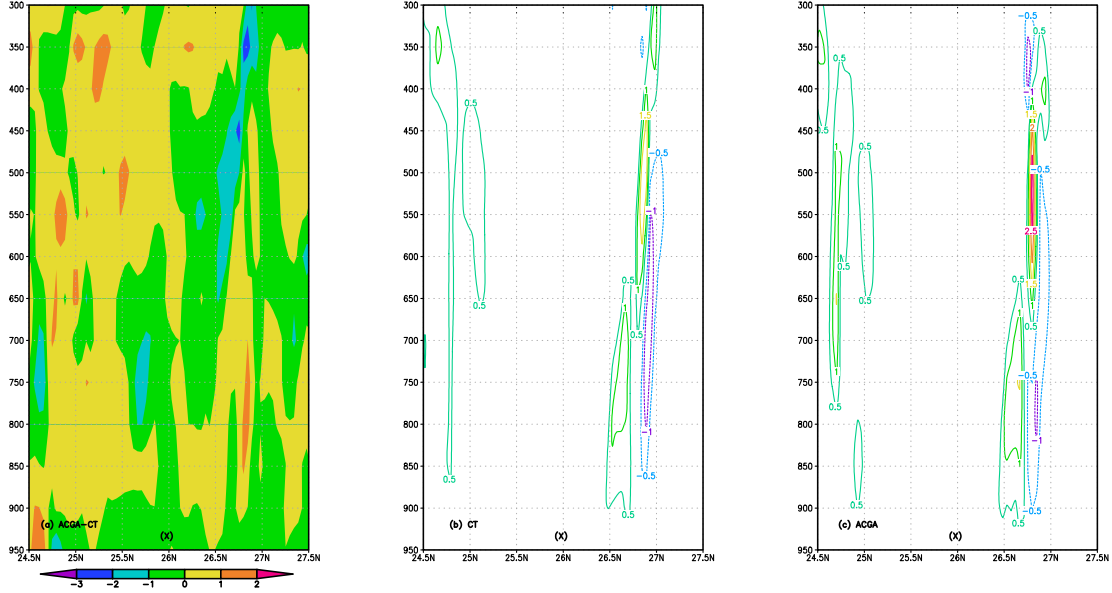


Figura 4.31 - Distribuições verticais da temperatura potencial ( $\theta$ ; K) e do movimento vertical ( $w_v$ ;  $\text{ms}^{-1}$ , valores positivos correspondem a movimentos ascendente) por uma secção vertical através do centro do Katrina no período de intensificação máxima (28 de agosto de 2005, às 13 UTC), para (a) diferença de temperatura ( $\Delta\theta$ ) ACGA-CT; (b) velocidade vertical  $w_v$  (CT); (c) velocidade vertical  $w_v$  (ACGA). O centro do ciclone é representado pelo símbolo (x).

#### 4.2.4.2 Impacto das ondas na estrutura vertical

Foi mostrado que a evaporação das gotículas esfria e umedece a camada limite superficial em regiões de ventos fortes, aumentando o movimento turbulento em níveis baixos. Como resultado, há um aumento nos movimentos ascendentes, facilitando os transportes verticais de vapor de água e calor. Para avaliar o efeito das ondas sem a produção de gotículas, as distribuições verticais de  $\theta$  e  $w_v$ , associadas à simulação ACOA, são ilustradas nas Figuras 4.32 a-c.

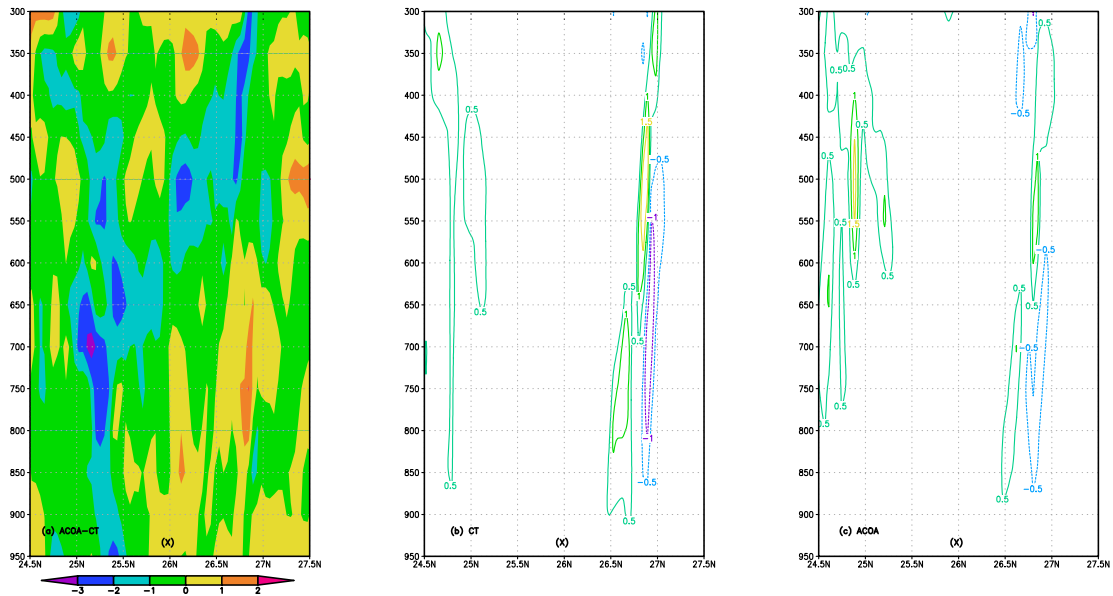


Figura 4.32 - Como na Figura 4.31, porém para (a)  $\Delta\theta$  (ACOA-CT) e (c)  $w_v$  (ACOA).

Como previamente descrito, a presença de ondas aumenta o transporte de calor sensível do mar para a atmosfera (Figura 4.25 b), aquecendo-a (Figura 4.28 a-b). O aquecimento da superfície espalha-se em níveis baixos ao redor do centro do ciclone, atingindo até o nível de 550 hPa (Figura 4.32 a).

À esquerda do centro do ciclone, observa-se que o resfriamento da superfície, como apresentado na Figura 4.28 b, expande-se até níveis mais altos (Figura 4.32 a), com um resfriamento máximo de 3 K no nível de 700 hPa.

O aquecimento e o resfriamento em níveis mais altos estão relacionados com as variações dos movimentos verticais (Figuras 4.32 b e 4.32 c), ou seja, como o aquecimento adiabático das parcelas de ar.

As variações dos movimentos verticais induzidas pela presença de ondas (Figura 4.32 b e 4.32 c) podem ser justificadas por compensação dinâmica: com a presença de ondas, há um aumento da rugosidade do mar (Figura 4.23 b) e uma maior dissipação de energia cinética da atmosfera para o oceano (Figure 4.22 b). Logo, há uma redução da circulação de ar na superfície, sendo essa redução compensada através dos movimentos verticais. Zhang e Perrie (2006) também observaram essa compensação dinâmica em suas simulações.

Portanto, a presença de ondas aumenta a dissipação de energia cinética na superfície e a pressão próxima ao centro da tempestade. Logo, os movimentos verticais em níveis baixos diminuem (Figura 4.32 b e 4.32 c), favorecendo a redução do ciclone.

#### 4.2.4.3 Impacto combinado das ondas e das gotículas na estrutura vertical

Nas Figuras 4.33 a-c, são ilustradas as distribuições verticais  $\theta$  e  $w_v$  associadas à simulação ACOGA.

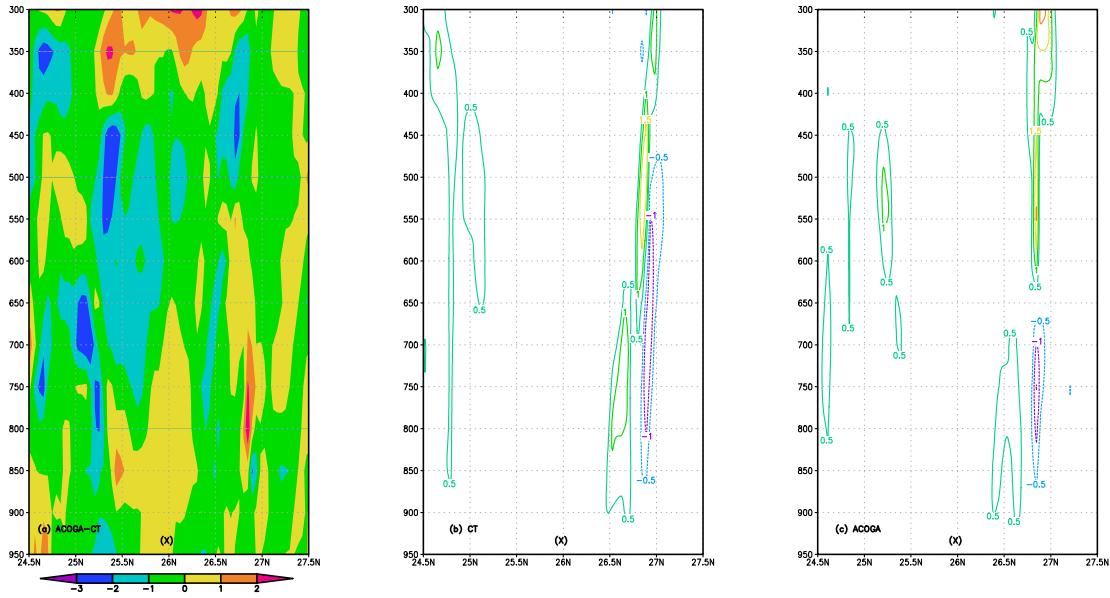


Figura 4.33 - Como na Figura 4.31, porém para (a)  $\Delta\theta$  (ACOGA-CT) e (c)  $w_v$  (ACOGA).

Quando são inseridos ambos os efeitos das ondas e das gotículas no experimento, a estrutura vertical da temperatura potencial é modificada em níveis baixos. Próximo à superfície, o resfriamento gerado pelas gotículas (Figura 4.31 a) domina o aquecimento induzido pelas ondas (Figura 4.32 a) no lado direito do centro do Katrina (Figura 4.33 a). Esse domínio ocorre porque, nessa região, o mar está mais desenvolvido e com maior altura significativa de onda (Figura 4.23 d), intensificando o efeito das gotículas. No centro do ciclone e do lado esquerdo do mesmo, predomina o efeito das ondas, com aspectos bem semelhantes ao apresentado na simulação ACOA (Figura 4.32 b).



Em níveis altos, a estrutura vertical da temperatura é semelhante à observada na simulação ACOA. Em níveis baixos, há um pequeno crescimento dos movimentos ascendentes à direita do centro, consequência da produção de gotículas, como ilustrado na Figura 4.33 c.

#### 4.2.5 Comparação com a análise-GFS e com observação

##### 4.2.5.1 Análise-GFS

Os campos de pressão ao nível do mar  $P_{nm}$  e ventos à superfície  $u_{10}$ , após 24 horas de integração, são comparados com os respectivos campos obtidos pela análise - GFS do dia 29 de agosto de 2005 às 0000 UTC. Os campos de  $P_{nm}$  e  $u_{10}$ , simulados pelos experimentos CT, ACOA, ACGA e ACOGA, para o ciclone Katrina, são ilustrados nas Figuras 4.34 a-d e 4.35 a-d, respectivamente. Já os campos obtidos através da análise-GFS são apresentados nas Figuras 4.36 a-b.

Analisando os campos de  $P_{nm}$ , as quatro simulações CT, ACOA, ACGA e ACOGA superestimam os valores da pressão quando comparados com os obtidos na análise-GFS (Figura 4.36 b). Pela análise - GFS,  $P_{nm}$  assume um valor mínimo de 960 hPa, bem menor do que 975 hPa quando simulado pelo experimento CT (Figura 4.34 a) e 972 hPa obtido pelas simulações ACOA, ACGA e ACOGA (Figura 4.34 b-d). É interessante notar que a área espacial de maior abrangência com pressão menor ocorre na simulação ACOGA, ou seja, esta é a simulação que melhor se aproxima dos valores apresentados pela análise-GFS.

Em relação aos campos de ventos, na região afastada do centro da tempestade, as simulações CT, ACOA, ACGA e ACOGA apresentam valores de  $u_{10}$  coerentes com a análise-GFS. Entretanto, próximo ao centro do ciclone, principalmente na região norte, todas as simulações subestimam  $u_{10}$  em aproximadamente  $10 \text{ m s}^{-1}$  (Figuras 4.35 a-d). Dentre as simulações, a que apresenta o padrão espacial mais próximo da análise-GFS é o resultado apresentado pelo experimento ACGA.

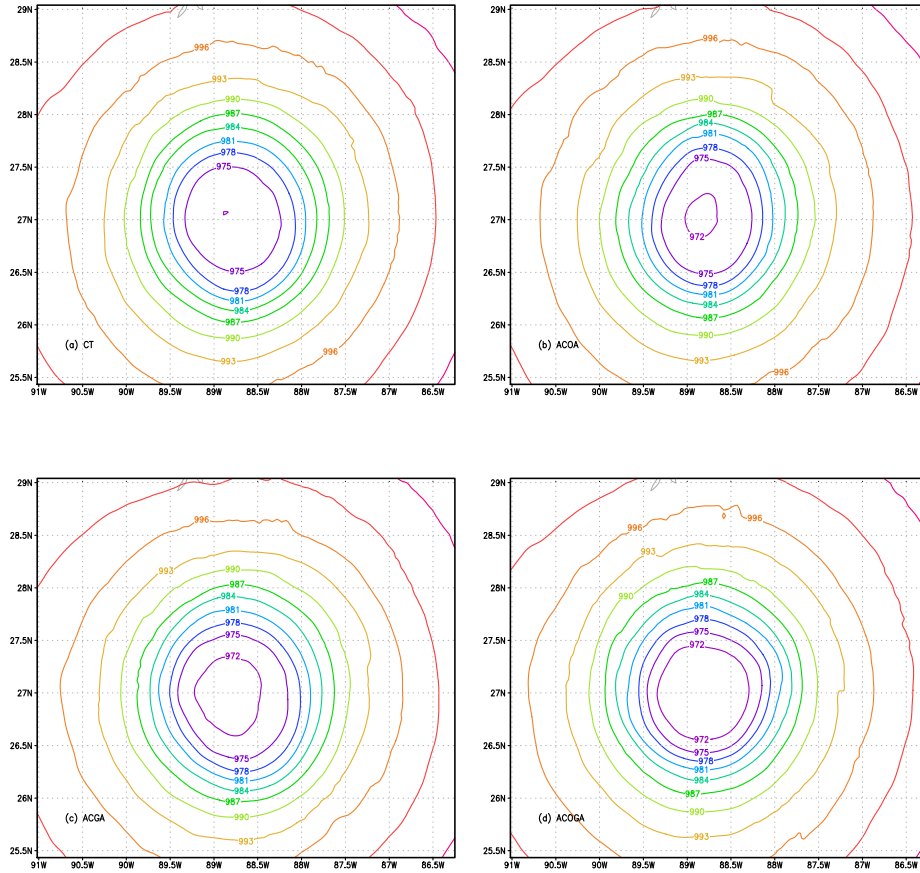


Figura 4.34 - Campo de pressão à superfície do mar ( $P_{nm}$ ) associado ao ciclone Katrina após 24 horas de integração numérica (correspondente à 0000 UTC do dia 29 de agosto de 2005), para (a) CT, (b) ACOA, (c) ACGA e (d) ACOGA.

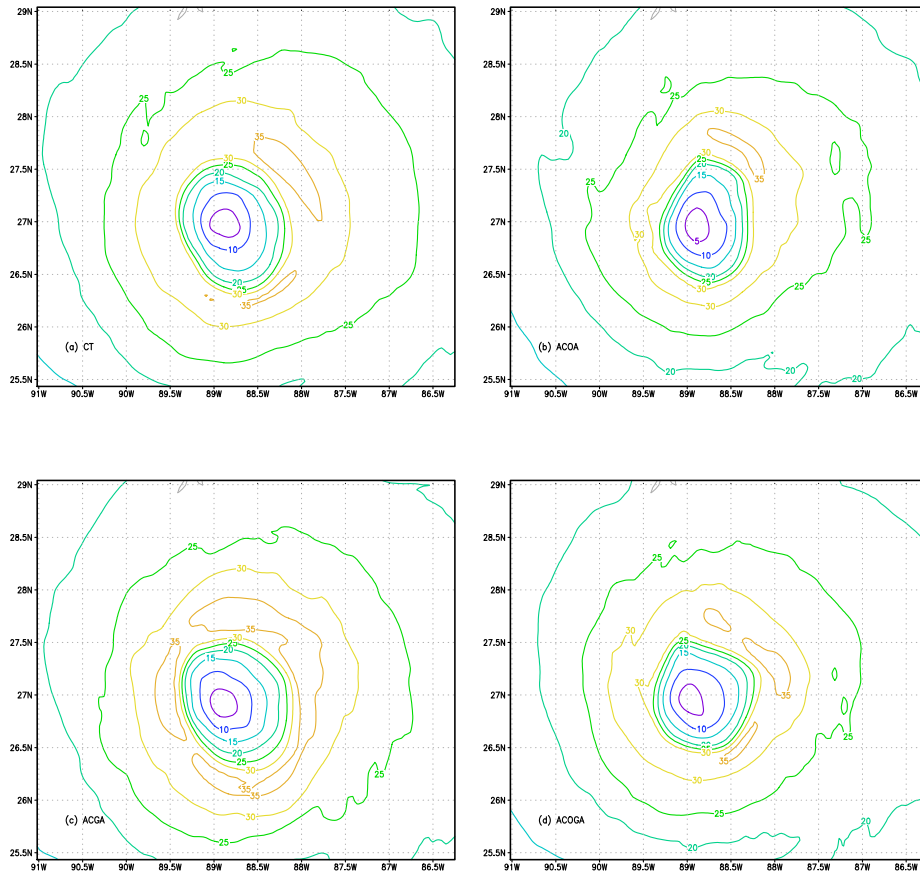


Figura 4.35 - Como na Figura 4.34, porém para  $u_{10}$ .

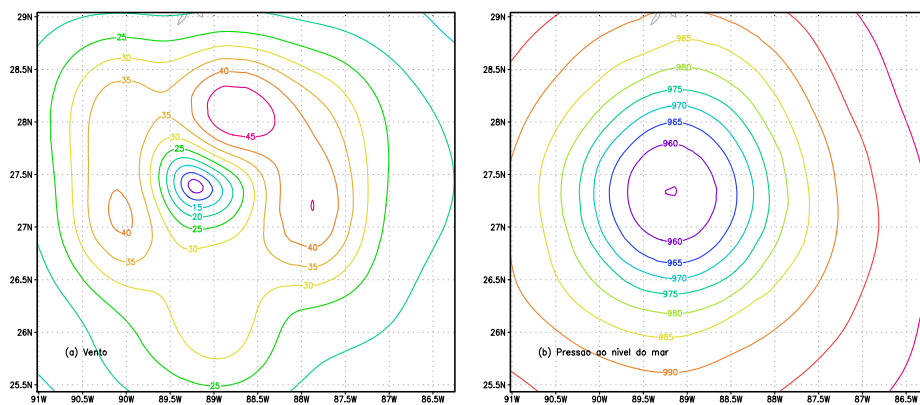


Figura 4.36 - Dados da análise-GFS correspondentes à 0000 UTC do dia 29 de agosto de 2005, para (a)  $u_{10}$  e (b)  $P_{nm}$ .

#### 4.2.5.2 Observação

Com a finalidade de realizar uma análise comparativa entre os resultados das simulações numéricas com observações dos ciclones Katrina e Isaac, são utilizados os dados do NHC descritos nos trabalhos de Knabb et al. (2005) e Berg (2013).

Nos trabalhos de Knabb et al. (2005) e Berg (2013), as observações foram derivadas de satélites, medições com radares em superfície e no ar, dados de boias, navios e estações meteorológicas, como a Estação de Serviço Nacional para o Mar (do inglês, *National Ocean Service stations*) e a Estação Automatizada de Coleta de Dados Costeiros (do inglês, *Coastal-Marine Automated Network stations*). Os dados de velocidade do vento foram obtidos por medições ao nível de voo (450 metros acima da superfície) por um radiômetro de micro-ondas (do inglês, *the Stepped Frequency Microwave Radiometer - SFMR*). Já os dados de pressão ao nível do mar foram coletados por uma sonda (do inglês, *dropsonde*).

Na Tabela 4.1, são listados os valores mínimos de pressão  $P_{nm}$  e máximos de vento  $u_{10}$  obtidos pelas simulações CT, ACOA, ACGA e ACOGA e pelas observações<sup>12</sup> (OBS) do NHC (KNABB et al., 2005; BERG, 2013), relacionados aos ciclones Katrina e Isaac.

Como notado, há uma discrepância enorme entre os valores simulados e os observados. De acordo com as observações, os picos de intensidade do Katrina e do Isaac ocorreram próximos das 18 UTC do dia 28 de agosto, enquanto, que nas simulações, o pico de intensidade foi próximo das 1300 UTC para o Katrina (Figura 4.21 a) e das 1100 UTC para o Isaac (Figura 4.21 c). Xie et al. (2008), utilizando um sistema acoplado constituído pelos modelos WRF, SWAN e POM, também observaram erros na fase de intensificação ao tentar simular o Katrina. Seus resultados ( $P_{nm}$  e  $u_{10}$ ) também foram inconsistentes com os observados, sendo a intensidade máxima do Katrina simulada por volta das 0300 UTC do dia 29 de agosto. Os autores associaram os erros à resolução espacial utilizada (12 km) e argumentaram que o problema seria resolvido com uma resolução espacial menor. Doyle (2002) também não conseguiu simular corretamente ciclones com um modelo acoplado.

---

<sup>12</sup>Os valores máximos de ventos relacionados com as observações são definidos como uma média das medidas da velocidade do vento em 1 minutos, a 10 m acima da superfície do oceano.

Tabela 4.1 - Valores mínimos de pressão  $P_{nm}$  e máximos de vento  $u_{10}$  obtidos pelas simulações CT, ACOA, ACGA e ACOGA e pelas observações (OBS) do NHC (KNABB et al., 2005; BERG, 2013), relacionados aos ciclones Katrina e Isaac.

Simulação	$P_{nm}$ (hPa)	$u_{10}$ ( $\text{m s}^{-1}$ )
Katrina		
CT	969	45
ACOA	969	40
ACGA	969	45
ACOGA	969	40
OBS	902	77,17
Isaac		
CT	984	30
ACOA	984	30
ACGA	984	30
ACOGA	982	30
OBS	965	36,01

As simulações realizadas no presente trabalho foram construídas com uma resolução espacial de 5 km para o WRF e de 6,6 km para o WW3. Entretanto, os mesmos erros apontados por Xie et al. (2008) foram verificados. Tais erros podem estar associados às condições iniciais, porque, para simular bem a intensidade e a estrutura de um ciclone, é necessário que o mesmo seja devidamente inicializado (LIU et al., 1997). Nas simulações, os dados (GFS) utilizados para a condição inicial não representaram corretamente as condições de ambos os ciclones. Por exemplo, para o Katrina, às 0000 UTC do dia 28 de agosto de 2005, foram observados ventos máximos sustentados<sup>13</sup>  $u_{10} = 51,4 \text{ m s}^{-1}$  e pressão mínima de 941 hPa, enquanto que os dados do GFS (utilizados nas condições iniciais) apresentavam  $u_{10} = 35 \text{ m s}^{-1}$  e  $P_{nm} = 984 \text{ hPa}$ . Para o Isaac, às 0000 UTC do dia 28 de agosto de 2012, as observações mostravam  $u_{10} = 30,86 \text{ m s}^{-1}$  e  $P_{nm} = 979 \text{ hPa}$ . Entretanto, os dados do GFS apresentaram  $u_{10} = 24 \text{ m s}^{-1}$  e  $P_{nm} = 994 \text{ hPa}$ .

Além do problema das condições iniciais, o sistema SMAOGA não tem a componente oceânica<sup>14</sup> acoplada. Desse modo, fatores como circulação oceânica, mistura da camada limite oceânica e variações da  $T_{sm}$  não são considerados. Segundo Bao et al. (2000), esses fatores são essenciais para simular processos de interação ar-mar

<sup>13</sup>Vento máximo sustentado é definido como a média das medidas da velocidade do vento em 1 minutos, a 10 m acima da superfície do oceano (STRAGER, 2013).

<sup>14</sup>Componente oceânica refere-se a um modelo de circulação oceânica.

com solidez física.

## 5 CONSIDERAÇÕES FINAIS E CONCLUSÕES

O presente trabalho teve como objetivos: (i) avaliar os processos de pequena escala, tais como o comprimento de rugosidade do mar ( $z_{0_e}$ ), a separação do escoamento do ar (SFA), a superfície de abrigo ( $S_a$ ) (do inglês, *sheltered surface*) e a produção de gotículas espuma<sup>1</sup> (do inglês, *spume droplet*), que regulam as trocas de momentum, calor e gás na interface ar-mar; (ii) construir um sistema de modelos fortemente acoplado ondas-oceânicas-gotículas-atmosfera e (iii) utilizar o sistema acoplado para avaliar os efeitos das parametrizações de gotículas e do desenvolvimento do mar na evolução, dissipação e trajetória de ciclones.

As análises desenvolvidas são de grande importância, uma vez que há poucos trabalhos na literatura abordando o efeito da SFA e da produção de gotículas na saturação do arrasto e na transferência de gás. Resultados a serem destacados, complementando trabalhos anteriores, foram o desenvolvimento de uma parametrização que quantifica o efeito da produção de gotículas na transferência de CO<sub>2</sub> na interface ar-mar e a construção de um sistema de modelos fortemente acoplado pelos processos da interface, em que foram incluídos os efeitos da superfície de abrigo, da SFA e uma microfísica complexa de gotículas. Um resumo das análises desenvolvidas é apresentado em duas etapas, sendo a primeira referente às simulações com o modelo simplificado de camada limite e a segunda referente às simulações com o modelo acoplado.

### 5.1 Etapa I

Na primeira etapa do trabalho, foi utilizado o modelo unidimensional de camada limite, proposto por Innocentini e Gonçalves (2010), para avaliar o arrasto das ondas, a separação do escoamento do ar, a superfície de abrigo, a transferência de gás à interface e o efeito da produção de gotículas na saturação do arrasto e na transferência de gás. Os experimentos consistiram em definir um perfil inicial de momentum, temperatura e razão de mistura, os quais foram mantidos em equilíbrio por forças externas. O equilíbrio inicial foi quebrado por imposições de espectros de ondas (não associados ao vento local), os quais modificam o *stress* da superfície e ejetam gotículas espuma na atmosfera devido à quebra de ondas. O modelo foi integrado até um novo perfil de equilíbrio ser novamente alcançado. Então, as parametrizações foram avaliadas.

---

<sup>1</sup>Gotas espuma são produzidas pelo cisalhamento da crista da onda devido à atuação do vento.

### a. Fluxo de CO<sub>2</sub>

O balanço do fluxo de CO<sub>2</sub> na interface ar-mar foi quantificado (i) pelo gás liberado através da difusão da superfície do mar e pela transferência mediada pelas bolhas (fluxo  $\Upsilon_{am}$ ), (ii) pela difusão da superfície das gotículas (fluxo  $\Upsilon_g^S$ ) e (iii) pela evaporação das gotículas (fluxo  $\Upsilon_g^E$ ).

As parametrizações desenvolvidas consideraram os seguintes aspectos:

- O fluxo  $\Upsilon_{am}$  foi descrito pelo produto do gradiente de concentração de CO<sub>2</sub> (entre o ar e o mar) e a velocidade de transferência ( $K_{vt}$ ), a qual é a soma de duas contribuições: uma dependendo somente do vento  $k_{dif}$  (associada apenas à difusão direta da interface) e outra que depende da quebra de ondas  $k_b$  (onde é considerada a transferência mediada pelas bolhas). A velocidade  $k_b$  foi parametrizada em função da altura significativa de onda ( $H_s$ ), como proposto por [Woolf \(2005\)](#).
- Assumindo que o efeito da curvatura das gotículas é desprezível no processo de difusão, então a mesma formulação aplicada para uma superfície plana do mar foi utilizada na superfície das gotículas. Desse modo, a difusão de CO<sub>2</sub> através da superfície das gotículas ( $\Upsilon_g^S$ ) é calculada pelo produto entre a área total de superfície das gotículas ( $A_{ts}$ ) e o fluxo  $\Upsilon_{am*}$ , o qual foi computado considerando apenas o processo da difusão na interface ar-mar, isto é, com  $K_{vt} = k_{dif}$ .
- As gotículas têm a mesma concentração de CO<sub>2</sub> do oceano ( $C_{mar}$ ) e esta concentração não varia durante o processo de evaporação que ocorre quando as mesmas estão suspensas na atmosfera.
- O volume de massa evaporada das gotículas foi calculado em função do número de Reynolds  $R_\beta$  (do inglês, *windsea Reynolds number*).

Os impactos de  $\Upsilon_g^E$  e  $\Upsilon_g^S$  no balanço de CO<sub>2</sub> foram avaliados com  $u_{10}$  igual a 30 e 50 m s<sup>-1</sup>. Nos experimentos, o oceano foi representado por uma coluna vertical de área unitária, com profundidade constante de 10 metros. Foi assumido que toda a massa de CO<sub>2</sub> absorvida pelo oceano é uniformemente e imediatamente misturada em toda a coluna.



A concentração de CO<sub>2</sub> da atmosfera ( $C_{ar}$ ) foi considerada constante, tal que  $C_{ar}$  e a constante de Henry ( $H_l$ ) são relacionadas por  $C_{air}H_l^{-1} = 0,02 \text{ mol m}^{-3}$  (TAKAHASHI et al., 2002). Na coluna de água,  $C_{mar}$  inicialmente zero, evoluía devido às trocas da interface. O modelo foi integrado até um novo perfil de equilíbrio ser novamente alcançado e  $C_{mar}$  atingir  $C_{ar}H_l^{-1}e^{-1}$ . Então, as parametrizações foram avaliadas.

Para  $u_{10} = 30 \text{ m s}^{-1}$ , foi observado que a transferência de gás por difusão na interface ( $\Upsilon_{am*}$ ) é pequena e aumenta lentamente com o crescimento de  $T_p$ . Todavia, quando o efeito das bolhas foi incluído, a transferência de gás aumentou consideravelmente. Quanto ao impacto dos fluxos  $\Upsilon_g^E$  e  $\Upsilon_g^S$  no balanço de CO<sub>2</sub>, observou-se um efeito pequeno, porque a área de superfície  $A_{ts}$  e a evaporação das gotículas são pequenas. O fluxo  $\Upsilon_g^S$  tornou-se igual ao fluxo  $\Upsilon_{am*}$  somente quando  $T_p > 14 \text{ s}$ , ou seja, quando a agitação marítima foi muito intensa.

Em condições de ventos com velocidades maiores ( $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ ),  $\Upsilon_g^E$  continuou insignificante, correspondendo de 3 a 4 ordens de magnitude menor que  $\Upsilon_{am}$  e  $\Upsilon_g^S$ . Por outro lado, o impacto do fluxo  $\Upsilon_g^S$  no balanço de CO<sub>2</sub> aumentou com o vento. Ao incluir o efeito de  $\Upsilon_g^S$  no balanço de CO<sub>2</sub>, a transferência de gás cresceu em 62,7%. Esse impacto foi explicado pelo crescimento da área de superfície das gotículas  $A_{ts}$ , cujo valor chegou a 73,5% da área da superfície do mar quando  $T_p = 8 \text{ s}$  e a 760% para  $T_p = 16 \text{ s}$ .

Portanto, concluiu-se que a produção de gotículas tem um papel fundamental no balanço do fluxo de CO<sub>2</sub> na interface ar-mar devido à difusão através da superfície das gotículas, especialmente em condições de ventos com velocidades maiores que  $30 \text{ m s}^{-1}$ . O fluxo  $\Upsilon_g^S$  foi dominante no balanço de CO<sub>2</sub> quando foram considerados espectros de ondas com períodos maiores que 11 s e  $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$  e alcançou 70% do fluxo total de CO<sub>2</sub> para  $T_p = 16 \text{ s}$ .

## **b. Superfície de abrigo, balanço de momentum e $z_{0e}$**

O balanço de momentum acima das ondas foi calculado pelo equilíbrio entre os *stresses*: turbulento ( $\tau_{turb}$ ), induzido pelo movimento das ondas ( $\tau_{onda}$ ) e gerado pela separação do escoamento do ar ( $\tau_{sfa}$ ). No cálculo dos termos  $\tau_{onda}$  e  $\tau_{sfa}$ , foi incluído o efeito da superfície de abrigo ( $S_a$ ), porque esse mecanismo reduz a energia do espectro de onda, modificando-o (KUDRYAVTSEV; MAKIN, 2007). Os termos  $\tau_{onda}$ ,  $\tau_{sfa}$  e  $S_a$  foram parametrizados como funções explícitas do espectro de ondas, sendo

avaliados com  $u_{10}$  igual a 30 e  $50 \text{ m s}^{-1}$ .

Foi observado que  $S_a$  é determinada principalmente pela parte de alta frequência do espectro de onda ( $\sigma$ ), isto é, parte não explicitamente resolvida pelos modelos ( $\sigma > 2,54 \text{ rad s}^{-1}$ ). Para  $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$  e espectro de ondas com  $T_p = 5 \text{ s}$ ,  $S_a$  correspondeu a 37% da superfície do mar. Desse modo, se o modelo de ondas considerar o efeito da superfície de abrigo, a energia do espectro de onda é parcialmente suprimida, porque as ondas curtas que estão dentro dessa área não recebem energia do vento. Todavia, o modelo de camada limite utilizado no trabalho não considerou esse efeito. No modelo de Kudryavtsev e Makin (2007), em que foi utilizado um espectro próprio de ondas curtas (KUDRYAVTSEV et al., 1999),  $S_a$  cobriu 70 % da área da superfície do mar quando foi considerado  $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ . Segundo Kudryavtsev (2012), a discrepância entre os resultados pode estar associada ao espectro de ondas curtas utilizado, uma vez que, no presente trabalho, o espectro de ondas curtas foi obtido por uma extrapolação em função da última frequência discretizada pelo modelo, como sugerido por Janssen (1992) e utilizado em vários modelos de ondas (por exemplo, no modelo WW3).

Para mares desenvolvidos, foi constatado que as ondas próximas ao período de pico têm contribuição pequena para ambos os termos  $\tau_{onda}$  e  $\tau_{sfa}$ . Por outro lado, assim como ocorre com a superfície de abrigo,  $\tau_{onda}$  e  $\tau_{sfa}$  foram determinados principalmente pela parte de alta frequência do espectro de onda ( $\sigma > 2,54 \text{ rad s}^{-1}$ ). Para  $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ , a parte de alta frequência do espectro aumentou o termo  $\tau_{onda}$  em 100%, 38% e 23% para  $T_p = 5, 10$  e  $16 \text{ s}$ , respectivamente. Já em relação ao termo  $\tau_{sfa}$ , o efeito das ondas curtas foi mais expressivo, sendo o crescimento de 230%, 98% e 62%, respectivamente, para  $T_p = 5, 10$  e  $16 \text{ s}$ . Ficou evidente que o balanço de momentum depende diretamente do espectro de ondas. Comparando os termos  $\tau_{onda}$  e  $\tau_{sfa}$  computados com espectros de ondas mais desenvolvidos ( $T_p = 16 \text{ s}$ ),  $\tau_{onda}$  foi aproximadamente 38% maior que  $\tau_{sfa}$ . Entretanto, para  $T_p = 5 \text{ s}$ , essa relação inverteu-se e  $\tau_{sfa}$  foi o dobro de  $\tau_{onda}$ . A fração máxima de  $\tau_{sfa}$  no balanço foi de aproximadamente 0,65, próximo a 0,6 encontrado por Kudryavtsev e Makin (2007) e 0,7 por Mueller e Veron (2009). Quanto ao vento, o impacto do crescimento da velocidade do vento foi maior no termo  $\tau_{sfa}$  do que no termo  $\tau_{onda}$ , como observado também por Mueller e Veron (2009).

O comprimento de rugosidade do mar ( $z_{0e}$ ) foi parametrizado em função do balanço de momentum acima das ondas. Entretanto, foi introduzido um parâmetro de cor-

reção indicando o efeito da produção de gotículas, como proposto por [Kudryavtsev \(2006\)](#). A nova parametrização de  $z_{0e}$  foi investigada com  $u_{10}$  igual a 30 e 50  $\text{m s}^{-1}$

Quando foi desprezado o efeito da superfície de abrigo e da produção de gotículas,  $z_{0e}$  cresceu com o aumento de  $T_p$ , tanto para  $u_{10}$  igual a 30 ou 50  $\text{m s}^{-1}$ . Ao adicionar o efeito da superfície de abrigo, ocorreu uma redução pequena em  $z_{0e}$ , porém  $S_a$  não foi capaz de saturar o arrasto do mar, mesmo com  $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ . Entretanto, ao adicionar o efeito das gotículas com  $u_{10} = 50 \text{ m s}^{-1}$ , observou-se uma redução significativa em  $z_{0e}$ , sendo o decaimento diretamente relacionado com  $T_p$  (quanto maior  $T_p$ , maior a redução). Para  $T_p = 16 \text{ s}$ ,  $z_{0e}$  foi reduzido em 45%, quando comparado com os valores da simulação sem gotículas. A redução em  $z_{0e}$  teve como consequência uma aceleração do escoamento do ar próximo à superfície.

Nas simulações realizadas nesse trabalho, apesar de serem considerados os efeitos da produção de gotículas e da superfície de abrigo, não foi obtida uma redução no arrasto das ondas, como apontado pelos trabalhos de [Powell et al. \(2003\)](#) e [Donelan et al. \(2004\)](#). Tal redução só foi apresentada quando a velocidade do vento imposta foi de 70  $\text{m s}^{-1}$  sobre um espectro de onda com período de pico maior que 16 segundos. Essa discrepância pode estar associada (i) ao espectro de ondas curtas, porque, segundo [Kudryavtsev \(2012\)](#), o ideal é ter um espectro apropriado de ondas curtas para obter um arrasto do mar mais consistente (todavia, nessa pesquisa, o espectro de ondas curtas foi calculado por uma extrapolação) e (ii) ao fato de não ser considerada a redução de energia do espectro de onda devido à superfície de abrigo. Ao considerar esse efeito, o balanço de momentum é alterado, modificando o arrasto do mar.

Por fim, dos resultados apresentados, conclui-se que o espectro de ondas curtas é fundamental para determinar o balanço de momentum e a separação do escoamento do ar. Quanto à produção de gotículas, foi notado que a mesma tem potencial para saturar e reduzir o arrasto das ondas e aumentar a velocidade do escoamento do ar próxima à superfície, propriedade que não é observada nas simulações onde foi considerado apenas o efeito da superfície de abrigo. No entanto, apesar das gotículas reduzirem o comprimento de rugosidade, o modelo proposto ainda superestimou o arrasto das ondas em relação aos valores obtidos por observações em mar aberto.

## 5.2 Etapa II

Na segunda etapa do trabalho, foi construído um sistema de modelos acoplados ondas-oceânicas-gotículas-atmosfera (SMAOOGA), constituído pelo modelo de ondas de superfície oceânica *WAVEWATCH III* (WW3), pelo modelo atmosférico *Weather Research Forecast* (WRF) e pelo modelo de microfísica de gotículas proposto por Innocentini e Gonçalves (2010). Nesse sistema acoplado, foram incluídos os efeitos da SFA, da superfície de abrigo, da produção de gotículas e do arrasto das ondas. Utilizando o SMAOOGA, foi avaliada a competição entre as gotículas e o desenvolvimento do mar em casos de ventos extremos ( $> 30 \text{ m s}^{-1}$ ). Para o estudo, foram escolhidos os ciclones Katrina e Isaac.

### a. SMAOOGA

No acoplamento entre a atmosfera e as ondas de superfície oceânica, o fluxo de momentum foi calculado incluindo os efeitos do estado do mar, da SFA, da superfície de abrigo e da produção de gotículas. Os fluxos de calor latente e calor sensível mediados pelas gotículas foram incorporados explicitamente nas estimativas dos fluxos de calor que ocorrem na interface ar-mar. Os efeitos do desenvolvimento do mar e da produção de gotículas foram incorporados implicitamente no fluxo de calor da interface através dos impactos que os mesmos causam na aerodinâmica da superfície do mar.

No acoplamento, o modelo WRF força o modelo WW3 através do vento  $u_{10}$ , além de fornecer as variáveis atmosférica e oceânica, como temperatura da primeira camada do modelo ( $T_a$ ), temperatura da superfície do mar ( $T_{sm}$ ), umidade relativa e pressão na superfície do mar  $P_{nm}$ , para estimar os fluxos de calor mediados pelas gotículas. O modelo WW3, utilizando  $u_{10}$ , promove o desenvolvimento do mar e fornece o espectro de onda, através do qual são computados os parâmetros  $H_s$ ,  $\sigma$  e  $R_\beta$ , para determinar o estado do mar, o qual modifica o comprimento de rugosidade e também os fluxos de calor mediados pelas gotículas. O estado do mar e a produção de gotículas influenciam nos cálculos dos parâmetros de rugosidade ( $z_{0e}$ ,  $z_{0\theta}$ ,  $z_{0q}$ ), do fluxo de momentum ( $u_*$ ) e dos fluxos de calor sensível e calor latente mediados pelas gotículas, os quais são transferidos para a componente atmosférica (WRF). Assim, esses parâmetros influenciam novamente toda a dinâmica do sistema SMAOOGA.

No sistema acoplado, o desenvolvimento do mar e a microfísica de gotículas foram

parametrizados como proposto por [Innocentini e Gonçalves \(2010\)](#). Porém, para  $z_{0e}$ , foram adicionados o efeito da separação do escoamento do ar e um parâmetro de correção para incluir o efeito da produção de gotículas.

Para avaliar o impacto combinado da produção de gotículas e do desenvolvimento do mar, foram realizadas quatro simulações numéricas: Controle (CT), ACGA (somente o efeito das gotículas foi considerado), ACOA (somente o efeito do desenvolvimento do mar foi considerado com  $z_{0e}$  modificado pelas ondas) e ACOGA (ambos os efeitos das gotículas e do desenvolvimento do mar foram considerados).

Houve pequenas modificações nas trajetórias dos ciclones, quando os efeitos da produção de gotículas e do espectro de onda foram inseridos. Entretanto, os resultados foram consistentes com as observações do Centro Nacional de Furacões dos Estados Unidos (*National Hurricane Center* - NHC).

Por outro lado, as gotículas e o desenvolvimento do mar modificaram significativamente a intensidade dos ciclones. Para o Katrina, comparando os resultados da simulação ACGA com a simulação CT, foi observado um crescimento máximo em  $u_{10}$  de  $\approx 20\%$  a nordeste do centro. Já na simulação ACOA,  $u_{10}$  foi reduzido em  $\approx 22\%$  ao redor do centro do ciclone. Esses impactos máximos ocorreram no pico da intensidade do ciclone. Para o Isaac, o efeito das gotículas na velocidade do vento foi desprezível. Já o desenvolvimento do mar reduziu  $u_{10}$  em  $\approx 12\%$ . O efeito menor do desenvolvimento do mar e das gotículas no Isaac ocorreu porque, nesse ciclone,  $u_{10}$  foi inferior a  $33 \text{ m s}^{-1}$ . Porém, o efeito da produção de gotículas é mais explícito em situações com  $u_{10} > 33 \text{ m s}^{-1}$  ([KUDRYAVTSEV, 2006](#); [FAIRALL et al., 2009](#); [INNOCENTINI; GONÇALVES, 2010](#)).

O aumento e a redução dos ventos nos ciclones estão associados às modificações na rugosidade do mar. Com a presença de gotículas, o arrasto das ondas foi reduzido em  $\approx 80\%$  para o Katrina e em  $\approx 10\%$  para o Isaac. A redução máxima ocorreu a nordeste do centro, local onde as gotículas foram produzidas em quantidades maiores. Na simulação ACOA, foi observado um aumento da rugosidade do mar de aproximadamente  $500\%$  e  $300\%$  para o Katrina e o Isaac, respectivamente. Analisando o impacto combinado (simulação ACOGA) no Katrina, o efeito das gotículas amenizou o crescimento da rugosidade. Todavia, no geral, houve um predomínio do efeito da evolução do campo de ondas, tanto no Katrina quanto no Isaac.

As modificações apresentadas na rugosidade do mar e no campo de vento tiveram impacto direto na dinâmica do espectro de onda. Por exemplo, avaliando as diferenças ACGA-CT e ACOA-CT, notou-se que o efeito das gotículas (ACGA-CT) aumentou  $H_s$  em  $\approx 10\%$  no Katrina e em  $\approx 1\%$  no Isaac. Por outro lado, o efeito do desenvolvimento do mar (ACOA-CT) reduziu  $H_s$  em  $\approx 20\%$  no Katrina e em  $\approx 11\%$  no Isaac. Esses resultados foram consistentes com os apresentados por [Doyle \(2002\)](#).

Para o fluxo de calor sensível (latente), analisando a média sobre uma área de  $400 \text{ km}^2$  (associada à região de maiores ventos), o impacto das gotículas foi de  $20\%$  ( $-6\%$ ) e  $7\%$  ( $-1\%$ ), respectivamente, para o Katrina e o Isaac. Esses impactos maiores ocorreram quando os ciclones estavam no período de intensificação máxima, porque apresentavam ventos com velocidades maiores e mares mais desenvolvidos e mais rugosos, o que intensificou a produção de gotículas. A redução do calor latente ocorreu devido à evaporação das gotículas. Quando as mesmas evaporaram, aumentou a umidade na baixa atmosfera, reduzindo o fluxo de calor latente na interface ar-mar.

A evaporação das gotículas gerou um resfriamento na baixa atmosfera, sendo de  $0,4 \text{ K}$  e de  $0,01 \text{ K}$  para o Katrina e o Isaac, respectivamente, em relação à simulação CT. Esse processo de resfriamento foi responsável por aumentar a diferença de temperatura entre o mar e a camada de ar próxima à superfície, gerando uma força de flutuabilidade maior, que, associada ao aumento dos fluxos de calor sensível e de umidade, contribuiu para a intensificação do ciclone.

Com respeito ao desenvolvimento do mar, o impacto nos ciclones foi completamente diferente do apresentado pelas gotículas. Ao considerar a evolução do campo de ondas, o fluxo de calor sensível (latente) cresceu  $25\%$  ( $33\%$ ) e  $18\%$  ( $30\%$ ), respectivamente, para o Katrina e o Isaac. As variações nos fluxos da superfície ocorrem porque os parâmetros de rugosidade de temperatura ( $z_{0_{e\theta}}$ ) e umidade ( $z_{0_{eq}}$ ) dependem da rugosidade do mar. Portanto, a inclusão de espectro de ondas modifica indiretamente os fluxos através dos impactos na aerodinâmica da superfície. O crescimento do fluxo de calor aumentou a temperatura na baixa atmosfera, reduzindo a diferença de temperatura entre o mar e a baixa atmosfera. Essa redução associada à maior dissipação de energia cinética na superfície (devido ao aumento da rugosidade do mar) deixou a atmosfera mais estável, reduzindo os movimentos ascendentes na baixa atmosfera e tornando-a mais seca. Esses fatores contribuíram para uma redução dos ciclones.

O impacto combinado das gotículas e do desenvolvimento do mar na estrutura da baixa atmosfera mostrou-se dependente da  $T_{sm}$ . Em regiões onde a  $T_{sm}$  era mais elevada e a altura de onda era maior, predominou o efeito das gotículas. Nas demais situações, o predomínio foi do efeito da evolução do campo de ondas.

Por fim, foram comparados os resultados simulados de  $u_{10}$  e  $P_{nm}$  (após 24 horas de integração) com os dados de observações do NHC. Foi observada uma discrepância entre os valores simulados e as observações. Todas as simulações apresentaram erros na fase de intensificação dos ciclones e nas intensidades de  $u_{10}$  e  $P_{nm}$ . Doyle (2002) e Xie et al. (2008) também observaram erros semelhantes em suas simulações. Neste trabalho, os erros foram justificados pelo uso de condições iniciais ruins e por não ter uma componente oceânica acoplada ao sistema de modelos.

## **b. Sugestões para trabalhos futuros**

Como linhas de pesquisas para trabalhos futuros, sugere-se:

- (i) incorporar, no sistema SMAOOGA, a redução de energia do espectro de ondas devido ao efeito da superfície de abrigo, como proposto por Kudryavtsev e Makin (2007), buscando obter espectros de ondas com maior acurácia;
- (ii) implementar um espectro de ondas apropriado para ondas curtas (alta frequência). Desse modo, será possível estimar melhor o balanço de momentum acima das ondas e os fluxos de calor na interface ar-mar;
- (iii) incorporar uma componente oceânica (modelo de circulação oceânica) ao sistema SMAOOGA. Assim, será possível analisar o efeito da produção de gotículas na transferência de  $\text{CO}_2$  em situação mais realística. Além disso, serão incorporados nas simulações numéricas os efeitos das circulações oceânicas e da variação de  $T_{sm}$ , como sugerido por Bao et al. (2000);
- (iv) avaliar o efeito da quebra de ondas no albedo da superfície do mar. Com discutido por Janssen et al. (1996), variações na geometria da superfície do mar afetam o albedo da superfície, implicando em modificações no balanço de radiação e no aquecimento do oceano;
- (v) realizar simulações numéricas com melhores condições iniciais e por período de integração maior;

- (vi) avaliar o efeito do tempo de acoplamento no campo de ondas e na atmosfera;
- (vii) avaliar o efeito do fluxo de sal marinho no desenvolvimento dos ciclones;
- (viii) utilizar as observações do Centro Nacional de Dados de Boias dos Estados Unidos (*National Data Buoy Center - NOAA*) para validar as simulações numéricas.



## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ALVES, J. H. G. M.; BANNER, M. L. Performance of a saturation-based dissipation-rate source term in modeling the fetch-limited evolution of wind waves. **Journal of Physical Oceanography**, v. 33, p. 1274–1298, 2003. 18, 19

ANCTION, F.; DONELAN, M. A. Air water momentum flux observation over shoaling waves. **Journal of Physical Oceanography**, v. 26, p. 1344–1353, 1996. 22

ANDREAS, E. Time constants for the evolution of sea spray droplets. **Tellus**, v. 42B, p. 481–497, 1990. 4

\_\_\_\_\_. The temperature of evaporating sea spray droplets. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 52, p. 852–862, 1995. 4, 60

\_\_\_\_\_. A new sea spray generation function for wind speeds up to  $32 \text{ m}^{-1}$ . **Journal of Physical Oceanography**, v. 28, p. 2175–2184, 1998. 4, 55

\_\_\_\_\_. Approximation formulas for the microphysical properties of saline droplets. **Atmospheric Research**, v. 75, p. 323–345, 2005. 4, 61, 64, 66

ANDREAS, E.; DECOSMO, J. **Sea spray production and influence on air-sea heat and moisture fluxes over the open ocean: Air-sea exchange: physics, chemistry and dynamics**. G. l. geernaert. Dordrecht: Atmospheric and oceanographic sciences library, 1999. 4, 143

ANDREAS, E. L. **Thermal and size evolution of sea spray droplets**. Virgínea, 1989. 37 p. U.S. Army Cold Regions Research and Engineering Laboratory, CRREL-Report 89-11. 4, 60, 61, 62, 63, 64, 67, 71

\_\_\_\_\_. Sea spray and the turbulent air sea heat fluxes. **Journal of Geophysical Research**, v. 97, p. 11429–11441, 1992. xxi, 4, 51, 56, 57, 58, 61, 67, 71, 123

\_\_\_\_\_. A review of the sea spray generation function for the open ocean. In: PERRIE, W. (Ed.). **Atmosphere Ocean Interaction**. New York: Wit Press, 2002. v. 1, p. 1–46. 4, 48, 51, 53, 54, 55, 58, 60, 61

\_\_\_\_\_. Spray stress revisited. **Journal of Geophysical Research**, p. 1429–1439, 2004. 28, 29, 71

\_\_\_\_\_. A new value of the von kármán constant: implications and implementation. **Journal of Applied Meteorology and Climatology**, v. 48, p. 923–944, 2009. [122](#)

\_\_\_\_\_. Spray-mediated enthalpy flux to the atmosphere and salt flux to the ocean in high winds. **Journal of Physical Oceanography**, v. 40, p. 608–619, 2009. [73](#), [172](#)

\_\_\_\_\_. Spray-mediated enthalpy flux to the atmosphere and salt. **Journal of Physical Oceanography**, v. 40, p. 608–619, 2010. [71](#)

\_\_\_\_\_. Fallacies of the enthalpy transfer coefficient over the ocean in high winds. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 68, p. 1435–1445, 2011. [71](#)

ANDREAS, E. L.; DECOSMO, J. The signature of sea spray in the hexos turbulent heat flux data. **Boundary Layer Meteorology**, v. 103, p. 303–333, 2002. [58](#), [60](#), [71](#)

ANDREAS, E. L.; EMANUEL, K. A. Effect of sea spray on tropical cyclone intensity. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 58, n. 1, p. 3741–3751, 2001. [4](#), [71](#), [72](#), [73](#), [123](#), [168](#)

ANDREAS, E. L.; MAHRT, L.; VICKERS, D. A new drag relation for aerodynamically rough flow over the ocean. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 69, p. 2520–2537, 2012. [1](#), [5](#), [35](#)

ANDREAS, E. L.; PERSSON, P. O. G.; HARE, J. E. A bulk turbulent air sea flux algorithm for high wind, spray conditions. **Journal of Physical Oceanography**, p. 1581–1596, 2008. [73](#)

ARDHUIN, F.; ROGERS, E.; BABANIN, A. V.; FILIPOT, J. F.; MAGNE, R.; ROLAND, A.; WESTHUYSEN, A. V.; QUEFFEULOU, P.; LEFEVRE, J. M.; AOUF, L.; COLLARD, F. Semiempirical dissipation source functions for ocean waves. Part I: definition, calibration, and validation. **Journal of Physical Oceanography**, v. 40, p. 1917–1941, 2010. [17](#), [19](#), [33](#), [38](#)

ARYA, S. P. **Introduction to micrometeorology**. Flórida: Academic Press, 2001. 420 p. [46](#), [60](#), [105](#)

ASHER, W. E.; HIGGINS, B. J.; KARLE, L. M.; FARLEY, P. J.; SHERWOOD, C. R.; GARDINER, W. W.; WANNINKHOF, R.; CHEN, H.; LANTRY, T.;

STECKLEY, M.; MONAHAN, E. C.; WANG, Q.; SMITH, P. M. Measurement of gas transfer, whitecap coverage, and brightness temperature in a surf pool: An overview of wabex-93. In: JähNE, B.; MONAHAN, E. C. (Ed.). **Air-water gas transfer**. [S.l.]: AEON, 1995. p. 205–216. [86](#)

ASHER, W. E.; KARLE, L. M.; HIGGINS, B. J.; ; FARLEY, P. J.; MONAHAN, E. C.; LEIFER, I. S. The influence of bubble plumes on air-seawater gas transfer velocities. **Journal Geophysical Research**, v. 101, p. 12,027–12,041, 1996. [81](#), [84](#)

ASHER, W. E.; WANNINKHOF, R. The effect of bubble-mediated gas transfer on purposeful dual gaseous-tracer experiments. **Journal Geophysical Research**, v. 103, p. 10,555–10,560, 1998. [84](#), [86](#)

BABANIN, A. V. **Breaking and dissipation of ocean surface waves**. Melbourne: Cambridge, 2011. 463 p. [71](#)

BABANIN, A. V.; MAKIN, V. K. Effects of wind trend and gustiness on the sea drag: Lake george study. **Journal of Geophysical Research**, C113, C02015, doi:10.1029/2007JC004233, p. 18, 2008. [19](#), [20](#)

BANNER, M. L. The influence of wave breaking on the surface pressure distribution in wind-wave interactions. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 221, p. 463–495, 1990. [2](#), [3](#), [29](#)

BANNER, M. L.; BABANIN, A. V.; YOUNG, I. R. Breaking probability for dominant waves on the sea surface. **Journal of Physical Oceanography**, v. 30, p. 3145–3160, 2000. [149](#)

BANNER, M. L.; MELVILLE, W. K. On the separation of air flow over water waves. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 77, p. 825–842, 1976. [2](#), [29](#)

BANNER, M. L.; MORISON, R. P. Refined source terms in wind wave models with explicit wave breaking prediction. Part I: model framework and validation against field data. **Ocean Modelling**, v. 33, p. 177–189, 2010. [2](#)

BAO, J. W.; FAIRALL, C. W.; MICHELSON, S. A.; BIANCO, L. Parameterizations of sea-spray impact on the air-sea momentum and heat fluxes. **Monthly Weather Review**, v. 139, p. 3781–3797, 2011. [73](#), [138](#), [163](#), [168](#)

BAO, J. W.; WILCZAK, J. M.; KANTHA, J. K. C. ad L. H. Numerical simulations of air-sea interaction under high wind conditions using a coupled

model: a study of hurricane development. **Monthly Weather Review**, v. 128, p. 2190–2210, 2000. 72, 160, 170, 187, 197

BARENBLATT, G. I. On the motion of suspended particles in a turbulent flow. **Prikladnaya Matematika i Mekhanika (Applied Mathematics and Mechanics)**, v. 17, p. 261–274, 1953. 26

\_\_\_\_\_. On the motion of suspended particles in a turbulent flow in a half-space or a plane open channel of finite depth. **Prikladnaya Matematika i Mekhanika (Applied Mathematics and Mechanics)**, v. 19, p. 61–88, 1955. 26, 71

BARENBLATT, G. I.; GOLITSYN, G. S. Local structure of mature dust storms. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 31, p. 1917–1933, 1974. 27

BARKER, E. H.; BAXTER, T. L. A note on the computation of atmospheric surface layer fluxes for use in numerical modeling. **Journal of Applied Meteorology**, v. 14, p. 620–622, 1975. 105

BENDER, M. A.; GINIS, I.; KURIHARA, Y. Numerical simulations of tropical cyclone-ocean interaction with a high-resolution coupled model. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 98, p. 23245–23263, 1993. 170

BERG, R. **Tropical cyclone report hurricane Isaac**. 2013. Report. Disponível em: <<http://www.ncdc.noaa.gov/oa/>>. Acesso em: 17 jul. 2013. xxi, 133, 134, 160, 186, 187

BERGMAN, T. L.; LAVINE, A. S.; INCROPERA, F. P.; DEWITT, D. P. **Fundamentals of heat and mass transfer**. Hoboken: J. Wiley and Sons, 2002. 1050 p. 78

BIANCO, L.; BAO, J. W.; FAIRALL, C. W.; MICHELSON, S. A. Impact of sea-spray on the atmospheric surface layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 140, p. 361–381, 2011. 71, 73

BLACK, P. G.; D'ASARO, E. A.; SANFORD, T. B.; DRENNAN, W. M.; ZHANG, J. A.; FRENCH, J. R.; NIILER, P. P.; TERRILL, E. J.; WALSH, E. J. Air-sea exchange in hurricanes: synthesis of observations from the coupled boundary layer air-sea transfer experiment. **Bulletin American Meteorological Society**, v. 88, p. 357–374, 2007. 95, 96

BLANCHARD, D. The electrification of the atmosphere by particles from bubbles in the sea. In: SEARS, M.; MACMILLAN (Ed.). **Progress in Oceanography**. New York: [s.n.], 1963. p. 71–202. [55](#)

BLANCHARD, D. C. The production, distribution, and bacterial enrichment of the sea salt aerosol. In: REIDEL, S. D. (Ed.). **Air Sea Exchanger of Gases and Particles**. Dordrecht: P. S. Liss, 1983. p. 407–454. [49](#), [60](#)

BOOIJ, N.; RIS, R. C.; HOLTHUIJSEN, L. H. A third-generation wave model for coastal regions, 1. model description and validation. **Journal of Geophysical Research**, v. 104, p. 7649–7666, 1999. [74](#)

BOPP, L.; QUÉRÉ, C. L. Ocean carbon cycle. In: QUÉRÉ, C. L.; SALTMAN, E. S. (Ed.). **Surface ocean-lower atmosphere processes**. Washington: American Geophysical Union, 2009. p. 181–195. [76](#), [107](#)

BORTKOVSKII, R. S. The oceanic and atmospheric boundary layer under windy. In: PEARCE, R. P.; HOSKINS, B. J. (Ed.). **Air Sea Exchanger of Heat and Moisture During Storms**. New York: Academic Press, 1987. p. 1–46. [49](#)

BUCK, A. New equations for computing vapor pressure and enhancement factor. **Journal of Applied Meteorology**, v. 20, p. 1527–1532, 1981. [66](#)

BUSINGER, J. A.; WYNGAARD, J.; IZUMI, Y.; BRADLEY, E. Flux profile relationship in the atmospheric surface layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 28, p. 181–189, 1971. [46](#), [102](#), [122](#)

CAVALERI, L.; ALVES, J. H. G. M.; ARDHUIN, F.; BABANIN, A.; BANNER, M.; BELIBASSAKIS, K.; BENOIT, M.; DONELAN, M.; GROENEWEG, J.; HERBERS, T. H. C.; HWANG, P.; JANSSEN, P. A. E. M.; JANSSEN, T.; LAVRENOV, I. V.; MAGNE, R.; MONBALIU, J.; ONORATO, M.; POLNIKOV, V.; RESIO, D.; ROGERS, W. E.; SHEREMET, A.; SMITH, J. M.; TOLMAN, H. L.; VLEDDER, G. V.; WOLF, J.; YOUNG, I. Wave modelling - the state of the art. **Progress in Oceanography**, v. 75, p. 603–674, 2007. [1](#)

CAVALERI, L.; KEMPER, B. F.; HEMER, M. Wind waves in the coupled climate system. **Bulletin American Meteorological Society**, p. 1651–1661, 2012. [1](#)

CAVALERI, L.; MALANOTTE-RIZZOLI, P. Wind wave prediction in shallow water: Theory and application. **Journal of Geophysical Research**, v. 86, n. C11, p. 10961–10973, 1981. [42](#)

- CHAEN, M. Studies on the production of sea salt particles on the sea surface. **Memoirs of the Faculty of Fisheries**, v. 22, p. 49–107, 1973. [58](#)
- CHARNEY, J. G.; ELIASSEN, A. On the growth of the hurricane depression. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 21, p. 68–75, 1964. [91](#), [93](#)
- CHARNOCK, H. Wind stress on a water surface. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 81, p. 639–640, 1955. [1](#), [20](#), [21](#), [127](#)
- CHEN, G.; BELCHER, S. E. Effects of long waves on wind-generated waves. **Journal of Physical Oceanography**, v. 30, p. 2246–2256, 2000. [33](#)
- CHEN, S. S.; PRICE, J. F.; ZHAO, W.; DONELAN, M. A.; WALSH, E. J. The cblast-hurricane program and the next-generation fully coupled atmosphere-wave-ocean models for hurricane research and prediction. **Bulletin American Meteorological Society**, v. 88, p. 311–317, 2007. [5](#)
- COX, C. S.; MUNK, W. H. Statistics of the sea surface derived from sun glitter. **Journal of Marine Research**, v. 13, p. 198–227, 1954. [158](#)
- DEACON, E. L. Gas transfer to and across an air-water interface. **Tellus**, v. 29, p. 363–374, 1977. [81](#), [82](#)
- DECOSME, J. **Air-sea exchange of momentum , heat and water vapor over whitecap sea states**. 222 p. Tese (Doutorado em Meteorologia) — University of Washington, Washington, 1991. [21](#)
- DIJKSTRA, H. A. **Dynamical Oceanography**. Berlin: Springer, 2008. 407 p. [60](#)
- DONELAN, M. A.; BABANIN, A. V.; YOUNG, I. R.; BANNER, M. L. Wave-follower field measurements of the wind-input spectral function. Part II: parameterization of the wind input. **Journal of Physical Oceanography**, v. 36, p. 1672–1689, 2006. [30](#), [33](#)
- DONELAN, M. A.; DOBSON, F. W.; SMITH, S. D.; ANDERSON, R. J. On the dependence of sea surface roughness on wave development. **Journal of Physical Oceanography**, v. 23, p. 2143–2152, 1993. [5](#)
- DONELAN, M. A.; HAUS, B. K.; REUL, N.; PLANT, W. J.; STIASSNIE, M.; GRABER, H. C.; BROWN, O. B.; SALTZMAN, E. S. On the limiting aerodynamic roughness of the ocean in very strong winds. **Geophysical**

**Research Letters**, v. 31, p. L18306, doi:10.1029/2004GL019460, 2004. [xiii](#), [xiv](#), [3](#), [24](#), [25](#), [31](#), [32](#), [34](#), [35](#), [157](#), [158](#), [193](#)

DOYLE, J. D. Coupled atmosphere-ocean wave simulations under high wind conditions. **Monthly Weather Review**, v. 130, p. 3087–3099, 2002. [163](#), [168](#), [170](#), [186](#), [196](#), [197](#)

DRENNAN, W. M.; TAYLOR, P.; YELLAND, M. Parameterizing the sea surface roughness. **Journal of Geophysical Research**, v. 35, p. 835–848, 2005. [5](#)

DUDHIA, J. Numerical study of convection observed during the winter monsoon experiment using a mesoscale two-dimensional model. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 46, p. 3077–3107, 1989. [138](#)

EMANUEL, K. A. Sensitivity of tropical cyclones to surface exchange coefficients and a revised steady-state model incorporating eye dynamics. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 52, p. 3969–3976, 1995. [xv](#), [2](#), [3](#), [24](#), [71](#), [94](#)

\_\_\_\_\_. Tropical cyclones. **Annual Review of Earth and Planetary Sciences**, v. 31, p. 75–104, 2003. [91](#), [93](#), [94](#)

FAIRALL, C. . W.; BANNER, M. L.; PEIRSON, W. L.; ASHER, W.; MORISON, R. P. Investigation of the physical scaling of sea spray spume droplet production. **Journal of Geophysical Research**, v. 114, n. C10001, p. doi:10.1029/2008JC0049185, 2009. [165](#), [195](#)

FAIRALL, C. . W.; HARE, J. E.; EDSON, J. B.; MCGILLIS, W. Parameterization and micrometeorological measurement of air-sea gas transfer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 96, p. 63–105, 2000. [76](#)

FAIRALL, C. W.; HARA, J. E.; GRACHEV, A. A.; BRADLEY, E. F.; EDSON, J. B. Preliminary results from the ETL open ocean air sea flux database. In: CONFERENCE ON INTERACTION OF THE SEA AND ATMOSPHERE, 11., 2001, San Diego. **Proceedings**. Houston, 2001. [23](#), [24](#)

FAIRALL, C. W.; KEPERT, J. D.; HOLLAND, G. J. The effect of sea spray on surface energy transports over the ocean. **The Global Atmosphere and Ocean System**, v. 2, p. 121–142, 1994. [4](#), [58](#), [71](#), [72](#), [88](#)

FRIEDLANDER, S. Smoke, dust and hazer: Fundamentals of aerosol behavior. **The Smithsonian/NASA Astrophysics Data System**, v. 1, p. 333, 1977. [68](#)

GALL, W. M. F. S. J.; KWON, Y. Effects of sea spray tropical cyclones simulated under idealized conditions. **Monthly Weather Review**, v. 136, p. 1686–1705, 2008. 4, 5

GEMMRICH, J. R.; BANNER, M. L.; GARRETT, C. Spectrally resolved energy dissipation rate and momentum flux of breaking waves. **Journal of Physical Oceanography**, v. 38, p. 1296–1312, 2008. 59

GIBILISCO, S. **Meteorology Demystified**. [S.l.]: McGraw-Hill book Company, 2006. 91

GORDON, H. R.; JACOBS, M. M. Albedo of the ocean-atmosphere system: influence of sea foam. **Applied Optics**, v. 16, p. 2257–2260, 1977. 1

GRAUMANN, A.; HOUSTON, T.; LAWEIMORE, J.; LEVINSON, D.; LOTT, N.; MCCOWN, S.; STEPHENS, S.; WUERT, D. **Hurricane Katrina. A climatological perspective**. Asheville, NC, 28801-5696, 2005. Preliminary Report. Disponível em: <<http://www.ncdc.noaa.gov/oa/reports/tech-report-200501z.pdf>>. Acesso em: 17 jul. 2013. 131, 132

HALLIDAY, D.; RESNICK, R.; WALKER, J. **Fundamentals of physics**. [S.l.]: John Wiley and Sons, 1978. 541-548 p. 93

\_\_\_\_\_. \_\_\_\_\_. [S.l.]: LTC, 2001. 277 p. 67

HARA, T.; BELCHER, S. E. Wind forcing in the equilibrium range of wind-wave spectra. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 407, p. 223–245, 2002. 34

HARRIS, L. M.; DURRAN, D. R. An idealized comparison of one-way and two-way grid nesting. **Monthly Weather Review**, v. 138, p. 2174–2187, 2010. 137

HASSE, L. On contribution of spray droplets to evaporation. **Boundary Layer Meteorology**, v. 61, p. 309–313, 1992. 71

HASSELMANN, K.; BARNETT, T.; BOUWS, E.; CARLSON, H. Measurements of wind wave growth and swell decay during the joint north sea wave project (jonswap). **Deutsche Hydrographische Zeitschrift Supplement**, v. 12, n. A8, p. 95, 1973. 16



HAYAMI, S.; TOBA, Y. Drop production by bursting air bubbles on the sea surface i: Experiments at still water surface. **Journal of the Oceanographical Society of Japan**, v. 14,n. 2, p. 145–150, 1957. [49](#)

HOLTHUIJSEN, L. H. **Waves in oceanic and coastal waters**. Cambridge: Cambridge University Press, 2007. 387 p. [1](#), [12](#), [13](#), [15](#), [16](#), [17](#), [18](#), [115](#), [117](#), [163](#)

HOLTHUIJSEN, L. H.; POWELL, M. D.; PIETRZAK, J. D. Wind and waves in extreme hurricanes. **Journal Geophysical Research**, v. 117, p. 1–15, 2012. [36](#), [97](#), [165](#)

HOLTON, J. R. **An introduction to dynamic meteorology**. California: Elsevier Academic Press, 2004. 535 p. [4](#)

HONG, S. Y.; DUDHIA, J.; CHEN, S. H. A revised approach to ice microphysical processes for the bulk parameterization of clouds and precipitation. **Monthly Weather Review**, v. 132, p. 103–120, 2004. [138](#)

HONG, S. Y.; NOH, Y.; DUDHIA, J. A new vertical diffusion package with an explicit treatment of entrainment processes. **Monthly Weather Review**, v. 134, p. 2318–2341, 2006. [138](#)

HUANG, N. An estimative of the influence of breaking wave on the dynamics of the upper ocean. In: PEARCE, R.; HOSKINS, B. (Ed.). **Wave Dynamics and radar probing of the ocean surface**. New York: Plenum Press, 1986. p. 295–314. [21](#)

INNOCENTINI, V.; GONÇALVES, I. A. The impact of spume droplets and wave stress parameterizations on simulated near-surface maritime wind and temperature. **Journal of Physical Oceanography**, v. 40, n. 6, p. 1373 – 1389, 2010. [2](#), [4](#), [20](#), [23](#), [29](#), [40](#), [41](#), [63](#), [66](#), [67](#), [71](#), [73](#), [99](#), [114](#), [121](#), [122](#), [123](#), [124](#), [156](#), [165](#), [168](#), [172](#), [175](#), [189](#), [194](#), [195](#)

INNOCENTINI, V.; NETO, E. S. C. A numerical study of the role of humidity in the updraft driven by moist slantwise convection. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 49, p. 1092–1106, 1992. [124](#)

\_\_\_\_\_. A case study of the 09 august 1988 south atlantic storm: numerical simulations of the wave activity. **Weather and Forecasting**, v. 11, p. 78–88, 1996. [114](#)

INNOCENTINI, V.; NETO, E. S. C.; CAVALERI, L. A comparative study of the wam and a second generation wave model in the mediterranean sea. In: CONFERENCE ON WIND AND WAVE CLIMATE OF MEDITERRANEAN AND BLACK SEA, 1999, Antalya. Turquia: Wind and Wave Climate, 1999. p. 123–137. [114](#)

JÄHNE, B.; MUNNICH, K. O.; BOSINGER, R.; DUTZI, A.; HUBER, W.; LIBNER, P. On the parameters influencing air-water gas exchange. **Journal Geophysical Research**, v. 92, p. 1937–1949, 1987. [76](#), [77](#), [82](#), [87](#)

JANSSEN, P. A. E. M. Quasi-linear theory of wind-wave generation applied to wave forecasting. **Journal of Physical Oceanography**, v. 21, p. 1631–1642, 1991. [2](#), [20](#), [22](#), [23](#), [28](#), [40](#), [41](#), [45](#), [46](#), [47](#), [113](#)

\_\_\_\_\_. Experimental evidence of the effect of surface waves on the airflow. **Journal of Physical Oceanography**, v. 22, p. 1600–1604, 1992. [41](#), [42](#), [108](#), [112](#), [150](#), [192](#)

JANSSEN, P. A. E. M.; BECKER, B.; MORCRETTE, J. J. **Note on the sea-state dependence of the ocean surface albedo**. [S.l.]: European Centre for Medium-Range Weather Forecasts, 1996. 228 p. [197](#)

JANSSEN, P. A. E. M.; BIDLOT, J.; HANSEN, B.; ISAKSEN, L.; VITERBO, P. Impact and feedback of ocean waves on the atmosphere. In: PERRIE, W. (Ed.). **Atmosphere Ocean Interactions**. Southampton: Scholl of Math., Univ. of New South Wales, 2002. v. 1, p. 155–197. [18](#)

JAROSZ, E.; MITCHELL, D. A.; WANG, D. W.; TEAGUE, W. J. Bottom-up determination of air-sea momentum exchange under a major tropical cyclone. **Science**, v. 315, p. 1707–1709, 2007. [24](#)

JEFFREYS, H. On the formation of waves by wind - II. **Proceedings the Royal Society London**, A110, p. 341–347, 1925. [12](#), [29](#)

JOHNSON, H. K.; HØJSTRUP, J.; VESTED, H. J.; LARSEN, S. E. On the dependence of sea surface roughness on wind waves. **Journal of Physical Oceanography**, v. 28, p. 1702–1716, 1998. [22](#)

JONES, I. S. F.; TOBA, Y.; LARSEN, S.; HUANG, N. E. Overview. In: JONES, I. S. F.; TOBA, Y. (Ed.). **Wind stress over the ocean**. Cambridge: University of Cambridge, 2001. p. 26–27. [14](#), [29](#)

KEELING, R. F. On the role of large bubbles in air-sea gas exchange and supersaturation in the ocean. **Journal of Marine Research**, v. 51, p. 237–271, 1993. 85, 142

KEPERT, J. D.; FAIRALL, C. W. On the parameterization of spray fluxes for tropical cyclones. In: EXTENDED ABSTRACTS, 23RD CONFERENCE ON HURRICANES AND TROPICAL METEOROLOGY, Dallas. American Meteorological Society. [S.l.], 1999. 73

KITAIGORODSKII, S. A. Translated from Russian by A. Baruch. 1973: The physics of air sea interaction. Israel Program for scientific Translations, Jerusalem. **Journal of Geophysical Research**, v. 156, p. 237, 1970. 20, 21

KITAIGORODSKII, S. A.; VOLKOV, Y. A. On the roughness parameter of the sea surface and the calculation of momentum flux in the near water layer of the atmosphere. **Atmospheric and Oceanic Physics**, v. 1, p. 973–988, 1965. 20

KNABB, R. D.; RHOME, J. R.; BROWN, D. P. **Tropical Cyclone Report: Hurricane Katrina**. 2005. Report. Disponível em: <[http://www.nhc.noaa.gov/pdf/TCR-AL122005\\_Katrina.pdf](http://www.nhc.noaa.gov/pdf/TCR-AL122005_Katrina.pdf)>. Acesso em: 07 out. 2013. xxi, 160, 186, 187

KOGA, M. Direct production of droplets from breaking wind-waves and its observation by a multi-coloured overlapping exposure photographic technique. **Tellus**, v. 33, p. 552–563, 1982. 51

KOGA, M.; TOBA, Y. Droplet distribution and dispersion processes on breaking wind waves. **Tohoku Geophysical Journal**, v. 28, p. 1–25, 1981. 58

KOLMOGOROV, A. N. Fragmentation of droplets in a turbulent flow. **Doklady Akademii Nauk SSSR**, v. 66, p. 825–828., 1949. 59

\_\_\_\_\_. On a new variant of the gravitational theory of motion of suspended sediments. **Izv Akad Nauk SSSR Phys**, v. 6, p. 56–58, 1954. 26, 27

KOMEN, G. J.; CAVALERI, L.; DONELAN, M.; HASSELMANN, K.; HASSELMANN, S.; JANSSEN, P. A. E. M. **Dynamics and Modelling of Ocean Waves**. New York: Cambridge University Press, 1994. 532 p. 12, 13, 15, 17, 18

KUDRYAVTSEV, V.; MAKIN, V. The impact of air-flow separation on the drag of the sea surface. **Boundary Layer Meteorology**, v. 98, p. 155–171, 2001. [3](#), [4](#), [39](#), [41](#), [43](#), [44](#), [45](#)

KUDRYAVTSEV, V. N. On effect of sea drops on atmospheric boundary layer. **Geophysical Research Letters**, v. 111, p. C07020(doi:10.1029/2005JC002970), 2006. [2](#), [3](#), [4](#), [26](#), [27](#), [28](#), [46](#), [47](#), [59](#), [71](#), [155](#), [165](#), [193](#), [195](#)

\_\_\_\_\_. **Short wave spectrum**. 2012. [mensagem pessoal]. Mensagem recebida por <iuryangelo@outlook.com> em 20 dez. 2012. [150](#), [158](#), [192](#), [193](#)

KUDRYAVTSEV, V. N.; MAKIN, V. Impact of ocean spray on the dynamics of the marine atmospheric boundary layer. **Boundary-Layer Meteorological**, v. 140, p. 383–410, 2011. [26](#), [27](#), [28](#), [71](#)

KUDRYAVTSEV, V. N.; MAKIN, V. K. Aerodynamic roughness of the sea surface at high winds. **Boundary-Layer Meteorological**, v. 125, p. 289–303, 2007. [2](#), [3](#), [30](#), [31](#), [36](#), [38](#), [40](#), [43](#), [45](#), [150](#), [154](#), [158](#), [159](#), [191](#), [192](#), [197](#)

\_\_\_\_\_. Model of the spume sea spray generation. **Geophysical Research Letters**, v. 36, p. 1–5, 2009. [55](#), [59](#)

KUDRYAVTSEV, V. N.; MAKIN, V. K.; CHAPROM, B. Coupled sea surface atmosphere model 2. spectrum of short wind waves. **Journal of Geophysical Research**, v. 104, p. 7625–7639, 1999. [44](#), [150](#), [158](#), [192](#)

KUKULKA, T. H. T.; BELCHER, S. E. A model of the air-sea momentum flux and breaking-wave distribution for strongly forced wind waves. **Journal of Physical Oceanography**, v. 37, p. 1811–1828, 2007. [18](#), [30](#), [39](#), [40](#), [43](#), [149](#)

LAPRISE, R. The euler equations of motion with hydrostatic pressure as an independent variable. **Monthly Weather Review**, v. 120, p. 197–207, 1992. [117](#)

LISS, P. S. Gas transfer: experiments and geochemical implications. In: LISS, P. S.; SLINN, W. G. N. (Ed.). **Air-sea exchange of gases and particles**. Dordrecht: Mathematical and Physical Sciences, 1983. v. 108, p. 241–298. [77](#), [78](#)

LISS, P. S.; MERLIVAT, L. Air-sea gas exchange rates: Introduction and synthesis. In: BUAT-MENARD, P. (Ed.). **The role of air-sea exchange in geochemical cycling**. Dordrecht: D. Reidel, Hingham, Mass, 1986. p. 113–127. [76](#), [80](#), [82](#)

LISS, P. S.; SLATER, P. G. Flux of gases across the air-sea interface. **Nature**, v. 247, p. 181–184, 1974. [77](#)

LIU, B.; GUAN, C.; XIE, L.; ZHAO, D. An investigation of the effects of wave state and sea spray on an idealized typhoon using an air-sea coupled modeling system. **Advances in Atmospheric Sciences**, v. 29, n. 2, p. 391–406, 2012. [2](#), [29](#), [74](#), [75](#), [138](#), [163](#), [168](#), [173](#)

LIU, B.; LIU, H.; XIE, L.; GUAN, C.; ZHAO, D. A coupled atmosphere-wave-ocean modeling system: simulation of the intensity of an idealized tropical cyclone. **Monthly Weather Review**, v. 139, p. 132–152, 2011. [29](#), [74](#), [138](#)

LIU, Y.; ZHANG, D.; YAU, M. K. A multiscale numerical study of hurricane andrew (1992). part i: explicit simulation and verification. **Monthly Weather Review**, v. 125, p. 3073–3093, 1997. [187](#)

LONGUET-HIGGINS, M. S.; TUNER, J. S. An entraining plume model of spilling breaker. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 63, p. 1–20, 1974. [48](#)

MACKAY, D.; SHIU, W. Y. Critical review of henry's law constants for chemicals of environmental interest. **Journal of Physical and Chemical Reference Data**, v. 10, n. 4, p. 1175–1200, 1981. [79](#)

MAK, S. Y.; WONG, K. Y. The measurement of surface tension by the method of direct pull. **American Journal of Physics**, v. 58, p. 791–792, 1990. [11](#)

MAKIN, V. K. Air sea exchanger of heat in the presence of wind waves and spray. **Journal of Geophysical Research**, v. 103, p. 1137–1152, 1998. [71](#), [72](#)

\_\_\_\_\_. A note on the drag of the sea surface at hurricane winds. **Boundary Layer Meteorology**, v. 115, p. 169–176, 2005. [2](#), [3](#), [4](#), [20](#), [26](#), [29](#), [47](#), [71](#), [155](#)

MAKIN, V. K.; KUDRYAVTSEV, V. N.; MASTENBROEK, C. Drag of the sea surface. **Boundary Layer Meteorology**, v. 73, p. 159–182, 1995. [47](#)

MASSEL, R. **Ocean Surface waves: Their Physics and Prediction**. Londres: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, 1996. [10](#)

MASSEL, S. R. Mechanisms of aerosol production. In: MYSAK, L. A.; HAMILTON, K. (Ed.). **Ocean waves breaking and marine aerosol fluxes**. New York: Springer, 2007. v. 38, p. 216–224. [48](#), [49](#), [50](#), [51](#), [60](#)

MASUDA, A.; KUSABA, T. On local equilibrium of winds and wind wave in relation to surface drag. **Journal of the Oceanographical Society of Japan**, v. 43, p. 28–36, 1987. [21](#), [22](#)

MELLOR, G. L.; BLUMBERG, A. F. Modeling vertical and horizontal diffusivities with the sigma coordinate system. **Monthly Weather Review**, v. 113, p. 1379–1383, 1985. [74](#)

MELVILLE, W. K. The role of surface-wave breaking in air-sea interaction. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 28, p. 279–321, 1996. [44](#)

MILES, J. W. On the generation of surface waves by shear flows. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 22, p. 823–827, 1957. [12](#), [41](#)

MILLER, M. **An investigation of aerosol generation in the marine planetary boundary layer**. University Park: Dep. of meteorol, 1987. 142 p. [xxi](#), [56](#), [57](#)

MLAWER, E. J.; TAUBMAN, S. J.; BROWN, P. D.; IACONO, M. J.; CLOUGH, S. A. Radiative transfer for inhomogeneous atmosphere: Rrtm, a validated correlated-k model for the longwave. **Journal of Geophysical Research**, v. 102, p. 16663–16682, 1997. [138](#)

MONAHAN, E. C.; FAIRALL, C. W.; DAVIDSON, K. L.; BOYLE, P. J. Observed interrelations between 10 m winds, ocean whitecaps and marine aerosols. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 109, n. 460, p. 379–392, 1983. [51](#)

MONAHAN, E. C.; O’MUIRCHEARTAIGH, I. G. Optimal power-law description of oceanic whitecap coverage dependence on wind speed. **Journal of Physical Oceanography**, v. 10, p. 2094–2099, 1980. [86](#)

MONAHAN, E. C.; SPIEL, D. E.; DAVIDSON, K. L. A model of marine aerosol generation via whitecaps and wave disruption. In: MANAHAN, E. C. (Ed.). **Oceanic Whitecaps**. New York: D. Reidel Publishing Company, 1986. p. 167–174. [49](#), [50](#), [56](#), [156](#)

MONAHAN, E. C.; SPILLANE, M. C. The role of oceanic whitecaps in air-sea gas exchange. In: BRUTSAERT, W.; JIRKA, G. H. (Ed.). **Gas transfer at water surfaces**. Dordrecht: Kluwer Academic Publisher, 1984. p. 495–503. [84](#)

- MONIN, A. S.; OBUKHOV, A. M. Basic laws of turbulent mixing in the ground layer of the atmosphere. **Tr.Geofiz. Inst. Akad. Nauk. SSSR**, v. 24 (151), p. 163–187, 1954. [5](#), [23](#), [45](#), [46](#), [122](#)
- MOON, I.; HARA, T.; GINIS, I. Effect of surface waves on air sea momentum exchanger. part i: Effect of mature and growing seas. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 61, p. 2321–2333, 2004. [158](#)
- MOON, I. J.; GINIS, I.; HARA, T.; THOMAS, B. A physics-based parameterization of air-sea momentum flux at high wind speeds and its impact on hurricane intensity predictions. **Monthly Weather Review**, v. 135, p. 2869–2879, 2007. [xiv](#), [26](#), [33](#), [34](#), [35](#), [158](#)
- MOON, I. J.; HARA, T.; GINIS, I.; BELCHER, S. E.; TOLMAN, H. L. Effect of surface waves on air sea momentum exchange. part i: Effect of mature and growing seas. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 61, n. 19, p. 2321–2333, 2004. [33](#), [34](#)
- MUELLER, J. A.; VERON, F. Nonlinear formulation of the bulk surface stress over breaking waves: feedback mechanisms from air-flow separation. **Boundary-Layer Meteorology**, n. 130, p. 117–134, 2009. [3](#), [32](#), [33](#), [40](#), [150](#), [153](#), [154](#), [155](#), [158](#), [192](#)
- NATIONAL HURRICANE CENTER. **Hurricane Katrina**. 2005. Report. Disponível em: <http://www.ncdc.noaa.gov/special-reports/katrina.html>. Acesso em: 08 mar. 2013. [97](#)
- NIGHTINGALE, P. D. Air-sea gas exchange. In: QUÉRÉ, C. L.; SALTMAN, E. S. (Ed.). **Surface ocean-lower atmosphere processes**. Washington: American Geophysical Union, 2009. p. 69–97. [76](#), [82](#), [83](#)
- OOST, W. A.; KOMEN, G. J.; JACOBS, C. M. J.; OORT, C. V. New evidence for a relation between wind stress and wave age from measurements during asgamage. **Boundary Layer Meteorology**, v. 103, p. 409–438, 2002. [5](#), [108](#)
- OOYAMA, K. V. The thermodynamic foundation for modeling the moist atmosphere. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 47, p. 2580–2593, 1990. [118](#)
- PALMEN, E. On the formation and structure of tropical hurricanes. **Geophysics**, v. 3, p. 26–38, 1948. [92](#)

- PARK, D. **Waves, tides and shallow-water processes**. Oxford: Butterworth-Heinemann and The Open University, 2009. (15) 227 p. [11](#), [12](#), [13](#)
- PAULSON, C. A. The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer. **Journal of Applied Meteorology**, v. 9, p. 857–861, 1970. [122](#)
- PERRIE, W.; WANG, L. A coupling mechanism for wind and waves. **Journal of Physical Oceanography**, v. 25, p. 615–630, 1995. [5](#)
- PERRIE, W.; ZHANG, W.; ANDREAS, E. L.; W.LI; GYAKUM, J.; MCTAGGART-COWAN, R. Sea spray impacts on intensifying midlatitude cyclones. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 62, p. 1867–1883, 2005. [160](#), [163](#), [168](#), [170](#), [172](#)
- PERSSON, P. O. G.; HARE, J. E.; FAIRALL, C. W.; OTTO, W. D. Air-sea interaction processes in warm and cold sectors of extratropical cyclonic storms observed during fastex. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 131, p. 877–912, 2005. [73](#)
- PHILLIPS, O. M. On the generation of wave by turbulence wind. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 2, p. 426–434, 1957. [12](#), [41](#)
- \_\_\_\_\_. **The dynamics of the upper ocean**. Cambridge: Cambridge University, 1977. 336 p. [41](#), [81](#), [115](#)
- \_\_\_\_\_. On the response of short ocean wave components at a fixed wavenumber to ocean current variations. **Journal of Physical Oceanography**, v. 14, p. 1425–1433, 1984. [18](#), [19](#)
- \_\_\_\_\_. Spectral and statistical properties of the equilibrium range in wind-generated gravity waves. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 156, p. 505–531, 1985. [1](#), [18](#), [36](#), [38](#), [39](#), [59](#), [149](#)
- PIELKE, R. A. Methods of solution. In: PIELKE, R. A. (Ed.). **Mesoscale Meteorological Modeling**. New York: Academic Press, 2002. p. 281–346. [46](#), [100](#)
- PIELKE, R. A.; LEE, T. J. Influence of sea spray and rainfall on the surface wind profile during conditions of strong winds. **Boundary Layer Meteorology**, v. 55, p. 305–308, 1991. [72](#)



POWELL, M. D. Drag coefficient distribution and wind speed dependence in tropical cyclone. **Final report to the national oceanic atmospheric administration (NOAA)**, Joint Hurricane Testbed (JHT) Program, p. 26, 2007. [25](#)

POWELL, M. D.; VICKERY, P. J.; REINHOLD, T. A. Reduced drag coefficient for high wind speeds in tropical cyclones. **Boundary Layer Meteorology**, v. 422, p. 279–283, 2003. [xiii](#), [xiv](#), [3](#), [24](#), [26](#), [27](#), [28](#), [32](#), [33](#), [34](#), [35](#), [157](#), [158](#), [193](#)

PREOBRAZHENSKII, L. Y. Estimative of the content of spray drops in the near water layer of the atmosphere. **Fluids Mechanics Soviet Research**, v. 2,n. 2, p. 95–100, 1973. [51](#)

PRUPPACHER, H. R.; KLETT, J. D. **Microphysics of Cloud and Precipitation**. Londres: D. Reidel Publishing Company, 1978. 714 p. [63](#), [64](#), [65](#), [124](#)

RAPP, R. J.; MELVILLE, W. K. Laboratory measurements of deep-water breaking waves. **Philosophical Transactions of the Royal Society London**, v. 331, n. 1622, p. 735–800, 1990. [39](#)

RASTIGEJEV, Y.; SUSLOV, S. A.; LIN, Y. L. Effect of ocean spray on vertical momentum transport under high-wind conditions. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 141, p. 1–20, 2011. [26](#), [159](#)

REICHL, B. G.; HARA, T.; GINIS, I. Sea state dependence of the wind stress over the ocean under hurricane winds. **Journal of Geophysical Research Oceans**, v. 119, p. 1–22, 2014. [36](#)

REUL, N.; BRANGER, H.; GIOVANNANGELI, J. P. Air flow separation over unsteady breaking waves. **Physics of Fluids**, v. 11, p. 1959–1961, 1999. [2](#), [43](#)

RIEHL, H. A model for hurricane formation. **Journal of Applied Physics**, v. 21, p. 917–925, 1950. [93](#)

\_\_\_\_\_. **Tropical Meteorology**. New York: McGraw-Hill, 1954. 392 p. [71](#)

ROGERS, W. E.; BABANIN, A. V.; WANG, D. W. Observation-consistent input and whitecapping dissipation in a model for wind-generated surface waves: description and simple calculations. **Journal of Atmospheric and Oceanic Technology**, v. 29, p. 1329–1346, 2012. [33](#), [40](#)

ROLL, H. U. Physics of the marine atmosphere. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 392, p. 322–327, 1965. [60](#)

SAHA, S.; MOORTHY, S.; PAN, H.; WU, X.; WANG, J.; NADIGA, S.; TRIPP, P.; KISTLER, R.; WOOLLEN, J.; BEHRINGER, D.; LIU, H.; STOKES, D.; GRUMBINE, R.; GAYNO, G.; WANG, J.; HOU, Y.; CHUANG, H.; JUANG, H. H.; SELA, J.; IREDELL, M.; TREADON, R.; KLEIST, D.; DELST, P. V.; KEYSER, D.; DERBER, J.; EK, M.; MENG, J.; WEI, H.; YANG, R.; LORD, S.; DOOL, H. V. D.; KUMAR, A.; WANG, W.; LONG, C.; CHELLIAH, M.; XUE, Y.; HUANG, B.; SCHEMM, J.; EBISUZAKI, W.; LIN, R.; XIE, P.; CHEN, M.; ZHOU, S.; HIGGINS, W.; ZOU, C.; LIU, Q.; CHEN, Y.; HAN, Y.; CUCURULL, L.; REYNOLDS, R. W.; RUTLEDGE, G.; GOLDBERG, M. The ncep climate forecast system reanalysis. **Bulletin American Meteorological Society**, v. 91, p. 1017–1058, 2010. [139](#)

SHEMDIN, O. H. Hurricanes waves, storm surge and currents: an assessment of the state of the art. In: U.S. - SOUTHEAST ASIA SYMPOSIUM ON ENGINEERING FOR NATURAL HAZARDS PROTECTION. Manila, 1977. [94](#)

SIMPSON, R. H. The hurricane disaster potential scale. **Weatherwise**, v. 27, p. 169–186, 1974. [91](#)

SIMPSON, R. L. Turbulent boundary layer separation. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 21, p. 205–234, 1989. [43](#)

SKAMAROCK, W. C.; KLEMP, J. B.; DUDHIA, J.; GILL, D. O.; BARKER, D. M.; DUDA, M. G.; HUANG, X.; WANG, W.; POWERS, J. G. **NCAR Technical note**: A description of the advanced research wrf version 3. Boulder, Colorado, USA, 2008. 125 p. [114](#), [117](#), [118](#), [121](#), [138](#)

SMITH, M. H.; PARK, P. M.; CONSTERDINE, I. E. Marine aerosol concentration and estimated fluxes over the sea. **Quarterly Journal of the Royal meteorology Society**, v. 119(512), p. 809–824, 1993. [1](#), [55](#), [57](#)

SMITH, S.; ANDERSON, R. J.; OOST, W.; KRAAN, C.; MAAT, N.; DECOSMO, K. B. K. J.; DAVIDSON, K. L.; BUMKE, K.; HASSE, L.; CHADWICK, H. M. Sea surface wind stress and drag coefficients: The hexos results. **Boundary Layer Meteorology**, v. 60, p. 109–142, 1992. [21](#), [22](#)

SOONG, S.; OGURA, Y. A comparison between axisymmetric and slab symmetric cumulus cloud models. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 30, p. 879–893, 1973. 124

SPIEL, D. The size of the jet drops produced by air bubbles bursting on sea and fresh water surfaces. **Tellus**, v. 46B, p. 325–338, 1994. 49

STEWART, R. W. The air-sea momentum exchange. **Boundary Layer Meteorology**, v. 6, p. 151–167, 1974. 20

STEWART, S. R. **Tropical cyclone report: hurricane Ivan**. 2005. National Hurricane Center. Disponível em:  
<<http://www.nhc.noaa.gov/2004ivan.shtml?>>. Acesso em: 07 mar. 2013. 96

STRAGER, C. S. **Tropical cyclone definitions**. Tropical Cyclone Weather Services Program, 2013. National Hurricane Center. Disponível em:  
<<http://www.nws.noaa.gov/directives/sym/pd01006004curr.pdf>>. Acesso em: 23 out. 2013. 187

STULL, R. B. **An introduction to boundary layer meteorology**. Dordrecht: Kluwer Academic Publisher, 1988. 670 p. 101, 107

TAKAHASHI, T.; SUTHERLAND, C. S. C.; SWEENEY, C.; POISSON, A.; METZL, N.; TILBROOK, B.; BATES, N.; WANNINKHOF, R.; FEELY, R. A.; SABINE, C.; OLAFSSON, J.; NOJIRI, Y. Global sea-air  $\text{CO}_2$  flux based on climatological surface ocean  $\text{pCO}_2$ , and seasonal biological and temperature effects. **Deep-Sea Research**, v. 49, n. II, p. 1601–1622, 2002. 84, 107, 191

TAYLOR, P.; YELLAND, M. The dependence of sea surface roughness on the height and steepness of the waves. **Journal of Physical Oceanography**, v. 31, p. 572–590, 2001. 1, 5, 22, 23

THORPE, S. A. On the clouds of bubbles formed by breaking wind-waves in deep water, and their role in air-sea gas transfer. **Philosophical Transactions of the Royal Society London**, v. 304, n. 1483, p. 155–210, 1982. 84, 85, 142

TOBA, Y. Drop production by bursting of bubbles on the sea (iii). study by use of a wind flume. **Memoirs of the college of Science**, v. 29, n. A, p. 313–344, 1961. 58

- TOBA, Y.; IIDA, N.; KAWAMURA, H.; EBUCHI, N.; JONES, I. S. F. Wave dependence of sea-surface wind stress. **Journal of Physical Oceanography**, v. 20, p. 705–721, 1990. 5, 21, 22
- TOBA, Y.; KOMORI, S.; SUZUKI, Y.; ZHAO, D. Similarity and dissimilarity in air sea momentum and co<sub>2</sub> transfer: the nondimensional transfer coefficients in light of the windsea reynolds number. In: W., P. (Ed.). **Atmosphere Ocean Interactions**. Southampton: Wit Press, 2006. p. 53–82. 14, 15, 81
- TOLMAN, H. L. **Technical Note**: User manual and system documentation of wavewatch iii version 3.14. Washington, 2009. 220 p. 114, 117
- TOLMAN, H. L.; CHALIKOV, D. V. Source terms in third-generation wind wave model. **Journal of Physical Oceanography**, v. 26, p. 2497–2518, 1996. 117
- VOLKOV, Y. The dependence on wave age. In: JONES, I.; TOBA, Y. (Ed.). **Wind Stress over the Ocean**. Cambridge: Cambridge University Press, 2001. p. 206–217. 1, 22, 23
- WALLACE, M. J.; HOBBS, P. V. **Atmospheric science**: an introductory survey. 2. ed. New York: Academic Press, 2006. 488 p. 92, 124
- WANG, W.; BRUYÈRE, C.; DUDA, M.; DUDHIA, J.; GILL, D.; KAVULICH, M.; KEENE, K.; LIN, H.; MICHALAKES, J.; RIZVI, S.; ZHANG, X. **WRF-ARW version 3 modeling system user's guide**. Boulder, 2012. Disponível em: <[http://www.mmm.ucar.edu/wrf/users/docs/user\\_guide\\_V3/](http://www.mmm.ucar.edu/wrf/users/docs/user_guide_V3/)>. Acesso em: 12 mar. 2013. 117
- WANG, Y.; KEPERT, J.; HOLLAND, G. The impact of sea spray evaporation on tropical cyclone boundary layer structure and intensity. **Monthly Weather Review**, v. 129, p. 2481–2500, 2001. 4
- WANNINKHOF, R. Relationship between wind speed and gas exchange over the ocean. **Journal Geophysical Research**, v. 97, n. C5, p. 7373–7382, 1992. 81, 82, 83
- WANNINKHOF, R.; ASHER, W. E.; MONAHAN, E. C. The influence of bubbles on air-water gas exchange results from gas transfer experiments during wabex-93. In: Jähne, B.; MONAHAN, E. C. (Ed.). **Air-water gas transfer**. Hanau: AEON, 1995. p. 239–254. 87

- WANNINKHOF, R.; LEDWELL, J. R.; BROECHER, W. S. Gas exchange-wind speed relation measured with sulfur hexafluoride on a lake. **Science**, v. 227, p. 1224–1226, 1985. [76](#), [82](#)
- WANNINKHOF, R.; MCGILLIS, W. R. A cubic relationship between air-sea  $CO_2$  exchange and wind speed. **Geophysical Research Letters**, v. 26, n. 13, p. 1889–1892, 1999. [83](#)
- WARD, E. G. Ocean data gathering program - an overview. In: 6TH OFFSHORE TECHNOLOGY CONFERENCE, OTC - 2108-B., 1974, Houston. [S.l.], 1974. [94](#)
- WEI, H.; CHANGLONG, G. Estimate of global sea-air  $CO_2$  flux with sea-state-dependent parameterization. **Journal of Ocean University of China**, v. 7, n. 3, p. 237–240, 2008. [83](#)
- WEISS, R. F. Carbon dioxide in water and seawater: the solubility of a non-ideal gas. **Marine Chemistry**, v. 2, n. 3, p. 203–215, 1974. [86](#)
- WHITMAN, W. G. The two-film theory of gas absorption. **Chemical and Metallurgical Engineering**, v. 29, p. 146–148, 1923. [77](#)
- WICKER, L. J.; SKAMAROCK, W. C. Time splitting methods for elastic models using forward time schemes. **Monthly Weather Review**, v. 130, p. 2088–2097, 2002. [120](#)
- WOODCOCK, A. Salt nuclei in marine air as a function of altitude and wind force. **Journal of Meteorology**, v. 10, n. 5, p. 362–371, 1953. [55](#)
- WOOLF, D.; BOWYER, P.; MONAHAN, E. Discriminating between the film drops and jet drops produced by a simulated whitecap. **Journal of Geophysical Research**, v. 92, p. 5142–5150, 1987. [49](#)
- WOOLF, D. K. Bubbles and air-sea transfer velocity of gases. **Atmosphere Ocean**, v. 31, p. 517–540, 1993. [76](#), [84](#), [85](#), [142](#)
- \_\_\_\_\_. Bubbles and role in gas exchange. In: LISS, P. S.; DULCE, R. A. (Ed.). **The sea surface and global change**. New York: Cambridge University Press, 1997. p. 173–206. [85](#)
- \_\_\_\_\_. Parameterization of gas transfer velocities and sea-state-dependent wave breaking. **Tellus**, v. 57, n. B, p. 87–94, 2005. [81](#), [83](#), [84](#), [87](#), [143](#), [190](#)

WOOLF, D. K.; LEIFER, I.; NIGHTINGALE, P.; RHEE, T. S.; BOWYER, P.; CAULLIEZ, G.; LEEUW, G. D.; LARSEN, S. E.; LIDDICOAT, M.; BAKER, J.; ANDREA, M. O. Modelling of bubble-mediated gas transfer: fundamental principles and a laboratory test. **Journal of Marine Systems**, v. 66, p. 71–91, 2007. [84](#), [85](#), [143](#)

WORLD METEOROLOGICAL ORGANIZATION (WMO). Guide to wave analysis and forecasting. **International Journal of Climatology**, v. 2, 1998. [10](#)

WRIGHT, C. W. Hurricane directional wave spectrum spatial variation in the open ocean. **Journal of Oceanography Physical**, v. 31, n. 8, p. 2472–2488, 2001. [96](#)

WRIGHT, C. W.; WALSH, E. J.; VANDEMARK, D.; KRABILL, W. B.; GARCIA, A. W.; HOUSTON, S. H.; POWELL, M. D.; BLACK, P. G.; MARKS, F. D. Hurricane directional wave spectrum spatial variation in the open ocean. **Journal of Physical Oceanography**, v. 31, p. 2472–2488, 2001. [108](#)

WU, J. Wind-stress coefficients over sea surface near neutral conditions - a revisit. **Journal of Physics Oceanography**, v. 13, p. 1441–1451, 1980. [127](#)

\_\_\_\_\_. Insignificant evaporation from escaping sea spray droplets. **Journal of Geophysical Research**, v. 103, p. 3163–3165, 1998. [4](#)

WU, J.; MURRAY, J.; LAI, R. Production and distributions of sea spray. **Journal of Geophysical Research**, v. 89, p. 8163–8169, 1984. [55](#), [56](#)

WYNGAARD, J. C.; BROST, R. Top down and bottom up diffusion in the convective boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 1984. [105](#)

XIE, L.; LIU, B.; LIU, H.; ; GUAN, C. Numerical simulation of tropical cyclone intensity using an air-sea-wave coupled prediction system. In: IP, W.; GAN, J. (Ed.). **Advances in Geosciences (Ocean Science)**. London: World Science, 2008. v. 18, p. 19–43. [138](#), [172](#), [173](#), [186](#), [187](#), [197](#)

YOUNG, I. R. Physical mechanisms of wave evolution. In: BHATTACHARYYA, R. (Ed.). **Wind generated ocean waves**. New York: Elsevier Ocean Engineering Book Series, 1999. p. 287(62). [18](#), [94](#), [95](#)

ZENG, X.; ZHAO, M.; DICKINSON, R. E. Intercomparison of bulk aerodynamic algorithms for the computation of sea surface fluxes using toga coare and tao data. **Journal of Climate**, v. 11, p. 2628–2644, 1998. [103](#)

ZHANG, W.; PERRIE, W. Impacts of wave and sea spray on midlatitude storm structure and intensity. **Monthly Weather Review**, v. 134, p. 2418–2442, 2006. [4](#), [60](#), [72](#), [160](#), [163](#), [168](#), [170](#), [179](#), [181](#)

ZHANG, W.; PERRIE, W.; VAGLE, S. Marine storm impacts on bubbles and air-sea exchange of gases. In: 14TH CONFERENCE ON INTERACTION OF THE SEA AND ATMOSPHERE, 14., 2006, Atlanta. [S.l.], 2006. [81](#), [84](#)

ZHAO, D.; TOBA, Y. Dependence of whitecap coverage on wind and wind-wave properties. **Journal Oceanography**, v. 57, p. 603–616, 2001. [14](#), [84](#), [87](#)

ZHAO, D.; TOBA, Y.; SUGIOKA, K.; KOMORI, S. New sea spray generation function for spume droplets. **Journal of Geophysical Research**, v. 111, p. 1–11, 2006. [4](#), [58](#), [59](#), [89](#), [126](#), [156](#)

ZHAO, D.; TOBA, Y.; SUZUKI, Y.; KOMORI, S. Effect of wind-waves on air-sea gas transfer: proposal of an overall  $\text{CO}_2$  transfer velocity formula as a function of breaking-wave parameter. **Tellus**, v. 55B, p. 478–487, 2003. [76](#), [80](#), [81](#), [83](#), [84](#), [87](#)

