



MINISTÉRIO DA
CIÊNCIA, TECNOLOGIA
E INOVAÇÕES



sid.inpe.br/mtc-m21c/2020/08.20.15.38-TDI

ESTIMATIVA DA TAXA DE DISSIPACÃO DE ENERGIA ASSOCIADA À QUEBRA DE ONDAS A PARTIR DE DADOS SAR

Rafael Duarte Viana

Dissertação de Mestrado do
Curso de Pós-Graduação em
Sensoriamento Remoto, orientada
pelo Dr. João Antonio Lorenzzetti,
aprovada em 19 de agosto de 2020.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34R/434QR6E>>

INPE
São José dos Campos
2020

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GBDIR)

Serviço de Informação e Documentação (SESID)

CEP 12.227-010

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/7348

E-mail: pubtc@inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE - CEPPII (PORTARIA Nº 176/2018/SEI-INPE):**Presidente:**

Dra. Marley Cavalcante de Lima Moscati - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CGCPT)

Membros:

Dra. Carina Barros Mello - Coordenação de Laboratórios Associados (COCTE)

Dr. Alisson Dal Lago - Coordenação-Geral de Ciências Espaciais e Atmosféricas (CGCEA)

Dr. Evandro Albiach Branco - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (COCST)

Dr. Evandro Marconi Rocco - Coordenação-Geral de Engenharia e Tecnologia Espacial (CGETE)

Dr. Hermann Johann Heinrich Kux - Coordenação-Geral de Observação da Terra (CGOBT)

Dra. Ieda Del Arco Sanches - Conselho de Pós-Graduação - (CPG)

Silvia Castro Marcelino - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon

Clayton Martins Pereira - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

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

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Ivone Martins - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

Cauê Silva Fróes - Serviço de Informação e Documentação (SESID)



MINISTÉRIO DA
CIÊNCIA, TECNOLOGIA
E INOVAÇÕES



sid.inpe.br/mtc-m21c/2020/08.20.15.38-TDI

ESTIMATIVA DA TAXA DE DISSIPACÃO DE ENERGIA ASSOCIADA À QUEBRA DE ONDAS A PARTIR DE DADOS SAR

Rafael Duarte Viana

Dissertação de Mestrado do
Curso de Pós-Graduação em
Sensoriamento Remoto, orientada
pelo Dr. João Antonio Lorenzzetti,
aprovada em 19 de agosto de 2020.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34R/434QR6E>>

INPE
São José dos Campos
2020

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Viana, Rafael Duarte.

V654e Estimativa da taxa de dissipação de energia associada à quebra de ondas a partir de dados SAR / Rafael Duarte Viana. – São José dos Campos : INPE, 2020.

xxvi + 89 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21c/2020/08.20.15.38-TDI)

Dissertação (Mestrado em Sensoriamento Remoto) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2020.

Orientador : Dr. João Antonio Lorenzetti.

1. Polarimetria SAR. 2. Quebra de ondas. 3. Taxa de dissipação de energia total. 4. RADARSAT-2. 5. BPM. I.Título.

CDU 528.8.044



Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

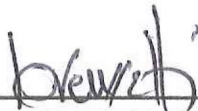
This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

Aluno (a): **Rafael Duarte Viana**

Título: "ESTIMATIVA DA TAXA DE DISSIPAÇÃO DE ENERGIA ASSOCIADA À QUEBRA DE ONDAS A PARTIR DE DADOS SAR"

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

Dr. João Antonio Lorenzetti

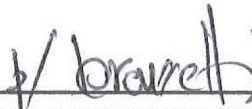


Presidente / Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Participação por Vídeo - Conferência

Aprovado () Reprovado

Dr. Valdir Innocentini

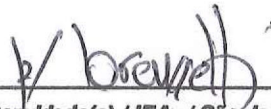


Membro da Banca / INPE / São José dos Campos - SP

Participação por Vídeo - Conferência

Aprovado () Reprovado

Dr. Rafael Lemos Paes



Convidado(a) / IEAv / São José dos Campos - SP

Participação por Vídeo - Conferência

Aprovado () Reprovado

Este trabalho foi aprovado por:

() maioria simples

unanimidade

São José dos Campos, 19 de Agosto de 2020

“O que sabemos é uma gota, o que ignoramos é um oceano”.

ISAAC NEWTON

AGRADECIMENTOS

Agradeço inicialmente à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES - Código de Financiamento 001), pelo apoio financeiro concedido em forma de bolsa de mestrado e que possibilitou a realização deste trabalho. Agradeço ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) pela infraestrutura e apoio técnico, na forma de docentes, pesquisadores e demais funcionários, que me permitiram a oportunidade de aprendizado e aperfeiçoamento profissional em um instituto reconhecido internacionalmente pela sua excelência.

Aos meus pais, Hélia e Francisco, por todo o amor e suporte que tornaram possível o sucesso desta minha nova jornada. A minha avó, Clíce, pelo apoio incondicional e palavras de carinho nos momentos difíceis. Aos meus irmãos, Emanuelle, Isabelle, Leonardo e João Victor, e sobrinha Sofia, pela admiração e carinho que me impulsionam a ir cada vez mais longe.

Ao meu orientador, Prof. Dr. João Antonio Lorenzetti, por toda a confiança, dedicação e paciência depositadas durante o processo de desenvolvimento deste trabalho. Sou profundamente grato por todos os ensinamentos, nos campos profissional e pessoal, compartilhados durante estes dois anos de mestrado.

Aos Dr. Jonas Takeo Carvalho e Dr. Valdir Innocentini, por toda a colaboração ao estudo através de idéias e na manipulação do modelo Wave Watch III, indispensável para o trabalho. Ao Dr. Rafael Lemos Paes, pelas ótimas contribuições para melhoria do documento final.

Aos meus amigos Rafael, Franklin, Ítele, Bia, Livia e Isaac, que apesar da distância física que aumentou um pouco durante esses anos, continuam sendo como irmãos para mim. Ainda haverão muitos momentos para compartilharmos juntos!

À todos os amigos que fiz na PG-SER e em São José dos Campos/SP, pelo companheirismo e amizade compartilhada durante esta difícil fase e que tornaram cada dia especial. Um agradecimento especial à Celina, Andrea, Marcell e Gabriela; a experiência de uma pós-graduação longe de tudo que amo foi mais leve graças à presença de vocês!

À Celina e demais companheiros de república, Cléber, Luciana e Fernando, pelas inúmeras conversas e incentivos. Vocês foram minha família durante estes dois anos e já fazem parte da minha vida daqui em diante.

Um agradecimento especial ao Prof. Dr. Maurizio Migliaccio e ao Dr. Ferdinando Nunziata, da Universidade de Nápoles “Parthenope”, por cederem gratuitamente as imagens do satélite Radarsat-2 e o modelo eletromagnético BPM utilizados neste trabalho, e pelas contribuições no desenvolvimento do trabalho.

Finalmente, gostaria de agradecer a MacDonald Dettwiler and Associates (MDA) por fornecer uma das imagens do satélite Radarsat-2 utilizada neste estudo, e agradecer ao Centro de Hidrografia da Marinha do Brasil por fornecer dados meteorológico-oceanográficos a partir das boias do programa PNBOIA, ao NDBC por fornecer dados meteorológico-oceanográficos gratuitos oriundos de boias e ao ECMWF pelo acesso às saídas do ERA5.

Foram muitas pessoas maravilhosas envolvidas na conclusão desta importante etapa na minha vida e carreira, e levarei um pouco de cada um de vocês em meus futuros empreendimentos. Muito obrigado!

RESUMO

A taxa de dissipação de energia total na superfície do oceano, ϵ_t , fornece uma estimativa de primeira ordem da taxa de entrada de energia cinética na interface oceano-atmosfera. Estudos sobre a distribuição espacial e temporal da taxa de dissipação de energia são importantes para melhorar os atuais modelos climáticos e de onda. Diversos estudos já foram conduzidos afim de parametrizar ϵ_t em função da velocidade do vento e de parâmetros de ondas. Métodos oceanográficos tradicionais utilizam medidas remotas (a partir de sensores em plataformas ou aerotransportados) e aquisições de dados *in-situ* para estimar ϵ_t , contudo estes métodos cobrem pequenas áreas no tempo e são difíceis de reproduzir em oceano aberto. O sensoriamento remoto orbital apresenta o potencial para estimar alguns parâmetros relacionados à quebra das ondas em uma escala sinóptica, incluindo a taxa de dissipação de energia. Contudo, estimativas de ϵ_t em condições de velocidade de ventos fracos à moderados utilizando os atuais métodos de Radar de Abertura Sintética (SAR) polarimétricos não possuem uma boa correlação com os valores esperados a partir de modelos paramétricos. Assim, o objetivo principal do trabalho foi utilizar dados SAR polarimétricos para estimar ϵ_t em diferentes condições de velocidade do vento e estado do mar, em condições de velocidades de vento em superfície abaixo de 10 m s^{-1} . Um conjunto de nove imagens RADARSAT-2 QUAD-POL em diferentes condições meteorológicas de estado de oceano, em conjunto com simulações numéricas obtidas do modelo de ondas WaveWatch III e dados *in-situ*, foram utilizadas para a análise. A metodologia utilizada consistiu em decompor o sinal de retroespalhamento SAR em termos de duas contribuições: uma contribuição polarizada, associada com a resposta rápida do vento local (retroespalhamento Bragg), e uma contribuição não-polarizada (NP), associada com a quebra da onda (retroespalhamento não-Bragg). Dois modelos de retroespalhamento SAR foram utilizados: a versão simplificada do modelo de duas-escalas formulado por Valenzuela e o modelo de duas-escalas BPM (Boundary Perturbation Method). Parâmetros de vento e onda foram estimados a partir da contribuição NP e utilizados para estimar ϵ_t utilizando um modelo paramétrico dependente destes parâmetros. Os resultados obtidos foram analisados utilizando as saídas do modelo WaveWatch III e medidas prévias documentadas na literatura. Para condições predominantes de vagas, ϵ_t estimado dos dados SAR mostraram boa concordância com a dissipação associada à quebra de ondas quando comparados às simulações numéricas. Em condições predominantes de marulhos, a taxa de dissipação foi até uma ordem de magnitude maior do que o esperado. A metodologia adotada mostrou-se satisfatória para estimar a taxa de dissipação para condições de ventos fracos à moderados (abaixo de 10 m s^{-1}), uma condição ambiental para os quais os métodos atuais utilizando SAR polarimétrico não são capazes de estimar ϵ_t adequadamente.

Palavras-chave: Polarimetria SAR. Quebra de ondas. Taxa de dissipação de energia total. RADARSAT-2. BPM.

ESTIMATION OF ENERGY DISSIPATION RATE FROM BREAKING WAVES USING SAR POLARIMETRY

ABSTRACT

The total energy dissipation rate on the ocean surface, ϵ_t , provides a first-order estimation of the kinetic energy input rate at the ocean-atmosphere interface. Studies on the spatial and temporal distribution of the energy dissipation rate are important for the improvement of climate and wave models. Several studies have already been conducted in order to parameterize ϵ_t relative to wind speed and wave parameters. Traditional oceanographic research normally use remote measurements (airborne and platforms sensors) and in situ data acquisition to estimate ϵ_t , however those methods cover small areas over time and are difficult to reproduce especially in the open oceans. Satellite remote sensing has proven the potential to estimate some parameters related to breaking waves on a synoptic scale, including the energy dissipation rate. However, estimates of ϵ_t in light-to-moderate wind speed conditions using current polarimetric Synthetic Aperture Radar (SAR) methods doesn't have a good correlation with expected values from parametric models. The main objective of this work was to use polarimetric SAR data to estimate ϵ_t under different wind and sea conditions, under conditions of surface wind speeds below 10 m s^{-1} . A dataset of nine RADARSAT-2 QUAD-POL images in different ocean state and weather conditions were used for the analysis, together with numerical simulations obtained from the WaveWatch III wave model and buoy observations. The used methodology consisted in decomposing the backscatter SAR return in terms of two contributions: a polarized contribution, associated with the fast response of the local wind (Bragg backscattering), and a non-polarized (NP) contribution, associated with wave breaking (Non-Bragg backscattering). Two models of Bragg polarization ratio was used: the simplified two-scale model from Valenzuela formulation, and the Boundary Perturbation Method (BPM). Wind and wave parameters were estimated from the NP contribution and used to calculate ϵ_t from a parametric model dependent of these parameters. The results were analyzed using wave model outputs (WaveWatch III) and previous measurements documented in the literature. For the prevailing wind seas conditions, the ϵ_t estimated from pol-SAR data showed good agreement with dissipation associated with breaking waves when compared to numerical simulations. Under prevailing swell conditions, the total energy dissipation rate was higher than expected. The methodology adopted proved to be satisfactory to estimate the total energy dissipation rate for light to moderate wind conditions (winds below 10 m s^{-1}), an environmental condition for which the current SAR polarimetric methods do not estimate ϵ_t properly.

Keywords: SAR Polarimetry. Wave breaking. Total energy dissipation rate. RADARSAT-2. BPM.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Tipos de onda no oceano, de acordo com a frequência e período da onda.	5
2.2 Definição de uma onda em uma série temporal de elevação da superfície do oceano, com cruzamento descendente no nível de referência.	6
2.3 Comparação de medidas da taxa de dissipação de energia adquiridas em experimentos de campo e através do modelo paramétrico	14
2.4 Geometria de aquisição do SAR.	16
2.5 Interação entre uma onda eletromagnética e um alvo pontual.	18
2.6 Variação de σ^0 com relação ao ângulo de incidência e a intensidade do vento.	20
3.1 Localização dos dados utilizados para as regiões da (esquerda) costa de Santa Bárbara (Califórnia); (direita e superior) Golfo do México; e (direita e inferior) região <i>offshore</i> de Santos-SP. Os números ao lado de cada cena corresponde a ID presente na Tabela 3.1	26
3.2 Fluxograma simplificado com as principais etapas do trabalho.	34
3.3 Estimativa do ruído de fundo NESZ de uma imagem RS-2 (27 de Outubro de 2009).	36
4.1 Recorte da imagem RS-2 (216×515 pixels, resolução: 45 m) do dia 14 de Dezembro de 2009, na intensidade VV (em dB). Os quadrados em azul representam os ROIs utilizados para a análise do ruído.	43
4.2 (Esquerda) Valores médios de intensidade VV em relação ao SNR com base no ruído aditivo. (Direita) Valores médios de intensidade VV, percentis de 5% e 95% para cada ROI em relação ao ângulo médio de incidência em cada cena. Linhas em vermelho representam o NESZ estimado em relação ao ângulo de incidência.	44
4.3 (Esquerda) Valores médios de intensidade HH em relação ao SNR com base no ruído aditivo. (Direita) Valores médios de intensidade HH, percentis de 5% e 95% para cada ROI em relação ao ângulo médio de incidência em cada cena. Linhas em vermelho representam o NESZ estimado em relação ao ângulo de incidência.	45
4.4 Relação entre o SNR médio com base no ruído aditivo versus o SNR médio com base nos ruídos aditivo e multiplicativo, para as polarizações VV (esquerda) e HH (direita).	46

4.5	Relação entre a diferença de polarização média versus SNR médio aditivo (esquerda) e SNR médio aditivo e multiplicativo (direita), para a polarização HH.	47
4.6	(a) MSS obtido através da Equação 3.3 e por integração das funções espectrais E, H1 e H4; (b) Razão de polarização derivada de diferentes metodologias.	48
4.7	Contribuição relativa de σ_{NP} nas componentes (esquerda) VV e (direita) HH, utilizando o modelo TSM para estimativa da razão de polarização. As observações RS-2 são representadas como pontos pretos, enquanto os círculos com barra vertical são valores médios e percentis de 5% e 95%.	50
4.8	Contribuição relativa de σ_{NP} nas componentes (esquerda) VV e (direita) HH, utilizando o modelo BPM para estimativa da razão de polarização. As observações RS-2 são representadas como pontos pretos, enquanto os círculos com barra vertical são valores médios e percentis de 5% e 95%.	51
4.9	Comparativo entre σ_{NP} estimado através da Equação 3.7 versus σ_{NP} estimado a partir das imagens SAR utilizando o modelo TSM. As observações foram agrupadas em <i>bins</i> de 1 dB, onde os círculos com barra vertical são valores médios e percentis de 5% e 95%. Cores representam a idade da onda das observações.	52
4.10	Comparativo entre σ_{NP} estimado através da Equação 3.7 versus σ_{NP} estimado a partir das imagens SAR utilizando o modelo BPM. As observações foram agrupadas em <i>bins</i> de 1 dB, onde os círculos com barra vertical são valores médios e percentis de 5% e 95%. Cores representam a idade da onda das observações.	53
4.11	Estimativa da taxa de dissipação de energia total ϵ_t obtidas a partir das imagens SAR versus a taxa de dissipação de ondas integrada sobre todas as escalas de ondas resolvidas S_{ds} estimada pelo modelo WW3. As observações foram agrupadas em <i>bins</i> de 1 dB, onde os círculos com barra vertical são valores médios e percentis de 5% e 95%. Cores representam a idade da onda das observações.	55

4.12	Relação entre a velocidade do vento U_{10} e a taxa de dissipação de energia total ϵ_t estimada a partir dos dados SAR, agrupadas em intervalos de velocidade do vento de 1,0 m/s . Os círculos azuis com barra vertical são valores médios e percentis de 5% e 95%. Duas parametrizações da taxa de dissipação de energia em função da velocidade do vento são mostradas, retiradas de Hanson e Phillips (1999) (HP99, curva em vermelho) e Hwang e Sletten (2008) (HS08, curvas em azul). Também foram incluídas medidas de estimativas de campo retiradas de Felizardo e Melville (1995) (F95, quadrados brancos) e Banner e Morison (2018) (BM18, triângulos vermelhos).	57
A.1	Imagem RS-2 (575×616 pixels, resolução: 45 m) do dia 26 de Setembro de 2009, na intensidade VV (em dB). O retângulo em vermelho indica a área recortada utilizada no estudo. A linha em azul indica o transecto utilizado para análise do NESZ nominal e o NESZ estimado através do método proposto em Hajsek et al. (2003), conforme indicado na Seção 3.2.1	75
A.2	Imagem RS-2 (575×616 pixels, resolução: 45 m) do dia 27 de Outubro de 2009, na intensidade VV (em dB). O retângulo em vermelho indica a área recortada utilizada no estudo. A linha em azul indica o transecto utilizado para análise do NESZ nominal e o NESZ estimado através do método proposto em Hajsek et al. (2003), conforme indicado na Seção 3.2.1	76
A.3	Imagem RS-2 (450×498 pixels, resolução: 45 m) do dia 14 de Dezembro de 2009, na intensidade VV (em dB). O retângulo em vermelho indica a área recortada utilizada no estudo. A linha em azul indica o transecto utilizado para análise do NESZ nominal e o NESZ estimado através do método proposto em Hajsek et al. (2003), conforme indicado na Seção 3.2.1	77
A.4	Imagem RS-2 (566×517 pixels, resolução: 45 m) do dia 14 de Dezembro de 2009, na intensidade VV (em dB). O retângulo em vermelho indica a área recortada utilizada no estudo. A linha em azul indica o transecto utilizado para análise do NESZ nominal e o NESZ estimado através do método proposto em Hajsek et al. (2003), conforme indicado na Seção 3.2.1	78

A.5	Imagem RS-2 (807 × 743 pixels, resolução: 45 m) do dia 1 de Maio de 2010, na intensidade VV (em dB). O retângulo em vermelho indica a área recortada utilizada no estudo. A linha em azul indica o transecto utilizado para análise do NESZ nominal e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003), conforme indicado na Seção 3.2.1	79
A.6	Imagem RS-2 (897 × 784 pixels, resolução: 45 m) do dia 8 de Maio de 2010, na intensidade VV (em dB). O retângulo em vermelho indica a área recortada utilizada no estudo. A linha em azul indica o transecto utilizado para análise do NESZ nominal e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003), conforme indicado na Seção 3.2.1	80
A.7	Imagem RS-2 (1080 × 784 pixels, resolução: 45 m) do dia 8 de Maio de 2010, na intensidade VV (em dB). O retângulo em vermelho indica a área recortada utilizada no estudo. A linha em azul indica o transecto utilizado para análise do NESZ nominal e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003), conforme indicado na Seção 3.2.1	81
A.8	Imagem RS-2 (815 × 583 pixels, resolução: 45 m) do dia 15 de Maio de 2010, na intensidade VV (em dB). O retângulo em vermelho indica a área recortada utilizada no estudo. A linha em azul indica o transecto utilizado para análise do NESZ nominal e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003), conforme indicado na Seção 3.2.1	82
A.9	Imagem RS-2 (691 × 1153 pixels, resolução: 45 m) do dia 5 de Agosto de 2016, na intensidade VV (em dB). O retângulo em vermelho indica a área recortada utilizada no estudo. A linha em azul indica o transecto utilizado para análise do NESZ nominal e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003), conforme indicado na Seção 3.2.1	83
B.1	Comparativo entre o NESZ nominal (curva em preto) e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003) (curva em ciano), ao longo de um transecto na direção de alcance para o dia 26 de Setembro de 2009 (em dB). O transecto é indicado como a linha azul na Figura A.1	85

- B.2 Comparativo entre o NESZ nominal (curva em preto) e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003) (curva em ciano), ao longo de um transecto na direção de alcance para o dia 27 de Outubro de 2009 (em dB). O transecto é indicado como a linha azul na Figura A.2 86
- B.3 Comparativo entre o NESZ nominal (curva em preto) e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003) (curva em ciano), ao longo de um transecto na direção de alcance para o dia 14 de Dezembro de 2009 (em dB). O transecto é indicado como a linha azul na Figura A.3 86
- B.4 Comparativo entre o NESZ nominal (curva em preto) e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003) (curva em ciano), ao longo de um transecto na direção de alcance para o dia 14 de Dezembro de 2009 (em dB). O transecto é indicado como a linha azul na Figura A.4 87
- B.5 Comparativo entre o NESZ nominal (curva em preto) e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003) (curva em ciano), ao longo de um transecto na direção de alcance para o dia 1 de Maio de 2010 (em dB). O transecto é indicado como a linha azul na Figura A.5 . 87
- B.6 Comparativo entre o NESZ nominal (curva em preto) e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003) (curva em ciano), ao longo de um transecto na direção de alcance para o dia 8 de Maio de 2010 (em dB). O transecto é indicado como a linha azul na Figura A.6 . 88
- B.7 Comparativo entre o NESZ nominal (curva em preto) e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003) (curva em ciano), ao longo de um transecto na direção de alcance para o dia 8 de Maio de 2010 (em dB). O transecto é indicado como a linha azul na Figura A.7 . 88
- B.8 Comparativo entre o NESZ nominal (curva em preto) e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003) (curva em ciano), ao longo de um transecto na direção de alcance para o dia 15 de Maio de 2010 (em dB). O transecto é indicado como a linha azul na Figura A.8 . 89
- B.9 Comparativo entre o NESZ nominal (curva em preto) e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003) (curva em ciano), ao longo de um transecto na direção de alcance para o dia 5 de Agosto de 2016 (em dB). O transecto é indicado como a linha azul na Figura A.9 89

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
3.1 Descrição dos principais parâmetros das imagens RS-2 utilizadas.	25
3.2 Principais características das imagens RS-2 Fine QUAD-POL.	27
3.3 Identificação e localização das boias utilizadas no estudo.	30
3.4 Descrição dos parâmetros meteo-oceanograficos relacionados as imagens RS-2, derivados a partir dos dados de boias e do modelo WW3.	32
4.1 Resultado das comparações estatísticas das observações estimadas do RS-2 em relação as estimativas a partir do modelo empírico.	54

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

BPM	–	<i>Boundary Perturbation Model</i>
CSA	–	<i>Canadian Space Agency</i>
DIA	–	<i>Discret Interaction Approximation</i>
ECMWF	–	<i>European Centre for Medium-range Weather Forecasting</i>
ESA	–	<i>European Space Agency</i>
GMF	–	<i>Geophysical Function Model</i>
HH	–	Polarização horizontal/horizontal
INPE	–	Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais
JONSWAP	–	<i>Joint North Sea Wave Project</i>
MDA	–	MacDonald, Dettwiler and Associates Ltd.
MNR	–	<i>Multiplicative Noise Ratio</i> , fator de ruído multiplicativo
MSS	–	<i>Mean square slope</i>
NCEP	–	<i>National Centers for Environmental Prediction</i>
NDBC	–	<i>National Data Buoy Center</i>
NESZ	–	<i>Noise Equivalent Sigma-Zero</i>
NOAA	–	<i>National Oceanic and Atmospheric Administration</i>
NRCS	–	<i>Normalised Radar Cross Section</i> , seção reta radar normalizada
PNBOIA	–	Programa Nacional de Boias da Marinha do Brasil
PolSAR	–	Polarimetria SAR
PR	–	<i>Polarization ratio</i> , razão de polarização
RCS	–	<i>Radar Cross Section</i> , seção reta radar
RMSE	–	Erro médio quadrático
ROI	–	<i>Region of Interest</i> , área de interesse
RS-2	–	<i>RADARSAT-2</i>
SAR	–	<i>Synthetic Aperture Radar</i> , radar de abertura sintética
SCOOP	–	<i>Self-Contained Ocean Observing Payload</i>
SLC	–	<i>Single Look Complex</i>
SNAP	–	<i>Sentinel Application Platform</i>
SNR	–	<i>Signal-to-noise ratio</i> , relação sinal-ruído
TSM	–	<i>Two-Scale Model</i> , modelo de duas-escalas
UTC	–	<i>Coordinated Universal Time</i>
VH	–	Polarização vertical/horizontal
VV	–	Polarização vertical/vertical
WAM	–	<i>Wave Model</i>
WW3	–	Modelo de Ondas <i>Wave Watch III</i>

LISTA DE SÍMBOLOS

A	– Amplitude da onda
A_0	– Área de iluminação do radar
B_h	– Espectro de curvatura de ondas curtas e capilares
B_l	– Espectro de curvatura de ondas longas
c	– Velocidade de fase da onda
C_d	– Coeficiente de arrasto do vento sobre a superfície do mar
C_m	– Velocidade de fase de pico das ondas capilares-gravidade
C_p	– Velocidade de fase no pico espectral em águas profundas
d	– Profundidade da água à uma dado nível de referência
f	– Frequência de onda
f_{np}	– Função do coeficiente angular do modelo de contribuição não-polarizada
F_m	– Função de efeito secundário de ondas curtas e capilares
F_p	– Função de efeito secundário de ondas longas
g	– Aceleração da gravidade
g_{pp}	– Derivada segunda do coeficiente geométrico na polarização pp
G_{pp}	– Coeficiente geométrico de espalhamento de Bragg na polarização pp
H	– Distância vertical entre a crista e cavado de uma onda
H_s	– Altura significativa da onda
k	– Número de onda
k_{Bragg}	– Número de onda de Bragg
k_r	– Número de onda do radar
L	– Comprimento de onda
m_0	– Variância da elevação da superfície
m_n	– Momento estatístico do espectro de onda de ordem n
n_{np}	– Função expoente do modelo de contribuição não-polarizada
N	– Registro de ondas adquiridas num intervalo de tempo
$N(k)$	– Densidade de ação da onda
p_B	– Razão de polarização para as componentes de espalhamento de Bragg
R_{eff}	– Coeficiente de Fresnel
s	– Esbeltez (ou <i>steepness</i>) da onda
s_i	– Média quadrática da inclinação das ondas
$\mathcal{S}(k)$	– Espectro omnidirecional de onda
$\mathcal{S}(\omega)$	– Espectro de onda no domínio da frequência angular
S_{bot}	– Termo fonte de dissipação da interação da onda com o fundo
S_{ds}	– Termo fonte de dissipação de ondas
S_i	– Termo fonte de entrada de energia através do vento
S_{nl}	– Termo fonte de transferências de energia devido interações não-lineares
SNR^a	– Relação sinal-ruído aditivo
$SNR^{a,m}$	– Relação sinal-ruído aditivo e multiplicativo
t	– Tempo

T	–	Período de onda
$T(\alpha_{sp}, \beta_{sp})$	–	Função densidade de probabilidade de inclinação da superfície
u_*	–	Velocidade de fricção do vento
U_{10}	–	Velocidade do vento à 10 metros de altura da superfície do mar
WA	–	Idade da onda
x	–	Posição no espaço
Y_{np}	–	Coefficiente de distribuição angular
α	–	Parâmetro do campo de ondas
α_m	–	Parâmetro do intervalo de equilíbrio para ondas curtas
α_p	–	Parâmetro do intervalo de equilíbrio para ondas longas
β	–	Inverso da idade da onda
ϵ_t	–	Taxa de dissipação de energia total
η	–	Elevação instantânea da superfície
η_*	–	Variância adimensional da elevação da superfície
θ	–	Ângulo de incidência
θ_d	–	Ângulo entre a direção do vento e a direção de propagação da onda
λ_{Bragg}	–	Comprimento de onda ressonante de Bragg
λ_r	–	Comprimento de onda do SAR
ρ	–	Coefficiente de correlação de Pierson
ρ_a	–	Densidade da água do mar
ρ_{ar}	–	Densidade do ar
σ	–	Seção reta radar
σ^0	–	Coefficiente de retroespalhamento
σ^{avg}	–	Coefficiente de retroespalhamento médio da imagem
$\Phi(k, \varphi)$	–	Função angular de espalhamento
φ	–	Direção de propagação da onda relativa ao vento
ϕ	–	Ângulo azimutal entre o vento e a linha de visada do radar
$\Psi(k, \varphi)$	–	Espectro bidirecional de onda
ω	–	Frequência angular de onda
ω_*	–	Frequência angular de onda adimensional
ω_p	–	Frequência angular de onda no pico espectral

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Objetivos	4
2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	5
2.1 Ondas superficiais de gravidade	5
2.1.1 Propriedades básicas das ondas	5
2.1.2 Espectro de ondas	9
2.1.3 Geração e desenvolvimento das ondas	10
2.1.4 Taxa de dissipação de energia total	12
2.2 Radar de abertura sintética	15
2.2.1 Geometria do SAR	16
2.2.2 Propriedades de retroespalhamento da superfície do oceano	18
2.2.2.1 Espalhamento Bragg	19
2.2.2.2 Espalhamento não-Bragg	21
3 MATERIAIS E MÉTODOS	25
3.1 Dados utilizados	25
3.1.1 Dados SAR	27
3.1.2 Modelagem Numérica	28
3.1.2.1 ERA5	28
3.1.2.2 Wave Watch III	28
3.1.3 Dados de campo	30
3.2 Metodologia	33
3.2.1 Pré-processamento das imagens SAR	33
3.2.2 Estimativa da contribuição não-polarizada, σ_{np}	36
3.2.2.1 Modelo TSM utilizando o MSS	37
3.2.2.2 Modelo de NRCS utilizando modelo espectral de ondas	37
3.2.3 Estimativa da taxa de dissipação de energia, ϵ_t	39
3.2.4 Análises comparativas	40
4 RESULTADOS E DISCUSSÃO	43
4.1 Impacto do tipo de ruído no SNR	43
4.2 Análise da estimativa da contribuição não-polarizada	47

4.3	Análise comparativo da taxa de dissipação de energia total	54
5	CONCLUSÕES	61
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	65
	APÊNDICE A: IMAGENS RS-2 PRÉ-PROCESSADAS	75
	APÊNDICE B: COMPARATIVOS ENTRE O NESZ NOMINAL E O NESZ ESTIMADO A PARTIR DA IMAGEM SAR	85

1 INTRODUÇÃO

As ondas geradas pelo vento na superfície do oceano influenciam diretamente nas trocas de massa, energia e momentum na interface oceano-atmosfera (PHILLIPS, 1985). A estimativa precisa dessas transferências é de grande importância para estudos climáticos, previsões de tempo e para a segurança da navegação e de estruturas sobre o oceano (CAVALERI et al., 2012). Ao longo dos últimos anos, vários esforços para entender a dinâmica das ondas oceânicas (geração, desenvolvimento e dissipação) têm sido realizados pela comunidade científica (HOLTHUIJSEN, 2007). Entretanto, diversos problemas metodológicos e físicos ainda encontram-se sem respostas conclusivas, particularmente devido à alta variabilidade espaço-temporal das ondas sob diferentes condições de mar e intensidades de velocidade do vento (CAVALERI et al., 2012).

Dentre as questões ainda em aberto, o estudo do processo de quebra de ondas têm sido de grande importância e foco de inúmeros trabalhos científicos (KOMEN et al., 1994; BABANIN et al., 2001; MELVILLE; MATUSOV, 2002; HWANG; SLETTEN, 2008; ARDHUIN et al., 2010; BABANIN, 2011; SUTHERLAND; MELVILLE, 2015; CALLAGHAN, 2018). O processo de quebra limita a altura das ondas de superfície, transfere o momento das ondas para as correntes e favorece os fluxos de calor e gases na interface oceano-atmosfera (com profundos efeitos sobre o clima) (MELVILLE; MATUSOV, 2002). A quebra de ondas também influencia na obtenção do campo de vento na superfície (WU, 1992) e nas propriedades ópticas inerentes do oceano através da inserção de bolhas na camada de superfície, dificultando na interpretação da cor do oceano (TERRILL et al., 2001; MELVILLE; MATUSOV, 2002). Um parâmetro útil para a estimativa do processo de quebra de ondas é a função (ou taxa) de dissipação de energia total, ϵ_t (HWANG; SLETTEN, 2008).

A modelagem numérica tem sido uma das principais ferramentas para o estudo e previsão do vento em superfície e ondas oceânicas (JANSSEN, 2008). Os modelos numéricos de *terceira geração*, por exemplo o WAM (sigla para *Wave Model*), são capazes de resolver a equação do balanço de energia para obter a evolução do espectro bidirecional de ondas considerando a influência da geração de ondas pelo vento, as interações não-lineares e a dissipação devido à quebra de ondas (WAMD, 1988). Tais modelos encontram-se atualmente em operação em numerosos centros de previsão numérica do tempo, como o Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (CPTEC/INPE) do Brasil, o Centro Europeu de Previsão Meteorológica a Médio Prazo (ECMWF, em inglês

European Centre for Medium-range Weather Forecasting), e o Centro Nacional de Previsão Ambiental dos Estados Unidos (NCEP, em inglês *National Centers for Environmental Prediction*). A descrição da função de dissipação de energia da onda devido à quebra é principalmente parametrizada através da probabilidade de quebra derivada do espectro de ondas, que ainda depende de técnicas de medição de ondas (KOMEN et al., 1994; BABANIN, 2011; FILIPOT; ARDHUIN, 2012)

A taxa de dissipação de energia total também pode ser utilizada para estimar a cobertura de espuma branca ou "carneirinhos"(em inglês, *whitecap*) sobre o oceano (ANGUELOVA; HWANG, 2016). A média global da cobertura de *whitecap* é estimada como sendo 2 à 5% da superfície do oceano (BLANCHARD, 1963), sendo o menor percentual durante o verão no hemisfério norte e o maior percentual durante o inverno no hemisfério sul. A cobertura de *whitecap* serve como primeiro passo na modelagem de transferência de gotículas de aerossóis marinhos (ANGUELOVA; WEBSTER, 2006). A parametrização da cobertura de *whitecap* é geralmente dada como uma função exponencial da velocidade do vento a 10 m de altura da superfície do mar, U_{10} . No entanto, a estimativa exibe uma alta variabilidade que não pode ser prevista apenas com o vento. Diversos autores demonstraram que o uso da taxa de dissipação de energia total, ao invés da velocidade do vento, é um parâmetro mais adequado para modelar a cobertura de *whitecap*, pois *whitecaps* são gerados devido à quebra das ondas (TOBA, 1973; MONAHAN; O'MUIRCHARTAIGH, 1986; WU, 1988; HWANG; SLETTEN, 2008).

Informações espectrais detalhadas das ondas muitas vezes não estão disponíveis, então modelos de dissipação espectral podem ser utilizados para estimar a taxa de dissipação de energia total (HWANG; SLETTEN, 2008). Os dois principais modelos de dissipação espectral são os modelos de Hasselmann (HASSELMANN, 1974) e Phillips (PHILLIPS, 1985). O modelo de Hasselmann têm sido principalmente adotado em modelos de onda devido a sua dependência quase-linear sobre o espectro de densidade. Phillips (1985) derivou uma solução analítica para a taxa de dissipação de energia integrando a função de densidade espectral do campo de ondas sobre um intervalo de equilíbrio de números de onda, no qual a entrada de energia pelo vento, a dissipação de energia e as transferências não-lineares estão em balanço local. Sua solução tem sido utilizada como base para calcular a taxa de dissipação associada à quebra de ondas utilizando medidas de campo do espectro de ondas (FELIZARDO; MELVILLE, 1995; HANSON; PHILLIPS, 1999; HWANG; SLETTEN, 2008). De fato, o modelo de Phillips têm sido utilizado para estimativas da taxa de dissipação de energia utilizando métodos de sensoriamento remoto (GUAN et al., 2007).

Métodos empregados para estudar a quebra de ondas e a taxa de dissipação de energia incluem: o uso combinado de registros ópticos com séries temporais de medidas simultâneas de vento e ondas (HOLTHUIJSEN; HERBERS, 1986; RAPP et al., 1990; BANNER et al., 2000; MELVILLE; MATUSOV, 2002), análise de detecção da quebra a partir de séries temporais de ondas (HUANG et al., 1998; LIU; BABANIN, 2004), métodos acústicos com base na entrada de bolhas de ar durante o processo de quebra (FELIZARDO; MELVILLE, 1995; MELVILLE et al., 1993; MANASSEH et al., 2006), e uso de sensoriamento remoto na região espectral do infravermelho (JESSUP et al., 1997; CARINI et al., 2012; SUTHERLAND; MELVILLE, 2015) e do microondas passivos e ativos (PHILLIPS et al., 2001; KUDRYAVTSEV et al., 2003; ANGUELOVA; WEBSTER, 2006; HWANG et al., 2008). A dificuldade de obtenção de medidas quantitativas da rugosidade do oceano e da quebra de ondas *in-situ*, especialmente em condições de ventos intensos, incentivaram o uso de sensoriamento remoto na faixa do microondas para obter uma estimativa desses parâmetros.

Os radares polarimétricos podem ser utilizados para estimar a contribuição associada à quebra de ondas no sinal retroespalhado (KUDRYAVTSEV et al., 2003; HWANG et al., 2010b; KUDRYAVTSEV et al., 2019). Kudryavtsev et al. (2003) mostraram que é possível decompor o sinal de retroespalhamento SAR em termos de duas contribuições: uma contribuição polarizada, associada com a resposta rápida do vento local (retroespalhamento Bragg), e uma contribuição não-polarizada (NP), associada com a quebra da onda (retroespalhamento não-Bragg). Através da análise de dados RADARSAT-2 com polarização dupla (em inglês, *dual-pol*) e quádrupla (em inglês, *quad-pol*) em conjunto com medições de vento em superfície obtidas *in-situ*, Hwang et al. (2010a) obtiveram uma relação empírica entre a contribuição não-polarizada no retorno na polarização cruzada (HV/VH) e a taxa de dissipação de energia. Os autores constataram que os dados *quad-pol* são mais precisos na estimativa da taxa de dissipação de energia, devido ao seu baixo ruído (em inglês, *noise floor*) (cerca de -36 dB). Em condições de ventos fracos à moderados ($< 10 \text{ ms}^{-1}$), porém, os dados *dual-pol* e *quad-pol* não apresentaram uma boa correlação com a taxa de dissipação. A relação empírica obtida por Hwang et al. (2010a), então, mostrou-se válida somente para condições de ventos fortes ($< 10 \text{ ms}^{-1}$). Considerando que a formação de *whitecaps* começa a ocorrer a partir de velocidades do vento em torno de 3 ms^{-1} (MONAHAN; O'MUIRCHEARTAIGH, 1986; HANSON; PHILLIPS, 1999), a relação obtida por Hwang et al. não é capaz de prever corretamente ϵ_t em intervalos de ventos fracos à moderados.

Para ventos com velocidade em superfície abaixo de 10 m s^{-1} , Kudryavtsev et al.

(2013) determinaram que a contribuição não-polarizada nos canais co-polarizados (VV/HH) depende exponencialmente sobre a velocidade do vento. Recentemente, Kudryavtsev et al. (2019) derivaram relações empíricas entre a contribuição não-polarizada em imagens SAR (co-polarizadas e cruzadas) e a velocidade do vento e geometria das observações SAR (canal polarimétrico, ângulo de incidência, ângulo azimutal), utilizando um grande conjunto de imagens RADARSAT-2 quad-pol colocadas com medições de vento em superfície obtidas a partir de boias. As funções empíricas obtidas pelos autores mostraram-se válidas para velocidades do vento acima de 3 m s^{-1} , e podem então ser utilizadas para avaliar processos na superfície do oceano.

1.1 Objetivos

Utilizando esta abordagem, o objetivo geral deste trabalho é estimar a taxa de dissipação de energia total associada à quebra de ondas a partir da contribuição não-polarizada presente no sinal retroespalhado nas polarizações HH e VV de um sensor na banda C (RADARSAT-2), estendendo o intervalo de estimativas de métodos atuais para incluir ventos baixos à moderados. Os objetivos específicos para a realização do trabalho correspondem a:

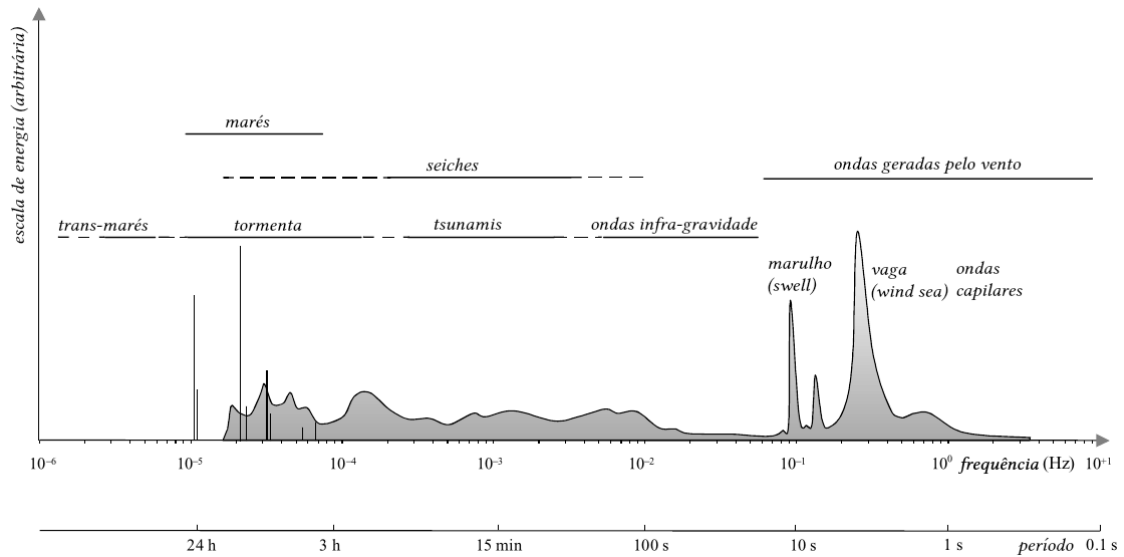
- a) Aplicar a metodologia proposta por Kudryavtsev et al. (2013) em imagens RADARSAT-2 para estimar a contribuição não-polarizada presente no sinal de retroespalhamento dos canais co-polarizados (HH e VV), utilizando dois modelos de estimativa da contribuição devido ao retroespalhamento Bragg;
- b) Derivar parâmetros de vento e ondas a partir da contribuição não-polarizada, e estimar a taxa de dissipação de energia (ϵ_t) utilizando um modelo paramétrico dependente destes parâmetros;
- c) Analisar o impacto do ruído de fundo e do modelo de estimativa da razão de polarização Bragg nas estimativas da taxa de dissipação de energia total;
- d) Avaliar a influência de diferentes condições ambientais (vento e estado do mar) e de ângulos de incidência na estimativa da taxa de dissipação de energia total;
- e) Comparar a eficácia da metodologia proposta de estimativa a partir de sensoriamento remoto com estimativas obtidas a partir de modelagem numérica e dados de campo.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

2.1 Ondas superficiais de gravidade

Segundo [Holthuijsen \(2007\)](#), as ondas oceânicas que ocorrem na superfície do mar podem variar em diferentes escalas espaciais e temporais, conforme ilustra a Figura 2.1. Dentre a categoria de ondas geradas pelo vento, há uma subdivisão de acordo com a força restauradora. As ondas capilares possuem como força restauradora a tensão superficial, e apresentam períodos menores do que 0,25 s. As vagas (em inglês, *wind sea*) e marulhos (em inglês, *swell*) possuem como força restauradora a gravidade, apresentando períodos que variam de 1 a 30 s, e são chamadas de *ondas superficiais de gravidade*. A maior parcela de energia no espectro de ondas está contida nas ondas de gravidade. Na presente dissertação, abordaremos exclusivamente as ondas de gravidade, com foco na dissipação de energia associada a quebra de ondas em águas profundas.

Figura 2.1 - Tipos de onda no oceano, de acordo com a frequência e período da onda.



Fonte: Adaptado de [Holthuijsen \(2007\)](#).

2.1.1 Propriedades básicas das ondas

Para caracterizar uma onda de gravidade, é preciso primeiro entender o conceito de *elevação da superfície*. Segundo [Holthuijsen \(2007\)](#), a elevação da superfície do mar (η) corresponde a elevação instantânea da superfície (relativa à um determinado

nível de referência) em uma série temporal, como ilustrado na Figura 2.2. A maior elevação da superfície é denominada *crista*, enquanto a menor elevação é denominada *cavado*. A onda então pode ser definida como o perfil da elevação da superfície entre dois cruzamentos sucessivos do nível de referência, ascendente ou descendente (como na Figura 2.2). É possível determinar η (unidade, m) como função do tempo t e de uma distância x , da forma:

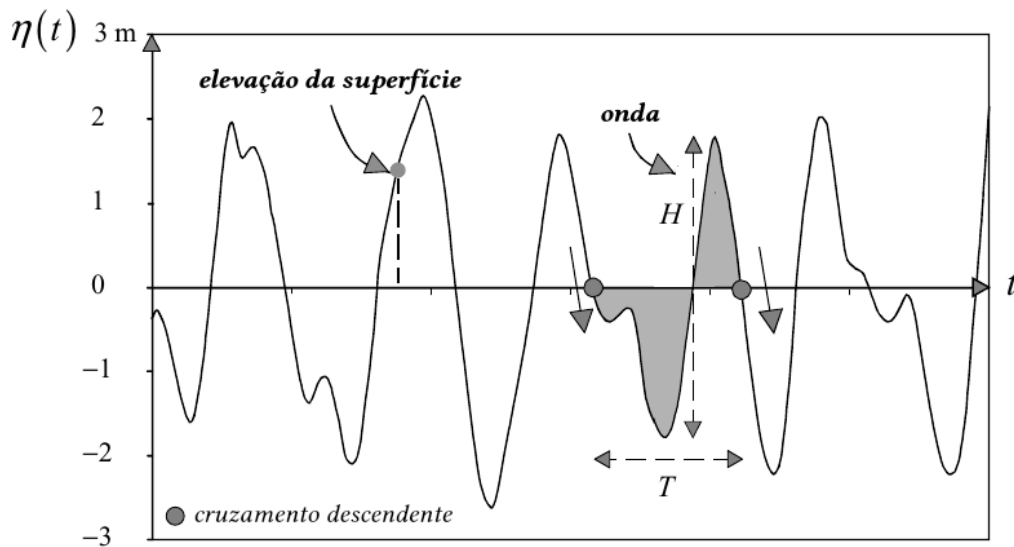
$$\eta(x, t) = A \sin(kx - \omega t) \quad (2.1)$$

assumindo:

$$\omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{T}; k = \frac{2\pi}{L} \quad (2.2)$$

onde ω é a frequência angular da onda (unidade, rad/s), f é a frequência da onda (unidade, Hz), k é o número de onda (unidade, 1/m), T é o período da onda (unidade, s), L é o comprimento de onda (unidade, m) e A representa a amplitude da onda (unidade, m). O período T é definido como sendo o intervalo de tempo entre dois cruzamentos sucessivos do nível de referência.

Figura 2.2 - Definição de uma onda em uma série temporal de elevação da superfície do oceano, com cruzamento descendente no nível de referência.



Fonte: Adaptado de Holthuijsen (2007).

A velocidade de fase da onda (c), isto é, a velocidade de propagação do perfil da onda, depende do número de onda, sendo dada por:

$$c^2 = (g/k) \tanh(kd) \quad (2.3)$$

onde d é a profundidade da água e g é a aceleração devido à gravidade. Em águas profundas a Equação 2.3 é simplificada para:

$$c_p^2 = g/k \quad (2.4)$$

Uma outra forma de caracterizar a propagação da onda é através da velocidade de grupo, que representa a velocidade na qual um grupo de ondas com a mesma frequência se propaga. Essa é a velocidade em que a energia será propagada em águas profundas e corresponde a metade da velocidade de fase, $c_p/2$. Desse modo, a energia associada aos comprimentos de ondas mais longos irradiam mais rapidamente do que os mais curtos. Além disso, os comprimentos de ondas mais curtos sofrem maior atenuação por dissipação. Como resultado, o espectro de ondas medido em locais distantes normalmente apresenta componentes simultâneas de marulhos (gerados em zonas de tempestades) e vagas (geradas localmente) (HOLTHUIJSEN, 2007).

A caracterização da onda pode ser baseada através de um tratamento estatístico, utilizando a média de todas as alturas e períodos de ondas individuais no registro temporal. A distância vertical entre a crista e o cavado de uma onda é denominada como altura de onda H , conforme indicado na Figura 2.2. A altura da onda não é um parâmetro comumente utilizado para definir uma onda; ao invés, a altura significativa da onda, definida por H_s , é mais adequado para o caso. A altura significativa representa a média do terço das maiores alturas de um registro de N ondas adquiridas num intervalo de tempo t qualquer, conforme a expressão:

$$H_s = \frac{1}{N/3} \sum_{j=1}^{N/3} H_j \quad (2.5)$$

onde j representa a classificação da onda com base na altura da onda (ou seja, $j = 1$ corresponde a onda com maior altura, $j = 2$ é a segunda onda mais alta, e assim por diante). Apesar de aparentemente ser estranho definir uma onda por esta medida, resultados experimentais apontam que essa medida de altura é bastante próxima do valor da altura de onda estimada visualmente.

Uma outra forma de estimar a altura significativa da onda é através da variância da elevação da superfície. Considere a elevação da superfície como sendo aleatória. Sendo tratada como um processo estacionário gaussiano, todas as suas características estatísticas são determinadas pelo espectro de frequência da onda, $\mathcal{S}(\omega)$. Essas características serão descritas em termos dos momentos estatísticos do espectro de frequência, definidos como:

$$m_n = \int \omega^n \mathcal{S}(\omega) d\omega \quad (2.6)$$

O momento de ordem zero (m_0) representa a variância da elevação da superfície, então a altura significativa da onda pode ser obtida a partir de:

$$H_s = 4\sqrt{m_0} \quad (2.7)$$

Para uma onda superficial em águas profundas, o seu perfil pode ainda ser definido utilizando dois parâmetros: a amplitude e o comprimento de onda. A razão entre esses dois parâmetros fornece a esbeltez (em inglês, *steepness*) da onda, no caso

$$s = \frac{2\pi A}{L} \quad (2.8)$$

Conforme a esbeltez da onda aumenta, ela torna-se não-linear e sua geometria se torna horizontalmente assimétrica devido ao aumento de inclinação da crista da onda e achatamento da onda. Em seus experimentos, [Stokes \(1880\)](#) sugeriu que a quebra da onda se inicia quando a esbeltez da onda atinge um valor limite, quando a velocidade da água na crista se iguala à velocidade de fase da onda. A teoria sugere que esse valor corresponde a 0,44 (e um ângulo da crista de 120°). Contudo, observações mostram que as ondas geralmente quebram antes de atingir o então limite de Stokes. [Longuet-Higgins e Fox \(1978\)](#) argumentam que uma onda, com 120° de inclinação da crista, possui menos energia do que uma onda simétrica mais baixa possuindo crista lisa. Assim, ondas com esbeltez superior a 0,10 raramente são encontradas no oceano.

Uma discussão mais geral sobre ondas oceânicas pode ser encontrado em [Holthuijsen \(2007\)](#).

2.1.2 Espectro de ondas

A Equação 2.1 representa um modelo idealizado de propagação de onda. Em uma situação real, a superfície do mar é constituída de uma superposição de ondas com diferentes períodos e comprimentos de onda. Desta forma, a descrição adequada da superfície do mar deve levar em consideração todo o espectro de ondas possíveis. Diversos modelos (teóricos ou empíricos) foram desenvolvidos ao longo dos anos para descrever o espectro direcional de ondas, ou seja, o espectro de variância de elevação da onda bidimensional que descreva a distribuição da variação de onda para ondas que se propagam em diferentes direções. Dentre estes modelos podem-se destacar aqueles de Donelan e Pierson (1987), Bjerkaas e Riedel (1979), Apel (1994) e Elfouhaily et al. (1997). O modelo espectral desenvolvido por Elfouhaily et al. (1997), que será utilizado no desenvolvimento desse trabalho, será revisado nessa seção.

O modelo de Elfouhaily et al. (1997) é baseado sobre o JONSWAP (em inglês, *Joint North Sea Wave Project*) (HASSELMANN et al., 1973) no regime de ondas longas e nos trabalhos de Phillips (1985) e Kitaigorodskii et al. (1975) no regime de ondas curtas. Ele incorpora o espectro de variância omnidirecional que inclui de forma explícita as ondas capilares e as ondas superficiais de gravidade. O espectro direcional é composto por um espectro omnidirecional (dependente apenas da frequência) que é modulado em cada direção por uma função de espalhamento (em inglês, *spreading function*). O espectro direcional tem a forma

$$\Psi(k, \varphi) = \mathcal{S}(k)\Phi(k, \varphi) \quad (2.9)$$

onde $\mathcal{S}(k)$ é o espectro omnidirecional (unidade, m^3/rad), e $\Phi(k, \varphi)$ é a função de espalhamento adimensional. Segundo Phillips (1977), o espectro omnidirecional possui uma dependência em termos do número de onda equivalente à k^3 . Para remover esta dependência é então definido o espectro de saturação, ou espectro de curvatura, onde $B(k) = k^{-3}\mathcal{S}(k)$. A representação do espectro omnidirecional de Elfouhaily et al. (1997), em termos do espectro de curvatura, é definida por:

$$\mathcal{S}(k) = \frac{B_l + B_h}{k^3} \quad (2.10)$$

onde B_l representa o espectro de curvatura de ondas longas, enquanto B_h representa o espectro de curvatura de ondas de gravidade curtas e capilares. Os espectros de

curvatura são dados por:

$$\begin{aligned} B_l &= 0,5\alpha_p(c_p/c)F_p \\ B_h &= 0,5\alpha_m(c_m/c)F_m \end{aligned} \quad (2.11)$$

onde α_p e α_m são parâmetros do intervalo de equilíbrio para ondas longas e para ondas curtas, respectivamente; c_p e c_m são as velocidades de fase correspondente para o número de onda associado ao pico espectral e ao pico de ondas capilares-gravidade ($0,23 \text{ m s}^{-1}$), respectivamente; e F_p e F_m representam as funções de efeito secundário de ondas longas e de ondas curtas, respectivamente (ELFOUHAILY et al., 1997).

A função de espalhamento é dada por:

$$\Phi(k, \varphi) = \frac{1}{2\pi} [1 + \Delta(k) \cos 2\varphi] \quad (2.12)$$

onde φ corresponde à direção de propagação da onda (com número de onda k) relativa ao vento e $\Delta(k)$ é coeficiente do harmônico de segunda ordem da expansão de Fourier da função de espalhamento, sendo função do número de onda e da velocidade do vento (ELFOUHAILY et al., 1997).

2.1.3 Geração e desenvolvimento das ondas

Três processos principais estão associados a geração e desenvolvimento das ondas em águas profundas (HOLTHUIJSEN, 2007; BABANIN, 2011). O primeiro processo corresponde a entrada de energia e momento a partir da ação contínua do vento. A turbulência induzida pelo vento produz flutuações aleatórias da pressão sobre a superfície do mar, originando as ondas capilares. A ação contínua do vento faz com que as ondas capilares se desenvolvam, adquirindo comprimentos de onda cada vez maiores. Esse processo é bastante lento, e depende do tempo em que o vento atua sobre o oceano e da distância na qual o vento pode atuar, denominada pista de vento (em inglês, *fetch*).

O segundo processo consiste de interações não lineares fracas que ocorrem dentro do sistema de ondas. A transferência de energia entre as ondas (isto é, de uma componente de onda para outra através de ressonância) intensifica o crescimento das ondas. Tais interações são de grande importância, pois quanto mais longas (e mais altas) as ondas, mais rápidas elas se movimentam. Portanto, as ondas dominantes acabam se movendo com velocidades próximas à velocidade do vento (BABANIN,

2011).

O terceiro processo é a dissipação da energia das ondas. Ondas perdem energia continuamente através de dois processos: (1) a drenagem contínua e lenta por dissipação viscosa, e (2) por processos altamente intermitentes de quebra de ondas (DONELAN; YUAN, 1994). O primeiro processo é facilmente calculado e é considerado importante principalmente para resolver ondas capilares. O segundo processo, por outro lado, não possui uma teoria dinâmica completa, apesar de ser de grande importância para os modelos numéricos de ondas de larga escala (DONELAN; YUAN, 1994).

Em um dado momento, o crescimento da onda atinge uma altura limite, mesmo que a onda possua velocidade abaixo da velocidade do vento. Mesmo na ausência de continentes no Oceano Austral, a altura significativa das ondas raramente ultrapassa 10 m, com ondas individuais ocasionalmente atingindo cerca de 30 m (BABANIN, 2011). No oceano aberto, as ondas gradualmente se deformam a medida que a esbelteza da onda aumenta, tornando-se instáveis e, eventualmente, arrebentando. Durante a quebra da onda comumente ocorre a formação de uma cobertura de *whitecap*, sendo frequentemente utilizados como sinônimo de quebra de onda. Porém, o *whitecap* corresponde apenas a um dos processos que ocorrem durante a dissipação da onda, sendo uma medida geralmente utilizada para avaliar quantitativamente a quebra de ondas (GUAN et al., 2007; BABANIN, 2011).

Babanin (2011) atribui mais de 80% da dissipação da energia transportada por ondas de superfície ao processo de quebra da onda. Rapp et al. (1990) estimaram que mais de 90% dessa energia perdida é dissipada durante o intervalo de quatro períodos de onda, e que mais de 50% dessa perda de energia é gasta na incorporação de bolhas de ar no oceano de modo contrário a ação das forças gravitacionais (MELVILLE, 1994). A taxa de arrebentação de ondas pode chegar a 60% ou mais, sob condições de ventos suficientemente fortes, mas normalmente essa taxa é abaixo de 10% (BABANIN et al., 2001). Assim, o processo de quebra de ondas representa uma fonte dominante na geração de turbulência e entrada de ar nas camadas superiores do oceano, assim como na emissão de spray marinho e aerossóis na atmosfera (HOLTHUIJSEN, 2007; BABANIN, 2011; HWANG; FOIS, 2015). Além da cobertura de *whitecap*, uma outra medida quantitativa da entrada de energia no oceano associada a quebra da onda é a taxa de dissipação de energia total.

2.1.4 Taxa de dissipação de energia total

Em águas profundas, sem a presença de correntes oceânicas, a equação de balanço da densidade de energia da onda pode ser escrita como (KOMEN et al., 1994):

$$\frac{DN(k)}{Dt} = S_i + S_{nl} + S_{ds} + S_{bot} \quad (2.13)$$

onde S_i é a entrada de energia através do vento, S_{nl} é a entrada de energia através de transferências devido interações não-lineares onda-onda, S_{ds} é o termo de dissipação de ondas, S_{bot} é o termo de interação da onda com o fundo, e N é a densidade de ação da onda, dada por $N(k) = g\mathcal{S}(k)/\omega$.

Phillips (1985) desenvolveu uma abordagem que permite a obtenção da taxa de dissipação de energia total, ϵ_t , a partir da Equação 2.13. A sua teoria parte da suposição de que num determinado intervalo de equilíbrio, os termos fontes e dissipativos da Equação 2.13 estão em equilíbrio, ou seja:

$$0 = S_i + S_{nl} + S_{ds} \quad (2.14)$$

Utilizando argumentos teóricos para o valor de S_{nl} e evidências experimentais para S_i , Phillips derivou uma expressão para o espectro de frequências de ondas no intervalo de equilíbrio:

$$\mathcal{S}(\omega) = au_*g\omega^{-4} \quad (2.15)$$

onde u_* é a velocidade de fricção do vento e o coeficiente a varia de 0,06 a 0,11 em dados experimentais. Phillips (1985) sugeriu que no intervalo de equilíbrio, onde a Equação 2.14 é válida, cada termo fonte pode ser expresso como uma função do espectro de frequências no intervalo de equilíbrio. A taxa de dissipação de energia, em função do número de onda, pode ser dada então por:

$$\epsilon(k) = \omega S_{ds}(k) \quad (2.16)$$

A partir de uma transformação da taxa de dissipação em termos do número de onda (Equação 2.16) para o espaço da frequência, Phillips (1985) obteve uma expressão para a taxa de dissipação de energia como uma função proporcional ao espectro omnidirecional de ondas:

$$\epsilon_t \propto \int \omega^{11} \mathcal{S}(\omega)^3 d\omega \quad (2.17)$$

Utilizando a Equação 2.17, Hanson e Phillips (1999) obtiveram estimativas da taxa de dissipação total para condições de oceano aberto a partir de medidas de boias do espectro direcional de ondas no Golfo do Alasca. Ao obter ϵ_t do espectros de onda, os autores utilizaram apenas as componentes de ondas do tipo vagas, e removeram os marulhos filtrando o espectro de ondas. O valor de ϵ_t estimado variou de 1×10^{-3} a $2kgs^{-1}$.

Afim de obter uma expressão para a taxa de dissipação de energia total, Hwang e Sletten (2008) partiu da energia do campo de ondas variando no tempo,

$$E(\omega, t) = \rho_a g \mathcal{S}(\omega, t) \quad (2.18)$$

onde ρ_a é a densidade da água do mar. Considerando a mesma situação onde a Equação 2.14 é válida, e utilizando dados de campo para mostrar que $\langle S_i \rangle = \langle S_{ds} \rangle$, onde $\langle \cdot \rangle$ representa a média (ou integral) temporal, Hwang e Sletten (2008) obtiveram que:

$$\epsilon_t = \int \rho_a g \frac{d\mathcal{S}}{dt} dt = 2\rho_a g \langle S_{ds} \rangle \quad (2.19)$$

Hwang e Sletten (2008) mostrou que o termo $\langle S_i \rangle$ (equivalente à $\langle S_{ds} \rangle$) pode ser representado como uma função das características do campo de ondas, da forma:

$$\langle S_i \rangle = 0,1\omega_*^{3,3} m_0 \frac{\rho_{ar}}{\rho_a} \frac{g}{U} \quad (2.20)$$

com:

$$\omega_* = \omega_p \frac{U_{10}}{g} \quad (2.21)$$

onde ω_p é a frequência de pico, ω_* é a frequência adimensional, e ρ_{ar} é a densidade do ar. Combinando as Equações 2.19, 2.20 e 2.21, a taxa de dissipação de energia pode ser estimada como

$$\epsilon_t = 0,2\rho_{ar}\omega_*^{3,3}\eta_*U_{10}^3 \quad (2.22)$$

com:

$$\eta_* = m_0 \frac{g^2}{U_{10}^4} \quad (2.23)$$

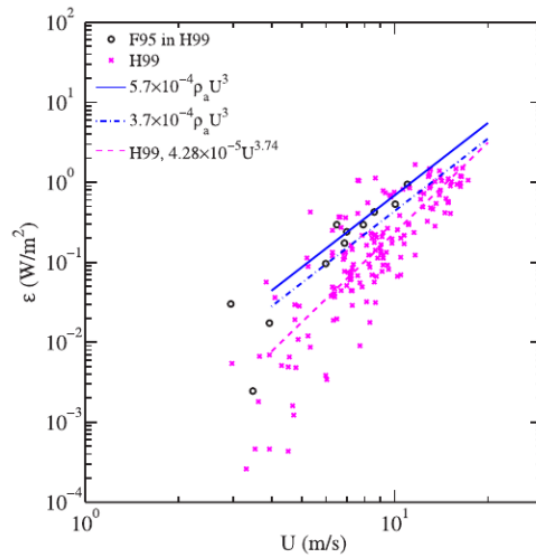
onde η_* é a variância adimensional da elevação da superfície. Agrupando as características do campo de ondas em um único parâmetro de campo de onda, $\alpha = 0,2\omega_*^{3,3}\eta_*$,

é obtido um modelo paramétrico para a taxa de dissipação de energia em função do vento:

$$\epsilon_t = \alpha \rho_{ar} U_{10}^3 \quad (2.24)$$

Hwang e Sletten (2008) obtiveram que a magnitude do parâmetro α varia de aproximadamente $3,2 \times 10^{-4}$ à $5,7 \times 10^{-4}$ para valores de $U_{10} = 5m/s$, e de $1,5 \times 10^{-4}$ à $5,7 \times 10^{-4}$ para valores de $U_{10} = 20m/s$. Comparando os resultados estimados através da Equação 2.24, com o valor do parâmetro α sendo 3,5 e 5,7, e as estimativas obtidas por Felizardo e Melville (1995) e Hanson e Phillips (1999) utilizando a Equação 2.17 (tratadas como F95 e H99, respectivamente) e medidas de campo do espectro de ondas de superfície, Hwang e Sletten (2008) obtiveram uma boa concordância entre as estimativas, como pode ser visto na Figura 2.3.

Figura 2.3 - Comparação de medidas da taxa de dissipação de energia adquiridas em experimentos de campo e através do modelo paramétrico



Fonte: Extraído de Hwang e Sletten (2008).

Deste modo, através da Equação 2.24, é possível se obter uma estimativa de primeira ordem da taxa de dissipação de energia a partir de dados de velocidade do vento, altura de onda significativa e período de onda dominante provenientes de boias direcionais ou sensoriamento remoto. Enquanto registros de dados de boias são escassos

e localizados, os dados de sensoriamento remoto são capazes de fornecer uma cobertura global.

2.2 Radar de abertura sintética

Os radares de abertura sintética, SAR (em inglês, *Synthetic Aperture Radar*), são sistemas ativos que transmitem e recebem ondas eletromagnéticas para a detecção e localização de alvos (SKOLNIK, 2001). O SAR opera na região das microondas no espectro eletromagnético, principalmente nos comprimentos de onda de 2,4 à 3,75 cm (banda X), 3,75 à 7,5 cm (banda C) e 15 à 30 cm (banda L). A operação nessa região do espectro apresenta diversas vantagens (JENSEN, 2007), como:

- a) sendo um instrumento ativo cuja fonte de radiação é conhecida, não requer iluminação solar e/ou correções da radiação incidente sobre o alvo;
- b) possui baixa interação do sinal com a atmosfera terrestre, especialmente considerando as bandas X e C, podendo assim fornecer informações sobre a superfície da Terra mesmo na presença de precipitação e nuvens;
- c) fornece aquisições de alta resolução espacial da superfície da Terra, por exemplo, com satélites adquirindo imagens com resolução espacial de até 5 m² dependendo do modo de aquisição.

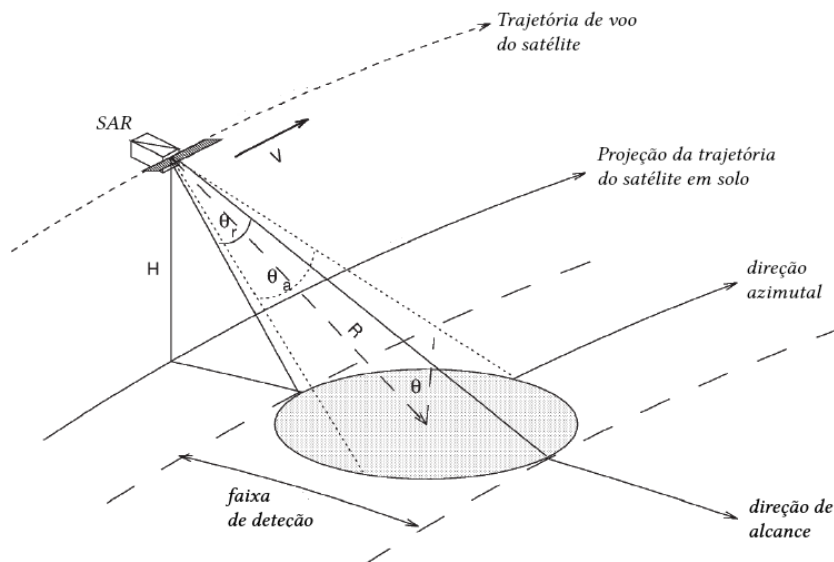
As primeiras pesquisas utilizando radares polarimétricos ocorreram entre as décadas de 1940 a 1960 (LEE; POTTIER, 2009). Valenzuela, Plant e Alpers em seus estudos de sensoriamento remoto do oceano mostraram a utilidade no uso de SAR polarimétrico e escaterômetros para estudar ondas e correntes oceânicas (LEE; POTTIER, 2009). Uma imagem SAR polarimétrica do oceano caracteriza as propriedades de retroespalhamento do radar pela superfície. Como as propriedades dielétricas da superfície oceânica são relativamente uniformes, variações no retroespalhamento são relacionadas principalmente à variações na rugosidade da superfície.

Nas subseções seguintes será apresentada uma breve revisão das principais características do SAR. Em particular, será apresentado a geometria do sistema, os mecanismos de imageamento da superfície do mar, e a decomposição das componentes polarizadas e não-polarizadas no retorno do SAR. Mais informações sobre os princípios básicos do SAR podem ser encontrados em Skolnik (2001).

2.2.1 Geometria do SAR

Considere o caso de um sensor SAR monostático, isto é, o instrumento utiliza uma única antena para transmitir e receber as ondas eletromagnéticas. A geometria de aquisição do SAR é apresentada na Figura 2.4. A direção azimutal e de alcance, por definição, correspondem as direções paralelas e perpendicular à trajetória do instrumento, respectivamente. A direção de alcance inclinado é dada pela distância que une o instrumento e o alvo iluminado, portanto correspondem à projeção da direção de alcance no solo.

Figura 2.4 - Geometria de aquisição do SAR.



Fonte: Adaptado de Kerbaol (1997).

O instrumento SAR desloca-se com velocidade V na direção azimutal, enquanto emite uma série de pulsos na direção perpendicular ao seu deslocamento. Em um dado momento, o SAR ilumina uma área da superfície (área sombreada na Figura 2.4), cujas dimensões estão relacionadas com a abertura da antena na direção de alcance, θ_r , e azimute, θ_a , com a distância entre o SAR e o alvo, R , e com o ângulo de incidência do feixe, θ . Uma porção da energia do radar transmitida é então retroespalhada de volta para o sensor. Dentro da área iluminada, a posição de um alvo na direção de alcance é estimada medindo a diferença de tempo entre a

transmissão e recepção de um determinado pulso, enquanto sua posição na direção azimutal é estimada medindo o desvio Doppler entre a transmissão e recepção de um dado pulso.

A interação entre o alvo e a onda eletromagnética transmitida é tal que uma parcela da energia transportada pela onda incidente é absorvida pelo alvo e a parcela restante é irradiada como uma nova onda eletromagnética (LEE; POTTIER, 2009), conforme ilustrado na Figura 2.5. É possível caracterizar as propriedades dielétricas e geométricas do alvo a partir das mudanças nas propriedades da onda eletromagnética incidente carregadas pela nova onda eletromagnética espalhada. Para o caso de caracterização de alvos pontuais que são menores do que a projeção do feixe do radar, utiliza-se o conceito de seção reta radar (RCS, em inglês *radar cross section*) (SKOLNIK, 2001), dada pela equação:

$$\sigma = 4\pi R^2 \frac{|\mathbf{E}_S|^2}{|\mathbf{E}_I|^2} \quad (2.25)$$

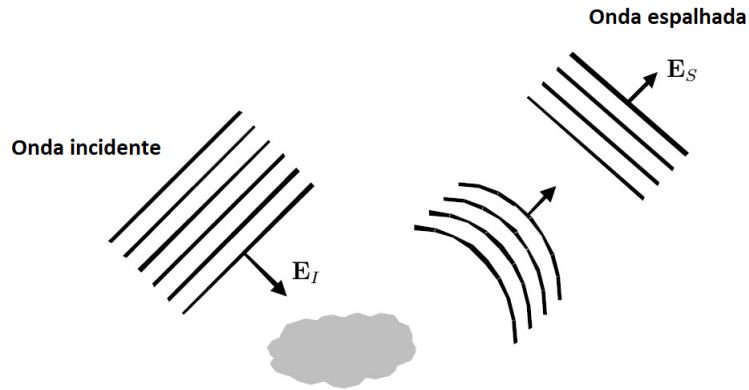
onde \mathbf{E}_I é o campo elétrico da onda eletromagnética incidente sobre o alvo, \mathbf{E}_S é o campo elétrico da onda eletromagnética espalhada pelo mesmo alvo, e R é a distância entre o radar e o alvo. Para alvos extensos, como aqueles maiores do que a projeção do feixe do radar (a superfície do mar, por exemplo), o coeficiente de retroespalhamento σ^0 (NRCS, em inglês *normalised radar cross section*) (SKOLNIK, 2001) é dado pela equação:

$$\sigma^0 = \frac{\langle \sigma \rangle}{A_0} = \frac{4\pi r^2}{A_0} \frac{\langle |\mathbf{E}_S|^2 \rangle}{|\mathbf{E}_I|^2} \quad (2.26)$$

onde $\langle \cdot \rangle$ representa a média (ou integral) espacial e σ^0 é a média de RCS por unidade de área A_0 , representando assim uma média probabilística da razão entre a potência retroespalhada e a potência incidente. Como é possível notar pela Equação 2.26, o coeficiente de espalhamento σ^0 é adimensional, sendo expresso em unidades lineares ou decibéis. O σ^0 contém informações dos alvos e espalhadores, tais como propriedades dielétricas e estrutura geométrica (SKOLNIK, 2001).

A polarimetria SAR (em inglês, *PolSAR*) é o desenvolvimento adicional de sistemas SAR com única polarização. Um sistema PolSAR pode obter informações polarimétricas adicionais por transmitir e receber ondas eletromagnéticas ortogonais, representadas por uma matriz de espalhamento polarimétrica. Na polarimetria SAR, a

Figura 2.5 - Interação entre uma onda eletromagnética e um alvo pontual.



Fonte: Adaptado de Lee e Pottier (2009)

onda incidente E_I e a onda retroespalhada (E_S) são decompostas por vetores ortogonais, normalmente horizontal (H) e vertical (V), e a relação entre elas fornecerá uma matriz de espalhamento polarimétrica 2 x 2. A maioria dos sistemas atuais PolSAR adotam um modo de aquisição que alterna-se para transmitir sinais de polarização horizontal e vertical enquanto recebe simultaneamente sinais retroespalhados usando antenas polarizadas horizontalmente e verticalmente.

2.2.2 Propriedades de retroespalhamento da superfície do oceano

Ao considerar a estrutura das ondas de superfície como elementos de rugosidade que dispersam as ondas de radar na superfície do oceano, Phillips (1988) desenvolveu um modelo analítico que combina a teoria de espalhamento de radar (VALENZUELA, 1978) com resultados de análise de dinâmica de ondas (PHILLIPS, 1985). Como resultado, o autor mostrou que a dependência da seção reta do radar em relação a velocidade do vento é linear na contribuição de Bragg e cúbica na contribuição de arrebatamento de ondas.

Nos últimos 30 anos têm sido possível obter estimativas dos campos de vento em superfície, ondas de superfície e correntes oceânicas a partir de observações de SAR. Essas variáveis ambientais são obtidas através de relações empíricas relacionadas ao σ^0 da superfície do oceano. Modelos que associem o valor de σ^0 com os processos físicos que ocorrem na superfície do oceano relacionados à variável precisam então ser precisos. Diversos modelos do retroespalhamento da superfície do oceano foram propostos ao longo dos anos (APEL, 1994; ELFOUHAILY et al., 1997; ROMEISER et al.,

1997; VORONOVICH; ZAVOROTNY, 2001; PLANT, 2002; KUDRYAVTSEV et al., 2003). Desta forma, há um número significativo de modelos teóricos e empíricos do retroespalhamento da superfície do mar, baseados sobre dados experimentais e teorias de espalhamento eletromagnético.

2.2.2.1 Espalhamento Bragg

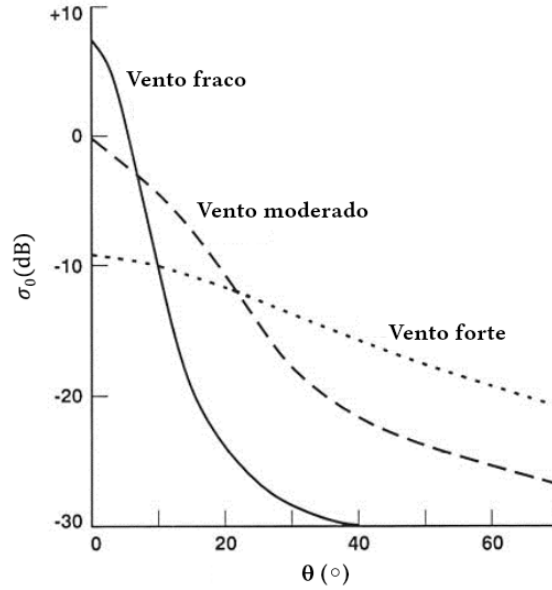
Considere um meio homogêneo possuindo uma superfície ligeiramente rugosa, por exemplo, a superfície do mar. O espalhamento da radiação eletromagnética para ângulos de incidência intermediários, $20^\circ < \theta < 70^\circ$, pode ser descrito utilizando o modelo de Bragg (ROBINSON, 2004) quando,

$$\lambda_r = 2\lambda_{\text{Bragg}} \sin \theta \quad (2.27)$$

onde λ_r é o comprimento de onda do SAR, λ_{Bragg} é o comprimento de onda ressonante de Bragg e θ é o ângulo de incidência. Na faixa de microondas entre 3 a 30 cm (banda X à banda L), o SAR é sensível a pequenas ondulações na superfície do oceano, com os comprimentos de onda de Bragg variando de aproximadamente 2 a 26 cm (a mesma escala das ondas capilares e ondas curtas de gravidade) (ROBINSON, 2004). O modelo de Bragg é, portanto, útil para descrever o retroespalhamento da superfície do oceano.

A Figura 2.6 ilustra a variação de σ^0 (em escala dB) com relação ao ângulo de incidência e diferentes condições de vento em superfície. Em condições de mar calmo (ventos fracos), o retroespalhamento dominante em ângulos de incidência baixos ($< 20^\circ$) é causado principalmente pela reflexão especular, enquanto em ângulos intermediários o retorno cai rapidamente à medida que o ângulo de incidência aumenta. Em condições de ventos moderados, o retroespalhamento é menor em ângulos de incidência baixos, porém não decresce tão rapidamente com o aumento do ângulo de incidência. Em condições de ventos fortes, σ^0 é ainda menor, porém com uma menor redução em seu valor com o aumento do ângulo de incidência.

Figura 2.6 - Variação de σ^0 com relação ao ângulo de incidência e a intensidade do vento.



Fonte: Adaptado de Robinson (2004).

Para o processo de retroespalhamento puramente Bragg, o σ^0 é proporcional ao espectro bidirecional de elevação da superfície no número de onda de Bragg (VALENZUELA, 1978; PLANT, 1990):

$$\sigma_{pp}^{obr} = 16\pi k_r^4 |G_{pp}(\theta)|^2 \Psi(\varphi, 2k_r \sin(\theta)) \quad (2.28)$$

onde pp denota a polarização (HH, VV, VH), k_r é o número de onda do radar, θ é o ângulo de incidência, e G_{pp} é o coeficiente geométrico de espalhamento de Bragg.

Para a superfície do mar, os coeficientes de espalhamento HH e VV (PLANT, 1990) são:

$$|G_{VV}(\theta)|^2 = \frac{\cos^4(\theta)(1 + \sin^2(\theta))}{(\cos(\theta) + 0,111)^4} \quad (2.29)$$

$$|G_{HH}(\theta)|^2 = \frac{\cos^4(\theta)}{(0,111 \cos(\theta) + 1)^4} \quad (2.30)$$

Em primeira ordem, os coeficientes de espalhamento para as componentes cruzadas são $G_{HV}(\theta) = G_{VH}(\theta) = 0$. O modelo de espalhamento de Bragg é limitado pois considera somente as ondas de escala curta (VALENZUELA, 1978; WRIGHT, 1968). Em condições reais, a superfície do mar consiste também de ondas de gravidade

longas que transportam ondas capilares, sendo as duas superfícies estatisticamente independentes. Valenzuela (1978) e Wright (1968) mostraram que o espectro de onda é dividido em duas regiões, os comprimentos de onda curtos pelo modelo de Bragg e as ondas longas que transportam as ondas mais curtas. Essa abordagem de modelagem foi denominada por Wright (1968) como o modelo de duas-escalas (em inglês, *two-scale model*), ou TSM.

Os modelos de duas-escalas podem fornecer resultados consistentes do retroespalhamento na polarização VV, porém não estão de acordo com as observações para a polarização HH (PLANT, 1990; JANSSEN et al., 1998). Estes modelos também não são capazes de reproduzir corretamente o comportamento azimutal observado no NRCS em ambas polarizações HH e VV (QUILFEN et al., 1999). Diversos autores apontaram que os desvios nos valores observados e previstos pelos modelos de duas-escalas, suportados por evidências experimentais, são relacionaddos à uma contribuição não-polarizada (espalhamento não-Bragg) um papel significativo (que é mais importante em HH do que em VV polarização) (PLANT, 2003).

2.2.2.2 Espalhamento não-Bragg

A partir da descrição estatística de frentes de quebra de ondas realizada por Phillips (1988), Kudryavtsev et al. (2013) descreveram um modelo que representa o σ^0 da superfície do mar como uma combinação de três componentes distintas:

$$\sigma_{pp}^0 = \sigma_{pp}^{0br} + \sigma_{pp}^{np} + \sigma_{pp}^{sp} \quad (2.31)$$

onde pp representa a combinação de polarização (transmitida e recebida). A primeira componente de 2.31, σ_{pp}^{0br} , representa o espalhamento puramente devido ao mecanismo ressonante de Bragg, descrito na seção anterior. A segunda componente, σ_{pp}^{np} , representa a componente não-polarizada (NP) associada com a contribuição devido à quebra de ondas de superfície e é a mesma para ambas as polarizações HH e VV ($\sigma_{pp}^{np} = \sigma_{np}$) (KUDRYAVTSEV et al., 2003). A terceira componente, σ_{pp}^{sp} , está associada com a contribuição da reflexão especular, que para ângulos de incidência intermediários pode ser negligenciada. As duas últimas componentes são, de acordo com observações de radar, independentes da polarização (KUDRYAVTSEV et al., 2003). Deste modo a Equação 2.31 é simplificada para:

$$\sigma_{pp}^0 = \sigma_{pp}^0 + \sigma_{np} \quad (2.32)$$

Utilizando a Equação 2.32, a contribuição por quebra de ondas pode ser removida através da diferença entre as polarizações, isto é:

$$\Delta\sigma^0 = \sigma_{VV}^0 - \sigma_{HH}^0 = \sigma_{VV}^{0br} - \sigma_{HH}^{0br} \quad (2.33)$$

$\Delta\sigma^0$ é controlado pela rugosidade da superfície produzida pelas componentes próximas ao número de onda de Bragg. Devido sua resposta rápida à forçante do vento (escala de relaxação da ordem de 10 metros), $\Delta\sigma^0$ pode refletir a variabilidade do vento em superfície (KUDRYAVTSEV et al., 2013). A componente não-polarizada σ_{np} pode ser expressa em função de $\Delta\sigma^0$ por:

$$\sigma_{np} = \sigma_{VV}^0 - \frac{\Delta\sigma^0}{1 - p_B} \quad (2.34)$$

onde $p_B = \sigma_{HH}^{0br}/\sigma_{VV}^{0br}$ é a razão de polarização para as componentes de espalhamento de Bragg, principalmente governada pela geometria local e efeitos de cavalgamento (KUDRYAVTSEV et al., 2013). p_B é independente da rugosidade da superfície e é uma função exclusiva da constante dielétrica e do ângulo de incidência (HAJNSEK et al., 2003). Em ângulos de incidência moderados ($\theta > 25^\circ$), o modelo TSM descrito pelas Equações 2.28, 2.29 e 2.30 pode ser simplificado (KUDRYAVTSEV et al., 2003) e a relação para p_B se torna:

$$p_B = \frac{|G_{HH}|^2}{|G_{VV}|^2} \times \frac{1 + g_{HH}s_i^2}{1 + g_{VV}s_i^2} \quad (2.35)$$

onde g_{HH} e g_{VV} correspondem a derivada segunda do coeficiente geométrico em relação ao ângulo de incidência, e s_i^2 corresponde a média quadrática da inclinação das ondas, MSS (em inglês, *mean square slope*). No intervalo de ângulos de incidência de 25° a 45° , o valor de p_B variou de 0 (mar calmo) a aproximadamente 0,5 em ventos moderados (KUDRYAVTSEV et al., 2013). Desta forma, p_B pode ser considerado possuir uma fraca dependência na velocidade do vento e quase independente em azimuth. Para a imagem RADARSAT-2, o valor de p_B pode variar de 0,56 a 0,45 em unidades lineares para ângulos de incidência variando de 32.7° a 35.7° .

Utilizando o modelo para a seção cruzada do radar em 2.32, a razão de polarização PR (sigla em inglês para *polarization ratio*) pode ser dada por:

$$PR = \frac{\sigma_{HH}^{0br} + \sigma_{np}}{\sigma_{VV}^{0br} + \sigma_{np}} \quad (2.36)$$

Os três parâmetros $\Delta\sigma^0$, σ_{np} e PR podem ser utilizados para analisar os mecanismos de espalhamento da superfície do mar. Os parâmetros $\Delta\sigma^0$ e σ_{np} contêm informações sobre os mecanismos de espalhamento de Bragg e não-Bragg, respectivamente. Além disso, a componente PR pode ser utilizada para discriminar entre manchas de óleo e falsos-positivos tais como áreas de ventos fracos e correntes de superfície.

3 MATERIAIS E MÉTODOS

3.1 Dados utilizados

Para o desenvolvimento do estudo proposto foi utilizado um conjunto de nove imagens SAR *quad-pol* provenientes do satélite RADARSAT-2 (RS-2). Oito das imagens RS-2 foram disponibilizadas através de uma parceria com a Universidade de Nápoles “Parthenope” (Itália). Elas abrangem duas regiões bastante variadas em termos de padrões de vento e de ondas, sendo elas o Golfo do México e a costa de Santa Bárbara (Califórnia). A última imagem RS-2 foi disponibilizada diretamente através da MDA (sigla para MacDonal, Dettwiler and Associates Ltd.), representante comercial do RS-2. Ela abrange a região *offshore* próxima a cidade de Santos-SP. A Tabela 3.1 reúne as principais informações a respeito das imagens RS-2 utilizadas.

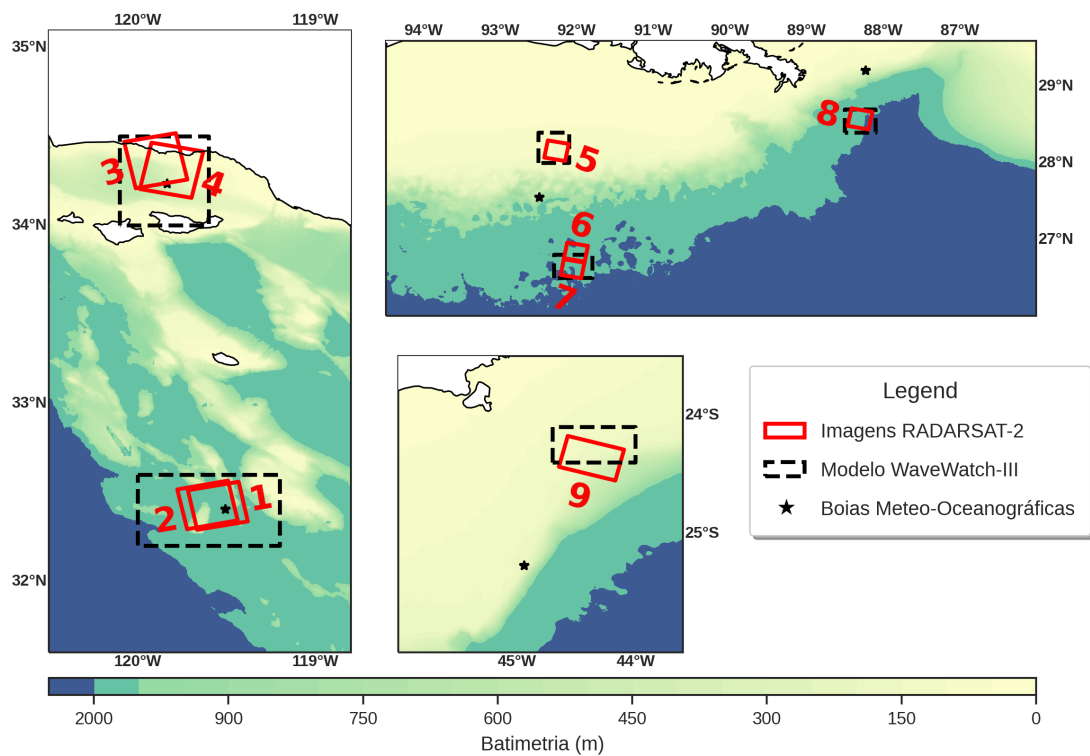
Tabela 3.1 - Descrição dos principais parâmetros das imagens RS-2 utilizadas.

Cena	ID Imagem	Data/Hora (GMT)	Região	Ang. Inc.	Orbita
1	53617	26/09/2009 01:56:12	Santa Bárbara	31.3°-33.0°	Ascendente
2	57307	27/09/2009 01:52:04	Santa Bárbara	24.6°-26.5°	Ascendente
3	63140	14/12/2009 01:52:36	Santa Bárbara	25.7°-27.6°	Ascendente
4	63215	14/12/2009 14:09:15	Santa Bárbara	24.6°-26.5°	Descendente
5	79608	01/05/2010 12:05:13	Golfo do México	39.3°-40.7°	Descendente
6	80536	08/05/2010 12:01:25	Golfo do México	41.9°-43.3°	Descendente
7	80536	08/05/2010 12:01:27	Golfo do México	41.9°-43.3°	Descendente
8	81514	15/05/2010 11:56:39	Golfo do México	41.9°-43.3°	Descendente
9	496265	05/08/2016 08:24:33	Santos	31.7°-34.7°	Descendente

Para cada imagem SAR foram obtidos dados complementares da intensidade e direção do vento de superfície e temperatura da superfície do mar, a partir da base de dados de reanálise *ERA5*. Adicionalmente, a intensidade do vento foi estimada

diretamente das imagens RS-2 utilizando o modelo geofísico CMOD5.N (HERSBACH, 2008). Dados meteo-oceanográficos provenientes de boias próximas a cada imagem RS-2 também foram adquiridos para caracterizar o estado do oceano em relação ao regime de vento e ondas no momento da aquisição. Foram utilizadas nove saídas do modelo numérico de ondas *Wave Watch III* (WW3) geradas a partir de três grades regulares aninhadas: uma grade global, uma grade regional, e uma grade local. A grade local possui uma resolução espacial de aproximadamente 1km, e foi posicionada de modo a englobar a área das imagens RS-2. A Figura 3.1 apresenta a localização das imagens RS-2 (retângulos vermelhos), das boias (marcadores em formato de estrela) e da grade local do modelo WW3 (retângulos pretos tracejados).

Figura 3.1 - Localização dos dados utilizados para as regiões da (esquerda) costa de Santa Bárbara (Califórnia); (direita e superior) Golfo do México; e (direita e inferior) região *offshore* de Santos-SP. Os números ao lado de cada cena corresponde a ID presente na Tabela 3.1



Fonte: Produção do autor.

3.1.1 Dados SAR

O satélite RS-2 foi lançado em dezembro de 2007, sendo desenvolvido em um acordo de cooperação entre a agência espacial canadense, CSA (em inglês, *Canadian Space Agency*) e segmentos da indústria representados pela MDA. É atualmente um dos sistemas imageadores de radar mais avançados disponíveis comercialmente, e oferece aos usuários uma ampla gama de dados de alta qualidade para aplicações em observações da Terra.

O RS-2 apresenta uma órbita quase polar, heliosíncrona, com uma altitude de 798 km e ciclo de repetição de 24 dias. O sensor SAR presente no satélite adquire dados na banda C (5,405 GHz), é capaz de transmitir nas polarizações horizontal (H) ou vertical (V), e receber sinais polarizados H ou V, além de possuir alguns modos de imageamento capazes de receber sinais em H e V simultaneamente.

As imagens SAR foram adquiridas no modo Fine Quad-Pol, produto SLC (em inglês, *Single Look Complex*). Cada imagem cobre uma área de aproximadamente 25×25 km de superfície com resolução nominal de 5,2 e 7,6 m na direção de alcance e azimute, respectivamente. A Tabela 3.2 reúne as principais características do produto RS-2 Fine QUAD-POL.

A contribuição no coeficiente σ^0 equivalente ao ruído, NESZ (em inglês, *Noise Equivalent Sigma-Zero*), mede a sensibilidade do radar em áreas de baixo retroespalhamento ao ruído termal do sistema. Alvos cujos valores de σ^0 sejam inferiores ao NESZ não serão distinguíveis na imagem. O NESZ do RS-2 para o modo SLC Fine QUAD-POL é de aproximadamente -36dB e varia com o ângulo de incidência.

Tabela 3.2 - Principais características das imagens RS-2 Fine QUAD-POL.

	Imagem
Produto	SLC
Resolução nominal (m)	$5,2 \times 7,6$
Tamanho da imagem (km)	25×25
Intervalo de ângulos de incidência (°)	18-49
Número de <i>looks</i>	1×1
Polarizações	Quádrupla (HH+VV+HV+VH)

3.1.2 Modelagem Numérica

Para o presente trabalho foram utilizados dados de vento (intensidade e direção) e temperatura da superfície do mar provenientes do ERA5. Dados de ondas oriundos de modelagem numérica foram utilizados para comparação com os resultados obtidos por sensoriamento remoto, utilizando o modelo WW3.

3.1.2.1 ERA5

ERA5 é um produto de reanálise produzido pela ECMWF. Por ser um produto de reanálise, o ERA5 utiliza modelagem e sistema de assimilação de dados combinada com uma enorme quantidade de observações históricas para providenciar estimativas globais e horárias de variáveis atmosféricas e oceânicas a uma resolução espacial de 1/4 de grau. Sua cobertura temporal abrange desde 1979 até 5 dias anteriores ao tempo de aquisição, sendo um produto disponível para uso público através do sistema Copernicus (<https://cds.climate.copernicus.eu/>).

Os campos de vento na superfície do oceano foram utilizados no trabalho para três finalidades:

- A direção do vento foi utilizada tanto como parâmetro de entrada na CMOD5.N, quanto para determinar o ângulo azimutal entre o vento e a linha de visada do SAR (ϕ);
- Na impossibilidade de determinação da intensidade do vento através da CMOD5.N (influência de *swell* na área), a intensidade e direção do vento foi utilizado como parâmetro de entrada nos modelos de retroespalhamento;
- Forçante do vento em superfície no modelo WW3.

Os dados de temperatura da superfície do mar foram utilizados como parâmetro de entrada nos modelos de estimativa da razão de polarização p_B , para a determinação da constante dielétrica da água do mar.

3.1.2.2 Wave Watch III

O WW3 é um modelo de ondas que resolve a equação de balanço de densidade de energia dado pela Equação 2.13, em função da direção e do número de onda. Ele está na sua terceira geração, tendo sido desenvolvido pelo National Centers for Environmental Prediction (NCEP) em 2009. A metodologia numérica utilizada no

modelo para resolução dos termos fontes é adaptada da metodologia utilizada no modelo WAM. O detalhamento matemático das resoluções de propagação de onda do modelo pode ser consultado em [WW3DG \(2016\)](#).

Uma etapa importante durante a configuração do WW3 é a escolha das parametrização dos termos fontes da Equação 2.13, mais especificamente os termos S_{in} e S_{ds} , pois existem diferentes parametrizações destes termos disponíveis no modelo. Apesar de representarem processos separados, ambos os termos são geralmente relacionados, pois o equilíbrio desses dois termos determina as características de crescimento integral da energia das ondas ([WW3DG, 2016](#)).

Para a realização deste trabalho, o modelo foi rodado com as seguintes configurações:

- *Forçante do vento em superfície à 10 metros*: foi utilizado a base de dados de reanálise ERA5, com resolução espacial de 1/4 de grau e resolução temporal de 1h;
- *Grades espaciais*: foram utilizadas três grades regulares aninhadas, sendo elas uma grade global (com resolução de 25 km), uma grade regional (com resolução de 5 km), e uma grade local (com resolução de 1km) englobando cada imagem SAR. A interação entre as grades ocorreu em um esquema de *two-way nesting*;
- *Grades espectrais*: o espectro de densidade de energia foi discretizado em 25 frequências, espaçadas na escala logaritimica desde 0,035 Hz até 0,5 Hz, e em 24 direções igualmente espaçadas;
- *Módulos de entrada de energia e de dissipação*: para os termos fontes S_{in} e S_{ds} foi utilizada a parametrização ST4 de [Ardhuin et al. \(2010\)](#). O termo de dissipação S_{ds} é parametrizado a partir do espectro de saturação das ondas, e é definido como a soma de um termo baseado na quebra instantânea da onda mais um termo cumulativo de quebra que representa a taxa na qual a quebra de ondas mais curtas são controladas pela quebra de ondas maiores. Mais detalhes da matemática da parametrização podem ser encontrados em [Ardhuin et al. \(2010\)](#);
- *Módulo de interação não-linear*: para o termo fonte S_{nl} foi utilizada a parametrização DIA (em inglês, *Discret Interaction Approximation*) desenvolvida por [Hasselmann et al. \(1985\)](#).

A versão do WW3 utilizada neste trabalho foi a 5.16, e as principais saídas obtidas

foram: i) os parâmetros não-direcionais de onda para cada ponto da grade local, e ii) o espectro direcional de onda e os termos fontes da Equação 2.13 para estações pontuais localizadas dentro da grade local. Aproximadamente 100 estações pontuais foram distribuídas dentro de cada grade local, espaçadas entre si de 1 à 2km.

3.1.3 Dados de campo

No presente estudo foram utilizadas um conjunto de boias do NDBC (em inglês, *National Data Buoy Center*) e PNBOIA (*Programa Nacional de Boias da Marinha do Brasil*) para verificar as condições de vento e onda *in-situ*. A Tabela 3.3 apresenta a identificação, localização e ondógrafo das boias utilizadas no estudo.

Tabela 3.3 - Identificação e localização das boias utilizadas no estudo.

Programa	ID	Localização
NDBC	46047	32.4 N 119.5 W
	46053	34.2 N 119.8 W
	42040	29.2 N 88.2 W
	42002	26.1 N 93.6 W
PNBOIA	Santos	25.3 S 44.9 W

O NDBC opera mais de 200 boias ao longo do litoral dos Estados Unidos em águas rasas e profundas. As boias utilizadas neste estudo são do tipo *discus* com diâmetro de 3 metros. Todas as boias utilizam o sistema para aquisição de dados modular nomeado SCOOP (sigla para *Self-Contained Ocean Observing Payload*), que consiste de três módulos: módulo de observação de superfície (CAM-MET), módulo de energia (PWR), e o módulo de observações de sub-superfície (WAVE-OCEAN) (KOHLER *et al.*, 2015). O módulo CAM-MET inclui todos os sensores meteorológicos (velocidade e direção do vento, pressão, temperatura do ar e umidade relativa), um anemômetro e um barômetro de alcance estendido. O módulo WAVE-OCEAN inclui um tubo de seção curta, um módulo eletrônico padrão para medição e processamento de ondas (DDWM, sigla para *Digital Directional Wave Module*) e um sensor para medição da temperatura e condutividade do oceano. Uma descrição dos sensores presentes nas boias pode ser encontrado em Teng *et al.* (2009) e Kohler *et al.* (2015).

Todas as boias fornecem a densidade espectral de onda para cada banda de frequência (0,03 a 0,40 Hz) a cada hora, juntamente com vários parâmetros estatísticos não-direcionais das ondas, como a altura significativa de onda, período médio de

onda, período de onda dominante. Os dados estão publicamente disponíveis no site do NDBC (<https://www.ndbc.noaa.gov/>).

O projeto PNBOIA possui como objetivo a coleta de dados oceanográficos e meteorológicos no Atlântico, por meio de uma rede de boias de fundeio e de deriva, em apoio às atividades de meteorologia e oceanografia do Brasil. Para o presente estudo foi utilizada a boia identificada como **Santos**, que está situada próxima à quebra do talude e possui dados de abril de 2011 à setembro de 2017. A boia utiliza o sensor direcional de ondas TriaxysTM, equipado com três acelerômetros e três sensores angulares, permitindo obter medidas direcionais e não-direcionais (tais como altura máxima de onda, altura significativa, período de pico, etc.). Os dados estão publicamente disponíveis no site do PNBOIA-GOOS/BRASIL (<http://www.goosbrasil.org/pnboia/>).

Os dados não-direcionais de onda das boias (direção da onda dominante, período médio das ondas, e período das ondas dominantes) foram utilizados no trabalho com a finalidade de identificar os sistemas predominantes de ondas no oceano para cada imagem, entre vagas e marulhos. Para este propósito foi utilizado o critério de idade da onda (KOMEN et al., 1994).

Segundo Komen et al. (1994), um modo qualitativo de classificação das ondas pode ser realizado através do parâmetro de idade da onda (em inglês, *wave age*), expresso a partir da seguinte equação:

$$WA = \frac{c_p}{u_*} \quad (3.1)$$

onde c_p representa a velocidade de fase e u_* a velocidade de fricção do vento (em inglês, *friction velocity*). A velocidade de fricção do vento pode ser calculada a partir da seguinte equação:

$$\begin{aligned} u_* &= \sqrt{C_d} U_{10} \\ C_d &= (0,8 + 0,065 \times U_{10}) 10^{-3} \end{aligned} \quad (3.2)$$

onde C_d representa o coeficiente de arrasto do vento sobre a superfície do mar (WU, 1980). A partir dos valores de WA, podemos separar os sistemas predominantes no mar em:

- a) Vagas jovens (em inglês, *young wind-sea*) quando $WA < 10$: a ação do vento local sobre a superfície do oceano ainda influencia diretamente nos campos de onda, e o mar ainda está em estado de desenvolvimento;

- b) Vagas velhas (em inglês, *old wind-sea*) quando $10 < WA < 35$: nessas condições de mar, a energia transferida para a superfície do mar devido a ação do vento local atingiu o seu estado de desenvolvimento máximo (em inglês, *fully developed*);
- c) Marulhos (em inglês, *swell waves*) quando $WA > 35$: nesse estado do mar, o campo de ondas é dominado pela presença de marulhos formados em outra região, fora da ação do vento local.

A Tabela 3.4 apresenta uma descrição das variáveis meteo-oceanográficas e parâmetros relacionados de cada imagem RS-2, derivados tanto dos dados de boias quanto do modelo WW3.

Tabela 3.4 - Descrição dos parâmetros meteo-oceanográficos relacionados as imagens RS-2, derivados a partir dos dados de boias e do modelo WW3.

Cena	Região	Base	U_{10}	U_{dir}	H_s	T_p	WA
1	Santa Bárbara	NDBC	8,0m/s	123°	1,42 m	10,81 s	54,8
		WWIII	7,0m/s	130°	1,89 m	9,32 s	58,6
2	Santa Bárbara	NDBC	5,6m/s	127°	1,75 m	10,81 s	83,6
		WWIII	5,1m/s	126°	1,84 m	10,11 s	93,3
3	Santa Bárbara	NDBC	8,4m/s	108°	2,43 m	11,43 s	54,7
		WWIII	6,5m/s	109°	2,17 m	11,08 s	85,2
4	Santa Bárbara	NDBC	4,2m/s	172°	1,87 m	11,43 s	123,4
		WWIII	6,5m/s	151°	1,92 m	11,08 s	81,5
5	Golfo do México	NDBC	10,0m/s	330°	2,06 m	6,67 s	25,9
		WWIII	9,58m/s	339°	2,31 m	7,64 s	33,3
6	Golfo do México	NDBC	6,0m/s	270°	0,66 m	5,0 s	35,7
		WWIII	5,17m/s	282°	0,56 m	4,2 s	37,5
7	Golfo do México	NDBC	6,0m/s	270°	0,66 m	5,0 s	35,7
		WWIII	5,23m/s	280°	0,59 m	4,2 s	37,7
8	Golfo do México	NDBC	7,3m/s	295°	1,55 m	8,3 s	47,1
		WWIII	6,7m/s	310°	1,53 m	7,3 s	48,7
9	Santos	PNBOIA	12,5m/s	258°	1,95 m	6,7 s	20,9
		WWIII	9,8m/s	240°	2,06 m	6,3 s	26,5

3.2 Metodologia

A metodologia desenvolvida no presente estudo foi dividida em quatro etapas principais: 1) pré-processamento das imagens SAR; 2) obtenção da contribuição não-polarizada, σ_{np} , para as componentes co-polarizadas (HH/VV) utilizando o modelo de Kudryavtsev et al. (2013); 3) inversão da intensidade do vento associadas à σ_{np}^p utilizando o modelo empírico de Kudryavtsev et al. (2019), e estimativa da taxa de dissipação de energia associada à quebra de ondas a partir da intensidade do vento obtida no passo anterior e o modelo paramétrico de Kudryavtsev et al. (2013); e 4) análise comparativa dos resultados utilizando as saídas do modelo numérico e dados de campo obtidos na literatura. A Figura 3.2 descreve todas as etapas realizadas neste estudo através de um fluxograma.

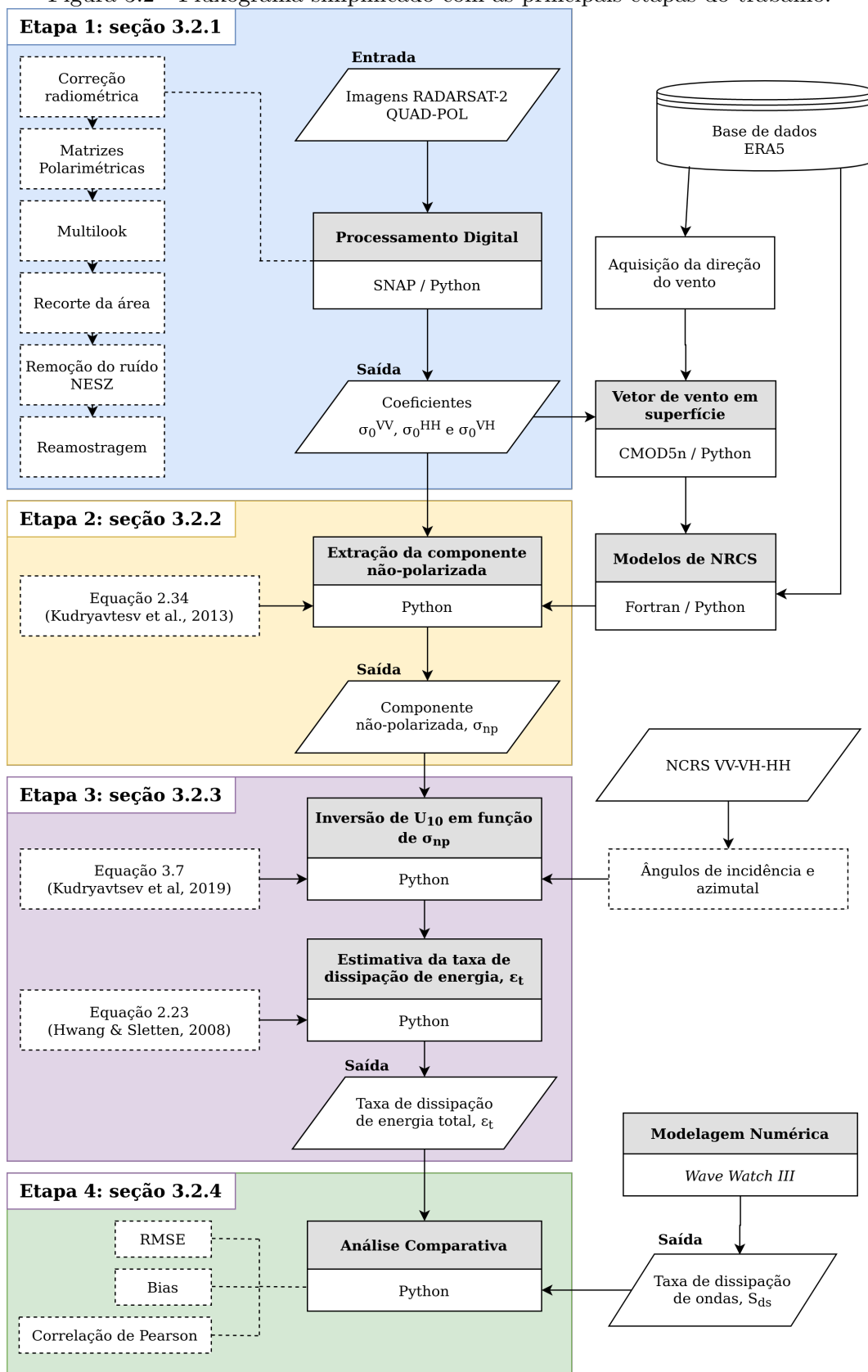
3.2.1 Pré-processamento das imagens SAR

A primeira etapa do trabalho consiste do pré-processamento das imagens SAR. Esta etapa foi realizada com o auxílio da linguagem de programação *Python* integrada ao software SNAP (sigla para *Sentinel Application Platform*), desenvolvido pela ESA. Ao final desta etapa foram obtidos os coeficientes de espalhamento σ^0 co-polarizados, necessários para a obtenção da componente não-polarizada associada à quebra de ondas.

O primeiro procedimento realizado nas imagens RS-2 foi a calibração radiométrica absoluta, com o objetivo de converter os números digitais (ND) para valores de σ^0 complexos (unidade linear). A calibração radiométrica corrige uma imagem SAR para que os valores dos pixels representem o retroespalhamento da superfície imageada, sendo uma etapa essencial para o uso quantitativo de dados SAR.

No procedimento seguinte foi realizada a simetrização das componentes cruzadas (HV/VH) afim de gerar um novo produto. O processo de simetrização foi realizado substituindo as componentes HV e VH pela média complexa de ambas componentes, seguindo Freeman et al. (1992). A etapa de simetrização é necessária para a correção do ruído de fundo das imagens, que utiliza o princípio da reciprocidade entre as componentes cruzadas para estimar a intensidade do ruído.

Figura 3.2 - Fluxograma simplificado com as principais etapas do trabalho.



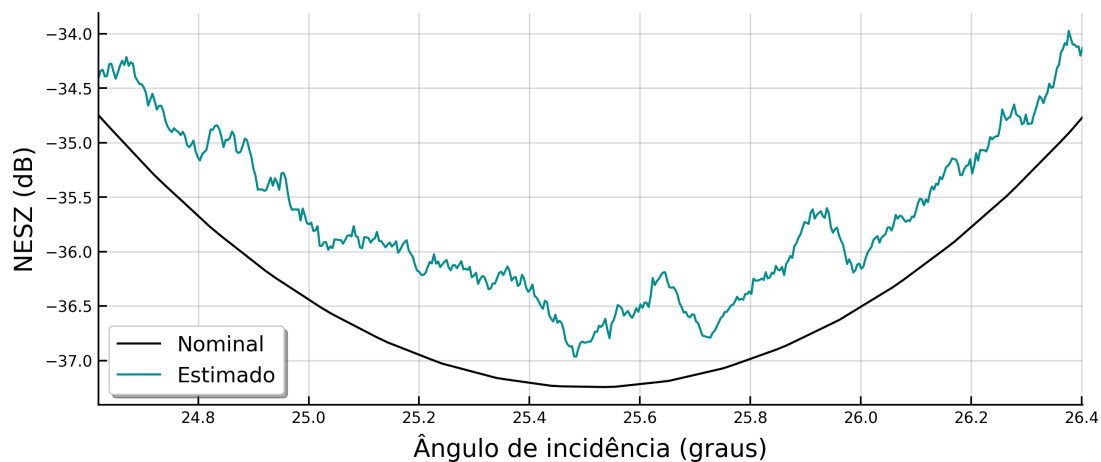
Fonte: Produção do autor.

No procedimento seguinte foram obtidas as matrizes de coerência T_3 e T_4 a partir das imagens simetrizadas e não-simetrizadas, respectivamente. Afim de assegurar que os mecanismos de espalhamento nas matrizes de coerência correspondam a alvos distribuídos (não-pontuais), foi realizado em ambas as matrizes um processamento de *multilook* espacial (LEE; POTTIER, 2009). O número de *looks* utilizado foi equivalente a 5 x 9 (alcance x azimute), obtendo um pixel com valor nominal da resolução espacial de aproximadamente 50m. Após o procedimento de *multilook* foi realizado um recorte da cena contendo uma região composta predominantemente de oceano limpo. O Apêndice A contém todas as cenas RS-2, na intensidade VV (em dB), com retângulos em vermelho indicando a área recortada utilizada no estudo.

O próximo procedimento realizado foi a remoção do ruído de fundo NESZ. Valores de NESZ ao longo da direção de alcance na imagem são providenciados em cada produto RS-2, na escala *decibel*. Para uma estimativa mais precisa do ruído, porém, foi utilizada a metodologia proposta em Hajnsek et al. (2003). A metodologia é baseada na decomposição da matriz de coerência T_4 em autovalores e autovetores. É observado que o menor autovalor da matriz de coerência (λ_4) é não-nulo, diferente do esperado para o caso de reciprocidade nas componentes cruzadas ($HV = VH$). Essa diferença representa exatamente o ruído do sistema ao longo da direção de alcance. A remoção do ruído consiste então na subtração de λ_4 dos demais autovalores λ_1 , λ_2 e λ_3 , e reconstrução de uma nova matriz de coerência T_3 . A Figura 3.3 apresenta um comparativo entre o ruído NESZ nominal fornecido para a cena do dia 27 de Outubro de 2009 (linha sólida em preto) e o ruído NESZ estimado a partir da metodologia de autovalores (linha sólida em ciano). Demais comparativos entre o ruído NESZ nominal e o ruído NESZ estimado para cada cena RS-2 estão presentes no Apêndice B. A estimativa apresenta uma oscilação em torno dos valores fornecidos no produto, em resposta a presença das ondas no oceano.

No procedimento seguinte a nova matriz de coerência T_3 filtrada foi convertida para valores de espalhamento σ^0 nas polarizações VV, HH e VH, em escala linear. No último procedimento as imagens foram reamostradas através de uma média espacial similar ao processo de *multilook* espacial utilizando uma janela de 10 x 10 (alcance x azimute), obtendo um pixel com valor nominal de resolução espacial de aproximadamente 500m. Este procedimento foi realizado com o intuito de reduzir os efeitos de pequena escala não associados à variação do vento sobre σ^0 , como o efeito do ruído *speckle*. A escolha da resolução mínima de 500m foi escolhida com base em trabalhos anteriores (HORSTMANN et al., 2000; SANTOS; LORENZZETTI, 2007).

Figura 3.3 - Estimativa do ruído de fundo NESZ de uma imagem RS-2 (27 de Outubro de 2009).



Fonte: Produção do autor.

3.2.2 Estimativa da contribuição não-polarizada, σ_{np}

A segunda etapa do trabalho consiste na estimativa da contribuição não-polarizada σ_{np} associada aos coeficientes σ^0 co-polarizados. Nesta etapa foi utilizada a abordagem desenvolvida por Kudryavtsev et al. (2013), expressa através da Equação 2.34. Ao final foram obtidos o coeficiente de espalhamento σ_{np} associado aos processos de wave breaking.

Esta etapa foi realizada com o auxílio da linguagem de programação *Python* integrada ao software SNAP, e também com o auxílio do software *SigmaFree* que calcula o coeficiente de retroespalhamento através do modelo de duas-escalas BPM (em inglês, *Boundary Perturbation Model*). O software *SigmaFree* é escrito em Fortran, e foi cedido pela Universidade de Nápoles “Parthenope”.

Para se utilizar a Equação 2.34 é necessário a estimativa da razão de polarização Bragg p_B . Diferentes abordagens podem ser utilizadas para se obter p_B , dentre elas:

- (i) Utilização de um modelo de duas escalas (em inglês, *Two-scale model*) em conjunto com a inclinação média quadrática, como expresso pela Equação 2.35.
- (ii) Utilização de modelos eletromagnéticos de retroespalhamento em conjunto

com modelos de espectro de ondas (MOUCHE et al., 2006; HWANG et al., 2010b; HWANG; PLANT, 2010; HWANG; FOIS, 2015);

A escolha da abordagem utilizada apresenta vantagens e desvantagens na estimativa de p_B . A abordagem i) utiliza equações aproximadas computacionalmente mais simples, porém pode ignorar aproximações de ordens mais elevadas no espalhamento Bragg e superestimar p_B ; enquanto isso a abordagem ii) pode obter uma melhor precisão de p_B ao custo de um maior tempo computacional dependendo do modelo eletromagnético utilizado (HWANG; FOIS, 2015). Em virtude da importância de p_B na determinação da contribuição não-polarizada, neste trabalho serão utilizadas ambas as abordagens, a serem descritas a seguir.

3.2.2.1 Modelo TSM utilizando o MSS

Nesta abordagem será utilizada a formulação simplificada para p_B no modelo TSM descrita pela Equação 2.27. A avaliação do MSS será realizada através de:

$$s^2 = 4,5 \times 10^{-3} \ln(\beta^{-2} k_d U_{10}^2 / g) \quad (3.3)$$

onde $k_d = k_{br}/4$ é o número de onda que divide o espectro de ondas no modelo TSM, U_{10} é a velocidade do vento à 10m, g é a constante de aceleração da gravidade e $\beta = U_{10}(k_p/g)^{1/2}$ é o inverso da idade da onda.

3.2.2.2 Modelo de NRCS utilizando modelo espectral de ondas

Nesta seção será descrito o modelo de espalhamento da superfície do mar utilizado para determinar a razão de polarização Bragg, o modelo de duas escalas BPM. Dentre os diferentes modelos teóricos de espalhamento da superfície do mar, o modelo BPM permite o cálculo dos coeficientes de espalhamento (σ_{VV}^0 e σ_{HH}^0) com bastante precisão e um curto intervalo de tempo computacional (GUISARD et al., 1992; LEMAIRE et al., 2002).

O BPM calcula separadamente a contribuição para os coeficientes de espalhamento devido as ondas de larga escala e as ondas curtas do modelo de Bragg, para cada polarização. Essas contribuições serão chamadas de coeficientes de espalhamento de zero ordem e primeira ordem, respectivamente. O coeficiente de espalhamento total, σ_{pp}^0 , é então a soma destas duas contribuições:

$$\sigma_{pp}^0 = \sigma_{pp0}^0 + \sigma_{pp1}^0 \quad (3.4)$$

O primeiro termo da Equação 3.4, o termo de ordem zero, corresponde a solução de Kirchhoff e é definido como (Lemaire et al. (2002), Equação 13):

$$\sigma_{pp0}^0 = \frac{\pi}{\cos^4(\gamma_{sp})} |R_{eff,pp}(\mathbf{n}_{sp})|^2 T(\alpha_{sp}, \beta_{sp}) \quad (3.5)$$

onde o coeficiente de Fresnel, $R_{eff,pp}$, é calculado sobre um plano orientado de tal forma que as direções da onda incidente e espalhada correspondam a uma reflexão especular. γ_{sp} corresponde ao ângulo entre a normal ao plano tangente e a vertical, enquanto T corresponde a função densidade de probabilidade de inclinação da superfície calculada em relação as inclinações especulares α_{sp} e β_{sp} .

O segundo termo da Equação 3.4, o termo de primeira ordem, corresponde a uma média do resultado devido ao mecanismo de espalhamento Bragg (Equação 2.27) sobre inclinações de larga escala e é definido como (Lemaire et al. (2002), Equação 27):

$$\sigma_{pp1}^0 = \frac{k^2}{4\pi(\nu_z/k)^2} \int \int |H_{pp}(K_x, K_y)|^2 \times \Psi_R(K_x, K_y) T_{sl}(K_x, K_y) dK_x dK_y \quad (3.6)$$

onde H_{pp} é a função de campo da superfície descrita em Guissard et al. (1992), K_x e K_y são as componentes do número de onda do mar nos eixos x e y .

O software *SigmaFree*, que estima as contribuições descritas nas Equações 3.5 e 3.6, exige os seguintes parâmetros:

- Modelo de espectro de onda: neste trabalho, foi utilizado o modelo do *Elfouhaily*;
- Velocidade de fricção do vento: foi estimada a partir da Equação 3.2, utilizando U_{10} estimado a partir da CMOD5.n (para as imagens com WA < 40) ou do ERA5 (para as imagens com WA > 40);
- Ângulo de incidência, θ : obtido diretamente da imagem;
- Ângulo azimutal, ϕ : estimado a partir do ângulo de visada e a direção do vento obtida do ERA5;
- Constante dielétrica da água do mar: foi estimada utilizando o modelo de Meissner e Wentz (2004), com a temperatura da superfície do mar de entrada obtida do ERA5 e uma salinidade definida como 35,0 PSU (em inglês, *Practical Salinity Unit*).

3.2.3 Estimativa da taxa de dissipação de energia, ϵ_t

A terceira etapa do trabalho consistiu na estimativa da taxa de dissipação de energia a partir da componente não-polarizada σ_{np} , obtidas através dos modelos TSM e BPM. Nesta etapa foram utilizadas as metodologias desenvolvidas por Kudryavtsev et al. (2019) e Hwang et al. (2010a), e foi realizada com o auxílio da linguagem de programação *Python* integrada ao software SNAP.

O primeiro procedimento consistiu na inversão dos valores de U_{10} associados à componente não-polarizada σ_{np} em cada imagem. Este procedimento foi realizado utilizando a relação empírica entre σ_{np} e U_{10} (Kudryavtsev et al. (2019), Equação 8):

$$\sigma_{np} = f_{np}(\theta)Y_{np}(\phi)U_{10}^{n_{np}(\theta)} \quad (3.7)$$

onde os coeficientes f_{np} e n_{np} são funções do ângulo de incidência θ e são descritas como (Kudryavtsev et al. (2019), Equação 7):

$$\begin{aligned} f_{np}(\theta) &= 1,9 \times 10^{-3} e^{-0,32(\theta-30^\circ)} \\ n_{np}(\theta) &= 1,3 + 4,7 \times 10^{-2}(\theta - 30^\circ) \end{aligned} \quad (3.8)$$

O coeficiente de distribuição angular, Y_{np} , depende tanto de θ quanto do ângulo azimutal ϕ , e é descrito pela seguinte expressão (Kudryavtsev et al. (2019), Equação 8):

$$Y_{np}(\phi) = \exp[A_{0np} + A_{1np} \cos \phi + A_{2np} \cos 2\phi] \quad (3.9)$$

onde:

$$\begin{aligned} A_{0np} &= 0,24 + 1,4 \times 10^{-2}(\theta - 30^\circ) \\ A_{1np} &= 0,33 + 1,3 \times 10^{-2}(\theta - 30^\circ) \\ A_{2np} &= 0,12 + 1,4 \times 10^{-2}(\theta - 30^\circ) \end{aligned} \quad (3.10)$$

Após obter os valores de U_{10} associados à σ_{np} , o procedimento seguinte foi estimar a taxa de dissipação de energia através do modelo paramétrico descrito na Equação 2.24. O parâmetro a foi calculado com o auxílio da Tabela 1, presente em Hwang e Sletten (2008).

3.2.4 Análises comparativas

A última etapa do trabalho compreende a análise comparativa das seguintes etapas do trabalho: estimativa do ruído de fundo NESZ para as componentes co-polarizadas, e análise comparativa da taxa de dissipação obtida através da metodologia proposta na Subseção 3.2.3.

O coeficiente de retroespalhamento σ^0 de um alvo medido por sensores SAR contém uma determinada contribuição de ruído além do sinal de interesse. Diferentes mecanismos podem contribuir para este viés aditivo na estimativa de σ^0 além do ruído de fundo, dentre eles:

- (i) *Aliasing* ou ambiguidades, resultam de sinais simultâneos de um alvo sendo recebidos simultaneamente na direção de alcance. Essas ambiguidades são observadas como fantasmas na imagem SAR para alvos brilhantes.
- (ii) *Crosstalk*, resulta da interferência na transmissão ou recepção de energia entre as polarizações, geradas pela antena. Em casos mais severos, o sinal do alvo pode estar contaminado e alterar a estimativa de parâmetros físicos.
- (iii) Efeitos de *sidelobes*, resultante da energia sendo transmitida e recebida em uma direção diferente da principal da antena. Isto pode ocasionar o sinal de um alvo sendo distribuído ao redor de uma área, e contaminando alvos próximos.

Mais detalhes sobre tipos de ruídos interferindo no sinal podem ser encontrados em Freeman (1993) e Espeseth et al. (2020). Uma prática bastante utilizada para mensurar o impacto do ruído sobre o sinal medido é avaliar a relação sinal-ruído (SNR) (MINCHEW et al., 2012; ESPESETH et al., 2020). A relação sinal-ruído aditivo SNR^A pode ser estimada diretamente a partir dos dados e das propriedades do sensor a partir da equação:

$$\text{SNR}_{pp}^A = \frac{\sigma_{pp}^{0,m} - \text{NESZ}}{\text{NESZ}} \quad (3.11)$$

onde $\sigma_{pp}^{0,m}$ representa o coeficiente de retroespalhamento medido na polarização pp e NESZ representa o ruído aditivo de fundo. Os valores nominais de NESZ são frequentemente fornecidos no produto, mas também podem ser estimados a partir da cena (como na Figura 3.3).

A Equação 3.11, como pode ser observado, leva em consideração apenas o ruído aditivo termal. Espeseth et al. (2020) sugeriram um modelo que leve em consideração

os demais tipos de ruído, agrupados no chamado ruído multiplicativo por ser função da intensidade média da imagem. A relação sinal-ruído aditivo e multiplicativo $\text{SNR}^{A,M}$ proposta pode ser estimada a partir da equação:

$$\text{SNR}_{pp}^{A,M} = \frac{\sigma_{pp}^{0,m} - (\text{NESZ} + \sigma_{pp}^{\text{avg}}\text{MNR})}{\text{NESZ} + \sigma_{pp}^{\text{avg}}\text{MNR}} \quad (3.12)$$

onde σ_{pp}^{avg} representa a intensidade média da imagem na polarização pp e MNR representa o fator de ruído multiplicativo (em inglês, *multiplicative noise ratio*).

O termo fonte S_{ds} nas saídas do modelo WW3 foram considerados como valor de referência nas comparações estatísticas com as estimativas da taxa de dissipação obtidas a partir das imagens SAR. Foram consideradas apenas as estações cujas coordenadas geográficas estivessem a 100m de distância do centro do pixel em cada cena. Foram utilizadas as seguintes métricas estatísticas: raiz do erro médio quadrático RMSE (em inglês, *root mean square error*), viés (ou *bias*), e o coeficiente de correlação de Pierson, de acordo com as seguintes equações:

$$\begin{aligned} \text{RMSE} &= \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_e - x_r)^2} \\ \text{bias} &= \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_e - x_r) \\ \rho &= \frac{\sum_{i=1}^n (x_e - \bar{x}_e)(x_r - \bar{x}_r)}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_e - \bar{x}_e)^2} \sqrt{\sum_{i=1}^n (x_r - \bar{x}_r)^2}} \end{aligned} \quad (3.13)$$

onde x corresponde à variável sendo avaliada (σ_{NP} , ϵ_t), e os índices e e r correspondem ao dado estimado por sensoriamento remoto e o dado de referência, respectivamente.

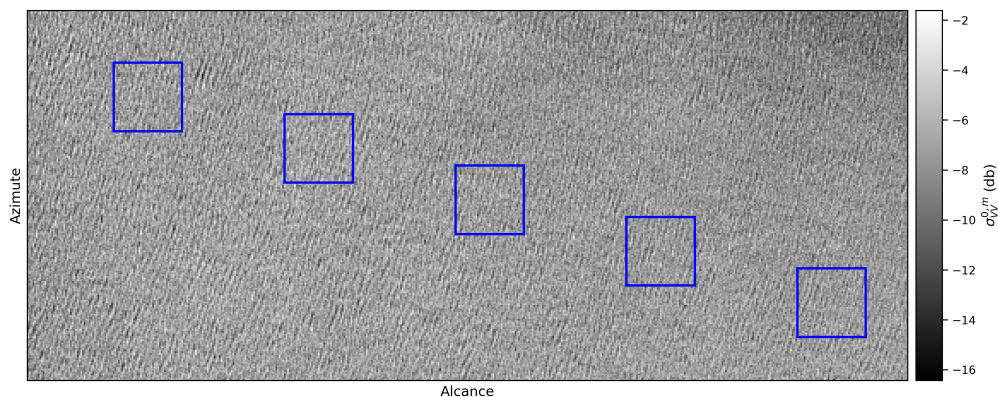
4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Neste capítulo serão apresentados os resultados e discussões referentes à: análise do ruído de fundo aditivo presente nos canais co-polarizados (Seção 4.1), análise de sensibilidade da estimativa da componente não-polarizada σ_{np} em relação ao modelo utilizado para determinação da razão de polarização p_B (Seção 4.2), obtenção e comparativo da taxa de dissipação de energia total obtida através da metodologia proposta e obtida através de modelagem numérica e dados da literatura, avaliando o efeito de diferentes estados de mar durante a obtenção da taxa de dissipação total por imageamento SAR (Seção 4.3).

4.1 Impacto do tipo de ruído no SNR

Nesta seção serão analisados os impactos em incluir o ruído multiplicativo ao ruído aditivo na relação sinal-ruído (SNR). A relação sinal-ruído aditivo (SNR^A) foi estimada utilizando a Equação 3.11, enquanto a relação sinal-ruído aditivo e multiplicativo ($\text{SNR}^{A,M}$) foi estimada utilizando a Equação 3.12. A análise foi realizada utilizando ROIs (em inglês, *region of interest*) extraídos dentro de cada cena SAR. Foram extraídos entre seis e nove ROIs (não sobrepostos) ao longo dos ângulos de incidência da cena, escolhidos de modo a não estarem próximos de pixels muito brilhantes. O mesmo número de pixels (= 900) foi selecionado aleatoriamente dentro de cada ROI. O recorte demonstrativo de uma cena RS-2, juntamente com os ROIs correspondentes, é ilustrado na Figura 4.1.

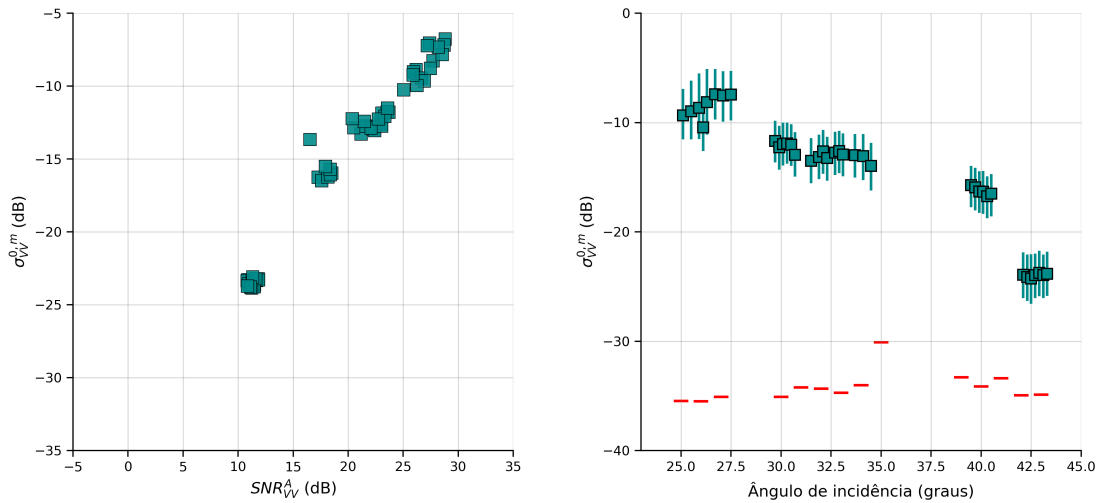
Figura 4.1 - Recorte da imagem RS-2 (216×515 pixels, resolução: 45 m) do dia 14 de Dezembro de 2009, na intensidade VV (em dB). Os quadrados em azul representam os ROIs utilizados para a análise do ruído.



Fonte: Produção do autor.

Para a estimativa de $\text{SNR}^{A,M}$ a média dos pixels dentro de todos os ROIs foi utilizado como σ^{avg} e o valor de MNR utilizado foi de -11,38 dB (consulte Tabela 3, de [Espeseth et al. \(2020\)](#)). A Figura 4.2 apresenta o SNR^A em função do valor médio do NRCS medido ($\sigma^{0,m}$) dentro de cada ROI para a polarização VV (esquerda) e em função do ângulo de incidência médio (direita). O lado direito da Figura 4.2 mostra as linhas que abrangem os percentis de 5% e 95%, a intensidade média (marcador) e o NESZ nominal (linha vermelha). É possível observar que em todos os ROIs os valores de retroespalhamento em VV possuem SNR^A acima de 10 dB. A análise dos valores de $\sigma_{VV}^{0,m}$ em função do ângulo de incidência mostra que nenhum dos ROIs apresenta valores abaixo do ruído NESZ, sendo que a menor diferença corresponde a aproximadamente 10 dB em ângulos de incidência elevados ($> 42^\circ$).

Figura 4.2 - (Esquerda) Valores médios de intensidade VV em relação ao SNR com base no ruído aditivo. (Direita) Valores médios de intensidade VV, percentis de 5% e 95% para cada ROI em relação ao ângulo médio de incidência em cada cena. Linhas em vermelho representam o NESZ estimado em relação ao ângulo de incidência.

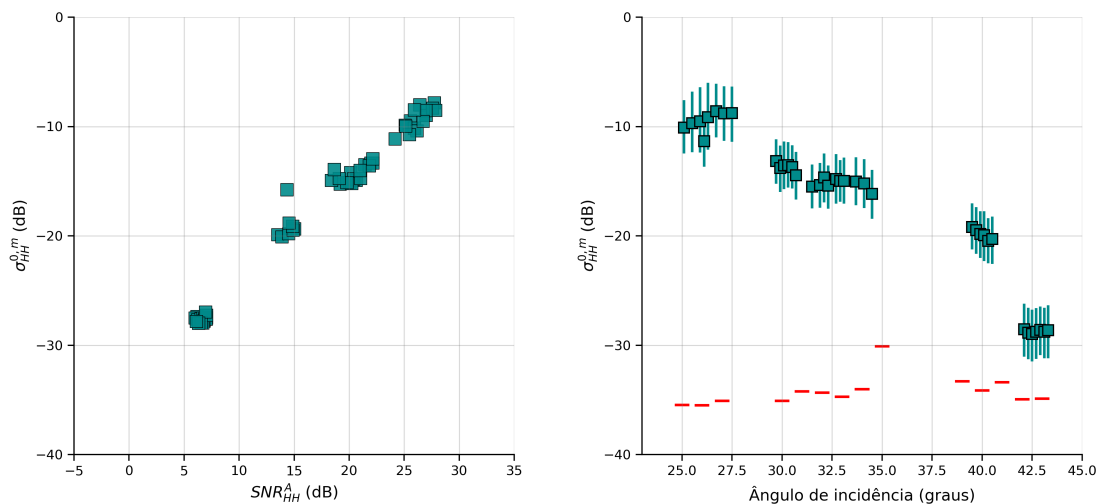


Fonte: Produção do autor.

A Figura 4.3 apresenta o SNR^A em função do valor médio do NRCS medido ($\sigma^{0,m}$) dentro de cada ROI para a polarização HH (esquerda) e em função do ângulo de incidência médio (direita). O lado direito da Figura 4.3 mostra as linhas que abrangem os percentis de 5% e 95%, a intensidade média (marcador) e o NESZ nominal (linha

vermelha). É possível observar que na maioria das cenas os valores médios de $\sigma_{HH}^{0,m}$ possuem SNR^A acima de 10 dB, enquanto algumas cenas apresentam valores médios com SNR^A abaixo deste valor. Essas cenas correspondem às condições de ventos com velocidade da ordem de 3 m/s, onde é esperado que os valores de retroespalhamento na polarização HH sejam baixos e próximos do ruído de fundo. Uma análise de $\sigma_{HH}^{0,m}$ em função do ângulo de incidência mostra que não ocorreu nenhum valor abaixo do ruído NESZ nos ROIS, apesar que a diferença entre os valores médios e o NESZ foram de aproximadamente 6 dB. Os valores de $\sigma_{VV}^{0,m}$ e $\sigma_{HH}^{0,m}$ estão portanto bem acima do nível de ruído e portanto se mostram adequados para extração de propriedades físicas (MINCHEW et al., 2012; ESPESETH et al., 2020); além disso, também estão em concordância com os resultados obtidos por Espeseth et al. (2020) para cenas RS-2.

Figura 4.3 - (Esquerda) Valores médios de intensidade HH em relação ao SNR com base no ruído aditivo. (Direita) Valores médios de intensidade HH, percentis de 5% e 95% para cada ROI em relação ao ângulo médio de incidência em cada cena. Linhas em vermelho representam o NESZ estimado em relação ao ângulo de incidência.

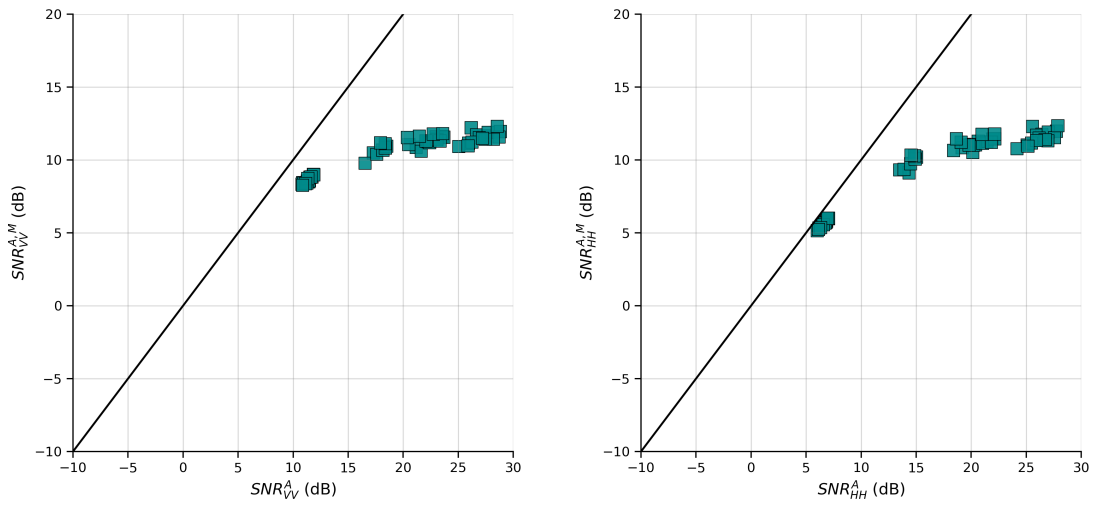


Fonte: Produção do autor.

A Figura 4.4 apresenta a relação entre o SNR^A e o $\text{SNR}^{A,M}$ para a polarização VV (esquerda) e para a polarização HH (direita). Ao incluir o ruído multiplicativo ao ruído aditivo, a relação sinal ruído SNR será menor em praticamente todas as cenas. A razão disto é que o ruído multiplicativo passa a ser dominante nas cenas

com valores elevados de SNR^A e $\sigma^{0,m}$. Para que qualquer análise de espalhamento utilizando polarimetria possa ser utilizada, [Espeseth et al. \(2020\)](#) recomendaram que o SNR^A seja igual ou maior à 10 dB e o $\text{SNR}^{A,M}$ seja maior que 0 dB. Portanto, através desta análise é possível concluir que todas as cenas se mostraram adequadas para uso neste trabalho.

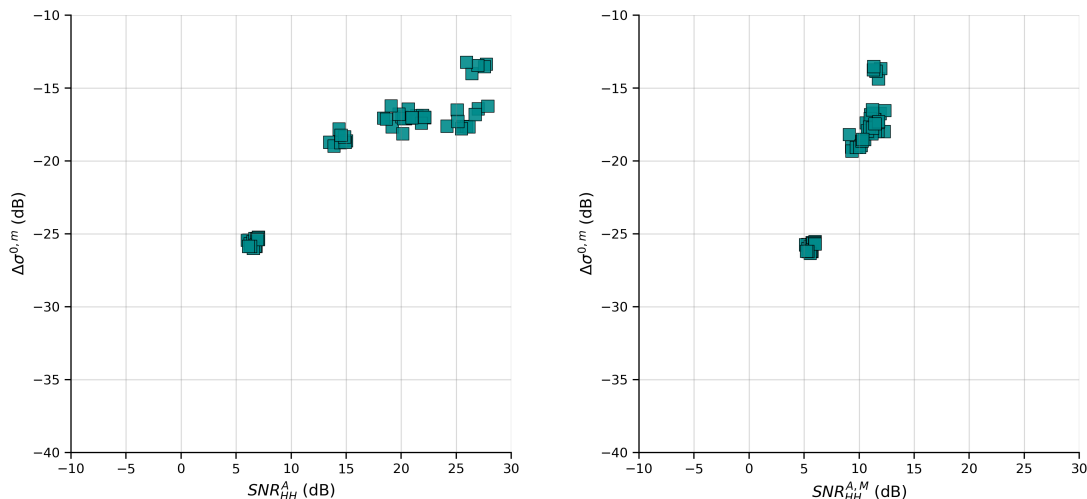
Figura 4.4 - Relação entre o SNR médio com base no ruído aditivo versus o SNR médio com base nos ruídos aditivo e multiplicativo, para as polarizações VV (esquerda) e HH (direita).



Fonte: Produção do autor.

Finalmente, a principal medida polarimétrica utilizada neste trabalho é a diferença de polarização, $\Delta\sigma^{0,m}$, entre os canais co-polarizados. Uma vez que $\Delta\sigma^{0,m}$ controla as estimativas da contribuição não-polarizada devido à quebra de onda, conforme observado na Equação 2.34, é importante analisar a variação desta medida com base no ruído. A Figura 4.5 apresenta a diferença de polarização $\Delta\sigma^{0,m}$ como função de SNR^A (esquerda) e $\text{SNR}^{A,M}$ (direita) para a polarização HH.

Figura 4.5 - Relação entre a diferença de polarização média versus SNR médio aditivo (esquerda) e SNR médio aditivo e multiplicativo (direita), para a polarização HH.



Fonte: Produção do autor.

Observa-se que $\Delta\sigma^{0,m}$ médio apresenta uma maior dispersão dos valores em relação à SNR^A do que em relação à $SNR^{A,M}$. Existe uma tendência de decréscimo nos valores de $\Delta\sigma^{0,m}$ em relação ao ruído, que é consistente com o modelo de espalhamento Bragg onde as componentes HH e VV possuem aproximadamente a mesma intensidade quando o ruído é predominante no sinal (que pode ser confirmado através das Figuras 4.2 e 4.3). Não foi observado, porém, grandes variações na intensidade de $\Delta\sigma^{0,m}$ ao se realizar a remoção também do ruído multiplicativo nas imagens. Sendo assim, optou-se pela remoção apenas do ruído aditivo ao longo do tabalho, devido ao fato do mesmo estar presente junto aos arquivos de cada imagem.

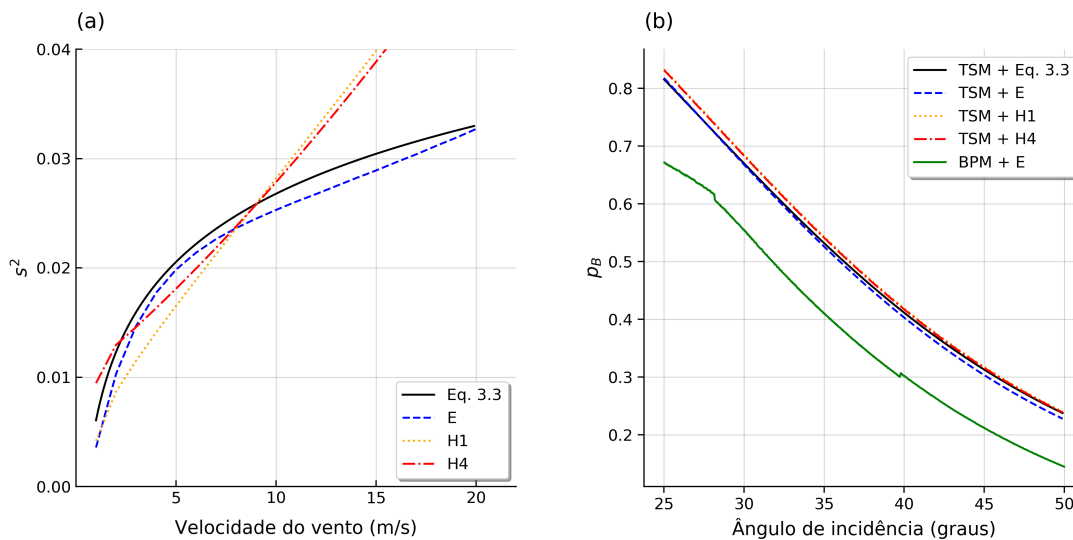
4.2 Análise da estimativa da contribuição não-polarizada

Nesta seção será avaliada a estimativa da contribuição não-polarizada utilizando duas diferentes abordagens para determinação da razão de polarização: através do modelo simplificado TSM (descrito na subseção 3.2.2.1) e através do modelo eletromagnético BPM (descrito na subseção 3.2.2.2).

Para estimar a razão de polarização através do modelo TSM é necessário calcular primeiro o MSS. Isto pode ser feito através da Equação 3.3 ou através da integração

do espectro de ondas em um dado intervalo de número de ondas (HWANG; PLANT, 2010). O limite superior de integração corresponde à um número de onda de *cutoff* dependente da frequência do sensor utilizado. No caso de um sensor na banda C, como é o caso do RS-2, esse limite corresponde à um número de onda de aproximadamente 24 rad/m (HAUSER et al., 2008; HWANG; PLANT, 2010). A Figura 4.6(a) apresenta uma comparação do MSS integrado a partir de dois modelos de espectro de ondas e a partir da Equação 3.3, em função da velocidade do vento. Os modelos de espectro de ondas utilizados foram o Elfouhaily (**E**), descrito na subseção 2.1.2, e o modelo empírico **H** desenvolvido por Hwang e Sletten (2008) para comparação, onde **H1** representa condições predominantes de *wind sea* no oceano e **H4** representa condições predominantes de *swell* no oceano.

Figura 4.6 - (a) MSS obtido através da Equação 3.3 e por integração das funções espectrais E, H1 e H4; (b) Razão de polarização derivada de diferentes metodologias.



Fonte: Produção do autor.

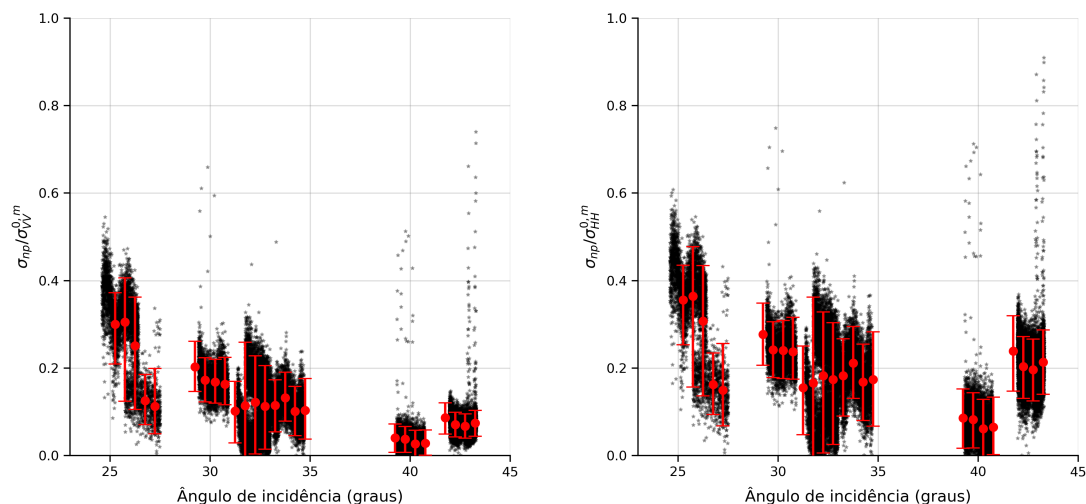
É possível observar que no intervalo de velocidade do vento de 3 à 10 m/s o MSS calculado pela Equação 3.3 é bastante similar ao MSS integrado do espectro E, apresentando uma dependência não-monotônica em relação ao vento. Devido a essa boa concordância entre as duas estimativas do MSS, foi adotado a Equação 3.3 para a estimativa da razão de polarização.

A Figura 4.6(b) apresenta um comparativo da razão de polarização Bragg (p_B) calculada a partir dos modelos TSM e BPM, em função do ângulo de incidência. A estimativa foi feita para a condição de $U_{10} = 10$ m/s e $\phi = 0^\circ$ (upwind). Para a estimativa através do modelo TSM utilizou-se os valores de MSS calculados a partir da Equação 3.3 e dos modelos de espectro de ondas utilizados na Figura 4.6(a). Para a estimativa através do modelo BPM utilizou-se o espectro de ondas E.

É possível notar que a razão de polarização Bragg estimada pelo modelo TSM apresenta uma fraca dependência em relação ao espectro de ondas utilizado e uma forte dependência em relação ao ângulo de incidência. Este resultado já havia sido destacado em Kudryavtsev et al. (2013) e Kudryavtsev et al. (2019). Além disso, o modelo TSM superestimou a razão de polarização Bragg quando comparado ao modelo teórico BPM. Essa diferença acontece pois o modelo simplificado dado pela Equação 2.35 não leva em consideração a correlação cruzada da inclinação e efeitos hidrodinâmicos (KUDRYAVTSEV et al., 2003). Diversos estudos confirmam que modelos (empíricos ou analíticos) da razão de polarização Bragg tendem a superestimar p_B quando são dependentes apenas do ângulo de incidência (MOUCHE et al., 2005; LIU et al., 2013).

A Figura 4.7 apresenta a contribuição relativa de σ_{NP} nas componentes co-polarizadas em função do ângulo de incidência, ao utilizar o modelo TSM para estimativa da razão de polarização. A contribuição relativa para ambas as polarizações variou entre 50% e 20%, com os valores mais baixos ocorrendo na faixa de ângulos de incidência mais elevados. O maior percentual de contribuição ocorreu em ângulos de incidência próximos à 25° . Mouche et al. (2007) destacou que em ângulos de incidência baixos, a reflexão especular pode levar a um aumento da contribuição não-polarizada.

Figura 4.7 - Contribuição relativa de σ_{NP} nas componentes (esquerda) VV e (direita) HH, utilizando o modelo TSM para estimativa da razão de polarização. As observações RS-2 são representadas como pontos pretos, enquanto os círculos com barra vertical são valores médios e percentis de 5% e 95%.



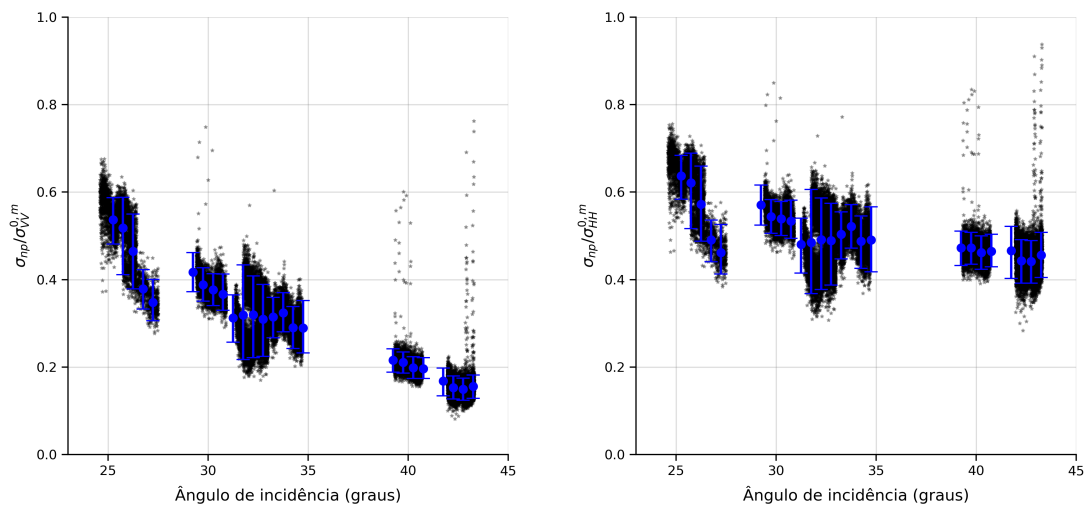
Fonte: Produção do autor.

Comparando os resultados obtidos neste trabalho com os obtidos por [Kudryavtsev et al. \(2019\)](#), podemos observar que a contribuição percentual de σ_{NP} na polarização VV apresenta o mesmo comportamento decrescente em relação ao ângulo de incidência, da mesma forma que a contribuição na polarização HH tende a se estabilizar em ângulos de incidência acima de 30° . Os valores percentuais, porém, estão abaixo da média obtida pelos autores (Figura 2, em [Kudryavtsev et al. \(2019\)](#)). Podemos considerar a hipótese que os resultados obtidos neste trabalho, utilizando o modelo TSM, correspondem aos valores inferiores a média observados em [Kudryavtsev et al. \(2019\)](#). Como nenhuma informação é apresentada pelos autores à respeito das condições de velocidade de vento e ângulo azimutal desses pontos, porém, esta hipótese não pode ser confirmada.

A Figura 4.8 apresenta a contribuição relativa de σ_{NP} nas componentes copolarizadas em função do ângulo de incidência, ao utilizar o modelo BPM para estimativa da razão de polarização. A contribuição relativa para a polarização VV variou entre 70% e 20%, com o maior percentual de contribuição ocorrendo em ângulos de incidência baixos (aproximadamente 60%), e rapidamente diminuindo para aproximadamente 15% em ângulos de incidência elevados. A contribuição relativa

para a polarização HH, contudo, manteve-se em aproximadamente 50% em toda a faixa de ângulos de incidência moderados ($>30^\circ$), com a máxima contribuição ocorrendo em baixos ângulos de incidência.

Figura 4.8 - Contribuição relativa de σ_{NP} nas componentes (esquerda) VV e (direita) HH, utilizando o modelo BPM para estimativa da razão de polarização. As observações RS-2 são representadas como pontos pretos, enquanto os círculos com barra vertical são valores médios e percentis de 5% e 95%.



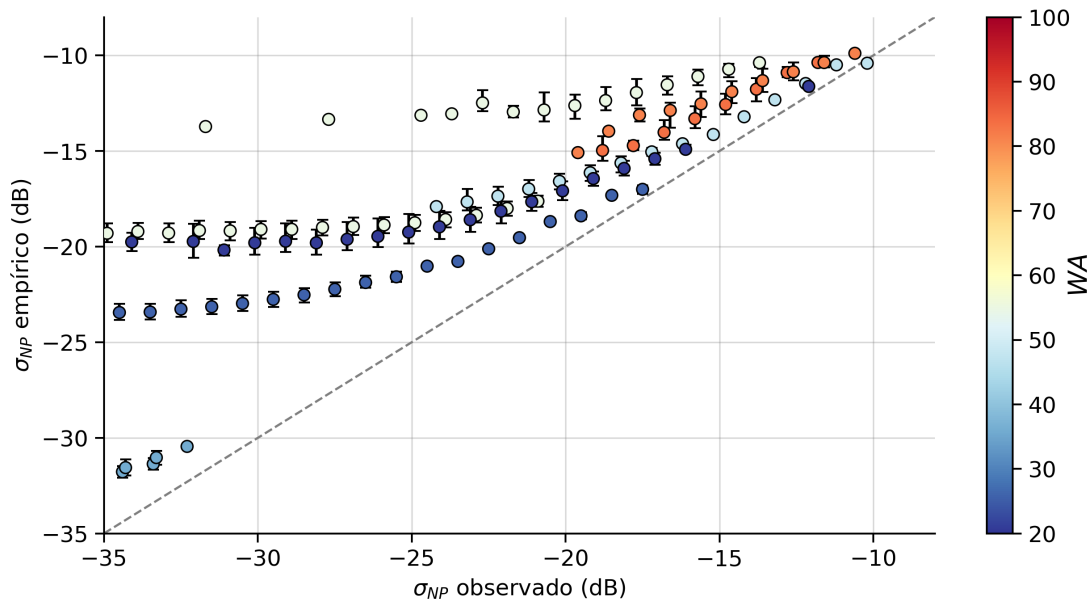
Fonte: Produção do autor.

Estes resultados apresentam um comportamento similar ao obtido por [Kudryavtsev et al. \(2019\)](#), onde a contribuição percentual de σ_{NP} na polarização VV apresenta uma tendência decrescente em relação ao ângulo de incidência, e a contribuição na polarização HH tende a se estabilizar em ângulos de incidência acima de 30° . Além disso, os valores percentuais estão mais próximos aos valores médios obtidos pelos autores (Figura 2, em [Kudryavtsev et al. \(2019\)](#)). [Mouche et al. \(2006\)](#) destacou que em condições de ventos leves ($< 5m/s$) pode ser observado discrepâncias entre os valores observados e preditos através de modelos de espalhamento, devido a uma série de fatores que não são contabilizados na estimativa e que nesse caso podem dominar o sinal sobre os efeitos de quebra de ondas.

A Figura 4.9 apresenta um comparativo entre σ_{NP} estimado através da Equação 3.7 e σ_{NP} estimado a partir das imagens SAR utilizando o modelo TSM, em unida-

des dB, agrupados em intervalos de 1 dB e por idade da onda. Foram utilizados valores de U_{10} , θ e ϕ referentes a cada cena na Equação 3.7. Conforme já observado na Figura 4.7, houve uma subestimativa da contribuição não-polarizada ao se utilizar o modelo TSM, em todas as condições de estado do mar. Como mostrado em Kudryavtsev et al. (2014), uma variação de até $\pm 10\%$ na estimativa de p_B pode levar à um erro de aproximadamente $\pm 20\%$ ou maior na estimativa da contribuição não-polarizada.

Figura 4.9 - Comparativo entre σ_{NP} estimado através da Equação 3.7 versus σ_{NP} estimado a partir das imagens SAR utilizando o modelo TSM. As observações foram agrupadas em *bins* de 1 dB, onde os círculos com barra vertical são valores médios e percentis de 5% e 95%. Cores representam a idade da onda das observações.

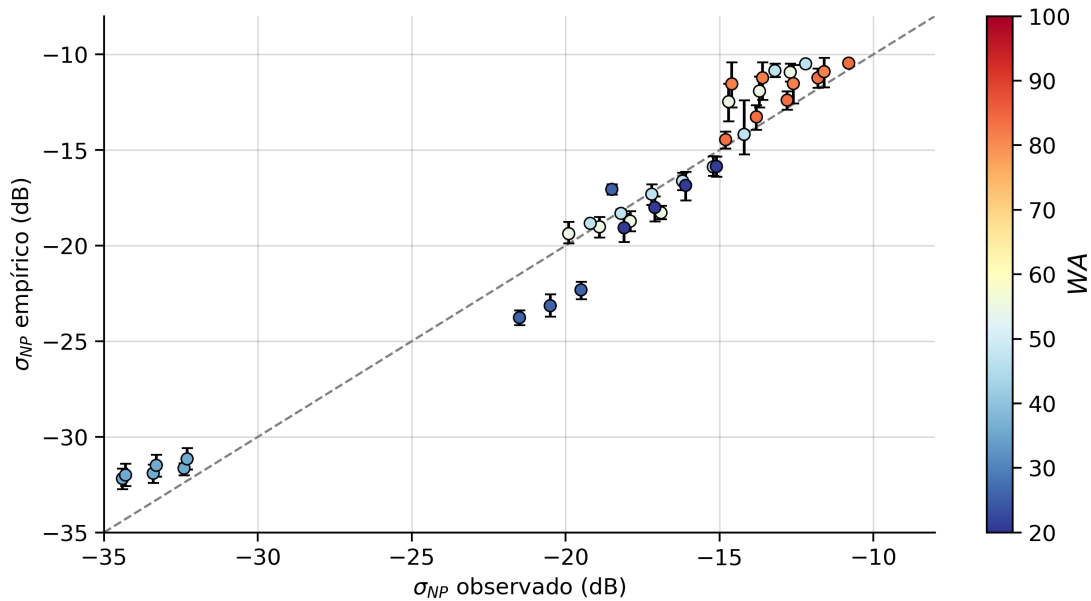


Fonte: Produção do autor.

A Figura 4.10 apresenta um comparativo entre σ_{NP} estimado através da Equação 3.7 e σ_{NP} estimado a partir das imagens SAR utilizando o modelo BPM, em unidades dB, agrupados em intervalos de 1 dB e por idade da onda. Foram utilizados valores de U_{10} , θ e ϕ referentes a cada cena na Equação 3.7. A estimativa da contribuição não-polarizada ao se utilizar o modelo BPM apresentou uma boa concordância com os valores estimados utilizando o modelo empírico, especialmente em condições mar

predominado por vagas velhas.

Figura 4.10 - Comparativo entre σ_{NP} estimado através da Equação 3.7 versus σ_{NP} estimado a partir das imagens SAR utilizando o modelo BPM. As observações foram agrupadas em *bins* de 1 dB, onde os círculos com barra vertical são valores médios e percentis de 5% e 95%. Cores representam a idade da onda das observações.



Fonte: Produção do autor.

O resultado das comparações estatísticas das observações estimadas do RS-2 (utilizando os modelos TSM e BPM) em relação as estimativas a partir do modelo empírico são apresentadas na Tabela 4.1. As estimativas obtidas a partir do modelo TSM tiveram valores elevados de *bias* de -4,454 dB e de RMSE de 5,454 dB, indicando tanto uma subestimativa nas medidas de σ_{np} quanto uma grande variância nas medidas em relação à média esperada em cada cena (conforme também observado na Figura 4.9). As estimativas obtidas a partir do modelo BPM tiveram valores de *bias* de -0,332 dB e de RMSE de 1,988 dB, que se mostraram próximos dos valores obtidos por Kudryavtsev et al. (2019).

Tabela 4.1 - Resultado das comparações estatísticas das observações estimadas do RS-2 em relação as estimativas a partir do modelo empírico.

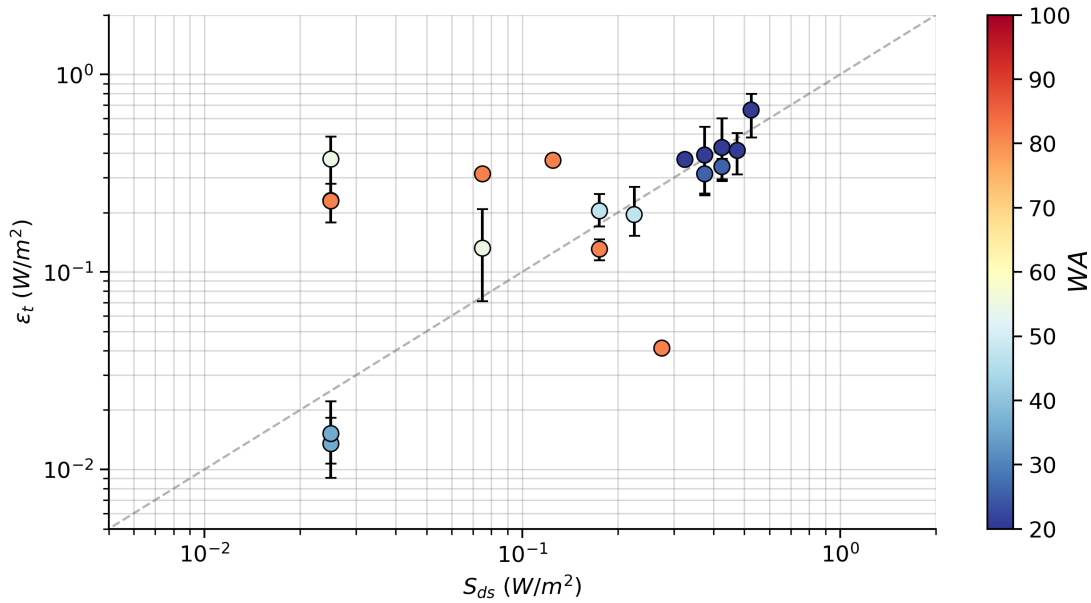
Modelo utilizado	RMSE	<i>bias</i>	ρ
TSM	5,454 dB	-4,454 dB	0,935
BPM	1,988 dB	-0,332 dB	0,981

4.3 Análise comparativo da taxa de dissipação de energia total

Nesta seção será avaliada a estimativa da taxa de dissipação de energia total devido à quebra de ondas, utilizando duas diferentes abordagens: através do modelo numérico WW3 (descrito na subseção 3.1.2.2) e através de dados de campo retirados da literatura. Com bases nos resultados da seção anterior, as estimativas da taxa de dissipação de energia total foram realizadas utilizando a apenas a contribuição não-polarizada obtida a partir do modelo BPM, por estas terem apresentado os melhores resultados. A metodologia seguida está descrita na subseção 3.2.3.

As estimativa da taxa de dissipação de energia total (ϵ_t) obtidas a partir das imagens SAR versus a taxa de dissipação de ondas (S_{ds}) integrada sobre todas as escalas de ondas resolvidas pelo modelo WW3 são mostradas na Figura 4.11. As observações foram agrupadas em *bins* de 1 dB, onde os círculos com barra vertical são valores médios e percentis de 5% e 95%. O intervalo de idades de onda é indicado através da escala de cores, variando desde vagas jovens até marulhos velhos. Para condições de vagas velhas, especialmente para idades de onda abaixo de 50, a relação entre a taxa de dissipação de energia total (ϵ_t) e a taxa de dissipação de ondas (S_{ds}) modelada mostrou-se aproximadamente linear. Para condições de mar dominado por marulhos, é possível observar que no geral a taxa de dissipação de energia total (ϵ_t) foi muito maior do que a taxa de dissipação de ondas (S_{ds}), em quase uma ordem de magnitude. Dois fatores podem sugerir esta discrepância em condições de ondas muito antigas: (1) a quebra de ondas pode não ser o mecanismo dominante de dissipação das ondas, ou (2) houve uma superestimativa da contribuição não-polarizada (σ_{NP}), e conseqüentemente da taxa de dissipação de energia total, devido a presença dos marulhos.

Figura 4.11 - Estimativa da taxa de dissipação de energia total ϵ_t obtidas a partir das imagens SAR versus a taxa de dissipação de ondas integrada sobre todas as escalas de ondas resolvidas S_{ds} estimada pelo modelo WW3. As observações foram agrupadas em *bins* de 1 dB, onde os círculos com barra vertical são valores médios e percentis de 5% e 95%. Cores representam a idade da onda das observações.



Fonte: Produção do autor.

Banner e Morison (2018) obtiveram resultados similares ao reanalisar o conjunto de dados observacionais de Sutherland e Melville (2015) para investigar a importância relativa da contribuição de arrebatamentos de microescalas na taxa de dissipação total. Eles utilizaram para isso o modelo de dissipação de ondas de Romero et al. (2012). Os autores encontraram que a quebra de ondas é responsável por quase toda a taxa total de dissipação de energia durante o desenvolvimento das vagas, e que em mares antigos a quebra de ondas contribui apenas com uma pequena fração da taxa total de dissipação de energia total. A maior contribuição para a taxa de dissipação total estaria então relacionada principalmente à outros processos hidrodinâmicos, que incluem a influência das ondas superficiais sobre o cisalhamento de Reynolds, turbulência e a transferência de energia entre as ondas (BANNER; MORISON, 2018).

Não há na literatura muitos estudos que estimem o impacto da presença de marulhos no valor de σ^0 medido em diferentes polarizações. Durden e Vesecky (1985)

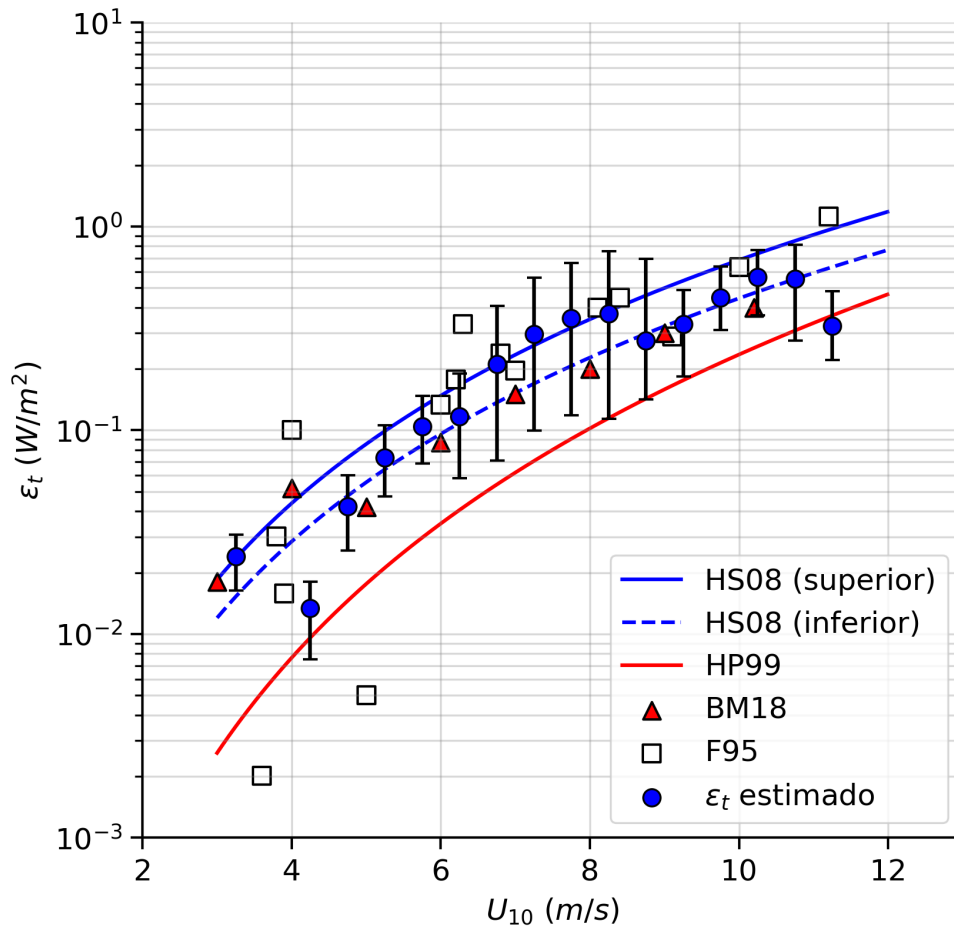
avaliaram o impacto da presença de marulhos nas polarizações HH e VV, e concluíram que os efeitos são mais significativos em baixas frequências (banda L) e baixos ângulos de incidência. Em altas frequências (por exemplo, banda K_u) e altos ângulos de incidência os efeitos foram praticamente negligenciáveis. Hwang e Plant (2010) analisaram o efeito de marulhos em ângulos de incidência baixos e moderados para diferentes frequências de SAR, utilizando o espectro de ondas empírico \mathbf{H} , e encontraram que o efeito dos marulhos sobre σ^0 é menor do que 3 dB para velocidades de vento acima de $4m/s$, nas polarizações HH e VV (banda C).

Zhang et al. (2011) observaram que existe uma forte correlação entre a razão de polarização Bragg e os parâmetros de *steepness* e altura significativa da onda; quando a *steepness* aumenta, a razão de polarização também aumenta. Ainda segundo Zhang et al. (2011), a diferença de polarização possui correlação muito baixa com relação aos parâmetros de onda. As estimativas de p_B em Hwang e Plant (2010) (Figura 5) também indicam um aumento na razão de polarização na presença de marulhos. O principal efeito deste aumento na razão de polarização, porém, corresponde a uma maior variância nas medidas de NRCS, como pode ser observado na distribuição dos valores da contribuição não-polarizada nas Figuras 4.10 e 4.11.

Os resultados combinados apresentados aqui indicam então que os marulhos são responsáveis especialmente pela maior variância nas estimativas de ϵ_t , e que a discrepância entre os valores de ϵ_t e S_{ds} são esperados uma vez que a contribuição na dissipação total é proveniente de mecanismos diferentes da quebra da onda.

A relação entre a taxa de dissipação de energia total (ϵ_t) estimada a partir dos dados SAR e a velocidade do vento U_{10} é mostrada na Figura 4.12. As estimativas são agrupadas em intervalos de velocidade do vento de $1,0 m/s$, onde os círculos azuis com barra vertical são valores médios e percentis de 5% e 95%. Duas parametrizações da taxa de dissipação de energia em função da velocidade do vento são mostradas, retiradas de Hanson e Phillips (1999) (HP99, curva em vermelho) e Hwang e Sletten (2008) (HS08, curvas em azul). Também foram incluída medidas de estimativas de campo retiradas de Felizardo e Melville (1995) (F95, quadrados brancos) e Banner e Morison (2018) (BM18, triângulos vermelhos).

Figura 4.12 - Relação entre a velocidade do vento U_{10} e a taxa de dissipação de energia total ϵ_t estimada a partir dos dados SAR, agrupadas em intervalos de velocidade do vento de $1,0 \text{ m/s}$. Os círculos azuis com barra vertical são valores médios e percentis de 5% e 95%. Duas parametrizações da taxa de dissipação de energia em função da velocidade do vento são mostradas, retiradas de Hanson e Phillips (1999) (HP99, curva em vermelho) e Hwang e Sletten (2008) (HS08, curvas em azul). Também foram incluídas medidas de estimativas de campo retiradas de Felizardo e Melville (1995) (F95, quadrados brancos) e Banner e Morison (2018) (BM18, triângulos vermelhos).



Fonte: Produção do autor.

Hanson e Phillips (1999) estimaram a taxa de dissipação de energia total através de medidas do espectro de ondas obtidas de boias direcionais e utilizando conceitos da teoria do intervalo de equilíbrio de Phillips (1985). Os autores também utilizaram um método de particionamento de ondas para isolar as componentes vagas dos marulhos nas observações. Devido a variabilidade das condições ambientais durante

os experimentos de campo no Golfo do Alasca, com regime de ventos não-estacionário e mares mistos, eles obtiveram uma grande dispersão nas estimativas de ϵ_t para uma mesma velocidade de vento. As estimativas da taxa de dissipação de energia total, porém, apresentaram uma boa correlação com a velocidade do vento em superfície, indicada pela curva em vermelho na Figura 4.12.

A constante de proporcionalidade utilizada nas duas parametrizações de Hwang e Sletten (2008) na Figura 4.12 corresponde as condições de mar saturado (superior) e mares antigos dominados por marulhos (inferior), $\alpha = 5,7$ e $\alpha = 3,7$ respectivamente. A principal diferença entre a parametrização de Hwang e Sletten (2008) e a de Hanson e Phillips (1999) é que a primeira leva em consideração parâmetros básicos de onda (altura significativa das ondas e período dominante das ondas), ou seja, o estado do mar. Neste trabalho os parâmetros de onda foram estimados com o auxílio da L.U.T (sigla para *lookup table*) presente em Hwang e Sletten (2008) (Tabela 1) para as condições de duração limitada do vento. Estes parâmetros podem, contudo, ser estimados através de sensoriamento remoto, tais como altímetros. Ortiz e Lorenzetti (2018) estimaram os parâmetros de onda básicos de sistemas multimodais diretamente de imagens SAR, através de um sistema multiescala e utilização da teoria de MSS. Através da metodologia apresentada pelos autores pode ser possível então obter uma estimativa de primeira ordem da taxa de dissipação de energia total unicamente através da imagem SAR.

Medidas da taxa de dissipação de energia total retiradas de Felizardo e Melville (1995) (F95, quadrados brancos) foram derivadas através de medidas do espectro de ondas obtidas de medidores de ondas presentes no hidrofone direcional utilizado no estudo, e utilizando conceitos da teoria do intervalo de equilíbrio de Phillips (1985). Os autores eliminaram a contribuição dos marulhos nas observações por filtrar a série temporal de elevação da superfície do mar. Durante o experimento, conduzida no Oceano Pacífico em latitude média, as condições de vento e estado do mar foram quase-estacionárias. Por conta disso não houve uma grande variabilidade nas estimativas de ϵ_t , e sua magnitude apresentou os maiores valores quando comparados às estimativas de Hanson e Phillips (1999) e Banner e Morison (2018).

Medidas da taxa de dissipação de energia total retiradas de Banner e Morison (2018) (BM18, triângulos vermelhos) foram derivadas do conjunto de dados observacionais de Sutherland e Melville (2015). Os autores obtiveram a estimativa de ϵ_t em toda a camada superficial afetada pelas ondas utilizando um método de ajuste espectral da vorticidade da velocidade em superfície para medir a dissipação na camada próxima

à superfície, combinada com medições da subsuperfície. [Sutherland e Melville \(2015\)](#) observaram que quando idades de onda elevadas estavam presentes (ou condições de ventos leves), as estimativas de ϵ_t continham contribuições significativas além da quebra da onda.

Comparando os resultados obtidos neste trabalho com as estimativas de campos descritas acima, podemos observar que na média existe uma boa concordância entre os valores de ϵ_t , especialmente quando comparados às medidas de F95 e BM18. A metodologia utilizada foi capaz ainda de identificar a variabilidade associada a diferentes estados do mar para uma mesma condição de vento. Em velocidades de vento abaixo de $10m/s$, nossas estimativas de ϵ_t ficaram abaixo do valor máximo esperado em condições de pico em mar saturado, enquanto a relação de [Hanson e Phillips \(1999\)](#) se mostrou um limite inferior para os resultados estimados. É importante observar que o histórico do vento local não foi levado em consideração no presente estudo, e portanto os efeitos da aceleração do vento na contribuição da taxa de dissipação de energia total não puderam ser levados em conta, como sugerido por [Hanson e Phillips \(1999\)](#) e [Callaghan \(2018\)](#).

5 CONCLUSÕES

No presente estudo foi avaliada a possibilidade de utilização de produtos SAR polarimétricos para a estimativa da taxa de dissipação de energia associada à processos de arrebatamento de ondas. Para tanto foram utilizadas duas metodologias de estimativa da contribuição não-polarizada presente no coeficiente de retroespalhamento dos canais co-polarizados, de forma a identificar qual a mais adequada para uso; avaliar a concordância dessas estimativas com aquelas realizadas por modelos numéricos.

Os resultados obtidos no trabalho mostraram que dados SAR polarimétricos podem ser utilizados para estimar a taxa de dissipação de energia associada à processos de quebra de ondas com uma resolução espacial de até 500m. Estimativas de dissipação de energia e cobertura de *whitecap* utilizando sensoriamento remoto orbital geralmente possuem resoluções espaciais da ordem de algumas dezenas de quilômetros (escaterômetros, radiômetros); além disso, tais estimativas são baseadas unicamente no regime de ventos e geralmente desconsideram o histórico do oceano. A metodologia proposta no trabalho então mostrou-se adequada para fornecer informações em melhor resolução espacial, enquanto ainda levando em consideração o estado prévio do mar.

A estimativa da razão de polarização Bragg mostrou-se ser uma das etapas mais importantes na metodologia adotada. A escolha de um modelo de polarização que não consiga representar corretamente os coeficientes de retroespalhamento co-polarizados em diferentes condições meteorológicas e de estado do oceano tende a subestimar a contribuição de espalhamento devido à quebra de ondas, e por consequente a taxa de dissipação de energia total. Os modelos que existem na literatura conseguem representar bem o espalhamento na polarização VV, mas geralmente falham na polarização HH. Modelos eletromagnéticos capazes de realizarem estimativas mais precisas, porém, podem exigir um maior tempo computacional para processar cada imagem. O modelo adotado neste trabalho (BPM), executado em um computador desktop normal, foi capaz de permitir a realização de toda a metodologia com tempo de processamento inferior à 15 minutos para cada imagem analisada.

O ruído de fundo presente nas imagens apresentou um baixo impacto nas estimativas da contribuição de espalhamento não-polarizado, quando comparados à estimativa da razão de polarização Bragg. É importante notar que as imagens utilizadas no presente estudo possuem um nível de ruído bastante baixo devido ao modo de aquisição da informação polarimétrica, e mesmo assim atingiram o nível mínimo desejado na relação sinal-ruído para serem utilizadas. Medidas co-polarizadas obtidas através de

modos de aquisição *dual-pol*, apesar de cobrirem áreas maiores, possuem ruído de fundo de pelo menos uma ordem de magnitude superior em relação ao modo *quad-pol*, e portanto podem apresentar um maior impacto nas estimativas (especialmente em condições de ventos abaixo de 10 *m/s*).

As estimativas da taxa de dissipação derivadas através de SAR polarimétrico foram da mesma ordem de magnitude que medições prévias na literatura derivadas de métodos utilizando fotografia e ondógrafos, com a vantagem de conseguir cobrir áreas maiores da superfície do oceano. Pode ser necessário, porém, obter uma base de dados que consiga cobrir uma maior variedade de condições meteorológicas e de estado do oceano antes de concluir que o método pode ser empregado em toda e qualquer região do globo.

Os principais resultados no trabalho podem ser sumarizados como segue:

- A metodologia apresentou melhores resultados em condições de ângulos de incidência iguais ou superiores à 30°; em ângulos abaixo deste a contribuição no coeficiente de retroespalhamento devido a reflexão especular não pode ser totalmente menosprezado e acaba somando-se a contribuição não-polarizada;
- O modelo de espalhamento BPM permitiu uma estimativa mais precisa da contribuição não-polarizada comparado ao uso do modelo TSM simplificado. A sobrestimativa da razão de polarização pelo modelo TSM simplificado leva à uma subestimativa da contribuição não-polarizada;
- A metodologia apresentou resultados satisfatórios em todas as condições de estado do mar, quando comparadas com medidas estimadas *in-situ*. Em condições predominantes de *swell* no mar, houve uma maior variância na estimativa da contribuição não-polarizada, e conseqüentemente da taxa de dissipação de energia; estas variações podem estar associadas especialmente à variação no coeficiente de retroespalhamento devido à presença do *swell* que não foi quantificada no trabalho;
- Como apontado em trabalhos anteriores, em condições predominantes de *wind-sea* no mar a taxa de dissipação de energia total é composta principalmente da dissipação decorrente da quebra de ondas. Em condições predominantes de *swell* no mar, apenas uma parcela da taxa de dissipação é decorrente da quebra de ondas, sendo a maior parcela está relacionada a outros processos hidrodinâmicos.

Para trabalhos futuros, pode-se recomendar as seguintes ideias:

- Utilizar diferentes modelos eletromagnéticos de espalhamento, como os modelos assintóticos, para avaliar o efeito de estatísticas de maior ordem da superfície do oceano na estimativa da taxa de dissipação, e o custo-benefício computacional desses métodos em relação a métodos mais simples;
- Aplicar uma metodologia similar, porém estimando todos os parâmetros relacionados do estado do mar (através do espectro direcional de ondas) estimados diretamente da imagem SAR, usando metodologias como a descrita em [Ortiz e Lorenzetti \(2018\)](#);
- Aplicar uma metodologia similar em um conjunto de dados *dual-pol*, afim de verificar a influência do impacto do ruído aditivo e mutiplicativo na estimativa da taxa de dissipação de energia;
- Aplicar uma metodologia similar em um conjunto de dados maior, que incluía todo o intervalo de ângulos de incidência moderados e diferentes condições meteorológicas e de estado do mar.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ANGUELOVA, M. D.; HWANG, P. A. Using energy dissipation rate to obtain active whitecap fraction. **Journal of Physical Oceanography**, v. 46, n. 2, p. 461–481, 2016. 2
- ANGUELOVA, M. D.; WEBSTER, F. Whitecap coverage from satellite measurements: A first step toward modeling the variability of oceanic whitecaps. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, v. 111, n. C3, 2006. 2, 3
- APEL, J. R. An improved model of the ocean surface wave vector spectrum and its effects on radar backscatter. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, v. 99, n. C8, p. 16269–16291, 1994. 9, 18, 19
- ARDHUIN, F.; ROGERS, E.; BABANIN, A. V.; FILIPOT, J. F.; MAGNE, R.; ROLAND, A.; WESTHUYSEN, A. van der; 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, n. 9, p. 1917–1941, 2010. 1, 29
- BABANIN, A. **Breaking and Dissipation of Ocean Surface Waves**. Cambridge: Cambridge University Press, 2011. 480 p. 1, 2, 10, 11
- BABANIN, A. V.; YOUNG, I. R.; BANNER, M. L. Breaking probabilities for dominant surface waves on water of finite constant depth. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, v. 106, n. C6, p. 11659–11676, 2001. 1, 11
- BANNER, M. L.; BABANIN, A. V.; YOUNG, I. R. Breaking probability for dominant waves on the sea surface. **Journal of Physical Oceanography**, v. 30, n. 12, p. 3145–3160, 2000. 3
- BANNER, M. L.; MORISON, R. P. On the upper ocean turbulent dissipation rate due to microscale breakers and small whitecaps. **Ocean Modelling**, v. 126, p. 63–76, 2018. xv, 55, 56, 57, 58
- BJERKAAS, A. W.; RIEDEL, F. W. **Proposed model for the elevation spectrum of a wind-roughened sea surface**. [S.l.: s.n.], 1979. 9
- BLANCHARD, D. C. The electrification of the atmosphere by particles from bubbles in the sea. **Progress in Oceanography**, v. 1, p. 73–202, 1963. 2

- CALLAGHAN, A. H. On the relationship between the energy dissipation rate of surface-breaking waves and oceanic whitecap coverage. **Journal of Physical Oceanography**, v. 48, n. 11, p. 2609–2626, 2018. 1, 59
- CARINI, R. J.; JESSUP, A. T.; CHICKADEL, C. Mapping wave breaking and residual foam using infrared remote sensing. **American Geophysical Union**, p. OS21B–1694, 2012. 3
- CAVALERI, L.; FOX-KEMPER, B.; HEMER, M. Wind waves in the coupled climate system. **Bulletin of the American Meteorological Society**, v. 93, n. 11, p. 1651–1661, 2012. 1
- DONELAN, M. A.; PIERSON, W. J. Radar scattering and equilibrium ranges in wind-generated waves with application to scatterometry. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, v. 92, n. C5, p. 4971–5029, 1987. 9
- DONELAN, M. A.; YUAN, Y. Wave dissipation by surface processes. In: KOMEN, G. J.; CAVALERI, L.; DONELAN, M. A.; HASSELMANN, K.; HASSELMANN, S.; JANSSEN, P. A. E. M. (Ed.). **Dynamics and Modelling of Ocean Waves**. New York: Cambridge University Press, 1994. cap. II.4, p. 143–155. 11
- DURDEN, S.; VESECKY, J. A physical radar cross-section model for a wind-driven sea with swell. **IEEE Journal of Oceanic Engineering**, v. 10, n. 4, p. 445–451, 1985. 55
- ELFOUHAILY, T.; CHAPRON, B.; KATSAROS, K.; VANDEMARK, D. A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, v. 102, n. C7, p. 15781–15796, 1997. 9, 10, 18, 19
- ESPESETH, M. M.; BREKKE, C.; JONES, C. E.; HOLT, B.; FREEMAN, A. The impact of system noise in polarimetric SAR imagery on oil spill observations. **IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing**, v. 58, n. 6, p. 4194–4214, 2020. 40, 44, 45, 46
- FELIZARDO, F. C.; MELVILLE, K. W. Correlations between Ambient Noise and the Ocean Surface Wave Field. **Journal of Physical Oceanography**, v. 25, p. 513–532, 1995. xv, 2, 3, 14, 56, 57, 58
- FILIPOT, J. F.; ARDHUIN, F. A unified spectral parameterization for wave breaking: from the deep ocean to the surf zone. **Journal of Geophysical Research**, v. 117, p. C00J08, 2012. 2

FREEMAN, A. The effects of noise on polarimetric SAR data. In: INTERNATIONAL GEOSCIENCE AND REMOTE SENSING SYMPOSIUM, 2., 1993, Tokyo, Japan. **Proceedings...** IEEE, 1993. p. 799–802. Disponível em: <<https://doi.org/10.1109/IGARSS.1993.322215>>. 40

FREEMAN, A.; ZYL, J. J. van; KLEIN, J. D.; ZEBKER, H. A.; SHEN, Y. Calibration of Stokes and scattering matrix format polarimetric SAR data. **IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing**, v. 30, n. 3, p. 531–539, 1992. 33

GUAN, C.; HU, W.; SUN, J.; LI, R. The whitecap coverage model from breaking dissipation parametrizations of wind waves. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, v. 112, n. C05031, 2007. 2, 11

GUISSARD, A.; SOBIESKI, P.; BAUFAYS, C. A unified approach to bistatic scattering for active and passive remote sensing of rough ocean surfaces. **Trends in Geophysical Research**, v. 1, n. 11, p. 43–68, 1992. 37, 38

HAJNSEK, I.; POTTIER, E.; CLOUDE, S. R. Inversion of surface parameters from polarimetric SAR. **IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing**, v. 41, n. 4, p. 727–744, 2003. xv, xvi, xvii, 22, 35, 75, 76, 77, 78, 79, 80, 81, 82, 83, 85, 86, 87, 88, 89

HANSON, J. L.; PHILLIPS, O. M. Wind sea growth and dissipation in the open ocean. **Journal of Physical Oceanography**, v. 29, n. 8, p. 1633–1648, 1999. xv, 2, 3, 13, 14, 56, 57, 58, 59

HASSELMANN, K. On the spectral dissipation of ocean waves due to white capping. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 6, p. 107–127, 1974. 2

HASSELMANN, K.; BARNETT, T.; BOUWS, E.; CARLSON, H.; CARTWRIGHT, D.; ENKE, K.; EWING, J.; GIENAPP, H.; HASSELMANN, D.; KRUSEMAN, P.; MEERBURG, A.; MULLER, P.; OLBERS, D.; RICHTER, K.; SELL, W.; WALDEN, H. Measurements of wind-wave growth and swell decay during the joint north sea wave project (JONSWAP). **Deut. Hydrogr. Z.**, v. 8, p. 1–95, 01 1973. 9

HASSELMANN, S.; HASSELMANN, K.; ALLENDER, J. H.; BARNETT, T. P. Computations and parameterizations of the nonlinear energy transfer in a gravity-wave spectrum. Part II: Parameterizations of the nonlinear energy transfer for application in wave models. **Journal of Physical Oceanography**, v. 15, n. 11, p. 1378–1391, 1985. 29

- HAUSER, D.; CAUDAL, G.; GUIMBARD, S.; MOUCHE, A. A. A study of the slope probability density function of the ocean waves from radar observations. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, v. 113, n. C2, 2008. 48
- HERSBACH, H. CMOD5.N: A C-band geophysical model function for equivalent neutral wind. **ECMWF**, n. 554, p. 20, 2008. 26
- HOLTHUIJSEN, L. H. **Waves in Oceanic and Coastal Waters**. Cambridge: Cambridge University Press, 2007. 387 p. 1, 5, 6, 7, 8, 10, 11
- HOLTHUIJSEN, L. H.; HERBERS, T. H. C. Statistics of breaking waves observed as whitecaps in the open sea. **Journal of Physical Oceanography**, v. 16, n. 2, p. 290–297, 1986. 3
- HORSTMANN, J.; LEHNER, S.; KOCH, W.; TONBOE, R. Computation of wind vectors over the ocean using spaceborne Synthetic Aperture Radar. **Johns Hopkins APL Technical Digest**, v. 21, p. 100–107, 01 2000. 35
- HUANG, N. E.; SHEN, Z.; LONG, S. R.; WU, M. C.; SHIH, H. H.; ZHENG, Q.; YEN, N.; TUNG, C. C.; LIU, H. H. The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences**, v. 454, n. 1971, p. 903–995, 1998. 3
- HWANG, P. A.; FOIS, F. Surface roughness and breaking wave properties retrieved from polarimetric microwave radar backscattering. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, n. 120, p. 3640–3657, 2015. 11, 37
- HWANG, P. A.; PLANT, W. J. An analysis of the effects of swell and surface roughness spectra on microwave backscatter from the ocean. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, v. 115, n. C4, 2010. 37, 48, 56
- HWANG, P. A.; SLETTEN, M. A. Energy dissipation of wind-generated waves and whitecap coverage. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, v. 113, n. C2, 2008. xv, 1, 2, 13, 14, 39, 48, 56, 57, 58
- HWANG, P. A.; SLETTEN, M. A.; TOPORKOV, J. V. Breaking wave contribution to low grazing angle radar backscatter from the ocean surface. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, v. 113, n. C9, 2008. 3
- HWANG, P. A.; ZHANG, B.; PERRIE, W. Depolarized radar return for breaking wave measurement and hurricane wind retrieval. **Geophysical Research Letters**, v. 37, n. 1, 2010. 3, 39

- HWANG, P. A.; ZHANG, B.; TOPORKOV, J. V.; PERRIE, W. Comparison of composite Bragg theory and quad-polarization radar backscatter from RADARSAT-2: With applications to wave breaking and high wind retrieval. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, v. 115, n. C8, p. 12, 2010. 3, 37
- JANSSEN, P. A. E. M. Progress in ocean wave forecasting. **Journal of Computational Physics**, v. 227, n. 7, p. 3572–3594, 2008. 1
- JANSSEN, P. A. E. M.; WALLBRINK, H.; CALKOEN, C. J.; HALSEMA, D. van; OOST, W. A.; SNOEIJ, P. VIERS-1 scatterometer model. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, v. 103, n. C4, p. 7807–7831, 1998. 21
- JENSEN, J. **Remote sensing of the environment: an Earth resource perspective**. [S.l.]: Pearson Prentice Hall, 2007. (Prentice Hall series in geographic information science). 15
- JESSUP, A. T.; ZAPPA, C.; LOEWEN, M.; HESANY, V. Infrared remote sensing of breaking waves. **Nature**, v. 385, 1997. 3
- KERBAOL, V. **Analyse spectrale et statistique vent-vague des images radar à ouverture synthétique – Application aux données des satellites ERS1/2**. Dissertação (Mestrado) — Université de Rennes I, Rennes, France, 1997. 16
- KITAIGORDSKII, S. A.; KRASITSKII, V. P.; ZASLAVSKII, M. M. On Phillips' theory of equilibrium range in the spectra of wind-generated gravity waves. **Journal of Physical Oceanography**, v. 5, n. 3, p. 410–420, 07 1975. 9
- KOHLER, P. E. C.; LEBLANC, L.; ELLIOTT, J. SCOOP - NDBC's new ocean observing system. In: OCEANS, 2015, Washington, DC, USA. **Proceedings... IEEE**, 2015. p. 1–5. Disponível em: <<https://doi.org/10.23919/OCEANS.2015.7401834>>. 30
- KOMEN, G. J.; CAVALERI, L.; DONELAN, M.; HASSELMANN, K.; HASSELMANN, S.; JANSSEN, P. A. E. M. **Dynamics and modelling of ocean waves**. Cambridge: Cambridge University Press, 1994. 532 p. 1, 2, 12, 31
- KUDRYAVTSEV, V. N.; CHAPRON, B.; MYASOEDOV, A. G.; COLLARD, F.; JOHANNESSEN, J. A. On dual co-polarized SAR measurements of the ocean surface. **IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters**, v. 10, n. 4, p. 761–765, 2013. 4, 21, 22, 33, 36, 49

KUDRYAVTSEV, V. N.; FAN, S.; ZHANG, B.; MOUCHE, A. A.; CHAPRON, B. On quad-polarized SAR measurements of the ocean surface. **IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing**, v. 57, n. 11, p. 8362–8370, 2019. [3](#), [4](#), [33](#), [39](#), [49](#), [50](#), [51](#), [53](#)

KUDRYAVTSEV, V. N.; HAUSER, G.; CAUDAL, G.; CHAPRON, B. A semiempirical model of the normalized radar cross-section of the sea surface 1. Background model. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, v. 108, n. C3, p. 8054–8077, 2003. [3](#), [18](#), [19](#), [21](#), [22](#), [49](#)

KUDRYAVTSEV, V. N.; KOZLOV, I.; CHAPRON, B.; JOHANNESSEN, J. A. Quad-polarization SAR features of ocean currents. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, v. 119, n. 9, p. 6046–6065, 2014. [52](#)

LEE, J. S.; POTTIER, E. **Polarimetric Radar Imaging::** From Basics to Applications. Boca Raton: Taylor & Francis Group CRC Press, 2009. 398 p. [15](#), [17](#), [18](#), [35](#)

LEMAIRE, D.; SOBIESKI, P.; CRAEYE, C.; GUISSARD, A. Two-scale models for rough surface scattering: Comparison between the boundary perturbation method and the integral equation method. **Radio Science**, v. 37, n. 1, p. 1–16, 2002. [37](#), [38](#)

LIU, G.; YANG, X.; LI, X.; ZHANG, B.; PICHEL, W.; LI, Z.; ZHOU, X. A systematic comparison of the effect of polarization ratio models on sea surface wind retrieval from C-band synthetic aperture radar. **IEEE Journal of Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing**, v. 6, n. 3, p. 1100–1108, 2013. [49](#)

LIU, P. C.; BABANIN, A. V. Using wavelet spectrum analysis to resolve breaking events in the wind wave time series. **Annales Geophysicae**, v. 22, n. 10, p. 3335–3345, 2004. [3](#)

LONGUET-HIGGINS, M. S.; FOX, M. J. H. Theory of the almost-highest wave. Part 2. Matching and analytic extension. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 85, n. 4, p. 769–786, 1978. [8](#)

MANASSEH, R.; BABANIN, A. V.; FORBES, C.; RICKARDS, K.; BOBEVSKI, I.; OOI, A. Passive acoustic determination of wave-breaking events and their severity across the spectrum. **Journal of Atmospheric and Oceanic Technology**, v. 23, n. 4, p. 599–618, 2006. [3](#)

- MEISSNER, T.; WENTZ, F. J. The complex dielectric constant of pure and sea water from microwave satellite observations. **IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing**, v. 42, n. 9, p. 1836–1849, 2004. 38
- MELVILLE, W. K. Energy dissipation by breaking waves. **Journal of Physical Oceanography**, v. 24, n. 10, p. 2041–2049, 1994. 11
- MELVILLE, W. K.; LOEWEN, M. R.; LAMARRE, E. Bubbles, noise and breaking waves: A review of laboratory experiments. In: KERMAN, B. R. (Ed.). **Natural Physical Sources of Underwater Sound: Sea Surface Sound (2)**. Dordrecht: Springer Netherlands, 1993. p. 483–501. 3
- MELVILLE, W. K.; MATUSOV, P. Distribution of breaking waves at the ocean surface. **Nature**, v. 417, p. 58–63, 2002. 1, 3
- MINCHEW, B.; JONES, C. E.; HOLT, B. Polarimetric analysis of backscatter from the Deepwater Horizon oil spill using L-band synthetic aperture radar. **IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing**, v. 50, n. 10, p. 3812–3830, 2012. 40, 45
- MONAHAN, E. C.; O’MUIRCHEARTAIGH, I. G. Whitecaps and the passive remote sensing of the ocean surface. **International Journal of Remote Sensing**, v. 7, n. 5, p. 627–642, 1986. 2, 3
- MOUCHE, A. A.; CHAPRON, B.; REUL, N.; HAUSER, D.; QUILFEN, Y. Importance of the sea surface curvature to interpret the normalized radar cross section. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, v. 112, n. C10, 2007. 49
- MOUCHE, A. A.; HAUSER, D.; DALOZE, J. .; GUERIN, C. Dual-polarization measurements at C-band over the ocean: results from airborne radar observations and comparison with ENVISAT ASAR data. **IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing**, v. 43, n. 4, p. 753–769, 2005. 49
- MOUCHE, A. A.; HAUSER, D.; KUDRYAVTSEV, V. Radar scattering of the ocean surface and sea-roughness properties: A combined analysis from dual-polarizations airborne radar observations and models in C band. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, v. 111, n. C9, p. 18, 2006. 37, 51
- ORTIZ, G. P.; LORENZZETTI, J. A. Observing multimodal ocean wave systems by a multiscale analysis of polarimetric SAR imagery. **IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters**, v. 15, n. 11, p. 1735–1739, 2018. 58, 63

PHILLIPS, O. M. **The Dynamics of the Upper Ocean**. [S.l.]: Cambridge University Press, 1977. 344 p. 9

_____. Spectral and statistical properties of the equilibrium range in wind-generated gravity waves. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 156, p. 505–531, 1985. 1, 2, 9, 12, 18, 57, 58

_____. Radar returns from the sea surface: Bragg scattering and breaking waves. **Journal of Physical Oceanography**, v. 18, n. 8, p. 1065–1074, 1988. 18, 21

PHILLIPS, O. M.; POSNER, F. L.; HANSEN, J. P. High range resolution radar measurements of the speed distribution of breaking events in wind-generated ocean waves: Surface impulse and wave energy dissipation rates. **Journal of Physical Oceanography**, v. 31, n. 2, p. 450–460, 2001. 3

PLANT, W. J. Bragg scattering of electromagnetic waves from the air/sea interface. In: GEERNAERT, G. L.; PLANT, W. J. (Ed.). **Surface Waves and Fluxes**. Dordrecht, Netherlands: Kluwer Academic Publishers, 1990. v. 2, cap. 4, p. 41–108. 20, 21

_____. A stochastic, multiscale model of microwave backscatter from the ocean. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, v. 107, n. C9, p. 1–21, 2002. 18, 19

_____. Microwave sea return at moderate to high incidence angles. **Waves in Random Media**, v. 13, n. 4, p. 339–354, 2003. 21

QUILFEN, Y.; CHAPRON, B.; ABDERRAHIM, B.; GOURRION, J.; ELFOUHAILY, T.; VANDEMARK, D. Global ERS-1/-2 and NSCAT observations – Upwind/crosswind and upwind/downwind measurements. **Journal of Geophysical Research**, v. 1041, p. 11459–11470, 1999. 21

RAPP, R. J.; MELVILLE, W. K.; LONGUET-HIGGINS, M. S. Laboratory measurements of deep-water breaking waves. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences**, v. 331, n. 1622, p. 735–800, 1990. 3, 11

ROBINSON, I. S. **Measuring the Oceans from Space**: The principles and methods of satellite oceanography. [S.l.]: Springer/Praxis Publishing, 2004. 19, 20

ROMEISER, R.; ALPERS, W.; WISMANN, V. An improved composite surface model for the radar backscattering cross section of the ocean surface: 1. theory of the model and optimization/validation by scatterometer data. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, v. 102, n. C11, p. 25237–25250, 1997. 18, 19

- ROMERO, L.; MELVILLE, W. K.; KLEISS, J. M. Spectral energy dissipation due to surface wave breaking. **Journal of Physical Oceanography**, v. 42, n. 9, p. 1421–1444, 2012. 55
- SANTOS, M. C.; LORENZZETTI, J. Estimativa do campo de velocidade do vento marinho de alta resolução por meio de imagem SAR. In: INPE. **Anais XIII Simpósio Brasileiro de Sensoriamento Remoto**. Florianópolis, Brasil, 2007. p. 4827–4832. 35
- SKOLNIK, M. L. **Introduction to Radar Systems**. New York, NY: McGraw-Hill, 2001. 15, 17
- STOKES, G. G. On the theory of oscillatory waves. In: **Mathematical and Physical Papers**. Cambridge: Cambridge University Press, 1880, (Cambridge Library Collection - Mathematics, v. 1). p. 197–229. 8
- SUTHERLAND, P.; MELVILLE, W. K. Field measurements of surface and near-surface turbulence in the presence of breaking waves. **Journal of Physical Oceanography**, v. 45, n. 4, p. 943–965, 04 2015. 1, 3, 55, 58, 59
- TENG, C.; BOUCHARD, R.; RILEY, R.; METTLACH, T.; DINOSO, R.; CHAFFIN, J. NDBC's digital directional wave module. In: **OCEANS 2009**. [S.l.: s.n.], 2009. p. 1–8. 30
- TERRILL, E. J.; MELVILLE, W. K.; STRAMSKI, D. Bubble entrainment by breaking waves and their influence on optical scattering in the upper ocean. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, v. 106, n. C8, p. 16815–16823, 2001. 1
- TOBA, Y. Quantitative expression of the breaking of wind waves on the sea surface. **Records of Oceanographic Works in Japan**, v. 12, p. 1, 1973. 2
- VALENZUELA, G. R. Theories for the interaction of electromagnetic and oceanic waves – A review. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 13, n. 1, p. 61–85, 1978. 18, 20, 21
- VORONOVICH, A. G.; ZAVOROTNY, V. U. Theoretical model for scattering of radar signals in Ku- and C-bands from a rough sea surface with breaking waves. **Waves in Random Media**, v. 11, n. 3, p. 247–269, 2001. 18, 19
- WAMDI, G. The WAM model – A third generation ocean wave prediction model. **Journal of Physical Oceanography**, v. 18, n. 12, p. 1775–1810, 1988. 1

WRIGHT, J. A new model for sea clutter. **IEEE Transactions on Antennas and Propagation**, v. 16, n. 2, p. 217–223, 1968. [20](#), [21](#)

WU, J. Wind-stress coefficients over sea surface near neutral conditions: A revisit. **Journal of Physical Oceanography**, v. 10, n. 5, p. 727–740, 1980. [31](#)

_____. Variations of whitecap coverage with wind stress and water temperature. **Journal of Physical Oceanography**, v. 18, n. 10, p. 1448–1453, 1988. [2](#)

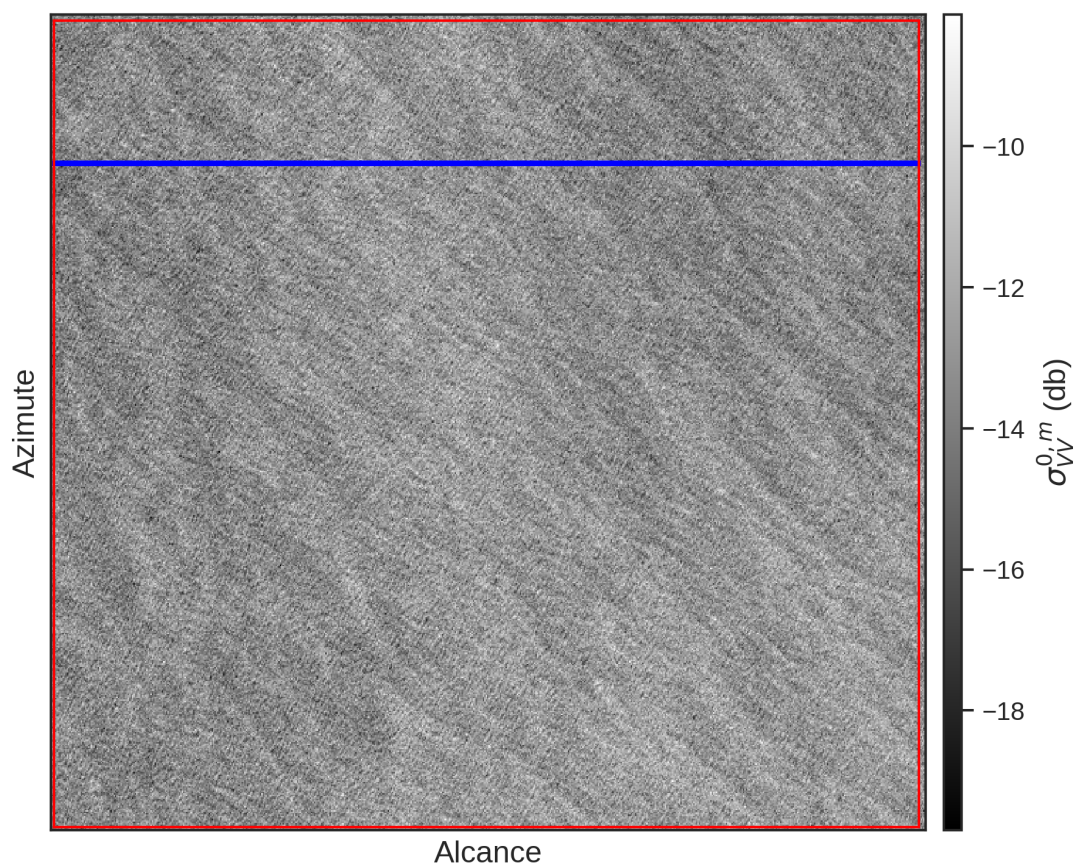
_____. Bubble flux and marine aerosol spectra under various wind velocities. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, v. 97, n. C2, p. 2327–2333, 1992. [1](#)

WW3DG. **User manual and system documentation of WAVEWATCH III, version 5.16**. College Park, MD, USA: [s.n.], 2016. 326 p. [29](#)

ZHANG, B.; PERRIE, W.; HE, Y. Wind speed retrieval from RADARSAT-2 quad-polarization images using a new polarization ratio model. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, v. 116, n. C8, 2011. [56](#)

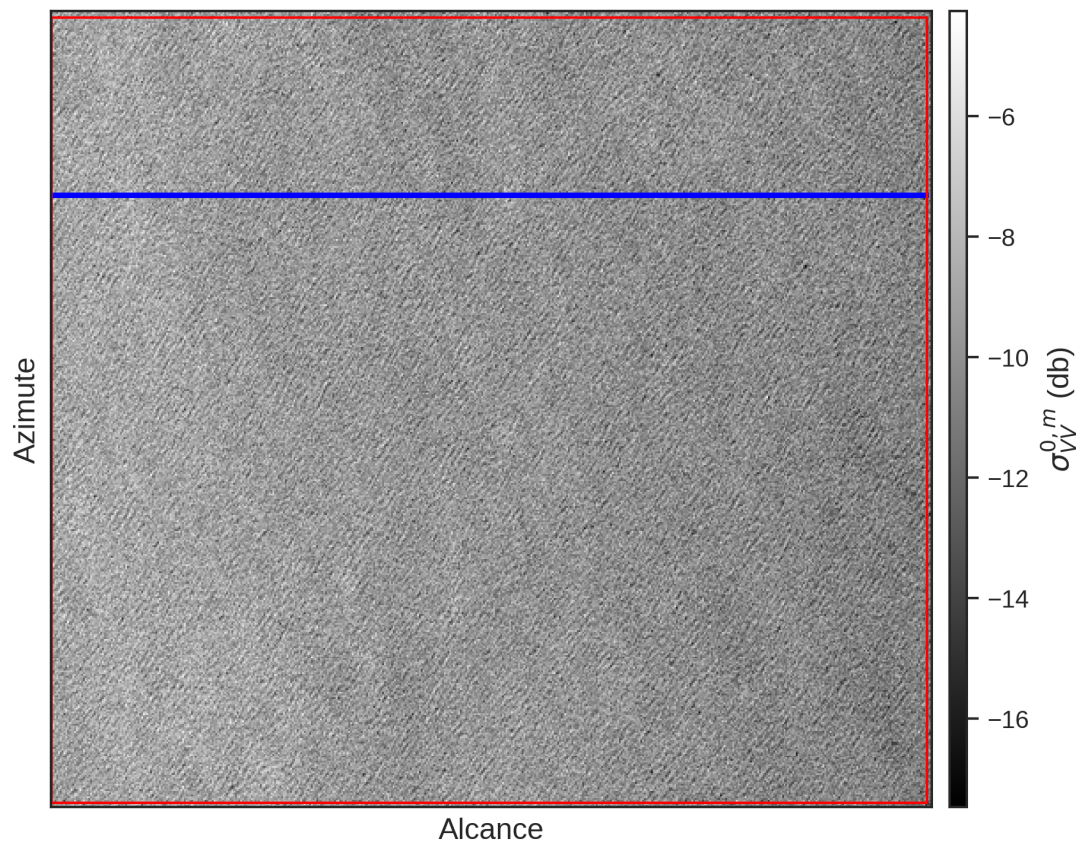
APÊNDICE A: IMAGENS RS-2 PRÉ-PROCESSADAS

Figura A.1 - Imagem RS-2 (575×616 pixels, resolução: 45 m) do dia 26 de Setembro de 2009, na intensidade VV (em dB). O retângulo em vermelho indica a área recortada utilizada no estudo. A linha em azul indica o transecto utilizado para análise do NESZ nominal e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003), conforme indicado na Seção 3.2.1



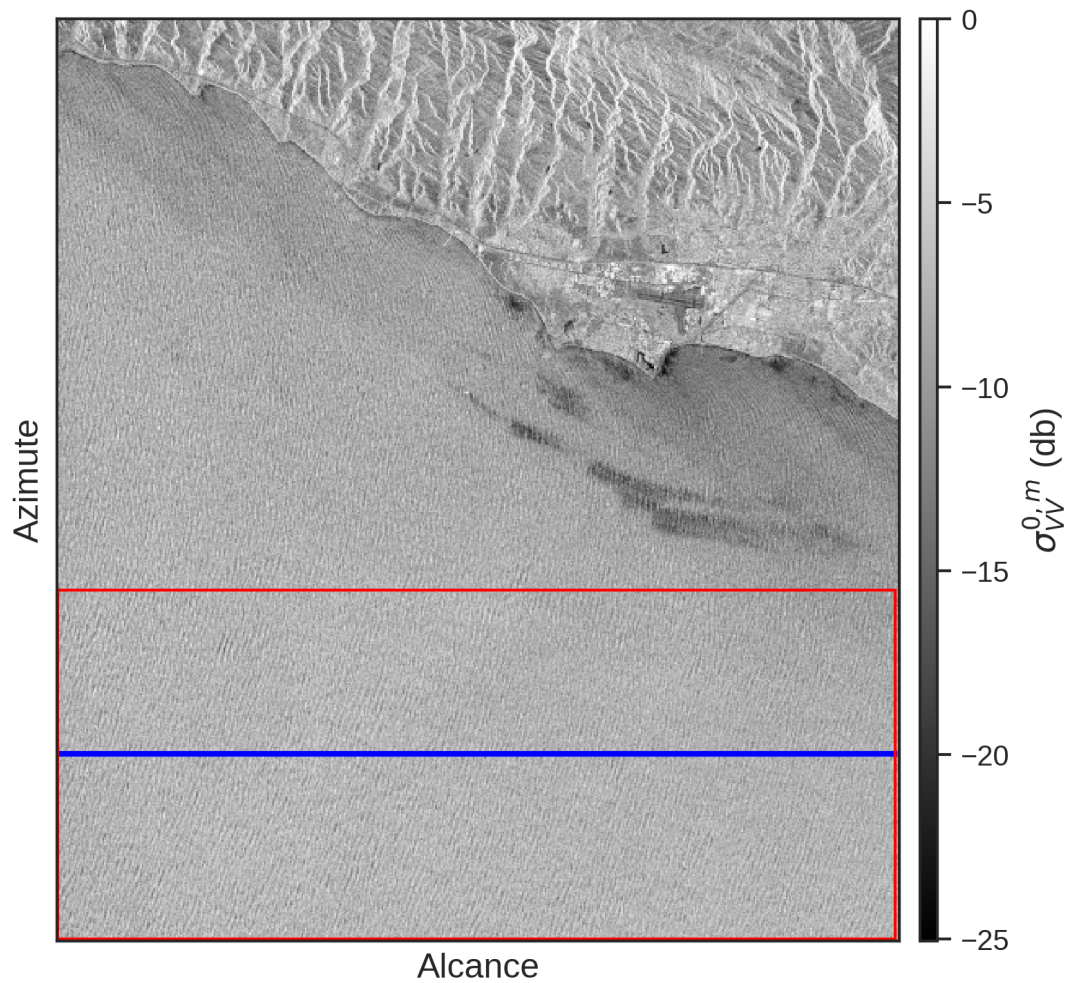
Fonte: Produção do autor.

Figura A.2 - Imagem RS-2 (575×616 pixels, resolução: 45 m) do dia 27 de Outubro de 2009, na intensidade VV (em dB). O retângulo em vermelho indica a área recortada utilizada no estudo. A linha em azul indica o transecto utilizado para análise do NESZ nominal e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003), conforme indicado na Seção 3.2.1



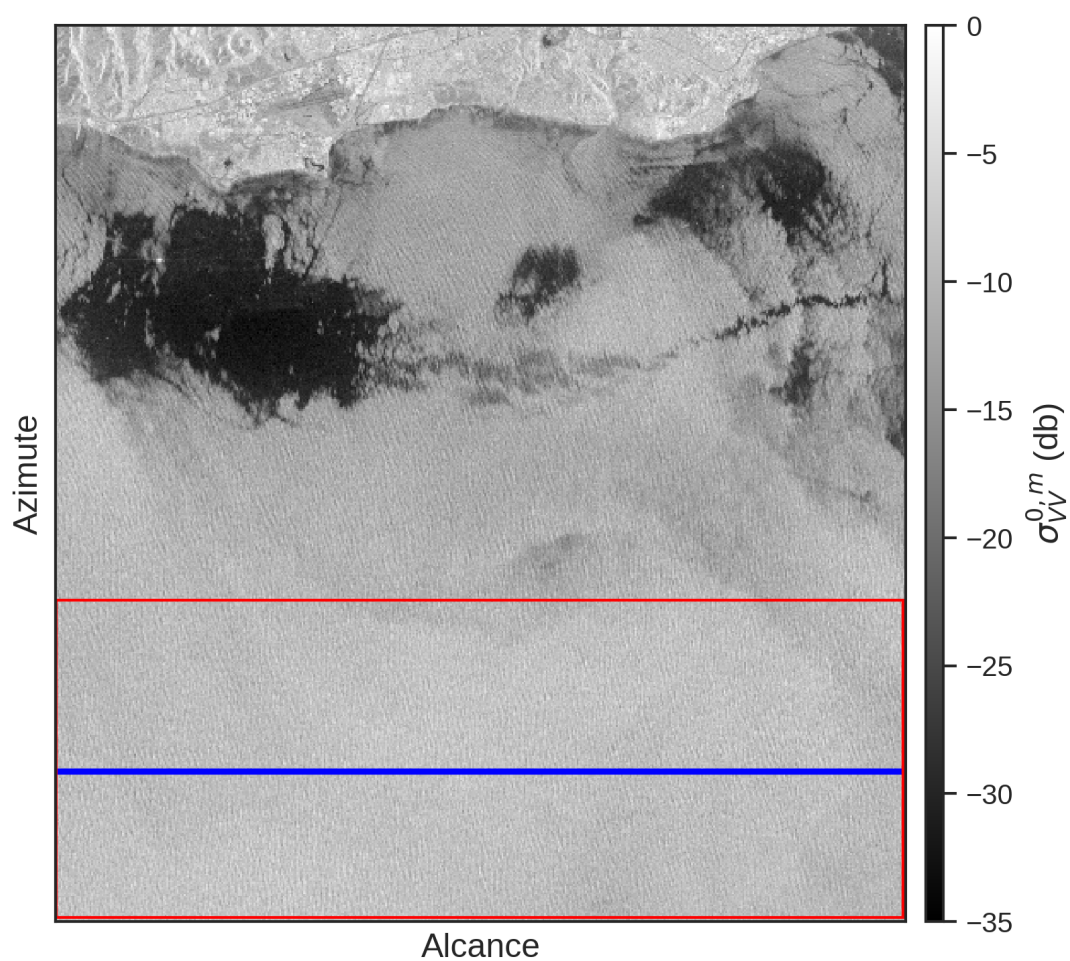
Fonte: Produção do autor.

Figura A.3 - Imagem RS-2 (450 × 498 pixels, resolução: 45 m) do dia 14 de Dezembro de 2009, na intensidade VV (em dB). O retângulo em vermelho indica a área recortada utilizada no estudo. A linha em azul indica o transecto utilizado para análise do NESZ nominal e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003), conforme indicado na Seção 3.2.1



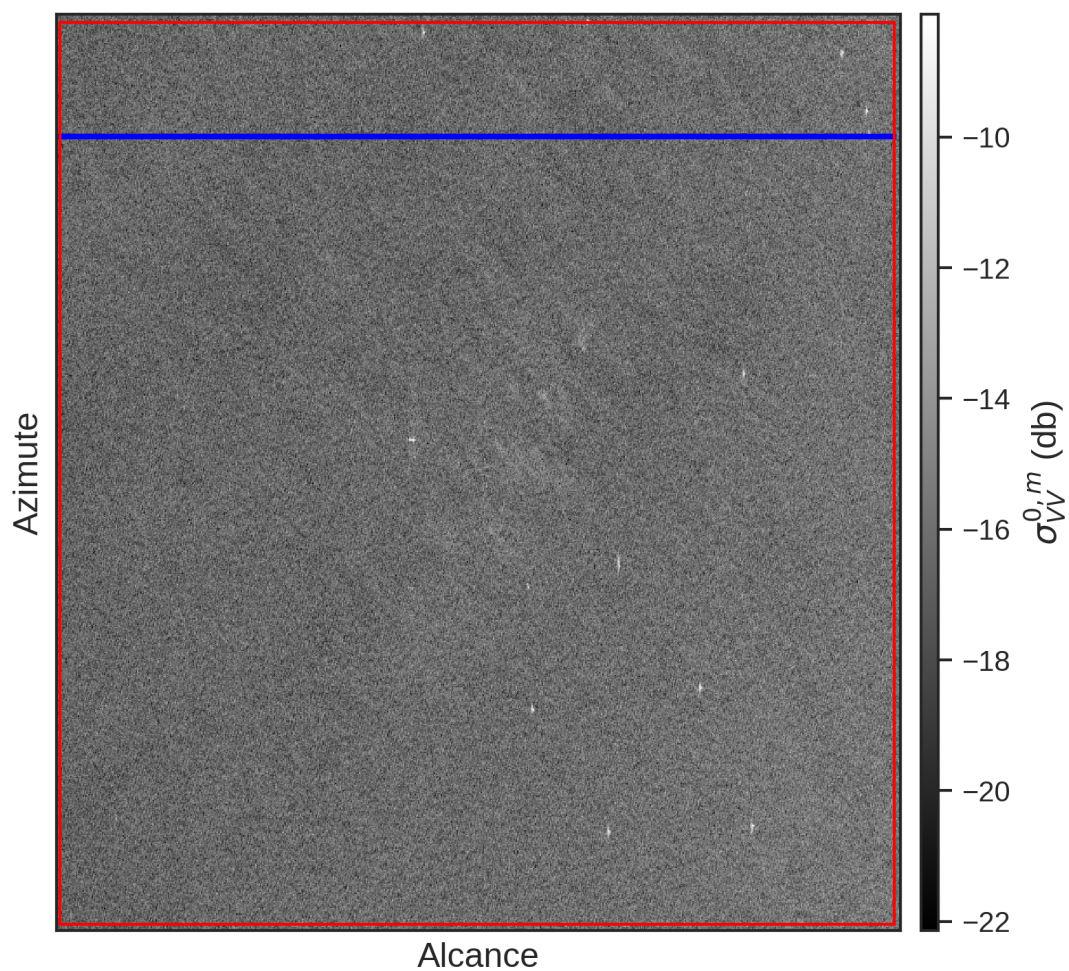
Fonte: Produção do autor.

Figura A.4 - Imagem RS-2 (566 × 517 pixels, resolução: 45 m) do dia 14 de Dezembro de 2009, na intensidade VV (em dB). O retângulo em vermelho indica a área recortada utilizada no estudo. A linha em azul indica o transecto utilizado para análise do NESZ nominal e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003), conforme indicado na Seção 3.2.1



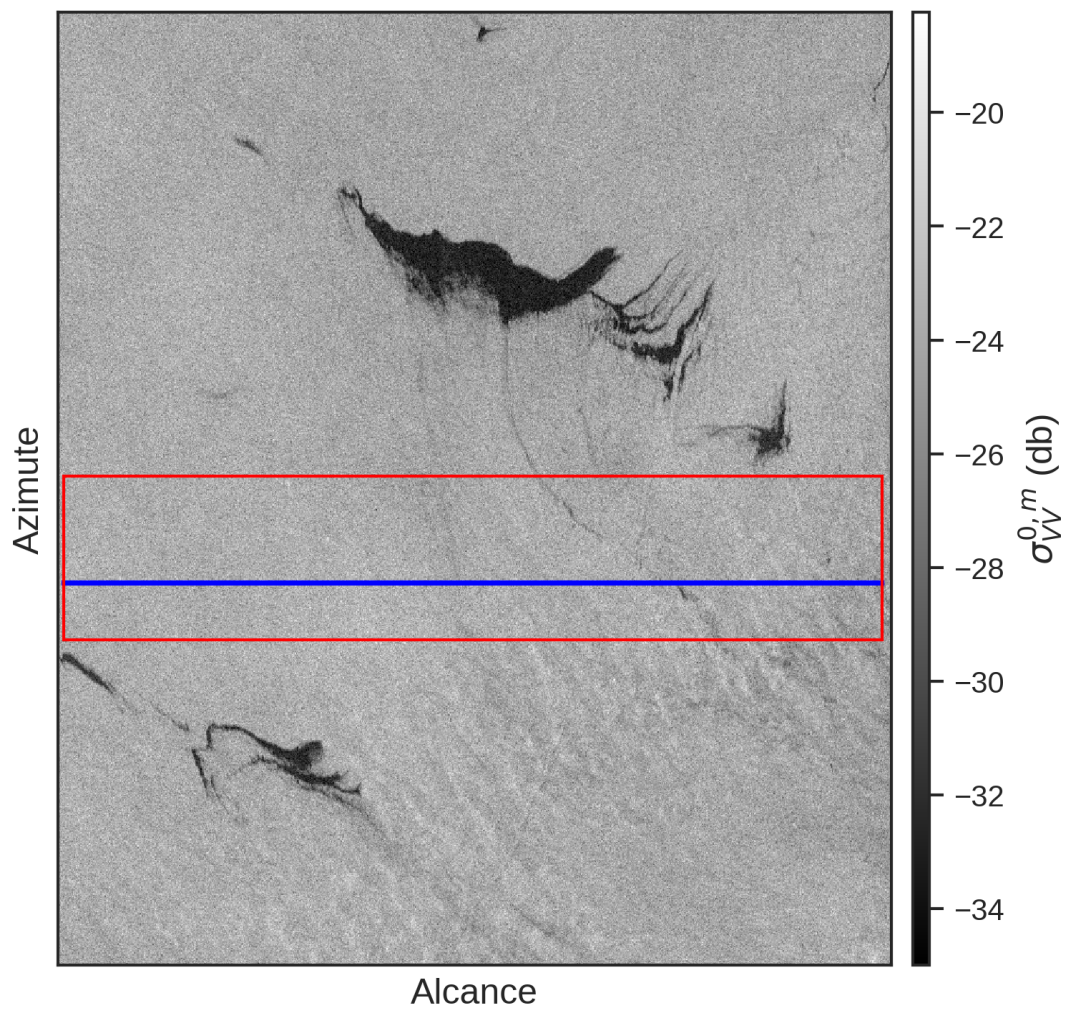
Fonte: Produção do autor.

Figura A.5 - Imagem RS-2 (807×743 pixels, resolução: 45 m) do dia 1 de Maio de 2010, na intensidade VV (em dB). O retângulo em vermelho indica a área recortada utilizada no estudo. A linha em azul indica o transecto utilizado para análise do NESZ nominal e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003), conforme indicado na Seção 3.2.1



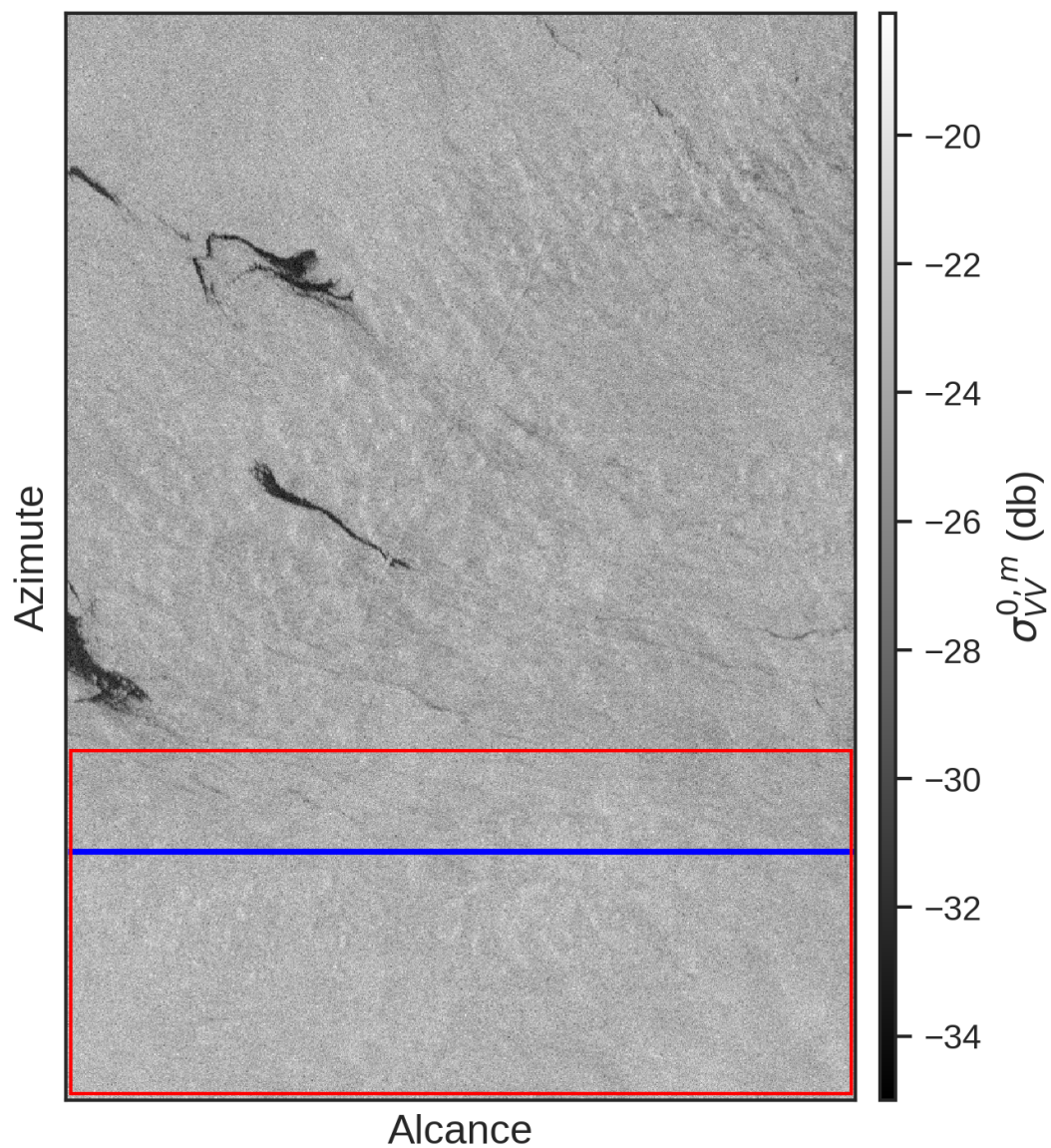
Fonte: Produção do autor.

Figura A.6 - Imagem RS-2 (897×784 pixels, resolução: 45 m) do dia 8 de Maio de 2010, na intensidade VV (em dB). O retângulo em vermelho indica a área recortada utilizada no estudo. A linha em azul indica o transecto utilizado para análise do NESZ nominal e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003), conforme indicado na Seção 3.2.1



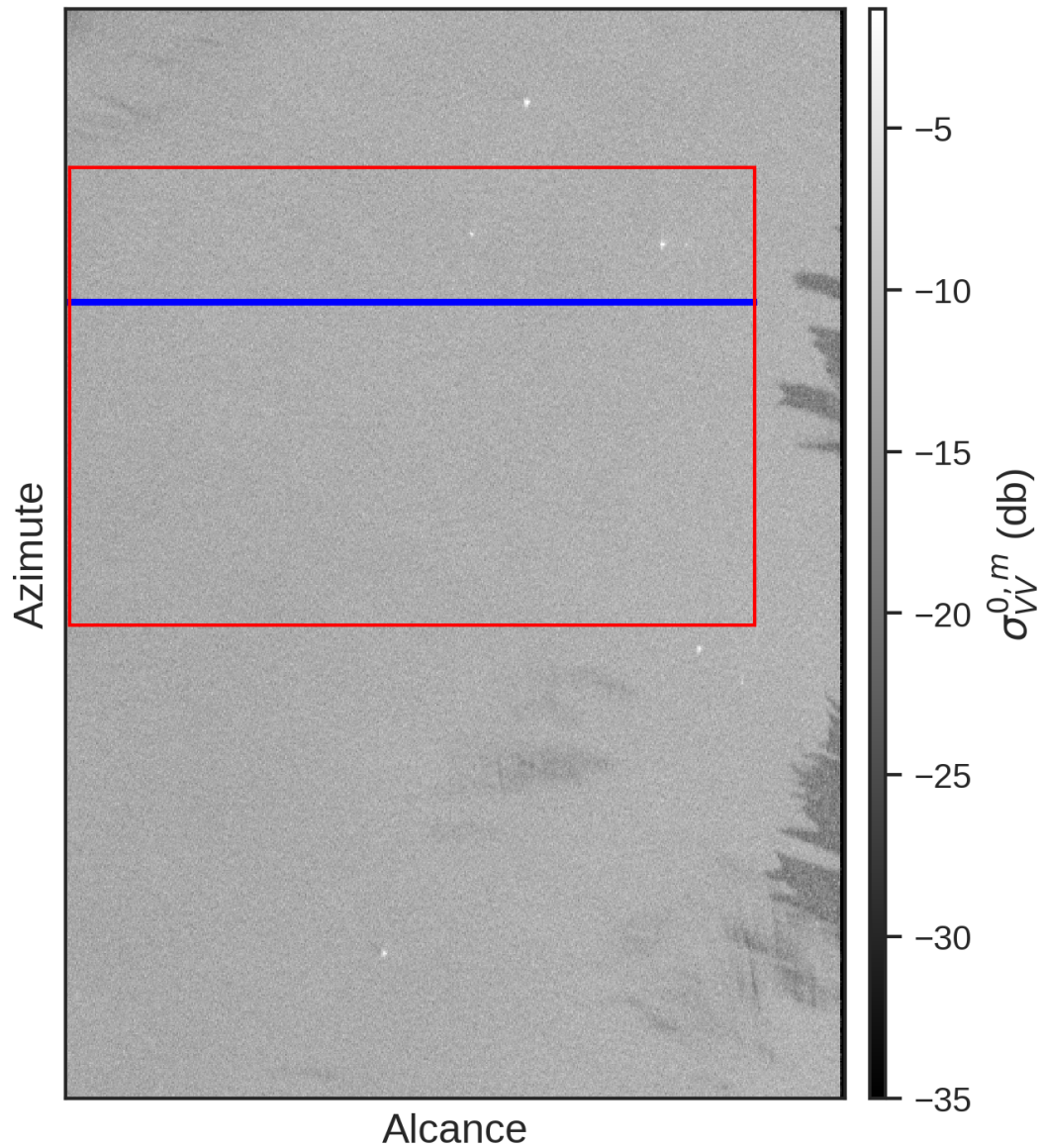
Fonte: Produção do autor.

Figura A.7 - Imagem RS-2 (1080 × 784 pixels, resolução: 45 m) do dia 8 de Maio de 2010, na intensidade VV (em dB). O retângulo em vermelho indica a área recortada utilizada no estudo. A linha em azul indica o transecto utilizado para análise do NESZ nominal e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003), conforme indicado na Seção 3.2.1



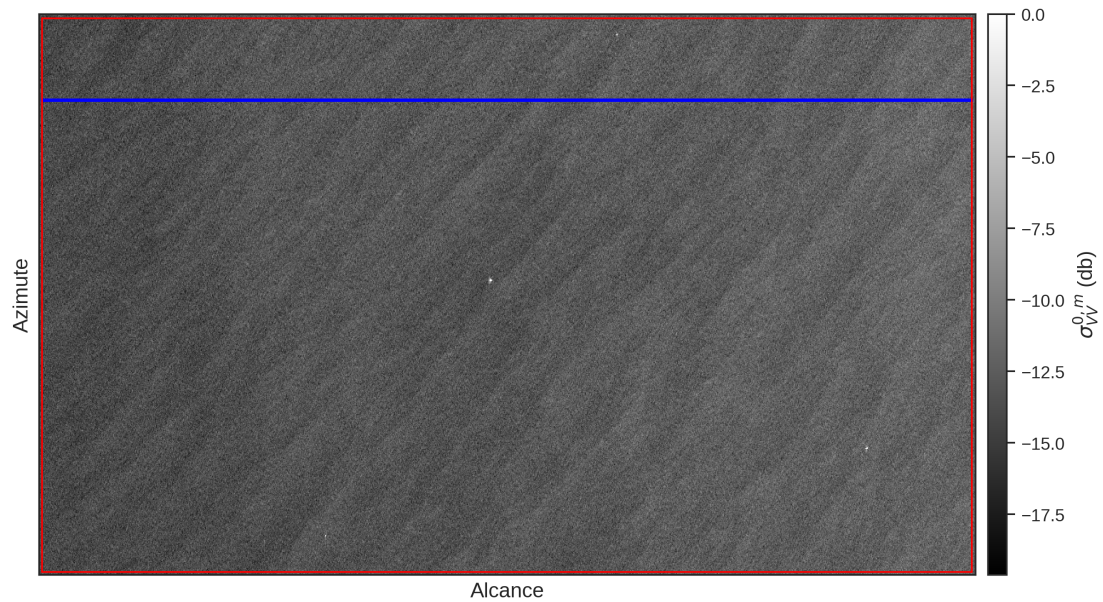
Fonte: Produção do autor.

Figura A.8 - Imagem RS-2 (815 × 583 pixels, resolução: 45 m) do dia 15 de Maio de 2010, na intensidade VV (em dB). O retângulo em vermelho indica a área recortada utilizada no estudo. A linha em azul indica o transecto utilizado para análise do NESZ nominal e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003), conforme indicado na Seção 3.2.1



Fonte: Produção do autor.

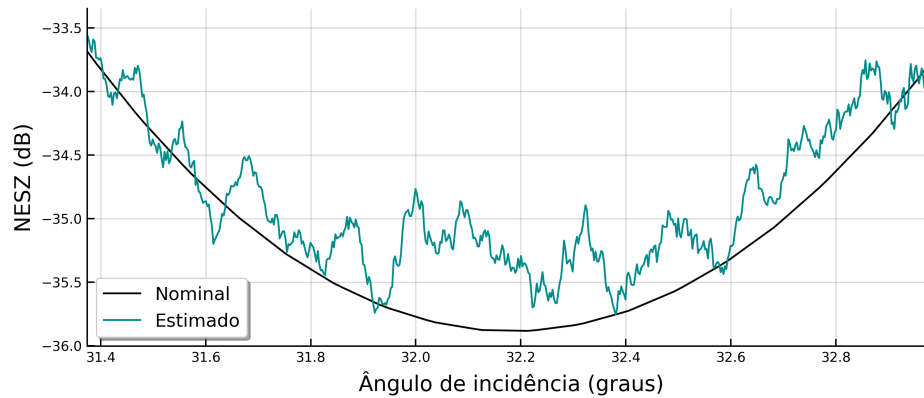
Figura A.9 - Imagem RS-2 (691×1153 pixels, resolução: 45 m) do dia 5 de Agosto de 2016, na intensidade VV (em dB). O retângulo em vermelho indica a área recortada utilizada no estudo. A linha em azul indica o transecto utilizado para análise do NESZ nominal e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003), conforme indicado na Seção 3.2.1



Fonte: Produção do autor.

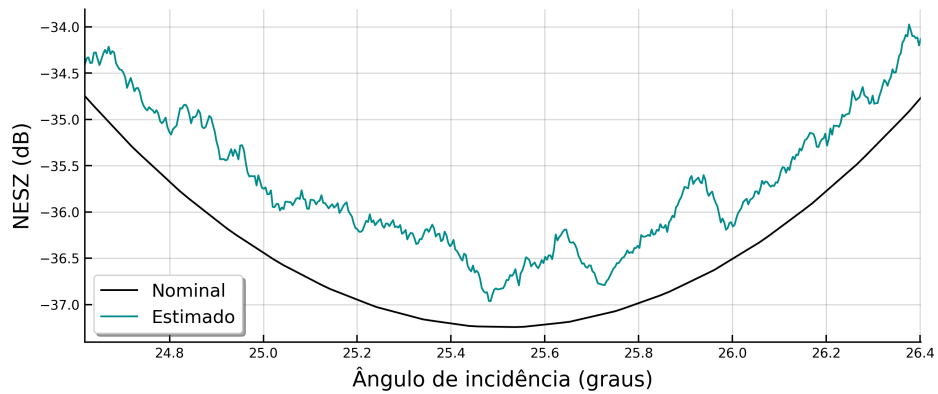
APÊNDICE B: COMPARATIVOS ENTRE O NESZ NOMINAL E O NESZ ESTIMADO A PARTIR DA IMAGEM SAR

Figura B.1 - Comparativo entre o NESZ nominal (curva em preto) e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003) (curva em ciano), ao longo de um transecto na direção de alcance para o dia 26 de Setembro de 2009 (em dB). O transecto é indicado como a linha azul na Figura A.1



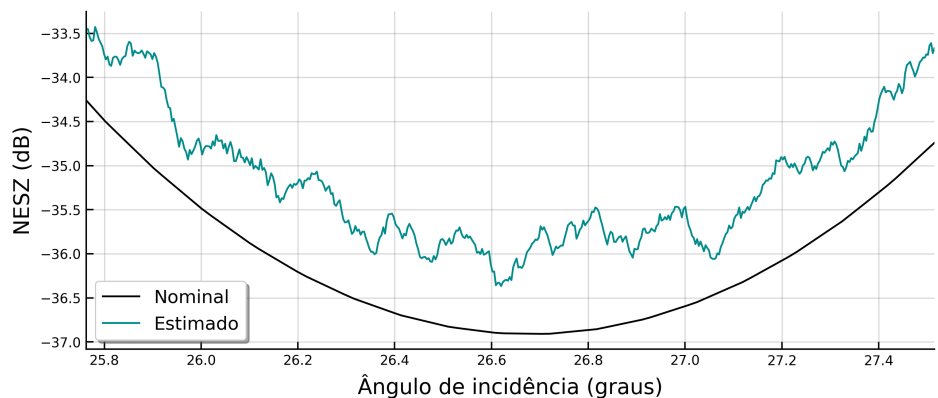
Fonte: Produção do autor.

Figura B.2 - Comparativo entre o NESZ nominal (curva em preto) e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003) (curva em ciano), ao longo de um transecto na direção de alcance para o dia 27 de Outubro de 2009 (em dB). O transecto é indicado como a linha azul na Figura A.2



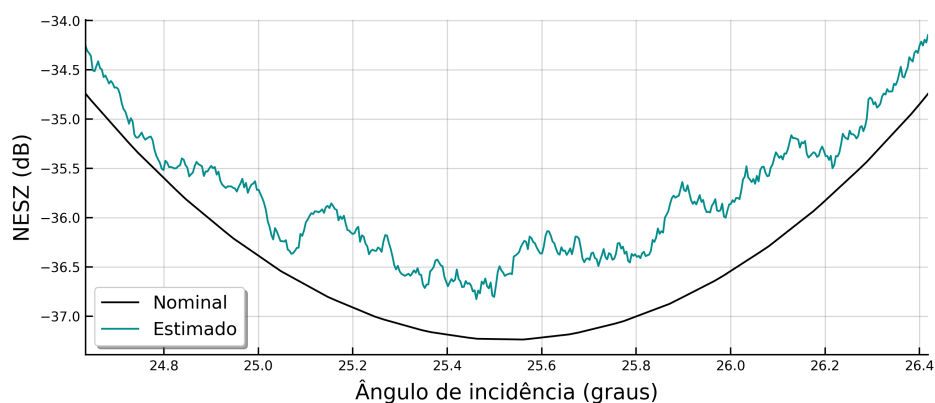
Fonte: Produção do autor.

Figura B.3 - Comparativo entre o NESZ nominal (curva em preto) e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003) (curva em ciano), ao longo de um transecto na direção de alcance para o dia 14 de Dezembro de 2009 (em dB). O transecto é indicado como a linha azul na Figura A.3



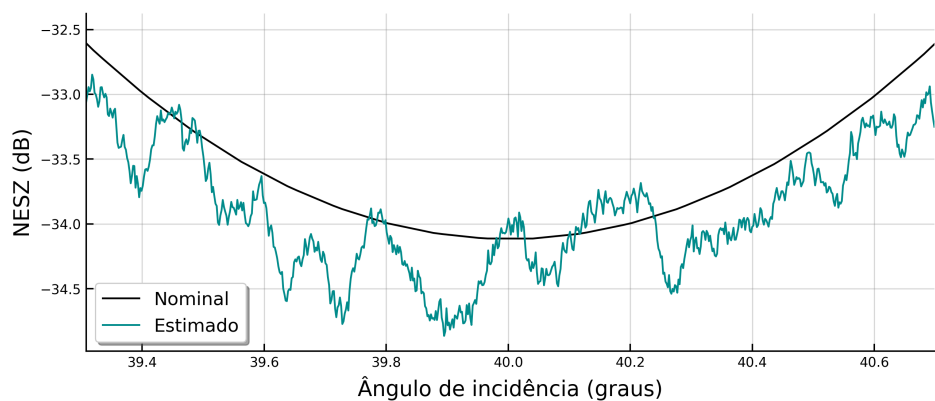
Fonte: Produção do autor.

Figura B.4 - Comparativo entre o NESZ nominal (curva em preto) e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003) (curva em ciano), ao longo de um transecto na direção de alcance para o dia 14 de Dezembro de 2009 (em dB). O transecto é indicado como a linha azul na Figura A.4



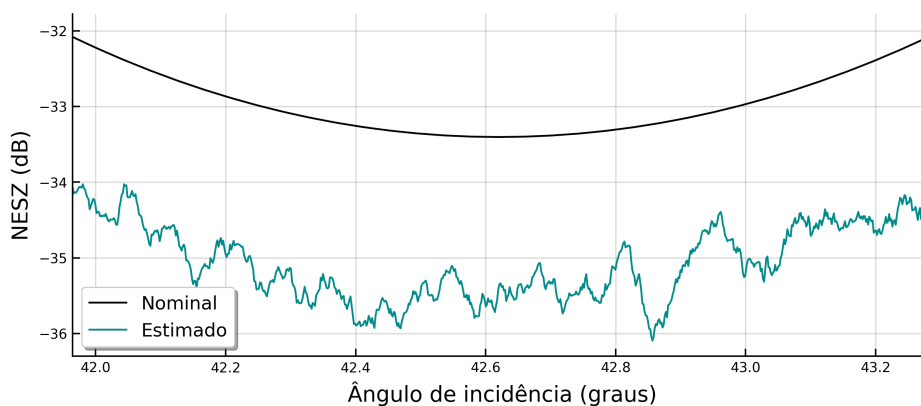
Fonte: Produção do autor.

Figura B.5 - Comparativo entre o NESZ nominal (curva em preto) e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003) (curva em ciano), ao longo de um transecto na direção de alcance para o dia 1 de Maio de 2010 (em dB). O transecto é indicado como a linha azul na Figura A.5



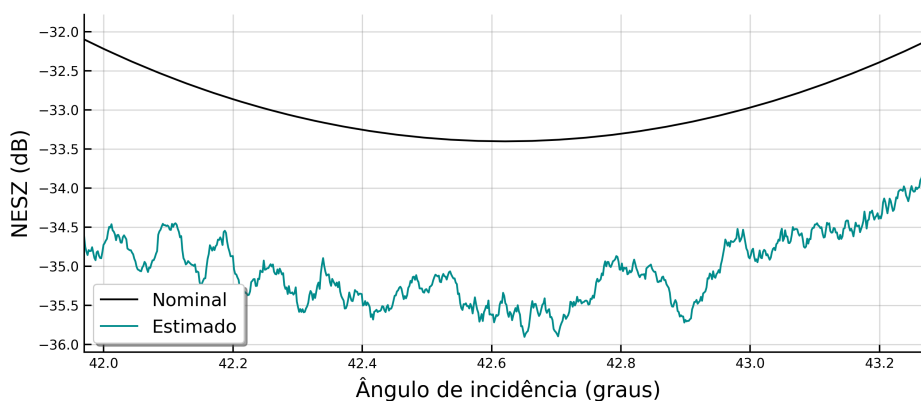
Fonte: Produção do autor.

Figura B.6 - Comparativo entre o NESZ nominal (curva em preto) e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003) (curva em ciano), ao longo de um transecto na direção de alcance para o dia 8 de Maio de 2010 (em dB). O transecto é indicado como a linha azul na Figura A.6



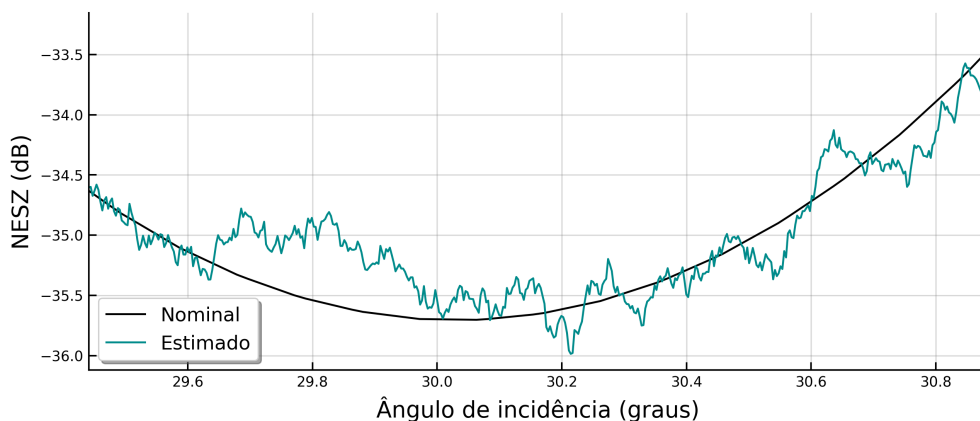
Fonte: Produção do autor.

Figura B.7 - Comparativo entre o NESZ nominal (curva em preto) e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003) (curva em ciano), ao longo de um transecto na direção de alcance para o dia 8 de Maio de 2010 (em dB). O transecto é indicado como a linha azul na Figura A.7



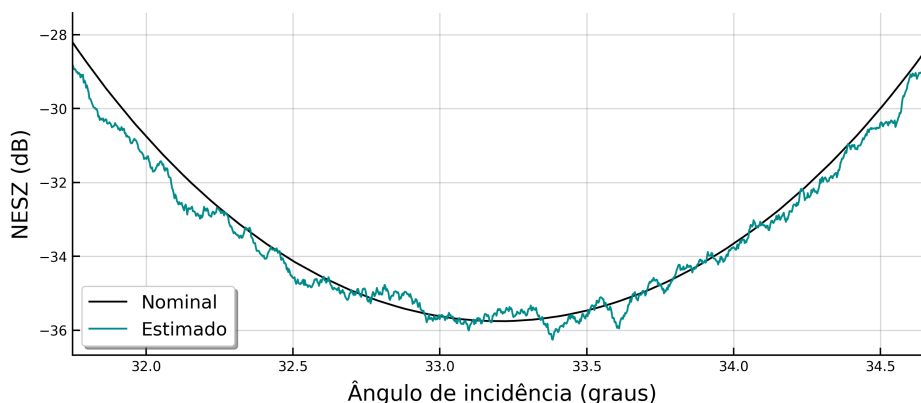
Fonte: Produção do autor.

Figura B.8 - Comparativo entre o NESZ nominal (curva em preto) e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003) (curva em ciano), ao longo de um transecto na direção de alcance para o dia 15 de Maio de 2010 (em dB). O transecto é indicado como a linha azul na Figura A.8



Fonte: Produção do autor.

Figura B.9 - Comparativo entre o NESZ nominal (curva em preto) e o NESZ estimado através do método proposto em Hajnsek et al. (2003) (curva em ciano), ao longo de um transecto na direção de alcance para o dia 5 de Agosto de 2016 (em dB). O transecto é indicado como a linha azul na Figura A.9



Fonte: Produção do autor.

