

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA
CENTRO DE CIÊNCIAS NATURAIS E EXATAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

**USANDO A DECOMPOSIÇÃO EM MODOS EMPÍRICOS
PARA DETERMINAÇÃO DE FLUXOS TURBULENTOS
ENTRE ÔCEANO/ATMOSFERA**

TESE DE DOUTORADO

Luís Gustavo Nogueira Martins

Santa Maria, RS, Brasil

2015

**USANDO A DECOMPOSIÇÃO EM MODOS EMPÍRICOS
PARA DETERMINAÇÃO DE FLUXOS TURBULENTOS
ENTRE OCEANO/ATMOSFERA**

Luís Gustavo Nogueira Martins

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física, Área de Concentração em Áreas clássicas da fenomenologia e suas aplicações, da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de
Doutor em Física.

Orientador: Prof. Otávio Costa Acevedo

Santa Maria, RS, Brasil

2015

Ficha catalográfica elaborada através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Central da UFSM, com os dados fornecidos pelo(a) autor(a).

Nogueira Martins, Luís Gustavo
Usando a Decomposição em Modos Empíricos para
determinação de fluxos turbulentos entre oceano/atmosfera
/ Luís Gustavo Nogueira Martins.-2015.
78 p.; 30cm

Orientador: Otávio Costa Acevedo
Tese (doutorado) - Universidade Federal de Santa
Maria, Centro de Ciências Naturais e Exatas, Programa de
Pós-Graduação em Física, RS, 2015

1. Fluxos turbulentos 2. Decomposição em Modos
Empíricos 3. Interação oceano/atmosfera I. Costa Acevedo,
Otávio II. Título.

©2015

Todos os direitos autorais reservados a Luís Gustavo Nogueira Martins. A reprodução de partes ou do todo deste trabalho só poderá ser feita mediante a citação da fonte.

End. Eletr.: lgnm.sm@gmail.com

**Universidade Federal de Santa Maria
Centro de Ciências Naturais e Exatas
Programa de Pós-Graduação em Física**

A Comissão Examinadora, abaixo assinada,
aprova a Tese de Doutorado

**USANDO A DECOMPOSIÇÃO EM MODOS EMPÍRICOS PARA
DETERMINAÇÃO DE FLUXOS TURBULENTOS ENTRE
OCEANO/ATMOSFERA**

elaborada por
Luís Gustavo Nogueira Martins

como requisito parcial para obtenção do grau de
Doutor em Física

COMISSÃO EXAMINADORA:

Otávio Costa Acevedo, Dr.
(Presidente/orientador)

Scott Dennis Miller, PhD. (SUNY)

Luciano Ponzi Pezzi, Dr. (INPE)

Luiz Eduardo Medeiros, Dr. (UNIPAMPA)

Franciano Scremin Puhales, Dr. (UFSM)
Santa Maria, 8 de abril de 2015.

*Sei que o meu trabalho é apenas
uma gota no oceano, mas sem ele,
o oceano seria menor.*

(Madre Teresa de Calcutá)

Ao Luís Guilherme

AGRADECIMENTOS

Gostaria de desejar meus sinceros agradecimentos:

À minha esposa Drisiane, por percorrer essa jornada ao meu lado.

À minha família: meus pais, irmãos e sobrinhos, que sempre estiveram ao meu lado, me incentivando em todas as fases da minha vida.

Ao meu orientador Otávio Costa Acevedo que, mais um vez, pacientemente, me guiou por esta etapa da minha vida acadêmica que se encerra.

Aos meus colegas de sala, Franciano Puhales e Giuliano Demarco, por proporcionarem produtivas (e improdutivas) discussões científicas, intercaladas por momentos memoráveis de descontração.

Ao meu ex-colega de sala Felipe Denardin que mesmo de “longe”, continua a integrar de maneira construtiva na minha formação acadêmica.

Em especial, ao colega Guilherme Welter, pelo grande aprendizado que obtive através do nosso convívio diário na “Fortaleza da Solidão”.

Aos organizadores do projeto ACEX (edital MCT/CNPq N° 38/2009), Luciano Pezzi e Ronald Souza, e demais participantes: Heber Passos, Paulo Arlino, Daniel Michelin, Pablo Oliveira, Fernando Rossato, Cristina Schultz, por estarem sempre dispostos a ajudar. Suas colaborações foram essenciais para a realização desse trabalho.

À Priscila Farias, por disponibilizar os dados calculados em sua dissertação de mestrado para serem usados neste trabalho.

À todos os professores e alunos do laboratório de Física da Atmosfera, pelo convívio harmonioso proporcionado durante todos esses anos.

À Saionara Dutra, pela atenção, empenho e eficiência em resolver todas as questões administrativas envolvidas na realização deste Doutorado.

Ao meu orientador no exterior Scott Miller e sua família pelo acolhimento e suporte prestados a mim e à minha esposa durante nossa estadia em Albany.

Ao meu colega de laboratório Brian Butterworth, fundamental na nossa adaptação à nova rotina no exterior.

Aos pesquisadores e funcionários do ASRC, pelo carinho e apoio dado durante estes 11 meses de convivência.

À CAPES e à CNPq pelo apoio financeiro.

Aos responsáveis pelo Cruzeiro HalocAST, financiado pela US-NSF (Nº 0927874) e ao laboratório do Dr. Miller, University at Albany, State University of New York (SUNY).

Em especial, ao meu fiel escudeiro Bolachinha, pela apoio irracionalmente dado nos momentos de desespero.

RESUMO

Tese de Doutorado
Programa de Pós-Graduação em Física
Universidade Federal de Santa Maria

USANDO A DECOMPOSIÇÃO EM MODOS EMPÍRICOS PARA DETERMINAÇÃO DE FLUXOS TURBULENTOS ENTRE OCEANO/ATMOSFERA

AUTOR: LUÍS GUSTAVO NOGUEIRA MARTINS

ORIENTADOR: OTÁVIO COSTA ACEVEDO

Data e Local da Defesa: Santa Maria, 8 de abril de 2015.

Fluxos turbulentos são determinados diretamente através da covariância estatística de medidas localmente obtidas. Além das dificuldades ambientais e instrumentais encontradas na realização de medidas de alta frequência em regiões oceânicas, existe uma fonte de incerteza inerente às estimativas de fluxos turbulentos na atmosfera que é a contaminação desses pelos movimentos de mesoescala. Esse problema está diretamente relacionado com a janela temporal em que as covariâncias são calculadas e a lacuna espectral que separa os eventos turbulentos dos não-turbulentos. Nesse trabalho, utilizamos uma metodologia baseada na Decomposição em Modos Empíricos que permite a identificação da lacuna coespectral para cada intervalo em que os fluxos são calculados. Além disso, essa nova metodologia possibilita a filtragem dos modos de oscilação associados aos eventos não-turbulentos, permitindo que seja usada uma janela temporal em que os grandes turbilhões sejam suficientemente amostrados. Foram utilizadas as medidas obtidas nos cruzeiros realizados pelos projetos HalocAST-2010 (leste do Pacífico) e ACEX-2012 (Atlântico Sudoeste). O uso da nova metodologia em séries de 4 h resultou em um aumento nos valores absolutos dos fluxos médios de calor sensível, latente e momento em comparação aos tradicionalmente calculados a partir de séries de 10 min. Isso mostra que, além da remoção da contribuição dos eventos de mesoescala, uma melhor representação do transporte associado aos grandes turbilhões também foi obtida. No caso do CO_2 , foi observada uma grande redução no valor absoluto dos fluxos médios, sugerindo que essa medida possa estar sendo fortemente contaminada pelos eventos não-turbulentos. Quando comparados com estimativas de *bulk*, os fluxos obtidos pela nova metodologia apresentam menor espalhamento que os calculados a partir de janelas de 10 min. A redução no espalhamento das medidas dos fluxos de CO_2 , possibilitou a determinação de uma relação funcional da velocidade de transferência com a velocidade do vento, que não pôde ser observada de maneira clara a partir das medidas de 10 min.

Palavras-chave: Fluxos turbulentos. Lacuna coespectral. Decomposição em Modos Empíricos. Interação oceano/atmosfera.

ABSTRACT

Doctoral Dissertation
Programa de Pós-Graduação em Física
Universidade Federal de Santa Maria

USING THE EMPIRICAL MODE DECOMPOSITION TO DETERMINE OCEAN/ATMOSPHERE TURBULENT FLUXES

AUTHOR: LUÍS GUSTAVO NOGUEIRA MARTINS

ADVISOR: OTÁVIO COSTA ACEVEDO

Local and date: Santa Maria, April 8, 2015.

Turbulent fluxes may be directly determined as the statistical covariance between quantities locally observed. Besides environmental and instrumental difficulties associated with taking high frequency measurements over the ocean, there is a source of uncertainty inherent to the estimation of turbulent fluxes in the atmosphere, and it is their contamination by nonturbulent motion. This problem is directly related to the time window over which the covariances are determined and to the cospectral gap that, in theory, separates turbulent and nonturbulent events. In this work, we use a methodology based in the Empirical Mode Decomposition, which allows the precise identification of the cospectral gap for each temporal interval over which the fluxes are determined. Furthermore, this novel methodology allows filtering out oscillation modes associated with nonturbulent events, therefore allowing the use of a time window over which the large turbulent eddies are completely sampled. To test the method, data from two oceanic cruises have been used. One is from project HalocAST-2010 (over Eastern Pacific), and the other is from project Acex 2012 (over Southwestern Atlantic). The use of the new method in 4-h time series resulted in an increase of the absolute values of the fluxes of sensible heat, latent heat and momentum, with respect to those determined with the traditionally used 10-minute time series. For CO_2 fluxes, it has been observed a large reduction of the average absolute fluxes, suggesting that such measurement may be largely contaminated by nonturbulent fluxes. When compared to bulk estimates, fluxes obtained by the new methodology show reduced scatter with respect to those determined from fixed 10-minute windows. The scatter reduction of the CO_2 flux estimates allowed the determination of a functional relationship between piston velocity and wind speed, which is not possible to be obtained from the 10-minute estimates.

Keywords: Turbulent fluxes. Cospectral gap. Empirical Mode Decomposition. Air/sea interaction.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Demonstração do processo de <i>sifiting</i>	30
Figura 1.2 – Esquerda: Resultado da DME aplicada à uma série de 30 s de u . Direita: Reconstrução do sinal original a partir das FMIs e do resíduo da decomposição.	31
Figura 1.3 – Escalas características das FMIs de w e T obtidas usando diferentes valores do critério de parada do processo de <i>sifiting</i> SD	32
Figura 2.1 – Matriz de covariâncias M^{wT} (esquerda) e as respectivas representações do coespectro CO^{wT} (direita) calculados para medidas de 1 h de w e T . A linha contínua (CO_i^{wT}) representa a soma da matriz M^{wT} na direção do eixo x , enquanto a linha tracejada representa a soma de M^{wT} na direção do eixo y	37
Figura 2.2 – Escalas temporais de oscilação das FMIs de w e T apresentadas na figura 2.1 obtidas através dos dois métodos: valor médio das frequências instantânea (equação 1.31) e número de valores extremos / vezes que a função cruza o zero (equação 1.27).	38
Figura 2.3 – Exemplos de pseudoespectros CO^{wT} calculados para quatro diferentes intervalos de 1 h.	40
Figura 2.4 – Valores de CO^{wT} calculados para os mesmos quatro casos apresentados na figura 2.3, usando agora a EEMD com um número de realizações igual a 1000.	41
Figura 3.1 – Rota do cruzeiro realizado a bordo do navio de pesquisa Thomas G. Thompson de Punta Arenas, Chile (30/mar/10) até Seattle, Washington, EUA (27/abr/10).	42
Figura 3.2 – Sumário das condições meteorológicas durante o cruzeiro Thompson. De cima para baixo: média de 10 min da velocidade do vento, direção do vento relativa ao navio, radiação solar, e temperatura do ar/oceano.	43
Figura 3.3 – Rota do cruzeiro realizado a bordo do navio Hidro-Oceanográfico Cruzeiro do Sul realizado entre os dias 11 e 21 de junho de 2012. As medidas foram obtidas a partir da latitude de Paranaguá (PR) até a latitude de Chuí (RS).	44
Figura 3.4 – Sumário das condições meteorológicas durante o cruzeiro ACEX. De cima para baixo: média de 10 min da velocidade do vento, direção do vento relativa ao navio e temperatura do ar/oceano.	45
Figura 3.5 – Torre micrometeorológica instalada na proa do Navio Cruzeiro do Sul (esquerda) e disposição dos instrumentos meteorológicos (direita): (1) Anemômetro sônico CSAT3; (2) Anemômetro sônico RMYoung (não foi utilizado nesse estudo); (3) Bússola; (4) Analisador de gás LI-COR 7200; (5) Termo-higrômetro; (6) GPS GARMIN; (7) Radiômetro CMP3 e (8) Motion Pack, na torre. Adaptada de Farias (2015).	46
Figura 3.6 – Espectros de potência das componentes da velocidade do vento medidas (linha tracejada) e corrigidas (linha contínua) através da equação 1.1. Foram utilizadas séries de 1 h obtidas no cruzeiro HalocAST. A linha pontilhada representa a lei de potência de Kolmogorov para o subintervalo inercial.	48
Figura 3.7 – O mesmo da figura 3.6 calculados para as medidas do cruzeiro ACEX.	49

Figura 3.8 – Variação do valor absoluto da covariância em função do tempo de atraso entre as medidas (esquerda) e Coespectros de Fourier calculados usando diferentes valores de atraso entre as medidas (direita). Figuras superiores representam a análise aplicada às medidas de w e r (AGIV “úmido”), enquanto as figuras inferiores representam a mesma análise aplicada às medidas de w e c (AGIV “seco”). Em ambos os casos a linha coespectral vermelha representa o caso no qual o valor de atraso corresponde ao valor máximo de covariância (linha vertical tracejada nas figuras esquerdas).	51
Figura 3.9 – Mesma análise da figura 3.8 aplicada para as medidas de w e c (AGIV “seco”) medidas pelo cruzeiro ACEX.	52
Figura 4.1 – Coespectro de MR (linha tracejada) e de EEMD (linha contínua) do fluxo cinemático de momento para os valores medidos (superior) e corrigidos (inferiores), pela equação 1.1, de u e w	55
Figura 4.2 – Coespectros de Fourier (multiplicado pela frequência) obtidos a partir de medidas turbulentas (1 h) filtradas por diferentes métodos de remoção do conteúdo associado aos eventos de mesoescala: remoção da tendência linear (linha tracejada), remoção do resíduo da EEMD (linha pontilhada) e a metodologia EEMD com determinação da lacuna coespectral (linha vermelha). A linha preta contínua corresponde aos sinais medidos. As linhas verticais representam a frequência associada aos períodos de 10 min (linha contínua) e 4,4 min (linha tracejada).	56
Figura 4.3 – Efeito do aumento do número de realizações (ne) nos valores do coespectro de EEMD (CO^{wT}).	57
Figura 4.4 – Número da FMI (esquerda) e respectiva escala temporal (direita) identificada com escala imediatamente maior que a escala da lacuna coespectral, obtida para diferentes comprimentos de séries temporais. Os quadrados escuros e os círculos brancos representam respectivamente os valores médios obtidos para 20 intervalos do dia e da noite medidos pelo cruzeiro HalocAST. As barras verticais representam o desvio padrão médio.	58
Figura 4.5 – Mesma análise apresentada na figura 4.4 aplicada agora aos dados cruzeiro ACEX. Neste caso, as curvas representam os valores médios obtidos para 8 intervalos.	59
Figura 4.6 – Superior: Escala temporal de corte encontrado para todo o cruzeiro HalocAST usando séries temporais de 1 h (quadrados pretos) e séries de 4 h (círculos vermelhos). Inferior esquerda: Distribuição das ocorrências das escalas de corte obtidas. Inferior direita: Porcentagens de intervalos, relativas ao número total de intervalos, sem lacunas coespectrais identificadas.	60
Figura 4.7 – Mesma análise apresentada na figura 4.6 aplicada aos dados do cruzeiro ACEX.	61
Figura 4.8 – Coespectros de Fourier (multiplicado pela frequência) obtidos a partir de 6 intervalos (médio) não filtrados de 10 min (linha cinza), intervalos filtrados pela metodologia EEMD de 1 h (linha preta) e 4 h (linha tracejada vermelha). Linhas verticais representam o desvio padrão médio para o caso do coespectro médio de 10 min.	62
Figura 4.9 – O mesmo da figura 4.8 usando, neste caso, 24 intervalos de 10 min (4 h)	

	no cálculo do coespectro médio.	63
Figura 4.10	– Fluxos de 10 min (círculos brancos) e 4 h (círculos vermelhos) em relação aos fluxos obtidos através de fórmulas de <i>bulk</i> obtidos para o cruzeiro HalocAST. A velocidade de fricção u_* está associada ao fluxo de momento τ_{uw} pela relação $\tau_{uw} = -\rho u_*^2$	66
Figura 4.11	– Fluxos de 10 min (círculos brancos) e 4 h (círculos vermelhos) em relação aos fluxos obtidos através de fórmulas de <i>bulk</i> calculados para o cruzeiro ACEX.	67
Figura 4.12	– Superior: Relação entre velocidade de transferência k_{660} e U_{10} estimados usando fluxos de 10 min (círculos brancos) e 4 h (losangos vermelhos). Inferior: Relação de k_{660} e U_{10} representada em médias em blocos ($1ms^{-1}$). As linhas verticais representam o desvio padrão médio. Em ambas as figuras, as curvas pretas pontilhadas, tracejadas e contínuas representam as relações LM-86, W-92 e WM-99 respectivamente.	69

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 – Valores médios dos fluxos de 10 min calculados para um intervalo de 8 h (9:00-17:00).....	52
Tabela 3.2 – O mesmo da tabela 3.1 calculados usando medidas do cruzeiro ACEx..	53
Tabela 4.1 – Fluxos cinemáticos obtidos para séries de 1 e 4 h filtradas e os fluxos médios calculados para esses mesmos intervalos usando, respectivamente, 6 e 24 janelas de 10 min não filtradas. Scalar kinematic fluxes obtained using averaged 10-min EC (six/twenty four intervals), 1 and 4-h EEMD filter method.....	64
Tabela 4.2 – Fluxos médios calculados para todo o cruzeiro HalocAST usando séries de 10 min, removida a tendência linear, e séries de 4-h filtradas pela metodologia proposta.	64
Tabela 4.3 – O mesmo da tabela 4.2 calculado para o cruzeiro ACEx.	65
Tabela 4.4 – Erro quadrático médio médio estimados para os fluxos de CV em relação aos obtidos pelas fórmulas de <i>bulk</i> calculados para o cruzeiro HalocAST.	65
Tabela 4.5 – O mesmo da tabela 4.4 calculado para o cruzeiro ACEx.	68
Tabela 4.6 – O mesmo da tabela 4.4 calculado para os fluxos de CV do cruzeiro HalocAST em relação aos fluxos obtidos a partir de fórmulas de <i>bulk</i> usando três diferentes parametrizações para a velocidade de transferência <i>k</i> . . .	68

SUMÁRIO

RESUMO	7
ABSTRACT	8
INTRODUÇÃO	14
1 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	19
1.1 Medidas realizadas sobre o oceano	19
1.1.1 Correção do vetor velocidade.....	20
1.1.2 Correção na medida densidade de CO_2 (ρ_c) e densidade de vapor d'água (ρ_v)	22
1.1.3 Determinação do tempo de atraso da medida de CO_2	23
1.2 Procedimento de Reynolds e o Método da Covariância dos Vórtices	23
1.3 Movimentos não-turbulentos e a lacuna espectral	26
1.3.1 Coespectro de Multiresolução.....	28
1.3.2 Decomposição em Modos Empíricos e a Transformada de Hilbert-Huang ...	29
1.4 Fórmulas de <i>bulk</i>	33
2 METODOLOGIA	36
2.1 Processo de filtragem	36
2.2 Ensemble-Decomposição em Modos Empíricos	40
3 DESCRIÇÃO E TRATAMENTO DOS DADOS UTILIZADOS	42
3.1 Descrição dos experimentos	43
3.1.1 Cruzeiro HalocAST (Thompson).....	44
3.1.2 Cruzeiro ACEX (Cruzeiro do Sul).....	46
3.2 Correções das medidas	47
4 RESULTADOS E DISCUSSÕES	54
4.1 Calibração e validação do método	54
4.2 Cálculo dos fluxos	59
4.3 Comparação com os resultados obtidos através de fórmulas de <i>bulk</i>	63
5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS	70
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	74

INTRODUÇÃO

As correntes oceânicas e a circulação geral da atmosfera são as responsáveis pela distribuição do calor desde os trópicos até os pólos. Esse processo é de fundamental importância no balanço de energia no planeta (GARRISON, 2010; WALLACE; HOBBS, 2006). Por esse motivo, uma completa compreensão da influência dos oceanos na atmosfera e, conseqüentemente, no clima global, se faz necessária (PEIXÓTO; OORT, 1992).

A transferência de energia entre o oceano e a atmosfera é realizada predominantemente na forma de fluxos de calor, que são diretamente afetados pelo gradiente de temperatura entre o ar e a superfície do mar, pelo processo de evaporação e pela velocidade do vento (SATO, 2005). Logo, no balanço de energia na atmosfera determinações precisas dos fluxos de calor sensível, latente e de momentum são indispensáveis.

Além do balanço de energia, o balanço do dióxido de carbono (CO_2) atmosférico também é afetado pelos oceanos. Desta maneira, a quantificação do fluxos através da interface oceano/atmosfera é essencial em modelos climáticos, pois esse gás é responsável pelas maiores contribuições no potencial antropogênico das mudanças no clima (WEISS et al., 2007).

O fluxo de CO_2 na interface oceano-atmosfera é um componente importante do ciclo de carbono. Esses fluxos estão diretamente relacionados ao acoplamento do transporte de CO_2 com os fluxos de momentum, calor e estabilidade da Camada Limite Atmosférica (CLA), que por sua vez, afetam a estratificação oceânica e os processos de mistura verificados na Camada Limite Oceânica (CLO).

Muito mais difícil do que estimar a absorção global de CO_2 é compreender os processos físicos regionais envolvidos na determinação destes fluxos. A acurácia de estudos regionais é geralmente limitada pela deficiência em resolver adequadamente a velocidade de transferência dos gases (FARIAS, 2015). Somado à isso, importantes incertezas científicas ainda existem com respeito aos mecanismos controlando estes fluxos de CO_2 e, em especial à sua variabilidade espacial.

Estudos continuados dos fluxos de CO_2 pela interface oceano/atmosfera em diversas regiões de interesse específico são limitados por questões financeiras e operacionais, pois a alternativa ideal para as torres micrometeorológicas fixas – construídas apenas em pequenas profundidades – é a utilização de grandes boias estabilizadas que além de alto custo não permitem acesso, manutenção ou calibração constante. Estudos encontrados na bibliografia que abordam este tema, na sua grande maioria, envolvem medidas realizadas em boias ou em instrumentos instalados em navios. Sendo assim, as observações realizadas em tais experimentos estão fortemente sujeitas às condições ambientais únicas dos oceanos tais como a maresia, que interferem drasticamente no desempenho de

alguns equipamentos, e o estresse causado pelas colisões das ondas (EDSON et al., 1998). Além dos problemas decorrentes das condições ambientais dos oceanos, podemos atribuir ao movimento das boias e navios a maior parte da incerteza nas medidas da turbulência obtidas sobre o oceano. Médias tridimensionais do campo de vento realizadas por anemômetros fixados em plataformas móveis apresentam contribuições espúrias devido ao movimento dos instrumentos que contaminam as propriedades estatísticas dessas séries temporais, como as correlações que estão diretamente associadas aos fluxos turbulentos de momento e escalares (MILLER et al., 2008). Uma medida direta confiável do fluxo de qualquer escalar, como CO_2 nessas condições exige, além da correção do vetor velocidade medido pelos anemômetros, uma série de procedimentos operacionais e de pós-processamento do sinal de tal forma que a contaminação dos dados pelas condições ambientais e experimentais adversas, relacionadas acima, sejam eliminadas, ou na pior hipótese, reduzidas a níveis desprezíveis.

Como alternativa, fluxos de CO_2 através da interface ar/oceano são indiretamente calculados através de parametrizações da forma:

$$F_c = kL(pCO_{2\text{ água}} - pCO_{2\text{ ar}}), \quad (1)$$

onde k é a velocidade de transferência do gás, L é a solubilidade do gás e pCO_2 é a pressão parcial de CO_2 . Na equação 1, k e ΔpCO_2 representam respectivamente os forçantes cinemático e termodinâmico. A dependência de k com a viscosidade cinemática da água (ν) e com o coeficiente de difusão do gás (D) é representada pelo número de Schmidt ($Sc = \nu/D$). Para um fluido com ondas, k é proporcional à $Sc^{-0.5}$ (WANNINKHOF, 1992). Para fins de comparação, ajusta-se k com relação ao número de Schmidt de CO_2 à 20°C ($Sc = 660$) através da relação:

$$k_{660} = k \left(\frac{660}{Sc} \right)^{-0.5} \quad (2)$$

Embora a velocidade de transferência do gás dependa de vários fatores como a estabilidade atmosférica, a presença de bolhas e surfactantes, a troca gasosa na interface ar/oceano é predominantemente feita pela turbulência na interface água/ar. Por esta razão, uma dependência funcional de k unicamente com a velocidade do vento, como substituto da velocidade de fricção (u_*), vem sendo largamente utilizada nas estimativas de fluxos de gases entre o oceano e a atmosfera. (WANNINKHOF; MCGILLIS, 1999; MARRANDINO et al., 2007; WANNINKHOF et al., 2009). As relações mais utilizadas entre k e a velocidade do vento são: a linear (multi-coeficiente angular) (LISS; MERLIVAT, 1986), quadrática (WANNINKHOF, 1992) e cúbica (WANNINKHOF; MCGILLIS, 1999). Estas relações serão referenciadas no texto, respectivamente, como LM-96, W-92 e WM-99.

Nas últimas décadas, significantes melhorias vem sendo apresentadas na instru-

mentação e na análise de dados permitindo estimativas mais robustas de fluxos turbulentos sobre o oceano usando o método das Covariâncias dos Vórtices (CV) (FUJITANI, 1981; EDSON et al., 1998; MILLER et al., 2008). Mesmo com tais melhorias, interferências ambientais/instrumentais e a presença de outros forçantes podem mascarar a dependência funcional de k com a velocidade do vento.

O método da CV é o mais utilizado pela comunidade micrometeorológica para medições *in situ* de fluxos turbulentos. A abordagem da CV permite a associação direta dos fluxos turbulentos reais com a covariância estatística das variáveis obtidas pelos instrumentos de medidas. Desta maneira, os fluxos de calor sensível (H), calor latente (Le), momento (τ_{uw}) e CO_2 (F_c) são determinados, respectivamente, por:

$$H = \overline{\rho_a C_p w' T'}, \quad (3)$$

$$Le = \overline{\rho_a L_v w' r'}, \quad (4)$$

$$\tau_{uw} = -\overline{\rho_a u' w'}, \quad (5)$$

$$F_c = \overline{\rho_a w' c'}, \quad (6)$$

onde C_p é o calor específico do ar, L_v é o calor latente de vaporização da água, ρ_a é a densidade do ar seco; T' , w' , u' , são as componentes (flutuações em relação a média) da temperatura, componente vertical e longitudinal da velocidade do vento; c' e r' são a razão de mistura de CO_2 e vapor d'água.

Embora o método da CV tenha provado ser muito eficiente, alguns aspectos ainda precisam ser melhorados. Medidas diretas de fluxos turbulentos sobre o oceano geralmente são muito dispersas, com grandes variações nos valores obtidos, o que dificulta o processo de parametrização. Esta grande variação é comumente associada ao ruído e desempenho instrumental e dificuldades em separar a turbulência dos movimentos não-turbulentos. Ao contrário da turbulência gerada em túneis de vento, na Camada Limite Atmosférica, fluxos/covariâncias calculados usando uma janela temporal maior que as escalas temporais típicas da turbulência são contaminadas pelas flutuações associadas a eventos não-turbulentos (mesoescala ou transientes). Por esse motivo, o tamanho apropriado da janela temporal deve ser muitas vezes maior que as escalas temporais associadas aos maiores turbilhões e suficientemente menor que as escalas temporais dos movimentos não-turbulentos. A superposição de ambos os modos, turbulentos e não-turbulentos sobre um intervalo de escalas temporais dificulta a determinação da lacuna espectral/cospectral. Além do mais, a variação contínua das condições atmosféricas, causadas principalmente pelos ciclos diários, induzem uma esperada variação na escala da lacuna. Mesmo que a existência genuína de transporte físico associado aos modos não-turbulentos seja um tema em discussão (MAHRT, 2010), para fins de comparação com fluxos obtidos através de parametrizações (fórmula de *bulk*), a exclusão desses modos das

estimativas da covariância tem sentido. Isto é consequência do fato de que, geralmente, não existe uma relação simples entre fluxos associados aos movimentos não-turbulentos e quantidades simples, como o gradientes verticais. No caso específico dos fluxos de CO_2 sobre o oceano, as flutuações de densidade desse gás estão no limite da precisão do sensor (WANNINKHOF et al., 2009). Logo, as estimativas de fluxos desse escalar são facilmente afetadas pelos movimentos de mesoescala ou transientes, como por exemplo, a passagem de uma massa de ar com características subitamente diferentes.

Valores de janelas temporais usadas tradicionalmente nas estimativas das covariâncias na CLA variam de 30 a 60 min (AUBINET; VESALA; PAPALE, 2012). Este intervalo de valores é aceitável em condições de intensa turbulência, mas torna-se questionável para camadas limites estáveis ou sobre o oceano, resultando em estimativas de fluxos com um grande espalhamento. Como alternativa, nessas condições específicas, janelas temporais menores (menores que 15 min) são comumente usadas (AUBINET, 2008; MILLER; MARANDINO; SALTZMAN, 2010). O uso do coespectro de Multiresolução (MR) permitiu a identificação das escalas da lacuna coespectral de maneira muito mais clara que as outras representações espectrais (baseadas na transformada de Fourier). Usando a metodologia da MR, escalas da lacuna muito menores que 15 min foram encontradas para condições estáveis (MAHRT, 2010). Recentemente, Wang et al. (2013) apresentou uma metodologia baseada na transformada de Hilbert-Huang (HUANG et al., 1998) e aplicou-a aos fluxos turbulentos sobre o oceano, mostrando que sua metodologia é mais robusta que a baseada em MR para determinação da lacuna coespectral.

Neste trabalho, um método adaptado é usado para encontrar a lacuna cospectral e posterior filtragem dos eventos não-turbulentos, baseado na transformada de Hilbert-Huang, que utiliza vários benefícios da Decomposição em Modos Empíricos (DME). Estudos recentes têm mostrado que o resíduo desta decomposição representa a tendência natural de uma série temporal (WU et al., 2007). Esta característica da DME é usada como método de remoções de tendência (*detrending*), de tal modo que sua aplicação torna a série temporal auto-estacionária em primeira ordem (WU et al., 2007; XU; CHEN, 2004). Além disso, a DME é uma decomposição adaptativa, ou seja, as componentes obtidas dependem das características locais da série temporal. Isto permite a obtenção de valores mais precisos das escalas da lacuna coespectral para cada série temporal analisada. Finalmente, as componentes obtidas apresentam sentido físico real.

O objetivo deste trabalho é testar a eficiência da metodologia baseada no filtro de DME em eliminar a contribuição dos eventos não-turbulentos nas estimativas dos fluxos através da CV. Os resultados obtidos serão comparados diretamente com aqueles calculados usando séries curtas de 10 min e fórmulas de *bulk*. No caso específico do CO_2 , acredita-se que a grande variabilidade nos fluxos desse escalar, e conseqüentemente, nas estimativas da velocidade de transferência k (equação 1), seja causada por uma limitação do método da CV quando aplicado em séries com forte presença de eventos

não-turbulentos. Através da nova metodologia, estimativas de fluxos filtrados, ou seja, sem contribuição dos eventos de mesoescala, são obtidas. Sendo assim, medidas mais robustas da velocidade de transferência permitirão determinar de maneira mais clara uma relação funcional dessa grandeza com a velocidade do vento.

A presente metodologia está sendo aplicada à dois conjunto de dados coletados. O primeiro foi coletado na região leste do Pacífico, no ano de 2010. Medidas realizadas no Atlântico Sudoeste, na região costeira do Sul do Brasil, em 2012, costumam o segundo conjunto.

1 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Antes de apresentarmos a metodologia proposta e os resultados obtidos, abordaremos nesse capítulo as principais dificuldades encontradas na realização de medidas turbulentas nas regiões oceânicas. Além das questões instrumentais envolvidas, o problema da contaminação das estimativas dos fluxos pelos eventos de mesoescala também será aprofundado, bem como as metodologias que têm sido utilizadas para resolver esta questão. Por fim, as formas básicas de fórmulas de *bulk* utilizadas no trabalho serão apresentadas.

1.1 Medidas realizadas sobre o oceano

O estudo da dinâmica de interação oceano-atmosfera é de fundamental importância para compreensão de questões ambientais que dependam do acoplamento entre esses dois sistemas. Por esse motivo, um crescente interesse nas estimativas dos fluxos turbulentos através dessa interface tem sido observado. Isso tem forçado pesquisadores de diversas áreas a se depararem com as dificuldades de realizar medidas de alta frequência em condições oceânicas (EDSON et al., 1998).

A qualidade das medidas de alta frequência das variáveis turbulentas, usadas nas equações 3 à 6, é afetada por questões ambientais e experimentais. No caso de medidas realizadas em navios, as principais incertezas nas estimativas dos fluxos são atribuídas aos seguintes fatores:

- a) Contaminação das séries temporais do vetor velocidade do vento, medido por anemometria, pelo movimento do navio;
- b) Os fluxos de CO_2 e calor latente, conforme definido anteriormente, são determinados pelas flutuações da componente vertical do vento w e das flutuações das razões de mistura c e r , definidas, respectivamente, como a razão da densidade de CO_2 (ρ_c) e de vapor d'água (ρ_v) pela densidade do ar seco (ρ_a). No entanto, os Analisadores de Gases Infra-Vermelho (AGIV) comumente usados medem a densidade do constituinte, e por consequência disso, flutuações de temperatura, pressão e vapor d'água alteram a densidade do ar comprometendo a medida deste constituinte o que afeta as estimativas dos fluxos calculados (MILLER et al., 2004);
- c) Assim como ocorre nas medidas de velocidade do vento, medidas realizadas por AGIV também são contaminadas por sinais espúrios devido aos possíveis erros instrumentais causados pelo movimento do navio (MCGILLIS et al., 2001a). Este efeito foi ob-

servado tanto em medidas feitas por AGIV de caminho aberto quanto de caminho fechado, sendo este último o mais sensível a esse tipo de contaminação;

- d) Em sistemas AGIV de caminho fechado, a parcela de ar medida no anemômetro é transportada, com a ajuda de uma bomba de sucção, por um duto até o equipamento de medida, fazendo que a medida de densidade de CO_2/H_2O ocorra com um certo tempo de atraso em relação à medida de velocidade. No método das CV assume-se que as medições das variáveis tenham sido realizadas no mesmo ponto no espaço, e por esse motivo, é fundamental determinar precisamente esse intervalo de tempo entre as medidas. No caso dos fluxos de CO_2 , onde as covariâncias entre w e c são da ordem de 10^{-6} (m/s), as estimativas desse fluxos são criticamente dependentes da precisão na determinação desse tempo de atraso.
- e) Em AGIV de caminho fechado, as flutuações de alta frequência são amortecidas enquanto viajam pelo duto até a célula de medida, comprometendo a representação dos fluxos associados a essas pequenas escalas turbulentas (LENSCHOW; RAUPACH, 1991).

Diante dessas dificuldades, fica claro o desafio de realizar tal tipo de medidas. Trabalhos recentes mostram que a utilização de um arranjo instrumental apropriado, aliado a rotinas de tratamento das séries de medidas, permite que muitas dessas fontes de incertezas sejam reduzidas. A seguir, serão descritos detalhadamente as metodologias utilizadas para garantir que medidas confiáveis sejam obtidas.

1.1.1 Correção do vetor velocidade

Usando a abordagem proposta por Fujitani (1981), assumimos que o vetor velocidade real pode ser definido como a soma da velocidade aparente medida pelos sensores com a velocidade do movimento do próprio sensor, ambas no mesmo sistema de coordenadas. Logo, podemos escrever a velocidade real como:

$$\vec{v}_t = T_{ae}\vec{v}_m + T_{ae}(\vec{v}_a + \vec{\Omega}_a \times \vec{r}) + \vec{v}_s \quad (1.1)$$

onde \vec{v}_t é o vetor velocidade real no momento da medida, \vec{v}_m é a velocidade medida pelo anemômetro, \vec{v}_a e $\vec{\Omega}_a$ são, respectivamente, as velocidade angulares e lineares do próprio equipamento de medida, \vec{v}_s é a velocidade de deslocamento do navio, \vec{r} é o vetor posição do anemômetro em relação ao sensor de movimento e T_{ae} é a matriz de transformação de coordenadas do sistema de referência do anemômetro para o sistema de coordenada da terra (eixo x no sentido da proa, eixo y a bombordo e z na vertical). Para determinarmos o movimento do próprio anemômetro utilizamos um sensor de movimento, alinhado

inicialmente com o anemômetro e calibrado no sistema de coordenada da terra, que fornece a cada instante de medição, a aceleração na direção de três eixos (x, y e z), e a variação angular da rotação em torno desses mesmos eixos ($\vec{\Omega} = [\dot{\phi}, \dot{\theta}, \dot{\psi}]$) no sistema de coordenadas do anemômetro. Com isso, na equação 1.1, \vec{v}_a é obtido pela integração do vetor aceleração e \vec{v}_s é obtido através de um sistema GPS. Uma matriz de rotação de coordenadas, é definida como função de três ângulos (ϕ , θ e ψ), chamados ângulos de Euler (GOLDSTEIN; POOLE; SAFKO, 1965), e representa a sequência de três rotações planares, onde a primeira é realizada em relação ao eixo x (ϕ), a segunda em relação ao novo eixo intermediário y (θ) e a terceira em relação ao eixo z final (ψ). Desta maneira, definimos T_{ae} como

$$T_{ae} = C(\psi)B(\theta)A(\phi), \text{ com} \quad (1.2)$$

$$A(\phi) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\phi & -\text{sen}\phi \\ 0 & \text{sen}\phi & \cos\phi \end{pmatrix}, \quad B(\theta) = \begin{pmatrix} \cos\theta & 0 & \text{sen}\theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\text{sen}\theta & 0 & \cos\theta \end{pmatrix} \text{ e}$$

$$C(\psi) = \begin{pmatrix} \cos\psi & -\text{sen}\psi & 0 \\ \text{sen}\psi & \cos\psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

O método de determinação dos ângulos de Euler é apresentado de forma clara por Edson et al. (1998). A primeira aproximação dos ângulos de Euler é feita utilizando uma abordagem baseada em filtro complementar, onde os sinais de alta frequência desses ângulos são obtidos pela integração das velocidades angulares medidas pelo sensor de movimento, após serem filtradas por um filtro passa alta. Os sinais de baixa frequência são obtidos pela aplicação de um filtro passa-baixa nos sinais de ϕ e ψ , determinados através da contribuição da aceleração da gravidade (\vec{g}) nas componentes horizontais das medidas de aceleração do sensor de movimento devido à inclinação dos instrumentos. Desta maneira

$$\phi = \frac{\dot{y}}{g} \text{ e } \theta = \frac{-\ddot{x}}{g}. \quad (1.3)$$

O sinal de baixa frequência de ψ , é obtido após a filtragem do sistema de orientação (direção) do navio. A justificativa para o uso dessa abordagem, baseada em filtro complementar, é que a contribuição do efeito de “deriva” dos sensores de medidas da aceleração e da velocidade angular nas baixas frequências é amplificada pela operação de integração.

Uma segunda aproximação na determinação dos ângulos de Euler envolve relacionar a equação analítica para o vetor variação angular desses ângulos no sistema de coordenadas fixado na terra com o vetor velocidade angular medido pelo sensor de movimento rotacionado para o sistema de coordenada da terra pela matriz T_{ae} escrita em função dos ângulos de Euler obtidos na primeira aproximação. Logo, essa relação pode

ser escrita como

$$\vec{\Omega}_{AE} = T_{ae}\vec{\Omega}_a \quad (1.4)$$

onde,

$$\vec{\Omega}_{AE} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \dot{\psi} \end{bmatrix} + C(\psi) \begin{bmatrix} 0 \\ \dot{\theta} \\ 0 \end{bmatrix} + C(\psi)B(\theta) \begin{bmatrix} \dot{\phi} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1.5)$$

Substituindo as matrizes de rotações, definidas nesta seção, nas equações 1.5 e 1.4, define-se uma nova equação, escrita como

$$\begin{bmatrix} \dot{\phi} \\ \dot{\theta} \\ \dot{\psi} \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \text{sen}\phi\tan\theta & \text{cos}\phi\tan\theta \\ 0 & \text{cos}\phi & -\text{sen}\phi \\ 0 & \frac{\text{sen}\phi}{\text{cos}\theta} & \frac{\text{cos}\phi}{\text{cos}\theta} \end{pmatrix} \begin{bmatrix} \dot{\phi}_a \\ \dot{\theta}_a \\ \dot{\psi}_a \end{bmatrix}. \quad (1.6)$$

A partir da integração de $\vec{\Omega}_{AE} = [\dot{\phi}, \dot{\theta}, \dot{\psi}]$ obtemos a segunda aproximação dos ângulos de Euler usados na determinação da matriz de rotação de coordenadas T_{ae} .

1.1.2 Correção na medida densidade de CO_2 (ρ_c) e densidade de vapor d'água (ρ_v)

As medidas de ρ_c e ρ_v realizadas pelos AGIV devem ser corrigidas por causa das incertezas associadas a essas medidas devido às variações dos demais escalares, tais como temperatura e pressão. Duas abordagens distintas podem ser aplicadas. Na primeira, o cálculo dos fluxos de CO_2 (F_c) e umidade (F_v) "brutos" são determinados através de correções aditivas das covariâncias de w' com T' , P' e ρ'_v (no caso de F_c) (WEBB; PEARMAN; LEUNING, 1980). Com isto, podemos escrever F_c e F_v respectivamente como:

$$F_c = \overline{w'\rho'_c} + (1 + \mu\sigma)\frac{\overline{\rho_c}}{T}\overline{w'T'} + \mu\frac{\overline{\rho_c}}{\rho_a}\overline{w'\rho'_v} + (1 + \mu\sigma)\frac{\overline{\rho_c}}{P}\overline{w'P'}, \quad (1.7)$$

$$F_v = (1 + \mu\sigma)\overline{w'\rho'_v} + (1 + \mu\sigma)\frac{\overline{\rho_v}}{T}\overline{w'T'}, \quad (1.8)$$

onde P é a pressão, μ é a razão entre as densidades molares $\rho_{M_a} = \rho_a/M_a$ e $\rho_{M_v} = \rho_v/M_v$ e σ é a razão entre os pesos moleculares do ar seco (M_a) e da água (M_v).

A segunda abordagem envolve a correção instantânea de cada medida de densidade de acordo com a lei dos gases ideais e a lei de Dalton. Desta maneira, podemos determinar para cada instante a razão de mistura $c = \frac{\rho_c}{\rho_a}$ e $r = \frac{\rho_v}{\rho_a}$, e conseqüentemente

F_c , F_v e Le , através das seguintes equações:

$$\rho_{M_a} = P_a / RT \quad (1.9)$$

$$P_a = P - P_v \quad (1.10)$$

$$P_v = \rho_{M_v} RT \quad (1.11)$$

onde R é a constante universal dos gases, P_a e P_v são as pressões parciais do ar seco e do vapor d'água.

1.1.3 Determinação do tempo de atraso da medida de CO_2

A determinação do tempo de atraso das medidas de CO_2 em relação à velocidade medida da mesma parcela de ar é realizada, experimentalmente, expelindo-se uma concentração controlada do gás de interesse na entrada do duto que leva o ar até os AGIV. Quando esse procedimento experimental não pode ser realizado, uma boa estimativa do intervalo de tempo entre as medições pode ser obtida diretamente através da máxima correlação entre as medidas de temperatura (T) ou a componente vertical da velocidade do vento (w) do anemômetro e a densidade de algum constituinte, ρ_c ou ρ_v , medido pelo AGIV.

1.2 Procedimento de Reynolds e o Método da Covariância dos Vórtices

A equação de conservação de uma grandeza escalar C , como a densidade de um gás por exemplo, é definida como (STULL, 1988):

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u_j \frac{\partial C}{\partial x_j} = \nu_C \frac{\partial^2 C}{\partial x_j^2} + S_c, \quad (1.12)$$

onde ν_C é a difusividade molecular do constituinte C e u_j é a componente da velocidade na direção j . Os dois termos do lado esquerdo dessa equação são respectivamente os termos de armazenamento e advecção. No lado direito, temos os termos da influência da viscosidade e o termo que representa os forçantes externos.

Devido a grande variedade de escalas temporais e espaciais envolvidas no movimento turbulento, uma forma mais conveniente de expressar as equações de conservação, como a equação 1.12, deve ser utilizada. Uma representação média das equações de conservação pode ser obtida através da aplicação do chamado procedimento de Reynolds. Consideremos que f e g sejam duas variáveis turbulentas e a seja uma constante

arbitrária. O procedimento consiste em, primeiramente, separar qualquer variável em uma parte média e outra parte turbulenta, que representa as flutuações em relação à média. Desta maneira, podemos reescrever f e g como:

$$f = \langle f \rangle + f' \quad \text{e} \quad (1.13)$$

$$g = \langle g \rangle + g', \quad (1.14)$$

onde $\langle \rangle$ representa a média sobre ensemble e o apóstrofo ($'$) indica a componente turbulenta. O processo de média sobre ensemble é utilizado pois sempre satisfaz as seguintes propriedades (MONIN; YAGLOM,)::

$$\langle f + g \rangle = \langle f \rangle + \langle g \rangle \quad (1.15a)$$

$$\langle a \rangle = a \quad (1.15b)$$

$$\langle cf \rangle = c \langle f \rangle \quad (1.15c)$$

$$\left\langle \frac{\partial f}{\partial t} \right\rangle = \frac{\partial \langle f \rangle}{\partial t} \quad (1.15d)$$

$$\langle \langle f \rangle g \rangle = \langle f \rangle \langle g \rangle \quad (1.15e)$$

Substituindo g por 1 na propriedade 1.15e, obtemos que $\langle \langle f \rangle \rangle = \langle f \rangle$. Logo, a média de uma componente turbulenta, por definição é igual a $\langle f' \rangle = \langle f - \langle f \rangle \rangle = 0$. Esse resultado é fundamental para a simplificação das equações de conservação no procedimento de Reynolds, pois a partir dele, obtemos que:

$$\langle \langle f \rangle g' \rangle = \langle \langle f \rangle \rangle \langle g' \rangle = 0. \quad (1.16)$$

Como exemplo da aplicação do procedimento de Reynolds, utilizaremos a equação de conservação de escalar (equação 1.12) descrita anteriormente. O primeiro passo é separar as variáveis em uma parte média e outra turbulenta. Desta forma reescrevemos a equação como:

$$\frac{\partial (\langle C \rangle - C')}{\partial t} + (\langle u_j \rangle - u'_j) \frac{\partial (\langle C \rangle - C')}{\partial x_j} = \nu_C \frac{\partial^2 (\langle C \rangle - C')}{\partial x_j^2} + S_c, \quad (1.17)$$

Efetuada a multiplicação e separando os argumentos das derivadas obtemos:

$$\frac{\partial \langle C \rangle}{\partial t} + \frac{\partial C'}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle C \rangle}{\partial x_j} + \langle u_j \rangle \frac{\partial C'}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial \langle C \rangle}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial C'}{\partial x_j} = \nu_C \frac{\partial^2 \langle C \rangle}{\partial x_j^2} + \nu_C \frac{\partial^2 C'}{\partial x_j^2} + S_c \quad (1.18)$$

Partindo da equação da continuidade,

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0, \quad (1.19)$$

e considerando uma aproximação de incompressibilidade do fluido ($\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$), temos que

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0, \text{ ou seja, } \frac{\partial u'_j}{\partial x_j} = 0. \quad (1.20)$$

Sabendo que

$$\frac{\partial u'_j C'}{\partial x_j} = u'_j \frac{\partial C'}{\partial x_j} + C' \frac{\partial u'_j}{\partial x_j} \text{ (regra da cadeia),}$$

multiplicamos a equação 1.20 por C' e somamos ao lado esquerdo da equação 1.18. Desta maneira, reescrevermos o sexto termo dessa equação como o produto de duas componentes turbulentas. Sendo assim, obtemos:

$$\frac{\partial \langle C \rangle}{\partial t} + \frac{\partial C'}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle C \rangle}{\partial x_j} + \langle u_j \rangle \frac{\partial C'}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial \langle C \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j C'}{\partial x_j} = \nu_C \frac{\partial^2 \langle C \rangle}{\partial x_j^2} + \nu_C \frac{\partial^2 C'}{\partial x_j^2} + S_c$$

O último passo do procedimento de Reynolds é aplicar o operador média em todos os termos da equação:

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\partial \langle C \rangle}{\partial t} \right\rangle + \left\langle \frac{\partial C'}{\partial t} \right\rangle + \left\langle \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle C \rangle}{\partial x_j} \right\rangle + \left\langle \langle u_j \rangle \frac{\partial C'}{\partial x_j} \right\rangle + \left\langle u'_j \frac{\partial \langle C \rangle}{\partial x_j} \right\rangle + \left\langle \frac{\partial u'_j C'}{\partial x_j} \right\rangle = \\ \left\langle \nu_C \frac{\partial^2 \langle C \rangle}{\partial x_j^2} \right\rangle + \left\langle \nu_C \frac{\partial^2 C'}{\partial x_j^2} \right\rangle + S_c \end{aligned}$$

Pelas condições impostas por 1.16, os termos da equação que apresentam apenas uma componente turbulenta são iguais a zero. Sendo assim, usando as propriedades definidas em 1.15, a equação de Reynolds para um gás constituinte é:

$$\frac{\partial \langle C \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle C \rangle}{\partial x_j} + \frac{\langle \partial u'_j C' \rangle}{\partial x_j} = \nu_C \frac{\partial^2 \langle C \rangle}{\partial x_j^2} + S_c \quad (1.21)$$

O objetivo deste procedimento é reescrever as equações que governam o escoamento em função das componentes médias das variáveis (equações de Reynolds), como foi feito para a equação de conservação de uma grandeza escalar. Porém, o uso deste acarreta em um problema de *fechamento*, que está associado ao surgimento de novas incógnitas: no caso acima, o termo $\overline{u'_j C'}$. Essas variáveis estatísticas (momentos centrais de segunda ordem) têm origem nos termos não-lineares de advecção turbulenta e são chamados de *fluxos cinemáticos*, quando originados nas equações de conservação de qualquer escalar, ou componentes do *estresse de Reynolds* ($\overline{u'_i u'_j}$), originados da equação de Navier-Stokes. Fluxos cinemáticos se relacionam aos fluxos físicos reais por uma constante multiplicativa, o que permite tratarmos diretamente os fluxos turbulentos de grandezas vetoriais e escalares na CLA em termos de covariâncias estatísticas, o que é conhecido como Método da Covariância dos Vórtices. Esse método permite estimar os fluxos turbulentos diretamente através de medidas experimentais de alta frequência de

aquisição.

1.3 Movimentos não-turbulentos e a lacuna espectral

Do ponto de vista teórico, a média sobre ensemble é a escolha padrão para aplicação do procedimento de Reynolds pois satisfaz as condições exigidas em 1.15. Além disso, a equação 1.16 é sempre verdadeira para esse tipo de operador. Na prática, medidas de campo são realizadas pontualmente e de maneira contínua e, por esse motivo, o uso da média sobre ensemble não pode ser aplicada. A grande quantidade de fatores que influenciam os escoamentos na atmosfera que não podem ser controlados experimentalmente impossibilitam a definição de um ensemble turbulento. Wyngaard (2010) sugere que a média sobre um ensemble turbulento talvez não possa ser realizada, pois quando aplicada em dados obtidos experimentalmente resulta em um valor médio de escoamento com características diferentes das realizações individuais, ou até mesmo, sem apresentar características turbulentas.

Como alternativa, para medidas realizadas em torres micrometeorológicas a média temporal é comumente utilizada no processo de decomposição e no cálculo das covariâncias. O teorema ergódico determina que a média temporal ($\bar{\quad}$), converge para o valor da média sobre ensemble ($\langle \quad \rangle$) quando o intervalo de tempo $\tau \rightarrow \infty$, ou seja :

$$\langle u(t) \rangle = \overline{u(t)} = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} u(t) dt. \quad (1.22)$$

onde u é uma variável estocástica que é função da posição, do tempo e da realização ($u(\vec{x}, t, \alpha)$). Naturalmente, a condição de ergodicidade definida em 1.22 só é válida se a variável $u(\vec{x}, t, \alpha)$ for estacionária. A característica estacionária exigida pelo teorema está associada à invariabilidade temporal dos momentos estatísticos ou da função densidade de probabilidade dessa variável. Ou seja, é uma propriedade de ensemble que, conforme já discutido, não pode ser avaliado adequadamente a partir de medidas experimentais.

Uma interpretação mais prática do teorema ergódico, em especial ao intervalo de tempo τ , no qual os momentos estatísticos (média, variâncias/covariâncias) são calculados, é que esse intervalo deve ser grande o suficiente para que toda informação estatística do ensemble esteja contida em apenas uma realização. Nas estimativas dos fluxos turbulentos, uma condição necessária é que essa janela temporal τ seja grande o suficiente para que as flutuações associadas a todo espectro turbulento sejam bem amostradas. No entanto, podem coexistir na CLA uma grande variedade de eventos, além da turbulência, que abrangem um amplo intervalo de escalas temporais/espaciais. Por esse motivo, a utilização de uma janela temporal τ maior que a escala temporal dos maiores turbilhões,

pode indevidamente incluir nas estimativas estatísticas flutuações associadas aos chamados fenômenos de mesoescala, que podem estar sobrepostos às escalas dos grandes turbilhões. Eventos de mesoescala, tais como ondas curtas de gravidade, circulações topográficas e correntes térmicas, apresentam estruturas maiores que as geradas pela turbulência e, por esse motivo, uma lacuna espectral que separa claramente esses dois tipos de eventos pode ser observada. Partindo desse conceito de lacuna coespectral, espera-se que o uso de uma janela temporal da ordem dessa lacuna reduza o efeito dos eventos de mesoescala nas estimativas das covariâncias. Mesmo para esse caso, a presença de eventos de mesoescala de menores escalas pode ser identificada, para uma determinada janela, como uma tendência ou variação de baixa frequência nas medidas. Janelas de 30-60 min são geralmente aceitas, no entanto, essa escolha é puramente empírica e nenhum argumento definitivo é apresentado para suportá-la (VORONOVICH; KIELY, 2007).

A contaminação dos fluxos turbulentos pelos eventos de mesoescala é um dos principais fatores responsáveis pela grande variabilidade nas estimativas dos fluxos (MAHRT et al., 2001). Embora a existência de uma lacuna coespectral tenha sido proposta a mais de 50 anos atrás, essa questão da janela temporal foi historicamente negligenciada, passando a ser estudada mais profundamente apenas nas últimas décadas. Este fato coincide com o surgimento de novas representações espectrais, como a de Ondaletas (*Wavelets*). Tradicionalmente, a decomposição de Fourier tem sido a representação espectral/coespectral padrão no estudo da turbulência. Essa decomposição baseada na Transformada de Fourier assume periodicidade dos turbilhões, o que de fato não ocorre, pois as estruturas da turbulência são locais e não periódicas. Além disso, a dificuldade dessa transformada em representar as variações agudas das medidas turbulentas com funções trigonométricas, impossibilitam uma interpretação física real das componentes obtidas pela transformada (MAHRT, 2010). Logo, resultados mais conclusivos sobre a lacuna espectral e a contribuição dos eventos de mesoescala nos fluxos turbulentos só foram obtidos com o uso da Transformada de Ondaleta, mais especificamente a de Haar. Além da representação, mesmo que limitada, no tempo e na frequência, a decomposição em escalas ou níveis de detalhes, também conhecida com análise de multiresolução (MALLAT, 1989), permite a utilização dessa transformada como um processo de filtragem. Seguindo a mesma linha de raciocínio, Wang et al. (2013) utiliza a recentemente desenvolvida Decomposição em Modos Empíricos em substituição à Análise de Multiresolução (MR) no estudo da lacuna coespectral.

Uma breve descrição da Análise de Multiresolução será feita, para em seguida, ser apresentada uma descrição mais detalhada da Decomposição em Modos Empíricos.

1.3.1 Coespectro de Multiresolução

A análise de Multiresolução permite decompor os fluxos turbulentos em suas diferentes escalas temporais (HOWELL; MAHRT, 1997). Essa forma de transformada, baseada na ondaleta de Haar, tem sido amplamente utilizada em medidas de fluxos na CLA pois satisfaz as propriedades da média de Reynolds. Essa análise apresenta duas vantagens principais em relação à tradicional transformada de Fourier (VICKERS; MAHRT, 2006):

1. O método de MR decompõe o sinal em suas escalas, ao invés da periodicidade, como acontece na transformada de Fourier. Logo, o pico da MR em uma dada escala significa que a maioria das flutuações de uma variável está contida naquela escala temporal. O pico da transformada de Fourier implica em repetições (periodicidade) naquela mesma escala.
2. Ao contrário da transformada de Fourier, a decomposição de MR satisfaz a média de Reynolds. Como consequência disso, a soma do (co)espectro de MR até uma escala de tempo é idêntica à (co)variância determinada sobre aquela mesma escala temporal. Essa condição não é satisfeita pela transformada de Fourier, onde apenas a integral de todo o (co)espectro fornece a (co)variância calculada para a série original.

Para uma variável turbulenta u , a contribuição dos turbilhões com escalas temporais τ_m na variância total é:

$$E_u(\tau_m) = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{2^{(M-m)}} (WC_u^m(j))^2, \quad (1.23)$$

onde $N = 2^M$ é o número de amostras, m é o nível da decomposição, $\tau_m = 2^m f^{-1}$ (f = frequência de amostragem (Hz)) e $WC^m(i)$ são os coeficientes da Transformada Rápida de Haar (*Fast Haar Transform* ou FHT) (KATUL et al., 1998), dados por:

$$WC^m(i) = \frac{m}{\sqrt{2}} (S_{(m-1)}(2i) - S_{(m-1)}(2i + 1)), i = 0, 1, 2, \dots, \frac{N_{(m-1)}}{2} - 1, \quad (1.24)$$

onde $m = 1$ a M e $N_{(m-1)}$ é o número de amostras de $S_{(m-1)}$. S_0 representa a série original de medidas de u .

De maneira análoga, para duas variáveis u e w , podemos definir a contribuição dos turbilhões de escalas temporais τ_m no fluxo turbulento total como:

$$F_{u,w}(\tau_m) = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{2^{(M-m)}} (WC_u^m(j))(WC_w^m(j)) \quad (1.25)$$

1.3.2 Decomposição em Modos Empíricos e a Transformada de Hilbert-Huang

Uma condição necessária ao método utilizado na análise de séries não-estacionárias é sua capacidade de expressar de alguma forma as variações temporais. Por exemplo, métodos de análise de tempo-frequência como a transformada curta de Fourier e a de ondaletas são bastante conhecidos porém não efetivos para estudos de fenômenos não-lineares. Mais recentemente, Huang et al. (1998) apresentaram uma nova representação espectral baseado na Decomposição em Modos empíricos (DME) e na transformada de Hilbert.

O uso de transformadas com bases de Fourier (senos ou cossenos) não é aplicável em séries temporais não-estacionárias, pois o emprego delas, por definição, assume periodicidade de todos os modos oscilatórios, de tal maneira que as diferentes frequências estejam presentes em todo o sinal e sejam invariantes no tempo. Já a transformada de ondaleta nos permite uma representação tempo-frequência, porém ainda limitada pela relação de incerteza entre essas grandezas, além de apresentar uma grande contaminação do espectro pelos efeitos de bordas. Na transformada de Hilbert-Huang, a transformada de Hilbert é utilizada para definirmos uma frequência instantânea que permite uma representação espectral muito bem definida no tempo e na frequência mas que só tem sentido se aplicada em sinais monocomponentes. Tendo em vista isso, utilizamos a DME, que através de um processo de peneiramento, também chamado de *sifiting*, decompõe um sinal em um conjunto finito e reduzido de Funções de Modos Intrínsecos (FMI), monocomponentes e quase ortogonais, que satisfazem as seguintes condições:

- a) para toda função, o número de extremos locais (máximos/mínimos) deve ser igual ao número de vezes que o sinal cruza o zero ou diferentes de uma unidade;
- b) para qualquer ponto, o valor médio do “envelope” definido superiormente e inferiormente pelas curvas que interpolam, respectivamente, os valores máximos e mínimos da FMI é igual a zero.

O processo de *sifiting*, utilizado para extrair o conjunto de FMIs de um sinal, por exemplo $x(t)$ (figura 1.1a), pode ser descrito por um pequeno número de passos, detalhados a seguir:

- 1) Determinar os pontos de máximos e mínimos locais (figura 1.1b); .
- 2) Interpolar (spline cúbica) os pontos de máximos e mínimos, construindo respectivamente os limites superiores e inferiores do envelope que confina o sinal (figura 1.1c).
- 3) Determinamos os valores médios do envelope (valor médios entre os dois limites) m_1 (figura 1.1d);

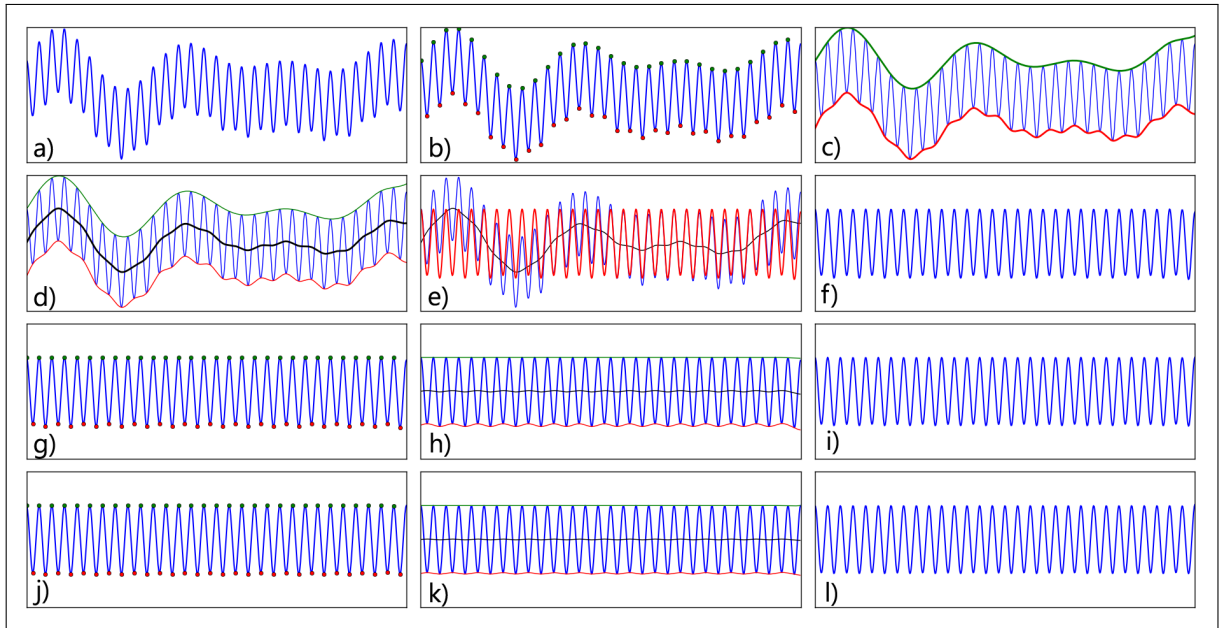


Figura 1.1: Demonstração do processo de *sifting*.

- 4) Subtraímos m_1 do sinal original para obtermos o primeiro “protomodo” $h_1 = x(t) - m_1$ (figura 1.1e). Geralmente, o protomodo obtido não apresenta as características de uma FMI e, por esse motivo, os passos 1-4 são aplicados em h_1 , e sequencialmente aos subseqüente protomodos $h_{1,1...k}$, até que um determinado critério de parada seja alcançado (figura 1.1f-l);
- 5) Assinalamos que $h_{1,k} = C_1$ seja a primeira FMI, que contém a informação das oscilações de mais alta frequência contida no sinal $x(t)$.
- 6) Removemos a FMI de mais alta frequência do sinal original para obtermos o primeiro sinal residual $r_1 = x(t) - C_1$

No entanto, r_1 pode ainda ser decomposto em FMIs. Repetimos os passos de 1-6 nos subseqüentes sinais residuais $r_{1...n}$ para obtenção das FMIs (C_i) de mais baixa frequências contidas no sinal. A DME somente termina quando não é mais possível extrair uma FMI do resíduo r_n , ou seja, quando o resíduo é uma função monotônica ou apresenta apenas um máximo local. Com isso, uma série temporal pode ser representada como

$$x(t) = \sum_{i=1}^n C_i + r_n. \quad (1.26)$$

Através do procedimento descrito acima, podemos notar que a decomposição de um sinal em FMIs é feita de acordo com suas características locais (valores extremos), ou seja, a DME é feita em uma base adaptativa que varia conforme a característica de cada sinal.

Como exemplo, a DME foi aplicada à uma série de 30 s da componente u da velocidade do vento. O conjunto das FMIs (C_i) e o resíduo (r_n) obtidos pela decomposição são apresentados na figura 1.2 (esquerda). A propriedade de plenitude (*completeness*) dessa decomposição é exemplificada na figura 1.2 (direita), onde o sinal original é completamente reconstruído somando-se todo os modos C_i ao resíduo r_n .

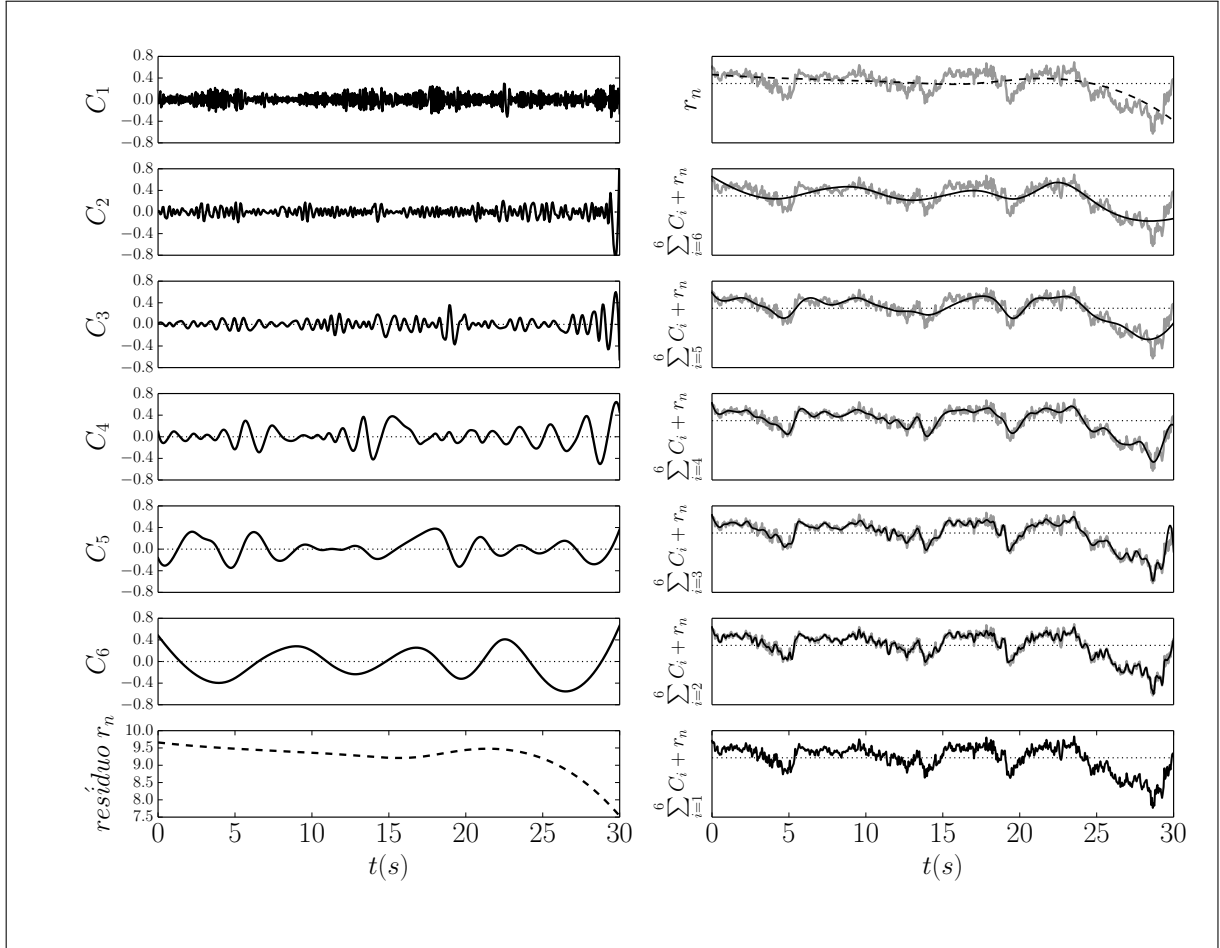


Figura 1.2: Esquerda: Resultado da DME aplicada à uma série de 30 s de u . Direita: Reconstrução do sinal original a partir das FMIs e do resíduo da decomposição.

O período característico de oscilação (T_{carc}) de uma FMI pode ser estimado a partir do número total de extremos locais (n_{ext}) e o número de vezes que a função cruza o zero (abscissa) (n_{cz}), através da equação:

$$T_{carc} = \frac{n_p}{sf} \frac{4}{(n_{ext} + n_{cz})}, \quad (1.27)$$

onde n_p é o número total de pontos da FMI e sf é frequência de aquisição das medidas.

De maneira alternativa, é possível obter a frequência instantânea para cada incremento de tempo de uma FMI usando a transformada de Hilbert.

A transformada de Hilbert ($y(t)$) de um sinal de entrada $x(t)$ é dado pela convolu-

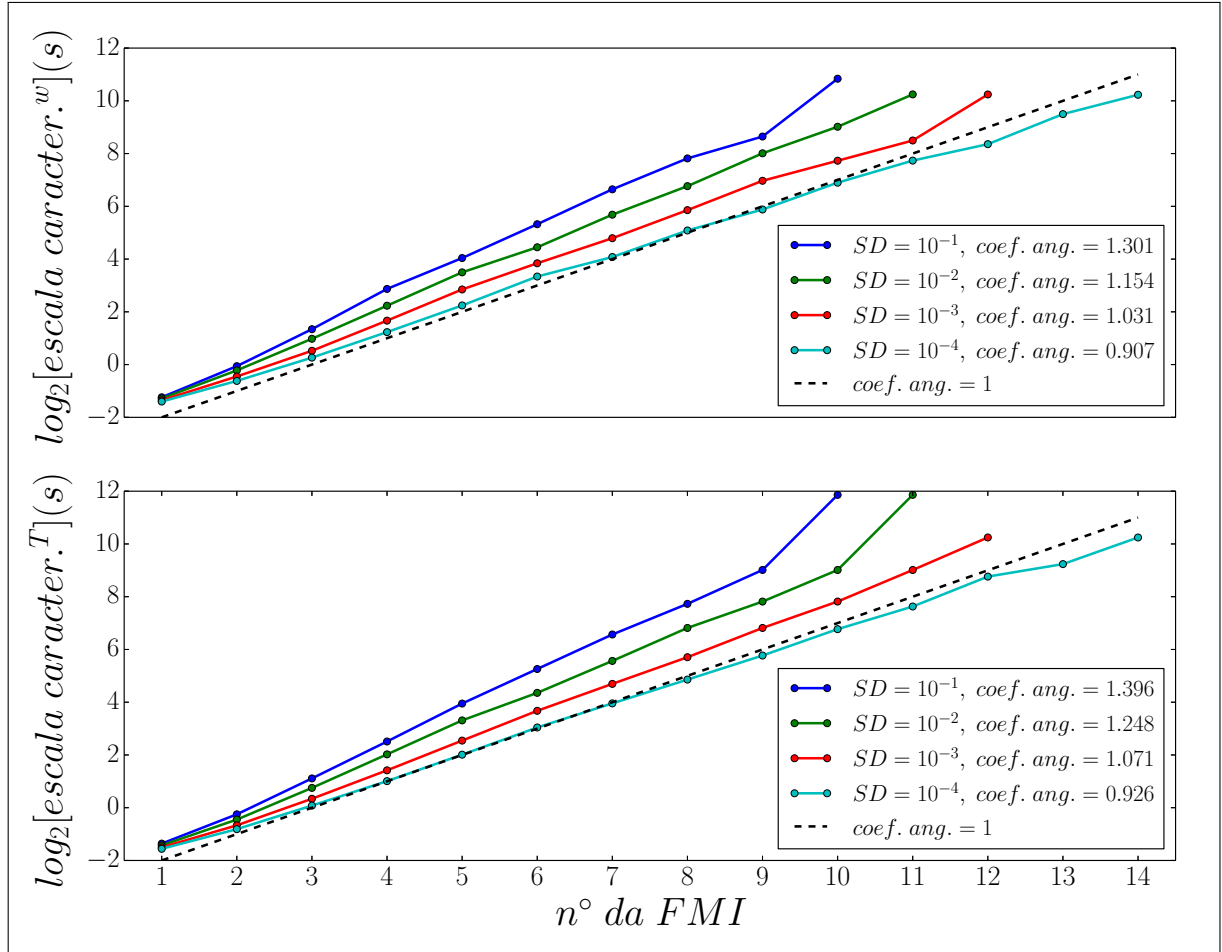


Figura 1.3: Escalas características das FMIs de w e T obtidas usando diferentes valores do critério de parada do processo de *sifiting* SD .

ção (HUANG; WU, 2008):

$$y(t) = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x(\tau)}{t - \tau} d\tau, \quad (1.28)$$

onde P representa o valor principal de Cauchy. Obtido o par de transformada $x(t)$ e $y(t)$, o sinal analítico pode ser escrito como:

$$z(t) = x(t) + iy(t) = a(t)e^{i\theta(t)}, \text{ onde } i = \sqrt{-1}, \quad (1.29)$$

$$a(t) = [x(t)^2 + y(t)^2]^{\frac{1}{2}} \text{ e } \theta(t) = \arctan\left(\frac{y(t)}{x(t)}\right). \quad (1.30)$$

Na equação 1.30, $a(t)$ é a amplitude e $\theta(t)$ é a função de fase.

Dessas expressões, a frequência instantânea é definida como:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\theta(t)}{dt}. \quad (1.31)$$

Portanto, a frequência característica de cada FMI pode ser estimada pela média dos

valores obtidos de 1.31 (WANG et al., 2013).

No passo 4 da descrição do processo da DME, um critério de parada para o processo de peneiramento deve ser estabelecido na obtenção dos protomodos h_k para que a condição de simetria local das FMIs (C_i) seja obtida ao mesmo tempo que o significado físico de C_i seja mantido. Nesse trabalho, o critério de parada adotado é semelhante ao teste de convergência de Cauchy:

$$SD_k = \frac{\sum_{t=0}^T [h_{k-1}(t) - h_k(t)]^2}{\sum_{t=0}^T [h_{k-1}(t)]^2} \quad (1.32)$$

Para determinarmos qual valor de SD_k seria o mais adequado para ser usado na metodologia proposta, as escalas características das FMIs de w e T obtidas usando diferentes valores de SD_k na DME foram comparadas. Os resultados dessa análise são apresentados na figura 1.3. O uso de valores cada vez menores de SD_k resultaram em um aumento no número de FMIs, o que não implicou em um aumento nas maiores escalas temporais encontradas, o que é claramente observado para a variável w . Podemos concluir que, de fato, quanto menor o valor de SD_k mais diádica é a decomposição, e conseqüentemente, mais semelhantes são as escalas obtidas entre as variáveis w e T . Conforme será discutido adiante no texto uma característica quase diádica na decomposição é até certo ponto desejável e, por esse motivo, o valor de $SD_k = 0,0003$ será utilizado.

1.4 Fórmulas de *bulk*

O único método direto de medida dos fluxos turbulentos é o da CV. No entanto, métodos indiretos são utilizados, principalmente em modelagem da CLA. Fórmulas de *bulk* são amplamente utilizadas para estimar fluxos em superfícies em situações onde a informação detalhada do sítio não está disponível. Elas são baseadas na representação dos fluxos em termos de quantidades médias da grandeza transportada (FAIRALL et al., 2003). Com isso, as expressões padrões para os fluxos de calor sensível, calor latente e momento são (FAIRALL et al., 1996):

$$\begin{aligned} He &= \rho_a C_p C_H U (T_s - \theta), \\ Le &= \rho_a Le C_L U (r_s - r) \text{ e} \\ \tau_{ww} &= \rho_a C_d U (u_s - u), \end{aligned} \quad (1.33)$$

onde C_d , C_H e C_L são, respectivamente, os coeficientes de transferência totais do estresse, calor sensível e calor latente; θ é a temperatura potencial, U é a velocidade média do vento; u_s é a corrente na superfície, T_s e r_s são a temperatura e a razão de mistura de vapor d'água na superfície do oceano.

Os coeficientes de transferência totais em 1.33 são particionados em componentes individuais de perfil:

$$\begin{aligned} C_H &= c_T^{1/2} c_d^{1/2}, \\ C_L &= c_q^{1/2} c_d^{1/2} \mathbf{e} \\ C_d &= c_d^{1/2} c_d^{1/2}. \end{aligned} \quad (1.34)$$

Conforme descrito pela Teoria de Similaridade de Monin-Obukov (TSMO), a dependência dos coeficientes de transferência (equações 1.34) com o parâmetro de estabilidade ξ é dada por:

$$\begin{aligned} c_T^{1/2}(\xi) &= \frac{c_{Tn}^{1/2}}{\left[1 - \frac{c_{Tn}^{1/2}}{\kappa} \Psi_T(\xi)\right]}, \\ c_q^{1/2}(\xi) &= \frac{c_{qn}^{1/2}}{\left[1 - \frac{c_{qn}^{1/2}}{\kappa} \Psi_q(\xi)\right]} \mathbf{e} \\ c_d^{1/2}(\xi) &= \frac{c_{dn}^{1/2}}{\left[1 - \frac{c_{dn}^{1/2}}{\kappa} \Psi_d(\xi)\right]}, \end{aligned} \quad (1.35)$$

onde κ é a constante de von Kármán, Ψ é a função empírica que descreve a dependência com a estabilidade do perfil médio e ξ é o parâmetro de estabilidade dado por:

$$\xi = -\frac{\kappa g z \overline{w'\theta'} + 0,61T\overline{w'q'}}{T u_*^2}. \quad (1.36)$$

O subscrito n nos coeficientes de transferência da equação 1.35 refere-se aos valores na condição neutra de estabilidade ($\xi = 0$) onde $\Psi = 0$. Esses coeficientes de transferência apresentam uma dependência com os comprimentos de rugosidades (z_0 para velocidade, z_{0T} para temperatura e z_{0q} para umidade), na forma:

$$\begin{aligned} c_{Tn}^{1/2} &= \frac{\kappa}{\log z / z_{0T}}, \\ c_{qn}^{1/2} &= \frac{\kappa}{\log z / z_{0q}} \mathbf{e} \\ c_{dn}^{1/2} &= \frac{\kappa}{\log z / z_{0d}}. \end{aligned} \quad (1.37)$$

Na fórmula de *bulk* apresentada para o CO_2 (equação 1), a solubilidade L está associada à um importante mecanismo de transferência de gás que é realizado pelas bolhas do oceano. A função de ajuste que representa a dependência da solubilidade com a temperatura e a salinidade (S) tem a forma (WANNINKHOF, 1992):

$$\ln L = A_1 + A_2 \left(\frac{100}{T} \right) + A_3 \ln \left(\frac{T}{100} \right) + S \left[B_1 + B_2 \left(\frac{T}{100} \right) + B_3 \left(\frac{T}{100} \right)^2 \right], \quad (1.38)$$

onde, para o caso específico do CO_2 , temos que $A_i = (-60,2409, 93,4517, 23,3585)$ e $B_i = (0,023517, -0,023656, 0,0047036)$.

Da mesma maneira, o valor do número de Schimidt Sc , é obtido através da função polinomial de terceira ordem que ajusta a dependência de Sc com a temperatura, logo:

$$Sc = A_1 - A_2T + A_3T^2 - A_4T^3. \quad (1.39)$$

Para o CO_2 em água salgada à uma temperatura de 30 °C, $A_1 = 2073,1$, $A_2 = 125,62$, $A_3 = 3,6276$ e $A_4 = 0,043219$.

2 METODOLOGIA

Um dos pontos principais da análise realizada nesse trabalho diz respeito ao processo de filtragem dos movimentos não-turbulentos das variáveis medidas. Esta filtragem depende de duas etapas igualmente importantes: decomposição do sinal em modos característicos de oscilação, associados às escalas dos turbilhões, e a identificação da lacuna coespectral. Neste capítulo, ambas etapas serão testadas e as suas vantagens e limitações serão discutidas.

2.1 Processo de filtragem

A análise de multiresolução (MALLAT, 1989) tem sido amplamente usada para identificar as escalas temporais da lacuna coespectral e, com essa informação, janelas temporais mais apropriadas passaram a ser escolhidas na utilização do método das CV (VICKERS; MAHRT, 2006; ACEVEDO et al., 2006). Mesmo que não exista uma definição formal do coespectro de Hilbert-Huang, algumas similaridades entre a análise de MR e a DME, como a natureza diádica e completude, nos permite extrapolar o conceito de coespectro para a matriz de covariâncias entre as FMIs de duas variáveis turbulentas, como feito por Wang et al. (2013). Neste estudo, a matriz de covariâncias foi usada para identificar a lacuna coespectral. Partindo disto, FMIs de baixas frequências, associadas a oscilações de mesoescala, são filtradas das medidas originais antes da estimativa dos fluxos.

Para duas variáveis turbulentas, como temperatura (T) e a componente vertical da velocidade do vento (w), a matriz de covariâncias é definida como:

$$M_{i,j}^{wT} = cov(C_i^w, C_j^T), \quad (2.1)$$

onde C_i^w e C_j^T são respectivamente o conjunto de FMIs de w e T . Um exemplo de tal matriz é apresentado na figura 2.1 (esquerda). Neste caso, cada elemento da matriz $M_{i,j}^{wT}$ representa a covariância entre a FMI número i de w com a FMI número j de T . A identificação da lacuna coespectral nesta matriz é ambígua, especialmente nos casos em que o número de modos C_i^w e C_j^T são diferentes, o que é recorrente.

Para facilitar a identificação da lacuna, e simplicidade do algoritmo de detecção, um pseudo-coespectro CO^{wT} é proposto. Este coespectro pode ser representado de duas maneiras, que diferem pela direção (linhas ou colunas) em que o somatório é realizado

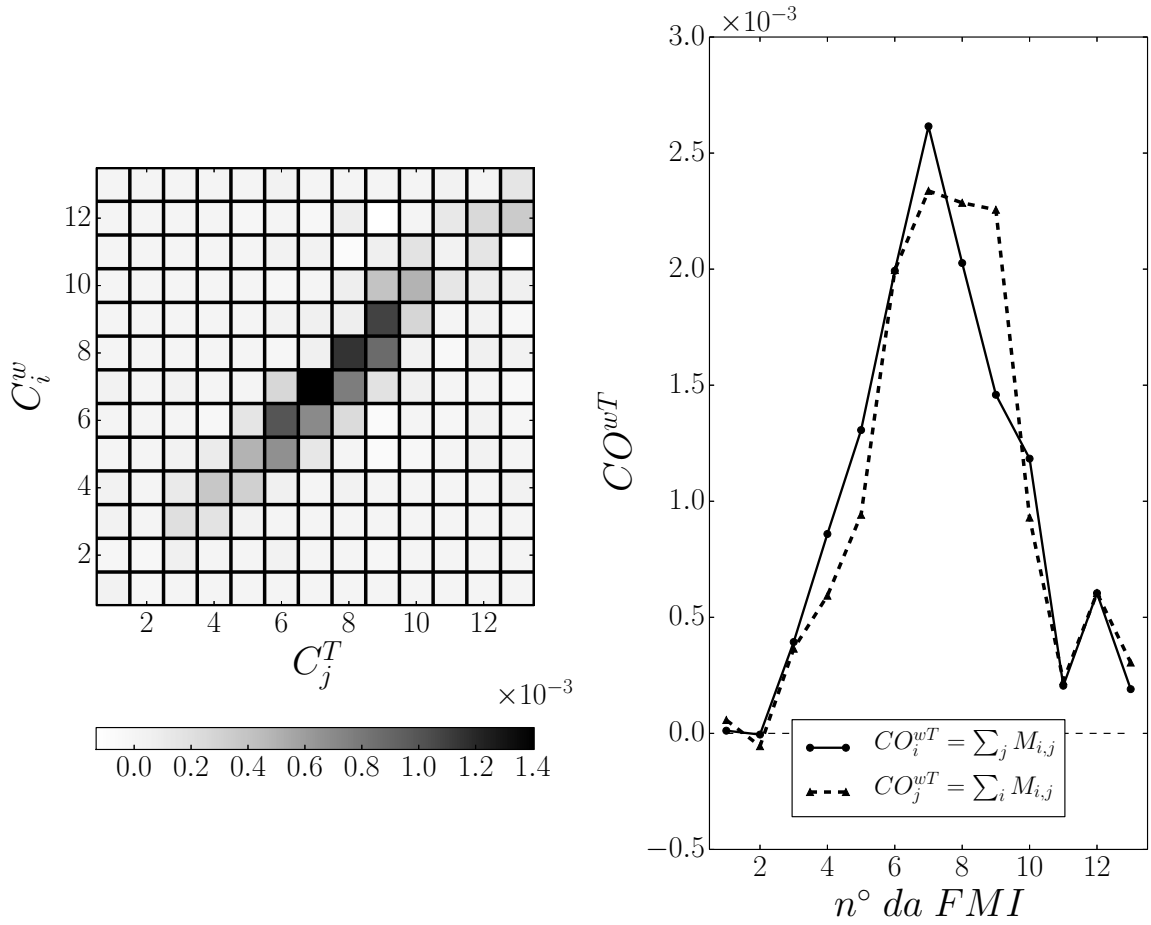


Figura 2.1: Matriz de covariâncias M^{wT} (esquerda) e as respectivas representações do coespectro CO^{wT} (direita) calculados para medidas de 1 h de w e T . A linha contínua (CO_i^{wT}) representa a soma da matriz M^{wT} na direção do eixo x, enquanto a linha tracejada representa a soma de M^{wT} na direção do eixo y.

na matriz de covariâncias.

$$CO_i^{wT} = \sum_j M_{i,j} \quad \text{ou} \quad (2.2)$$

$$CO_j^{wT} = \sum_i M_{i,j}. \quad (2.3)$$

Ambas representações possuem a mesma informação sobre o conteúdo total da matriz de covariâncias, diferenciando apenas pelas escalas de tempo da variável (w ou T) na qual as covariâncias estão sendo representadas. Figura 2.1 (direita) mostra ambas representações de CO^{wT} estimadas a partir de séries temporais de 1 hora. Apesar da diferença na região do pico coespectral, o conteúdo de baixa frequência (FMI de maior número), que realmente importa para fins de filtragem, é semelhante para ambas as representações.

A existência de dois diferentes coespectros CO^{wT} resulta do fato de que a decomposição (DME) é feita em componentes quase ortogonais, de modo que covariâncias fora da diagonal $M_{i=j}^{wT}$ são normalmente encontrados na matriz M^{wT} . Figura 2.2 mostra as escalas características calculadas das FMIs de w e T usando tanto o período caracterís-

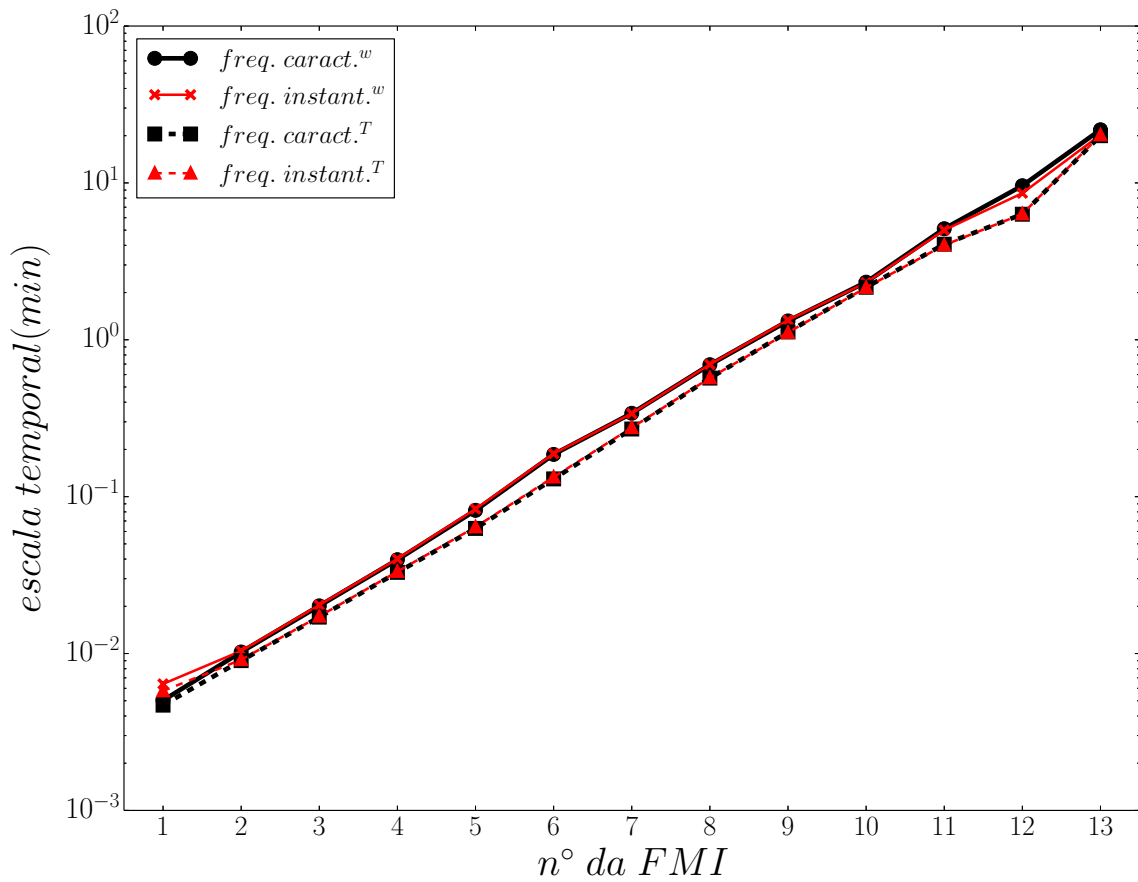


Figura 2.2: Escalas temporais de oscilação das FMIs de w e T apresentadas na figura 2.1 obtidas através dos dois métodos: valor médio das frequências instantânea (equação 1.31) e número de valores extremos / vezes que a função cruza o zero (equação 1.27).

tico (equação 1.27) quanto a média da frequência instantânea (equação 1.31). Ambos os métodos usados para determinar as escalas características de oscilação capturaram a natureza quase diádica da decomposição. Significantes diferenças podem ser observadas na primeira FMI e para ambas variáveis. No caso da primeira FMI, de mais alta frequência, a discrepância pode ser atribuída à presença de ruído nas medidas utilizadas. Para FMIs de maior número, o período de oscilação aumenta, de tal maneira que menores valores n_{zc} e n_{ext} estão disponíveis para uma determinação precisa do período característico. Isso explica as sutis diferenças observadas nos períodos encontrados para as duas últimas FMIs. A utilização de um determinado método vai depender da aplicação desejada. No entanto, estimativas da escala característica usando o n_{zc} / n_{ext} são muito mais simples de serem feitas, já que dispensam o uso da transformada de Hilbert.

O algoritmo usado para estimar os fluxos turbulentos é descrito a seguir:

- a) Obter o coespectro CO^{wT} ;
- b) A lacuna coespectral é definida como a escala de tempo maior que a escala do pico coespectral onde ocorre uma mudança de sinal do coespectro ou onde ocorra um

mínimo entre dois máximos relativos. Este valor mínimo do coespectro deve ser no máximo 10% do valor do pico turbulento;

- c) Assumindo similaridade entre o transporte turbulento de escalares, as componentes não-turbulentas são filtradas das variáveis medidas usando:

$$x(t) = \sum_{i=1}^k C_i(t), \quad (2.4)$$

onde k é a última FMI com escala de tempo mais curta que a lacuna espectral;

- d) Os fluxos turbulentos são calculados através do método da CV aplicado às séries de medidas filtradas.

Mesmo quando o algoritmo falha em detectar uma lacuna espectral, os fluxos são obtidos usando variáveis na qual o resíduo (r_n) da DEM foi removido. Em geral, isto representa um método mais eficiente de remoção de tendência do que o largamente utilizado método de remoção da tendência linear. Figura 2.3 apresenta os pseudos-coespectros da DME (CO^{wT}) para quatro diferentes casos. Estes quatro formatos de CO^{wT} são tipicamente encontrados na análise e mostram as dificuldades em identificar a lacuna coespectral usando a presente metodologia. Nos casos a e c , a lacuna espectral depende da escolha da representação de CO^{wT} . Caso b apresenta escala temporal da lacuna coincidente em ambas as representações, mas diferindo no número de FMIs. No caso c ocorre o oposto: mesmo número de FMIs em ambas as representações com lacuna localizada em diferentes escalas. No caso d , uma lacuna coespectral não pode ser identificada para este tamanho de janela observacional. Os resultados sugerem que existe uma questão relevante sobre as componentes de baixa frequência da DME que deve ser investigada ou o método pode conduzir à resultados que dependam da escolha da representação.

A natureza local da DME pode produzir um efeito indesejado caracterizado por oscilações de diferentes escalas sendo representada em uma mesma FMI ou oscilações com escalas similares presentes em diferentes modos. Este efeito é chamado de “modos misturados” (*mode mixing*). Esse efeito aumenta a magnitude de covariâncias fora da diagonal na matriz M^{wT} . A contaminação causada por esse efeito é propagada para os modos subsequentes, aumentando as incertezas nos modos de baixa frequência. Eliminar o efeito dos modos misturados aumentaria a eficiência e a robustez da metodologia. Seguindo a mesma ideia proposta por Wang et al. (2013), uma versão aperfeiçoada da Ensemble-Decomposição em Modos Empíricos (*Ensemble Empirical Mode Decomposition* - EEMD) é usada com este propósito.

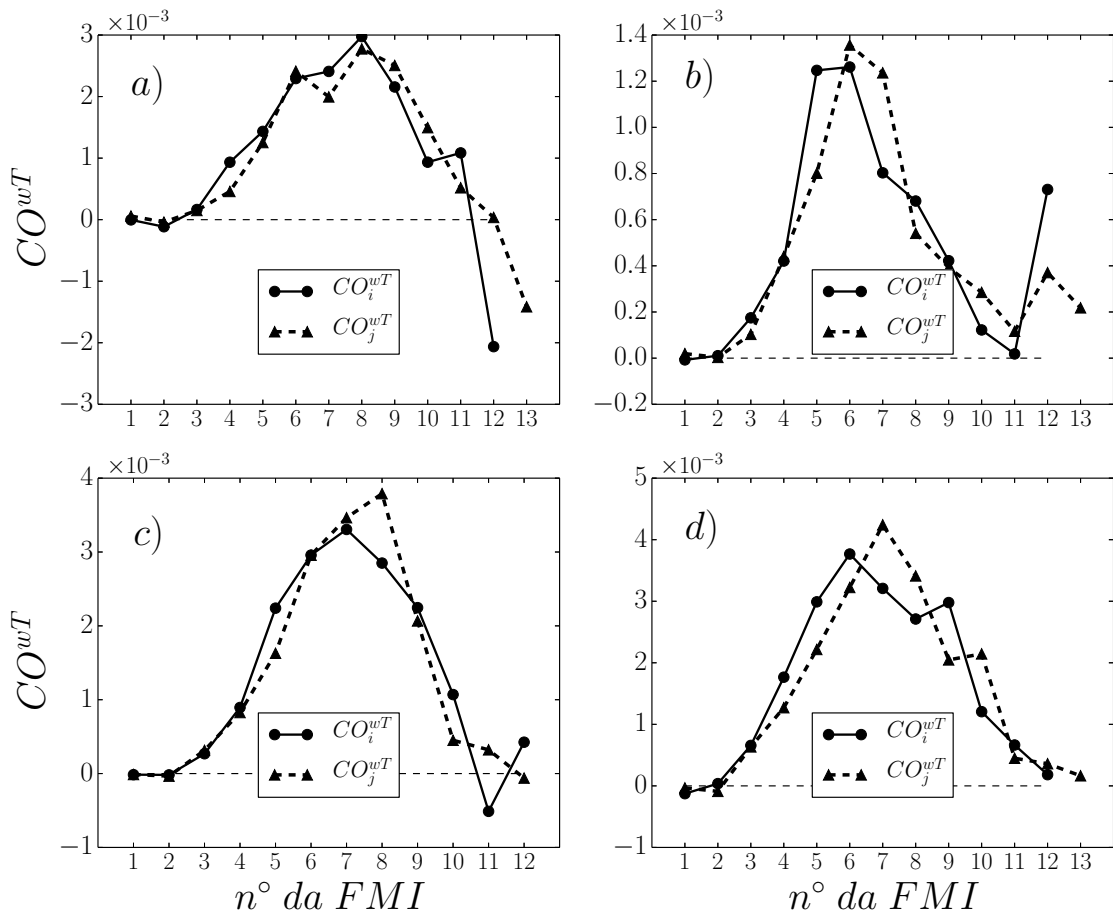


Figura 2.3: Exemplos de pseudos-coespectros CO^{wT} calculados para quatro diferentes intervalos de 1 h.

2.2 Ensemble-Decomposição em Modos Empíricos

Nesta técnica os modos genuínos de oscilação são obtido através de um processo de média em ensemble que consiste na aplicação da DME em um número de realizações de um mesmo sinal ($x(t)$) mais um ruído Gaussiano ($W(t)^{(i)}$) (WU; HUANG, 2009). Para eliminar qualquer efeito do ruído adicionado no resultado final, as realizações são obtidas aos pares através da adição do ruído e seu negativo.

$$\begin{bmatrix} y_1^{(i)} \\ y_2^{(i)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ 1 & -\alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x(t) \\ W(t)^{(i)} \end{bmatrix}, \quad (2.5)$$

onde $\alpha > 0$ é o nível do ruído (COLOMINAS; SCHLOTTHAUER; TORRES, 2014). As genuínas FMIs são obtidas pela média das FMIs decompostas em cada uma das realizações. Tal método minimiza o efeito dos modos misturados já que é estatisticamente improvável que este problema ocorra da mesma forma em diferentes componentes do ensemble.

Para verificar melhorias proporcionadas pelo uso da EEMD na presente metodologia, calculamos os pseudos-coespectros de EEMD para os mesmos quatro casos apre-

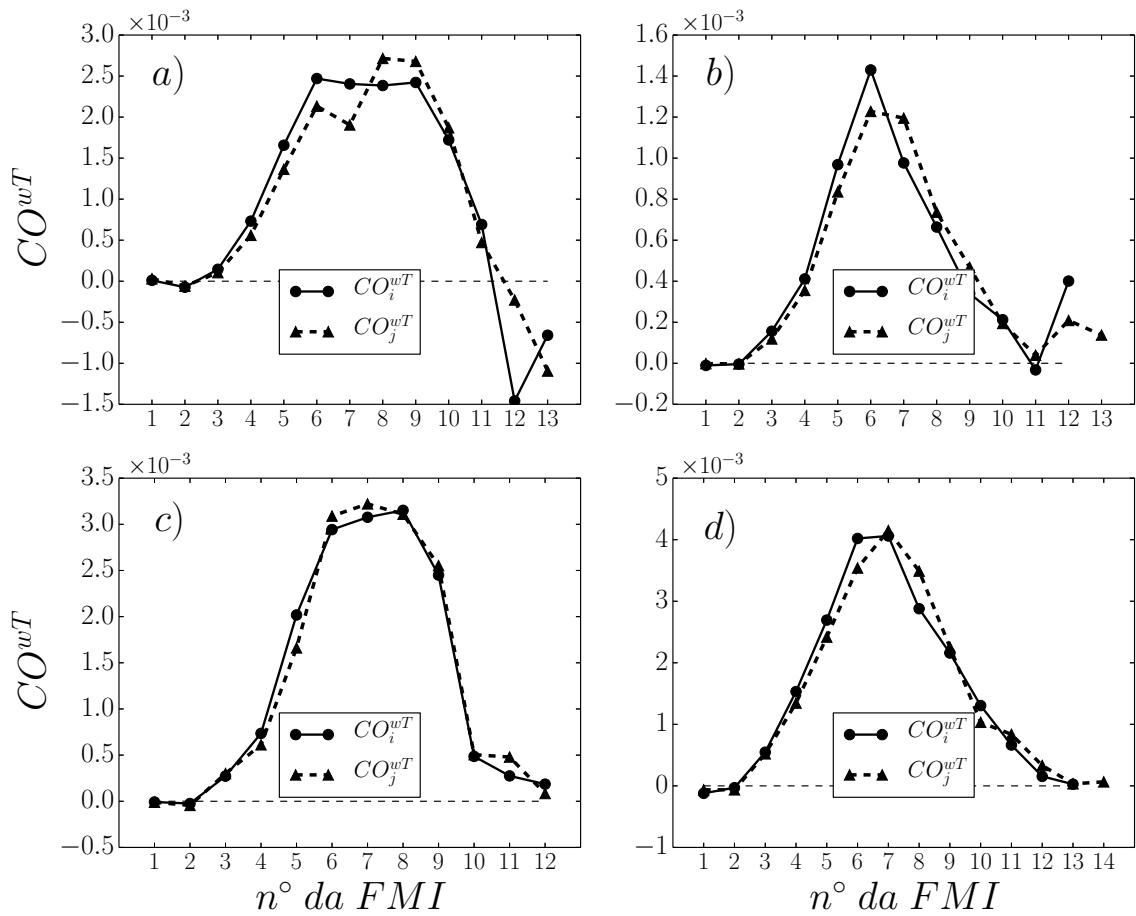


Figura 2.4: Valores de CO^{wT} calculados para os mesmos quatro casos apresentados na figura 2.3, usando agora a EEMD com um número de realizações igual a 1000.

sentados na figura 2.3 usando um ensemble com um número de 1000 realizações. Os resultados obtidos são mostrados na figura 2.4. A EEMD produziu uma matriz M^{wT} muito mais diagonalizada, indicando que as covariâncias entre as FMIs de diferentes números foram reduzidas. Este fato pode ser observado na figura 2.4 onde ambas representações de CO^{wT} são muito mais semelhantes do que as obtidas usando apenas a DME (mostradas na figura 2.3). Com esta melhoria, muitos problemas encontrados na análise anterior foram resolvidos. Nessa nova análise, em todos os casos, a escala da lacuna é independente da representação coespectral escolhida. Além disso, em geral, os novos resultados são muito mais robustos na baixa frequência, reduzindo a incerteza do algoritmo quanto à determinação da escala temporal da lacuna. Especialmente, no caso *c*, a EEMD preveniu o algoritmo de encontrar valor falso da lacuna, identificado por uma mudança de sinal que ocorreu em uma das representações na figura 2.3*c*.

Por questão de simplicidade, deste ponto em diante, quando não mencionado, todas as análises serão realizadas com CO^{wT} representadas nas escalas de tempo das FMIs de w , pois esta variável está presente em todos os fluxos verticais apresentados.

3 DESCRIÇÃO E TRATAMENTO DOS DADOS UTILIZADOS

Além das dificuldades operacionais associadas aos experimentos realizados no oceano, existem importantes fontes de incertezas geralmente encontradas nesse tipo de experimento que devem ser evitadas através de um arranjo instrumental adequado ou corrigidas em uma análise posterior dos dados. Nesse capítulo, será apresentada, primeiramente, uma descrição dos dois cruzeiros nos quais os dados utilizados nesse trabalho foram obtidos e o arranjo experimental montado para realização das medidas. Por fim, serão discutidos a eficiência das metodologias de tratamento de dados apresentadas na seção 1.1.

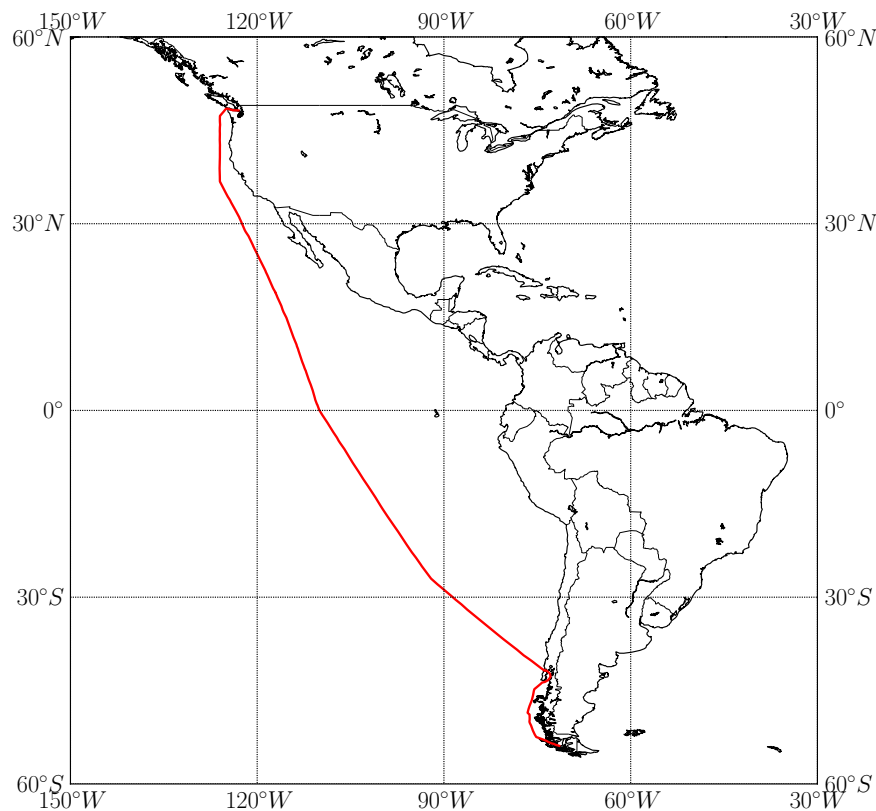


Figura 3.1: Rota do cruzeiro realizado a bordo do navio de pesquisa Thomas G. Thompson de Punta Arenas, Chile (30/mar/10) até Seattle, Washington, EUA (27/abr/10).

3.1 Descrição dos experimentos

Nesse trabalho foram utilizados dois conjuntos distintos de dados. Primeiro, para testarmos a eficiência da metodologia proposta, foram usadas as medidas obtidas pelo cruzeiro realizado à bordo do navio R/V Thomas G. Thompson como parte do projeto *Halocarbon Air-Sea Transect* (HalocAST), no ano de 2010. A escolha desse conjunto de medidas foi puramente de interesse prático, já que, entre os dados disponíveis para análise, este era o que possuía medidas de longo período de todas as variáveis necessárias para a realização da análise proposta. O segundo conjunto de dados utilizados foram obtidos no cruzeiro realizado pelo projeto *Atlantic Ocean Carbon Experiment* (ACEx), no ano 2012. Por se tratar de um experimento realizado em condições completamente diferentes do cruzeiro HalocAST, a utilização desse segundo conjunto de dados é fundamental para validação da metodologia proposta e dos resultados obtidos.

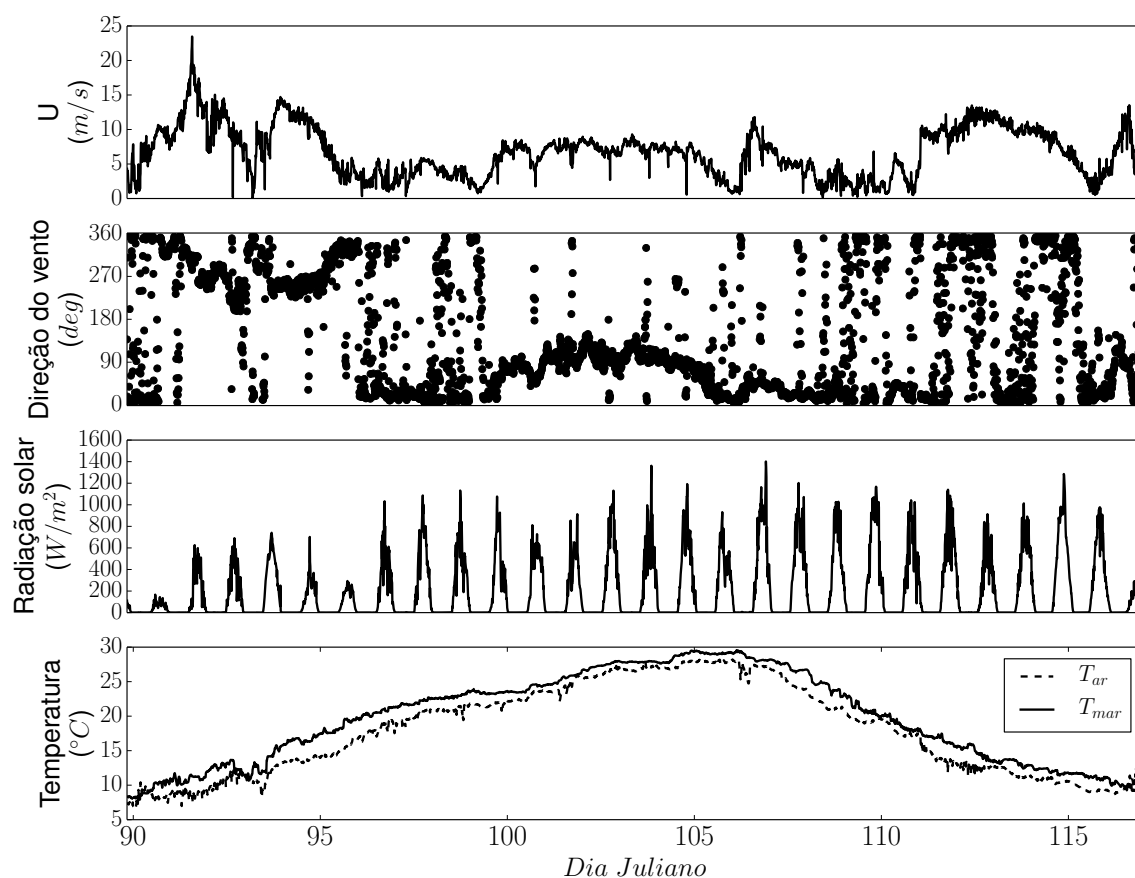


Figura 3.2: Sumário das condições meteorológicas durante o cruzeiro Thompson. De cima para baixo: média de 10 min da velocidade do vento, direção do vento relativa ao navio, radiação solar, e temperatura do ar/oceano.

3.1.1 Cruzeiro HalocAST (Thompson)

Desde a implementação do Protocolo de Montreal e suas emendas, que proíbem a utilização de brometo de metilo (CH_3Br), outros hidrocarbonetos halogenados e os clorofluorcarbonos, a concentração destas substâncias na atmosfera caíram. Isso sugere que o oceano também deve apresentar valores menores do que antes da proibição, assumindo que a taxa de produção biológica permaneça inalterada (HU et al., 2012). A proposta do cruzeiro HalocAST, organizado por pesquisadores da *Texas A&M University*, é de realizar medições destes parâmetros durante cruzeiros nos oceanos Atlântico e Pacífico para avaliar a variabilidade espacial e temporal das concentrações e dos estados de saturação de CH_3Br e outros hidrocarbonetos halogenados na superfície do oceano. Além disso, a proposta também visa investigar a relação entre a distribuição de CH_3Br e os hidrocarbonetos com outros parâmetros oceânicos teledetectados tais como a temperatura da superfície do mar.

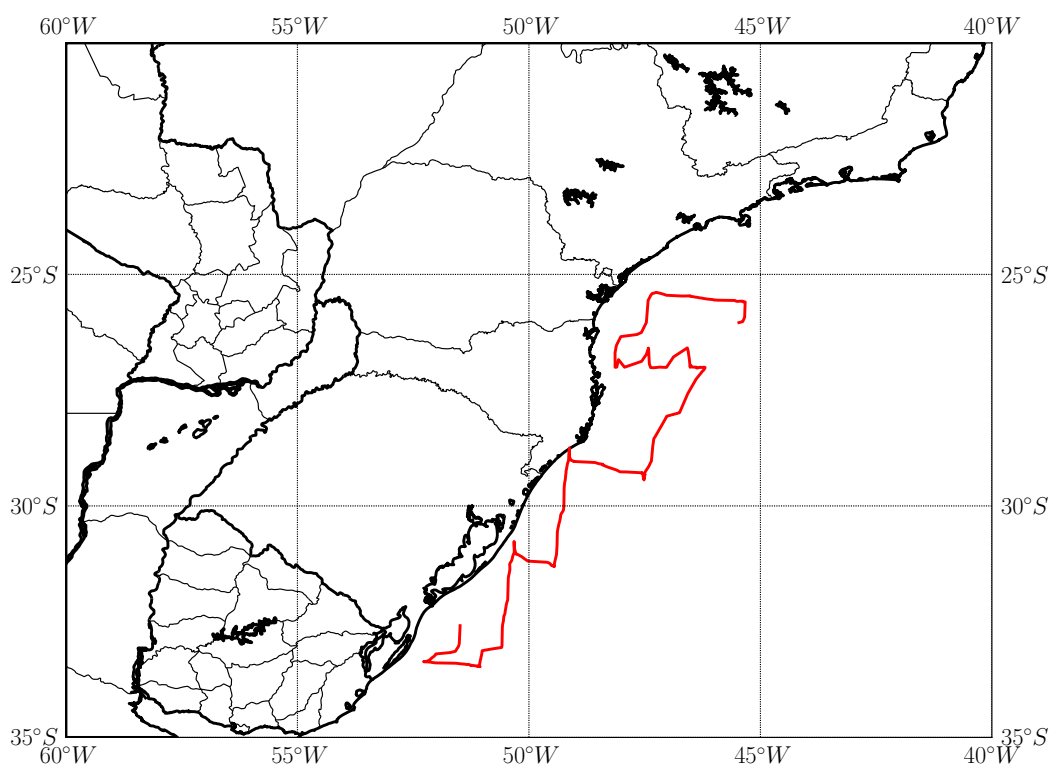


Figura 3.3: Rota do cruzeiro realizado a bordo do navio Hidro-Oceanográfico Cruzeiro do Sul realizado entre os dias 11 e 21 de junho de 2012. As medidas foram obtidas a partir da latitude de Paranaguá (PR) até a latitude de Chuí (RS).

O cruzeiro HalocAST ocorreu a bordo do navio de pesquisas Thomas G. Thompson partindo de Punta Arenas, Chile (53°09'S, 70°55'W) e aportando em Seattle, Washing-

ton (47°37'N, 122°19'W) e com duração de 27 dias (30 Março- 27 Abril). O trajeto do cruzeiro e as condições meteorológicas durante essa trajetória são mostrados respectivamente nas figuras 3.1 e 3.2.

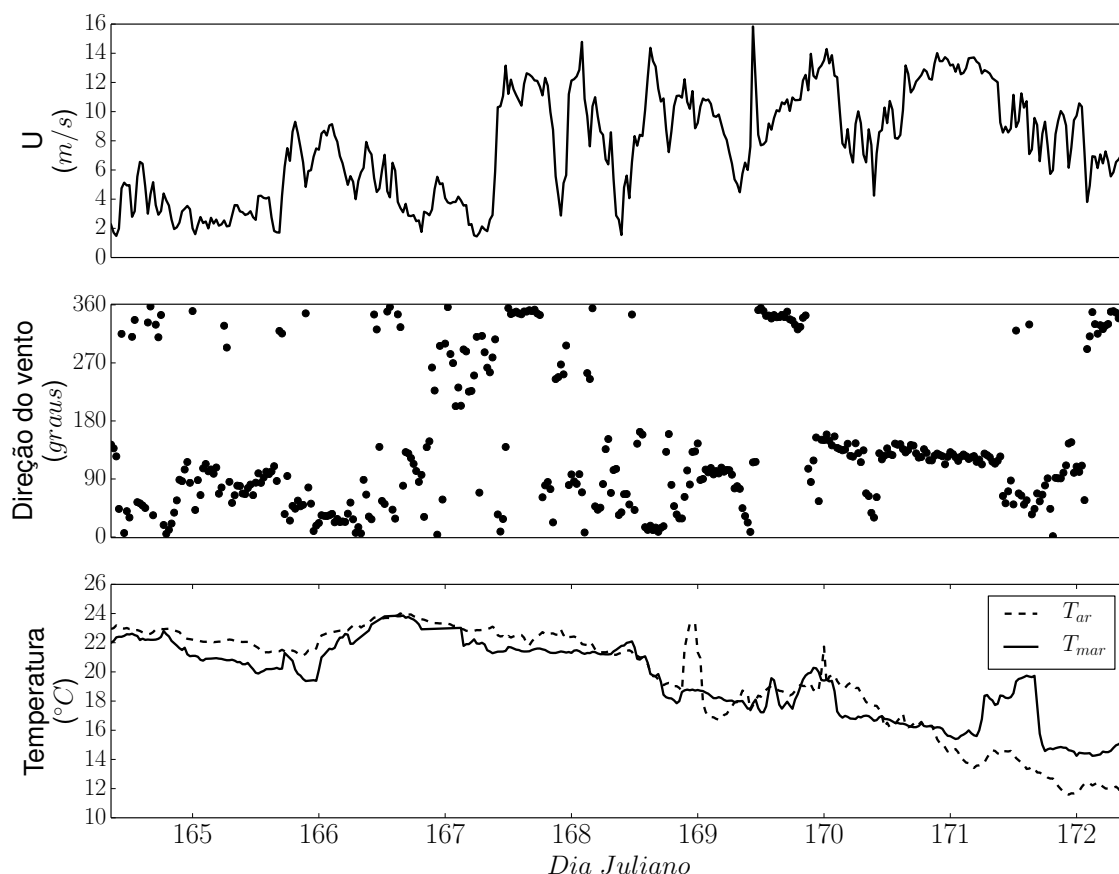


Figura 3.4: Sumário das condições meteorológicas durante o cruzeiro ACEX. De cima para baixo: média de 10 min da velocidade do vento, direção do vento relativa ao navio e temperatura do ar/oceano.

Sensores de resposta rápida (10 Hz) foram montados no mastro mais externo da proa para medição das variáveis turbulentas. O vetor velocidade foi medido usando um anemômetro sônico (CSAT3, Campbell Scientific, Logan, UT) instalado aproximadamente 8 m acima do deck principal e a 14 m acima da superfície do oceano. Medias de alta frequência do movimento do navio foram feitas usando um sensor inercial (MotionPak 2, Systron Donner, Walnut Creek, CA), bússola digital (C100, KVH Industries, Inc., Middletown, RI) e um receptor GPS (GPS 16, Garmin International, Olathe, KS). Para as medidas de CO_2 and H_2O , o ar era transportado a uma taxa de 7.5 slpm através de uma entrada próximo ao anemômetro sônico, passando através um tubo revestido por polietileno Dekabon (Saint Gobain, Garden Grove, CA) de 5.5 m de comprimento e 3.9 mm de diâmetro. As medidas foram feitas usando dois AGIV modelo LI7500 (Licor Inc., Logan, Utah) montados em série. Os AGIVs eram do tipo caminho aberto, porém, convertidos para a configuração de caminho-fechado (MILLER; MARANDINO; SALTZMAN,

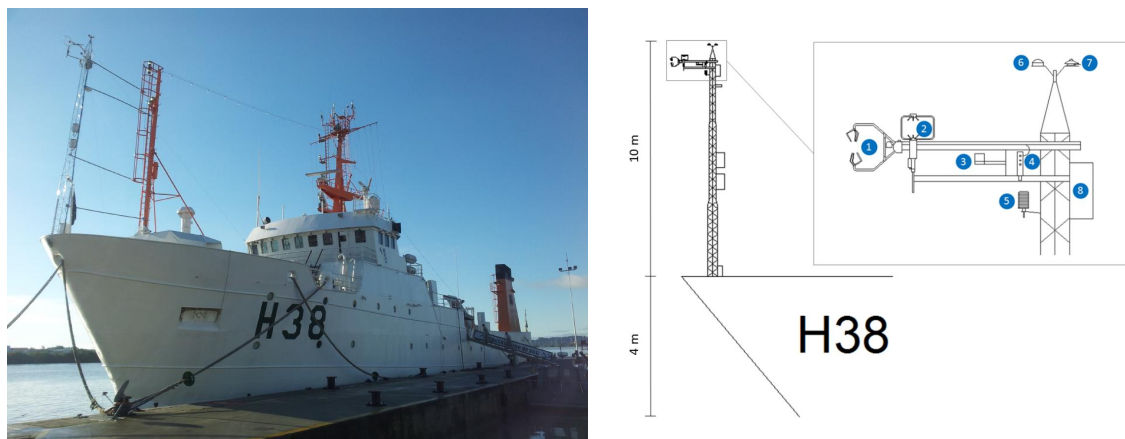


Figura 3.5: Torre micrometeorológica instalada na proa do Navio Cruzeiro do Sul (esquerda) e disposição dos instrumentos meteorológicos (direita): (1) Anemômetro sônico CSAT3; (2) Anemômetro sônico RMYoung (não foi utilizado nesse estudo); (3) Bússola; (4) Analisador de gás LI-COR 7200; (5) Termohigrômetro; (6) GPS GARMIN; (7) Radiômetro CMP3 e (8) Motion Pack, na torre. Adaptada de Farias (2015).

2010). Uma membrana (*dryer*) Nafion multi-tube (PD-200T, PermaPure) foi instalada entre os dois AGIVs para remover as flutuações de vapor d'água na célula de medida do segundo AGIV.

A concentração de CO_2 no oceano foi medida continuamente usando um *equilibrator* estilo *shower-head* (JOHNSON, 1999; DICKSON; GOYET, 2005; KÖRTZINGER et al., 2000) conectado ao mar através do suplemento não contaminado de água salgada do navio. O ar equilibrado era recirculado em um circuito fechado através de um AGIV (LI7000, LiCor Inc.).

3.1.2 Cruzeiro ACEX (Cruzeiro do Sul)

O Oceano Austral é um importante sorvedouro de CO_2 atmosférico. Estudos recentes têm mostrado uma diminuição da absorção de carbono devido a mudanças na intensidade dos ventos nesta região que são fundamentais na ventilação do CO_2 proveniente do oceano profundo (QUÉRÉ et al., 2007). A proposta do projeto ACEX é conduzir estudos multidisciplinares abordando alguns aspectos importantes da região oceânica do hemisfério sul, tais como as trocas de calor, momentum e CO_2 entre o oceano e a atmosfera nas regiões dos oceanos Atlântico Sudoeste e Austral. Uma análise da concentração de outros gases de efeito estufa (GEE) na atmosfera, como o metano (CH_4) e o óxido nitroso (N_2O), também será realizada, assim como sua relação com os picos de instabilidade da CLA que influenciam diretamente no comportamento dos fluxos na interface oceano/atmosfera. Para isso, serão estudadas regiões que apresentam um intenso contraste térmico oceânico, tais como a região da Frente Subtropical (incluindo a região da

Confluência Brasil-Malvinas - CBM) e Frente Polar, além da zona costeira do sul do Brasil. Considerando que estas sejam áreas chave para estudar os processos de interação oceano/atmosfera que afetam o clima e tempo do continente sul-americano e, especialmente, a região sul-sudeste do Brasil, o entendimento destes processos poderá contribuir para melhorias em previsões de tempo e clima destas regiões do Brasil (PEZZI; SOUZA; MÖLLER, 2012).

As medidas foram realizadas nas latitudes das localidades de Paranaguá (PR) e do Chuí (RS) no período de 11 a 21 de junho de 2012 a bordo do Navio Hidro-Oceanográfico (NHo) Cruzeiro do Sul. O trajeto do cruzeiro e as condições meteorológicas observadas são mostrados respectivamente nas figuras 3.3 e 3.4. As medidas turbulentas foram feitas por instrumentos de resposta rápida (20 Hz) montados em uma torre micrometeorológica instalada na região mais externa da proa do navio. As medidas de velocidade do vento foram feitas por dois anemômetros sônicos tridimensionais modelos CSAT3 (Campbel Scientific) e 81000 (R. M. Young). As medidas de CO_2/H_2O foram obtidas usando dois AGIVs Licor Inc. modelos LI-7200 e LI-7000. Neste experimento, a membrana Nefion (*dryer*) foi instalada de maneira que as medidas de CO_2 do AGIV de caminho-fechado (LI-7000) não fossem afetadas por flutuações de vapor d'água na célula de medida. Um sensor de movimento com seis graus de liberdade MotionPak 2K (Systrom Donner) também foi instalado junto aos sensores para realizar as medidas de alta frequência do movimento dos anemômetros. Na figura 3.5, a posição da torre micrometeorológica em relação à proa do navio e a disposição dos instrumentos são ilustrados.

3.2 Correções das medidas

Na seção 1.1, foram descritos três procedimentos que seriam utilizados para reduzir os efeitos das fontes de incertezas nas medidas de alta frequência de variáveis turbulentas: Correção das medidas de anemometria, correção das medidas de densidade de constituintes e determinação do tempo de atraso entre as medidas de anemometria e as realizadas pelos AGIV de caminho fechado.

Em ambos cruzeiros analisados, o arranjo instrumental utilizado na obtenção das informações necessárias para a correção das medidas de velocidade do vento (equação 1.1) é praticamente o mesmo, principalmente no que diz respeito à determinação do movimento do navio. Embora tenham sido utilizados em cada cruzeiro dois anemômetros, por questão de simplicidade, serão utilizados apenas as medidas realizadas por apenas um dos anemômetros. No caso do cruzeiro ACEX, as medidas do CSAT3 serão utilizadas, enquanto que, para o cruzeiro HalocAST, apenas as medidas do CSAT3 instalado a bombordo do navio serão analisadas.

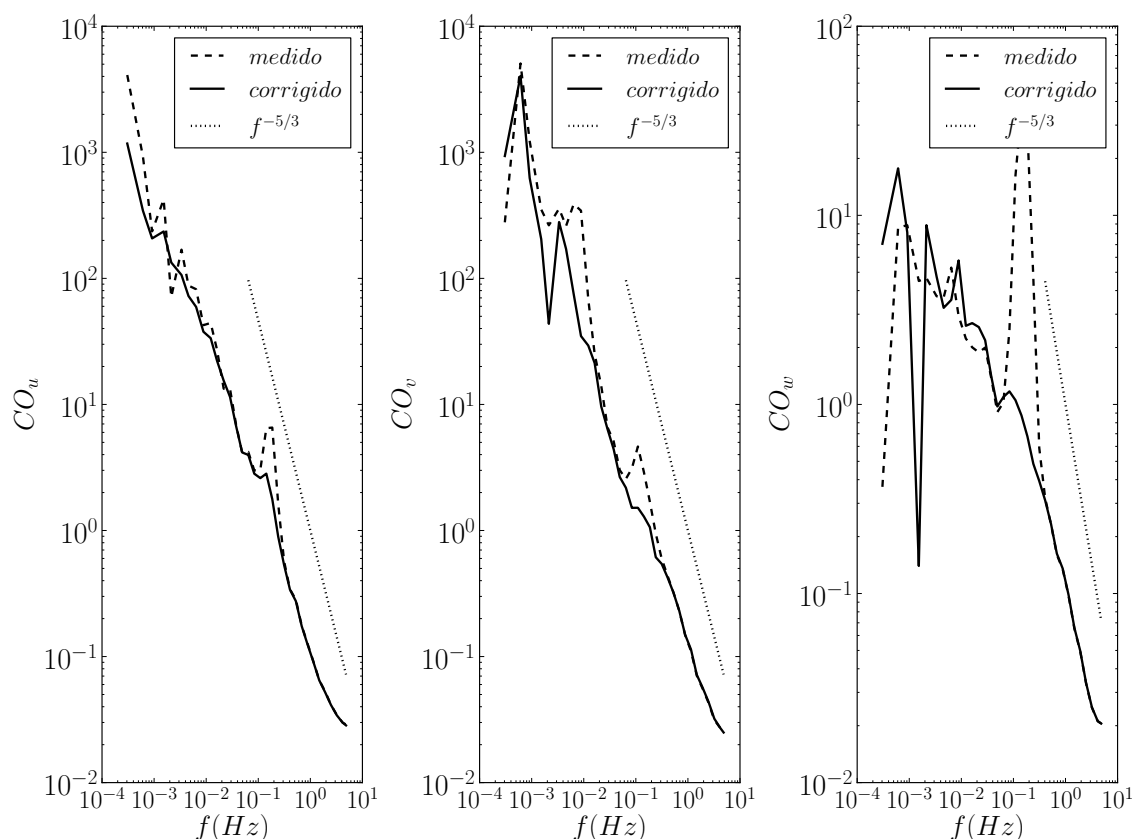


Figura 3.6: Espectros de potência das componentes da velocidade do vento medidas (linha tracejada) e corrigidas (linha contínua) através da equação 1.1. Foram utilizadas séries de 1 h obtidas no cruzeiro HalocAST. A linha pontilhada representa a lei de potência de Kolmogorov para o subintervalo inercial.

Na figura 3.6, são mostrados os espectros de potência calculados tanto para as componentes relativas da velocidade do vento medidas pelo anemômetro (1 h) quanto para as componentes reais corrigidas através da equação 1.1. A influência do movimento do navio nas medidas de velocidade podem ser claramente identificadas através de um pico localizado aproximadamente na frequência de 0,3 Hz (linha espectral tracejada). Este pico pode ser considerado como um comportamento anômalo do espectro, já que, nesse região, o espectro deveria respeitar a lei de potência de Kolmogorov para o subintervalo inercial. Já para os espectros das velocidades corrigidas, o pico é reduzido consideravelmente, comprovando a eficácia da metodologia utilizada. O resultado obtido é completamente satisfatório, se forem levados em consideração a complexidade da metodologia e a dificuldade em mediar o movimento do próprio anemômetro.

A mesma análise foi aplicada às medidas de velocidade obtidas pelo cruzeiro ACEX. Figura 3.7 mostra os resultados obtidos. É importante ressaltar que o pico espectral anômalo encontrado nos espectros das componentes medidas (linha tracejada) ocorrem na mesma região de frequência observada no cruzeiro HalocAST (0,3 Hz), que

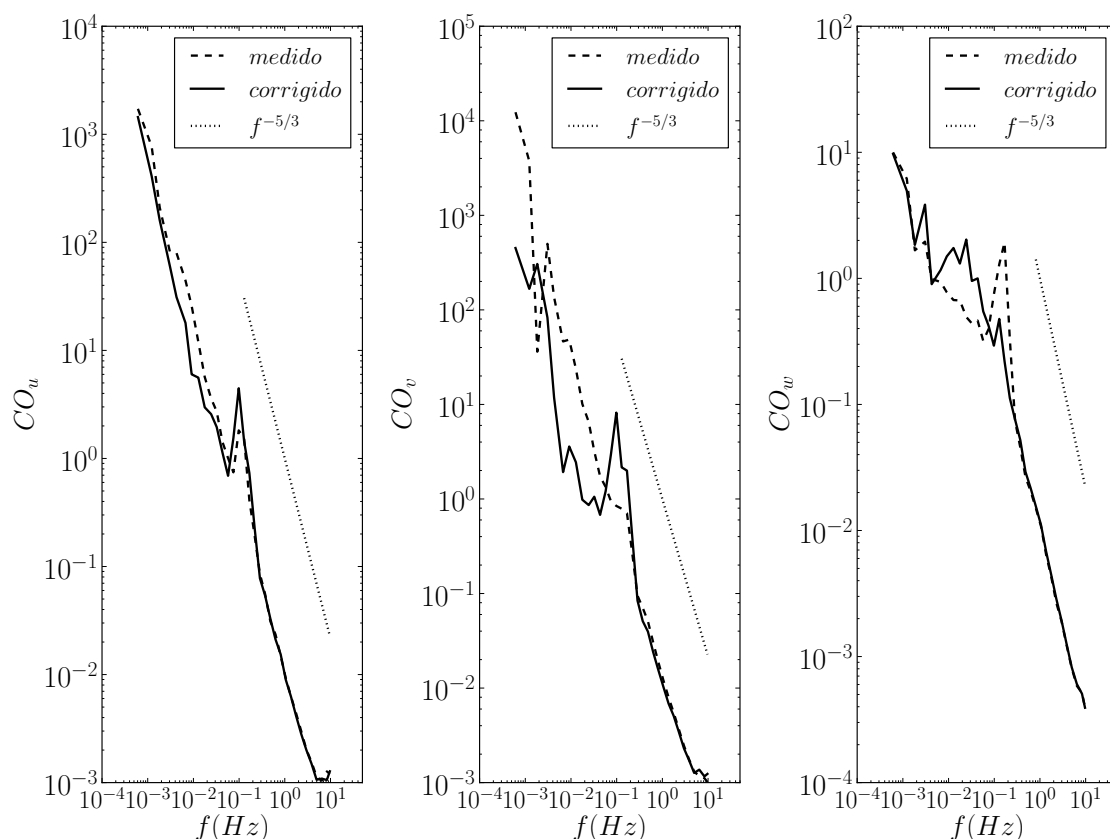


Figura 3.7: O mesmo da figura 3.6 calculados para as medidas do cruzeiro ACEX.

corresponde a um período natural de oscilação de 3,3 s. Por se tratar de medidas realizadas em condições completamente distintas, inclusive com diferentes taxas de aquisição, ficou evidente que a contaminação das medidas obtidas por anemometria sônica em sistemas embarcados é um efeito que deve ser sempre levado em consideração quando medidas precisas de fluxos, principalmente de momentum, são exigidas. Outra questão que deve ser investigada futuramente, é o fato do algoritmo usado para obtenção do vetor “real” da velocidade do vento ter funcionado apenas para a componente vertical, onde uma redução considerável do pico anômalo pôde ser observado (linha contínua). Para as componentes horizontais, ouve um aumento na magnitude do pico. Isso é um forte indício de que as medidas do sensor de movimento devem ser investigadas. Na realidade, estamos interessados principalmente nos fluxos verticais de escalares, que levam em consideração apenas as flutuações dessa componente (w'). Logo o conjunto de dados poderá ser completamente utilizado em nossas análises. A proposta principal desse trabalho está focada em uma região específica do espectro turbulento onde as escalas temporais dos eventos superam em várias ordens de grandezas o período associado ao pico anômalo. Logo, as estimativas de momentum para esse cruzeiro também poderão ser utilizadas.

Quando AGIVs de caminho-fechado são utilizados, o fato de que a medida da velocidade da parcela de ar e a medida de densidade de CO_2/H_2O contida nessa mesma parcela não são realizadas simultaneamente, sugere que um procedimento específico obrigatoriamente deva ser utilizado para estimar o tempo de percurso que o ar leva para chegar até o AGIV. O método mais simples e direto para determinação desse tempo de atraso (t_a) entre as medidas é através da determinação do tempo onde a covariância entre uma variável (x) medida pelo anemômetro e outra medida (y) pelo AGIV é máxima, ou seja $t_a = \text{Max} \left(\overline{x'(t)y'(t - t_a)} \right)$. Na figura 3.8, é apresentado um exemplo de como a metodologia é utilizada para determinar o tempo de atraso nas medidas realizadas pelos instrumentos instalados no navio Thompson. Para o AGIV “úmido”, a dependência da covariância entre w e r com o tempo de atraso é mostrada na figura 3.8 (esquerda superior), onde a linha vertical tracejada representa o valor máximo da covariância, que ocorre em aproximadamente $t_a = 2,3$ s. Para melhor compreensão do efeito de t_a nas covariâncias, coespectros de Fourier (multiplicados pela frequência) calculados usando diferentes valores de atraso entre as medidas são apresentados na figura 3.8 (direita superior). A linha vermelha contínua representa o coespectro associado ao valor de t_a de maior covariância. Valores de t_a superestimados ou subestimados da ordem de segundos resultam em alterações do coespectro em uma região na que varia de 0,02 até 1 Hz. Na prática, a correção do atraso resultou em um aumento de 67% no valor do fluxo cinemático de vapor d’água em comparação ao calculado usando medidas sem correção. Para um outro intervalo distinto, a mesma análise foi aplicada para determinar o tempo de atraso entre o anemômetro e o AGIV “seco”. Para esse analisador, foi encontrado um valor de t_a , onde a máxima covariância entre w e c ocorre, igual à 1,9 s (figura 3.8 inferior esquerda). A covariância calculada para essas duas variáveis foi da ordem de 10^{-6} e, por esse motivo, valores sub/superestimados de t_a afetaram todo o conteúdo coespectral nas frequências maiores que 0,02 Hz (figura 3.8 inferior direita). De fato, a grande dependência dos fluxos de CO_2 com o tempo de atraso pode ser observada no aumento de mais de 1800% na estimativa do fluxo cinemático de CO_2 calculado usando o valor de $t_a = 1.9$ s em comparação aos fluxos obtidos sem correção do tempo de atraso.

De maneira análoga, a metodologia é utilizada para determinar o tempo de atraso entre as medidas de anemometria e as realizadas pelo AGIV (“seco”) realizadas pelos instrumentos embarcados no navio Cruzeiro do Sul. O valor encontrado de t_a associado ao valor máximo de $\overline{w'(t)c'(t - t_a)}$ foi de 2,6 s (figura 3.9 esquerda). Nesse caso, as variações nos valores de t_a afetaram o coespectro em todas as frequências maiores que 0.002 Hz (figura 3.9 direita). No intervalo de 30 min utilizado nessa análise, a covariância entre as variáveis w e c são da ordem de 10^{-3} , ou seja, três ordens de grandeza maior que as observadas na análise feita para o cruzeiro HalocAST. Por esse motivo, o fluxo cinemático de CO_2 calculado usando um valor apropriado de t_a é $\approx 38\%$ maior que o obtido usando medidas com atraso.

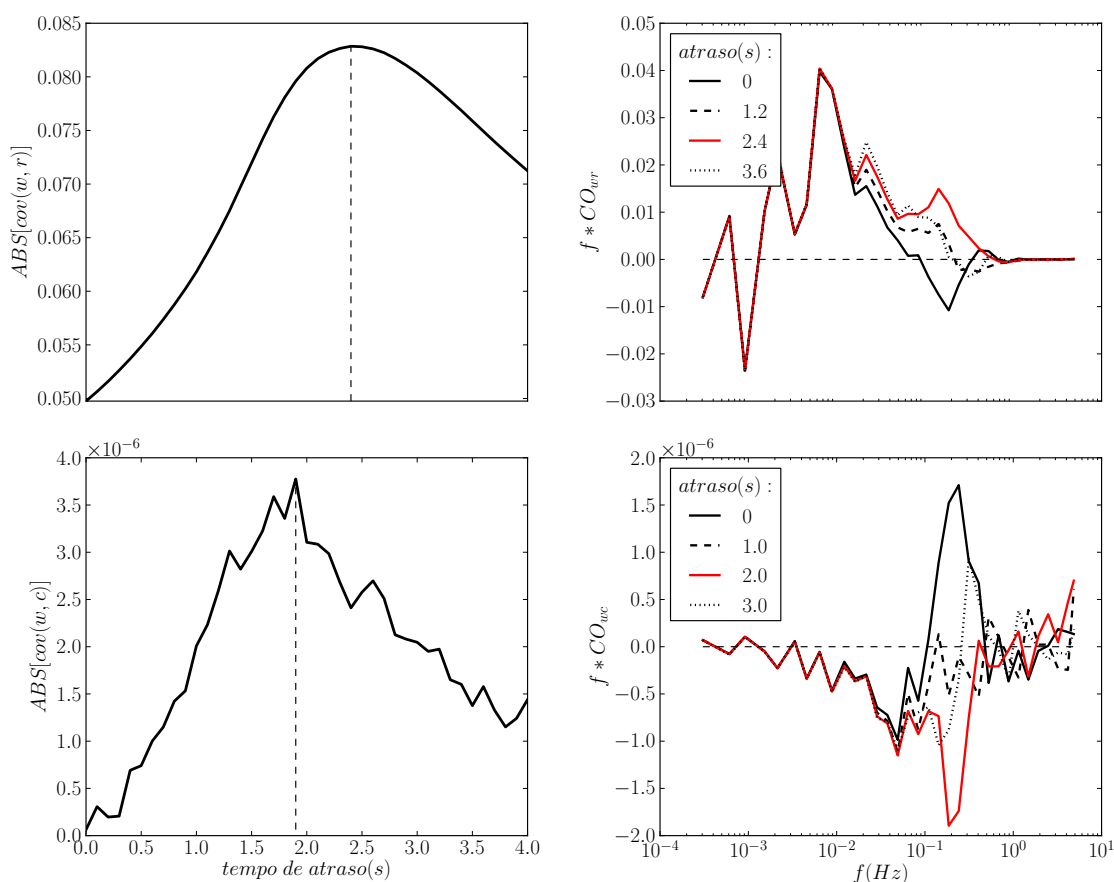


Figura 3.8: Variação do valor absoluto da covariância em função do tempo de atraso entre as medidas (esquerda) e Coespectros de Fourier calculados usando diferentes valores de atraso entre as medidas (direita). Figuras superiores representam a análise aplicada às medidas de w e r (AGIV “úmido”), enquanto as figuras inferiores representam a mesma análise aplicada às medidas de w e c (AGIV “seco”). Em ambos os casos a linha coespectral vermelha representa o caso no qual o valor de atraso corresponde ao valor máximo de covariância (linha vertical tracejada nas figuras esquerdas).

Medidas de densidade realizadas pelos AGIV são afetadas por variações de *background* de grandezas como a temperatura, pressão e vapor d’água, que alteram as propriedades da parcela de fluido sendo medida. Na seção 1.1 foram apresentadas duas maneiras de corrigir esse efeito nas estimativas dos fluxos. Uma delas é a correção direta do fluxo de CO_2 através de termos aditivos associados aos fluxos de temperatura, umidade e pressão. Para os fluxos de calor latente (Le) considera-se apenas a influência da temperatura. Esse método é conhecido como correção de Webb ou WPL. No caso do fluxo de CO_2 sobre o oceano, onde as medidas de $\overline{w' \rho'_c}$ são muito pequenas, o uso desse método exige uma grande precisão nas medidas dos demais fluxos cinemáticos, o que nem sempre pode ser garantido. A segunda maneira de eliminar esse efeito, utilizada nesse trabalho, é a determinação da razão de mistura de CO_2 (c) e vapor d’água (r) para cada instante de medida. Isso é possível pelo fato dos AGIV modernos medirem as principais variáveis termodinâmicas no interior da célula no mesmo instante que a densidade

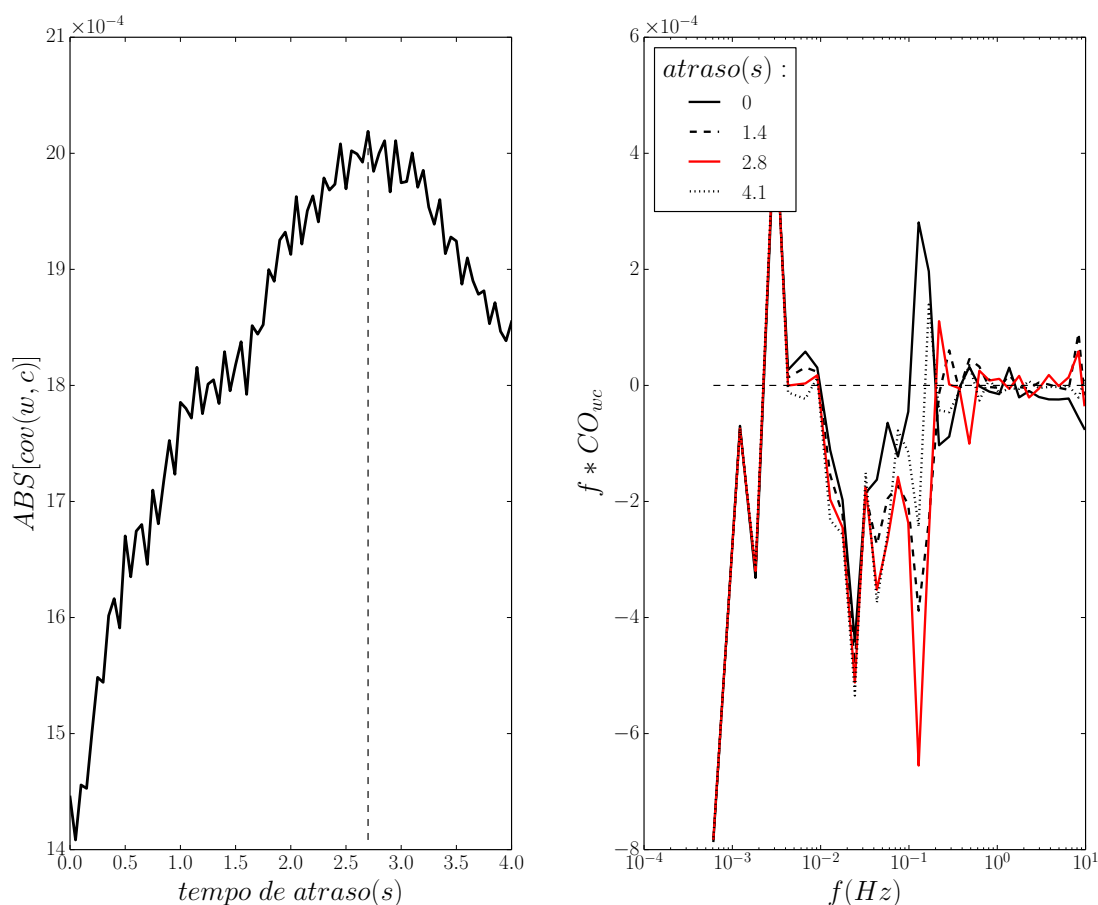


Figura 3.9: Mesma análise da figura 3.8 aplicada para as medidas de w e c (AGIV “seco”) medidas pelo cruzeiro ACEX.

do constituinte é calculada.

Melhorias nas medidas de constituintes também podem ser obtidas através de um arranjo experimental adequado. Em ambos cruzeiros, a mesma abordagem foi utilizada. Utilizou-se AGIV (“úmido”) para medir a ρ_v e outro AGIV (“seco”) para medir ρ_c . Nesse tipo de arranjo, um filtro de umidade é utilizado no tubo para “secar” o ar antes de chegar ao AGIV. Isso é feito para reduzir a influência dos fluxos de vapor d’água nas medidas de CO_2 . Geralmente, a preferência é dada ao uso de AGIV de caminho fechado, pois nesse tipo de dispositivo, a temperatura na célula de medição é estabilizada, reduzindo também a influência dessa variável.

Tabela 3.1: Valores médios dos fluxos de 10 min calculados para um intervalo de 8 h (9:00-17:00).

	medidos		corrigidos	
	Le	CO_2	Le	CO_2
Li-cor 7500 (“seco”)	-1,5041	-37,9145	-1,0995	-5,4860
Li-cor 7500 (“úmido”)	139,2564	-79,5894	263,6781	-12,1573

A influência das abordagens instrumental e de análise de dados nos fluxos de Le e CO_2 podem ser observadas na tabela 3.1. Os resultados apresentados nessa tabela representam o valor médio dos fluxos de 10 min calculados para um período de 8 h do cruzeiro HalocAST. Os fluxos medidos foram obtidos através da covariância direta de w e a densidade (ρ) de CO_2/H_2O , enquanto os corrigidos foram calculados a partir das razões de mistura c e r . Primeiramente, temos que ressaltar que o efeito do filtro de umidade pôde ser claramente observado nos valores de Le calculados pelos dois instrumentos. O uso unicamente do filtro de umidade mostrou que o fluxo absoluto de CO_2 não filtrado foi superestimado em $\approx 52\%$ em relação ao calculado pelo AGIV “seco”. Quanto à análise de dados, os fluxos absolutos de CO_2 obtidos através da razão de mistura são $\approx 85\%$ menores que os obtidos diretamente das densidades, tanto para o AGIV “seco” quanto para o “úmido”. O fluxo médio de Le calculado para o AGIV “úmido” a partir da razão de mistura apresentou um valor $\approx 89\%$ maior que aquele calculado usando as densidades medidas. O uso de ambas abordagens resultou na redução do valor de fluxo médio absoluto de CO_2 em $\approx 89\%$ quando comparado aos valores obtidos diretamente das densidades medidas pelo AGIV “úmido”.

Tabela 3.2: O mesmo da tabela 3.1 calculados usando medidas do cruzeiro ACEX.

	medidos		corrigidos	
	Le	CO_2	Le	CO_2
Li-cor 7000 (“seco”)	0,9362	17,1715	1,6137	17,5308
Li-cor 7200 (“úmido”)	23,5188	-4,4765	38,4404	6,0703

Os resultados dessa mesma análise aplicada aos dados do cruzeiro ACEX são apresentados na tabela 3.2. Nesse caso, a eficiência do uso do filtro de umidade também pode ser comprovada. O fluxo médio negativo de CO_2 calculado para o AGIV (“úmido”) contrasta com os valores obtidos pelo Li-cor 7000 (“seco”) e com os valores calculados para o próprio AGIV (“úmido”) usando a razão de mistura r . O uso da razão de mistura c em substituição à densidade (ρ_c) resultou em um aumento de apenas 2% no valor do fluxo médio obtido para o AGIV (“seco”). No caso dos valores médios de Le estimados para o AGIV (“úmido”), um aumento de aproximadamente 63% foi obtido quando valores de r são usados.

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

No capítulo anterior, foi apresentado o processo de filtragem de eventos de meso-escala nas estimativas de fluxos turbulentos, e o método de decomposição na qual ele é baseado, bem como as principais características desse método. No entanto, alguns aspectos de caráter mais práticos ainda devem ser verificados antes da aplicação dessa metodologia nos cálculos dos fluxos. Estes aspectos, fenomenológicos, serão aplicados a dados dos dois cruzeiros. Porém, os exemplos mostrados com o intuito de estabelecer o método são, em sua maioria do cruzeiro HalocAST.

4.1 Calibração e validação do método

Primeiramente, é de fundamental importância comparar os pseudo-coespectros de EEMD com outras representações. Na figura 4.1a, o espectro associado ao fluxo cinemático de momentum, obtido usando a EEMD, é comparado com a decomposição (coespectro) de multiresolução. Em ambos os casos, o respectivo resíduo da EEMD foi removido de ambas as séries temporais de u e w . Como mencionado anteriormente, a contaminação das medidas de velocidade do vento pelo movimento do sensor é uma das fontes de incertezas na estimativas de fluxos em regiões oceânicas. Ambas abordagens apresentam um pico coespectral positivo na região das altas frequências associada com este efeito, que é removido quando as medidas corrigidas, através da equação 1.1, de u e w são usadas (figura 4.1b). O coespectro de EEMD apresenta o mesmo comportamento que o obtido através da análise de MR, mostrando que os dois espectros apresentam praticamente a mesma informação física.

A eficiência do filtro de mesoescala proposto pode ser observada na figura 4.2, onde o tradicional coespectro de Fourier é calculado para as variáveis associadas aos fluxos cinemáticos $\overline{u'w'}$, $\overline{w'T'}$, $\overline{w'r'}$ e $\overline{w'c'}$. Em cada caso, diferentes tratamentos para o conteúdo de baixa frequência foram aplicados às medidas, sendo eles: a remoção da tendência linear, remoção apenas do resíduo da EEMD e aplicação do filtro EEMD com identificação da lacuna espectral. Neste caso específico apresentado, o filtro EEMD funcionou perfeitamente, eliminando completamente as correlações associadas aos eventos com frequências características menores do que o valor da lacuna coespectral de período característico de 4.4 min (linha vertical tracejada). Este valor da lacuna espectral, encontrada a partir do coespectro de EEMD de w e T , coincide muito bem com as lacunas coespectrais encontradas nos coespectros de Fourier apresentados nessa figura para todas as variáveis. A linha contínua vertical representa o valor de frequência as-

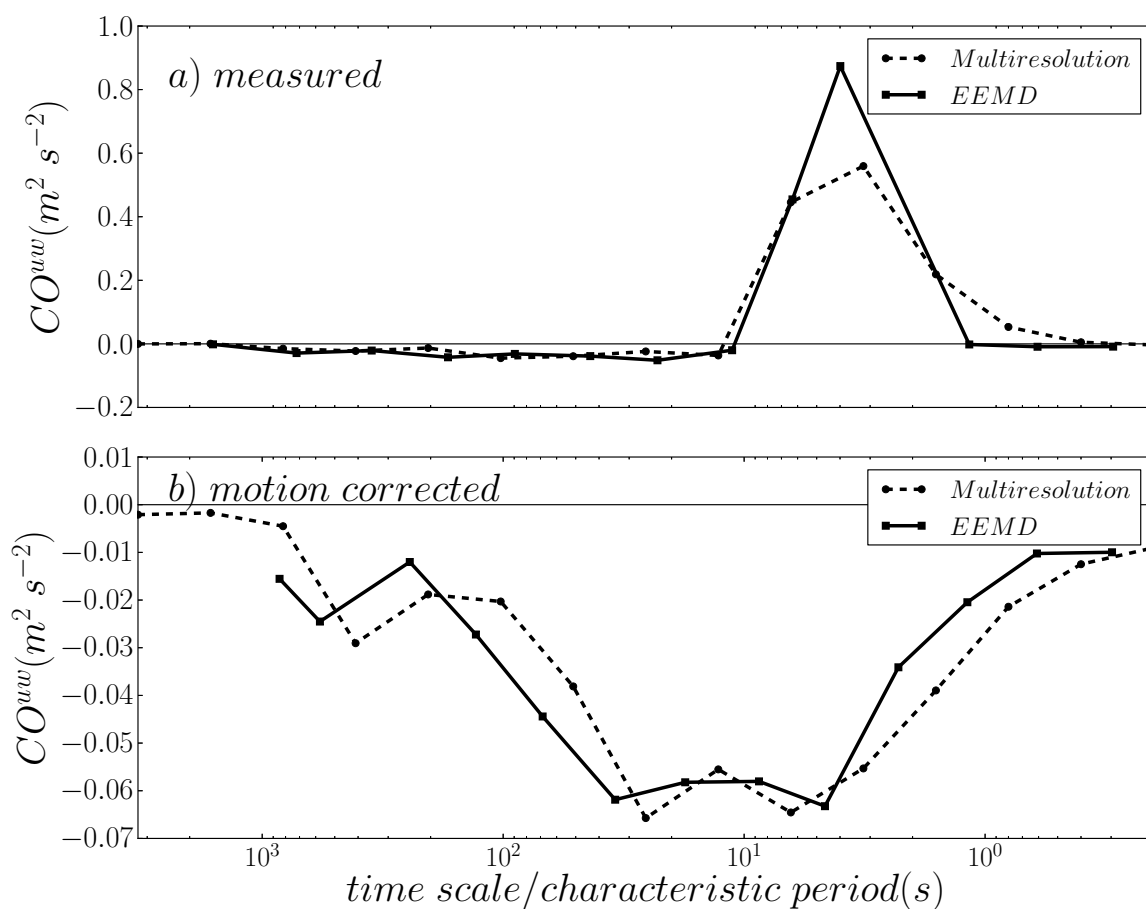


Figura 4.1: Coespectro de MR (linha tracejada) e de EEMD (linha contínua) do fluxo cinemático de momento para os valores medidos (superior) e corrigidos (inferiores), pela equação 1.1, de u e w .

sociada ao período natural de 10 min. Baseando-se apenas nesse caso, poderíamos equivocadamente concluir que as covariâncias calculadas usando janelas de 10 min proporcionaria um resultado muito semelhante ao obtido pela metodologia proposta, já que este valor está próximo da lacuna coespectral. No entanto, como veremos a seguir, a escala temporal da lacuna determinada pelo método apresentado varia consideravelmente, e o uso de janelas observacionais curtas e fixas, como a de 10 min, naturalmente resultariam em dois efeitos indesejados: baixa representação dos turbilhões com escalas da ordem ou maiores que a janela observacional, que ocorre quando a escala da lacuna for muito maior que este a janela utilizada, e na contaminação das estimativas dos fluxos por eventos não-turbulentos, ocorrendo quando a escala temporal da lacuna for menor que a janela observacional.

Para maximizar a precisão da metodologia e otimizar o tempo computacional de processamento usado para identificar a lacuna coespectral e a filtragem das oscilações dos movimentos não-turbulentos, dois importantes parâmetros precisam ser definidos: o número de realizações do ensemble usada na EEMD e o tamanho da serie temporal utilizada na determinação da lacuna e nas estimativas dos fluxos turbulentos.

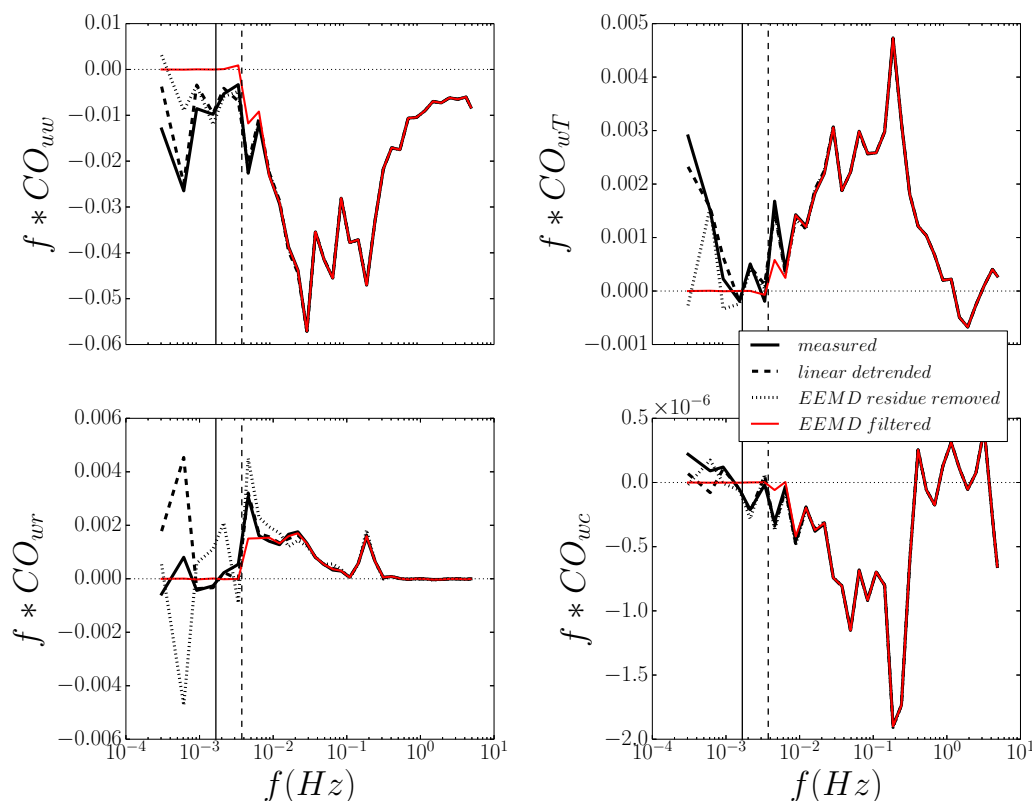


Figura 4.2: Coespectros de Fourier (multiplicado pela frequência) obtidos a partir de medidas turbulentas (1 h) filtradas por diferentes métodos de remoção do conteúdo associado aos eventos de mesoescala: remoção da tendência linear (linha tracejada), remoção do resíduo da EEMD (linha pontilhada) e a metodologia EEMD com determinação da lacuna coespectral (linha vermelha). A linha preta contínua corresponde aos sinais medidos. As linhas verticais representam a frequência associada aos períodos de 10 min (linha contínua) e 4,4 min (linha tracejada).

O número de realizações usadas na EEMD afeta a forma do coespectro de CO^{wT} . Esse parâmetro pode ser determinado através de uma inspeção visual da figura 4.3, onde, para uma mesma série temporal de 1 hora, as duas representações de CO^{wT} são obtidas usando a EEMD com diferentes números de realizações (ne). Praticamente nenhuma diferença substancial pôde ser observado quando mais que 50 realizações são usadas. Este é, portanto, o valor escolhido para este parâmetro ao longo do estudo.

Uma representação limitada na região de mais baixa frequência faz com que a determinação da lacuna coespectral seja dependente do comprimento da série temporal usada na análise. Para determinarmos o comprimento mais apropriado, a escala temporal da lacuna foi encontrada para series com tamanho cada vez maiores, de 1 a 8 horas, e para vinte diferente dias, períodos diurno e noturno (figura 4.4). A grande variabilidade em todos os casos reflete a capacidade da análise de capturar as características individuais de cada série. Independentemente disso, é evidente que existe um aumento considerável nas escalas da lacuna quando o comprimento da série aumenta de 1 para 4 horas. Para séries maiores que 4 horas, a escala temporal de corte (lacuna) não apresenta um aumento apreciável com o aumento do tamanho da série, especialmente à noite. Durante o

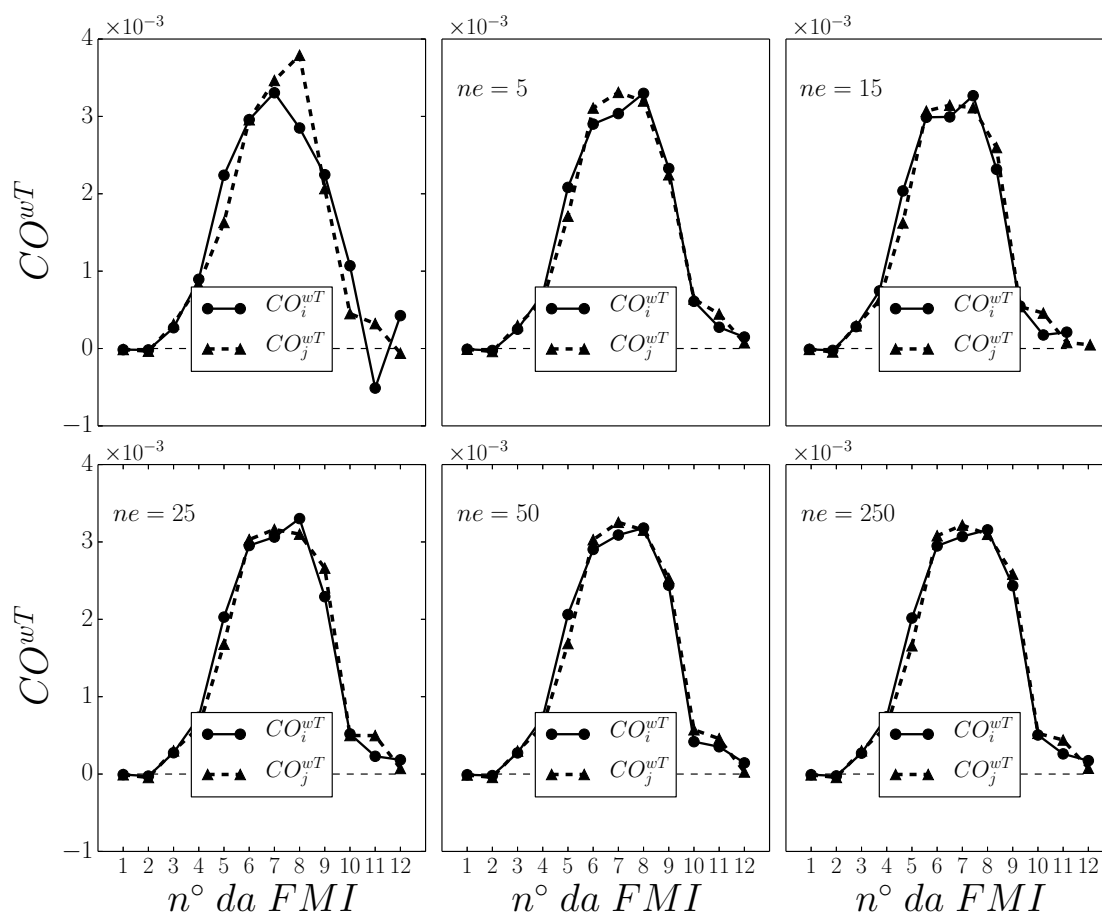


Figura 4.3: Efeito do aumento do número de realizações (ne) nos valores do coespectro de EEMD (CO^{wT}).

dia, efeitos anômalos aparecem nas janelas temporais de 5 a 6 horas, uma possível consequência de eventos transientes intensos que ocorrem mais intensamente no dia que à noite. Contudo, uma janela temporal de 4 horas é aceitável como o valor ideal para ambos os períodos do dia e da noite.

A mesma análise acima descrita foi aplicada aos dados do cruzeiro ACEx, usando agora um total de oito dias (figura 4.5). Talvez devido aos poucos casos analisados, a escolha do tamanho da série a ser utilizada nas estimativas dos fluxos ficou prejudicada pela grande variabilidade dos valores médios da lacuna encontrada, o que resultou em escalas da lacuna obtidas para o período noturno maiores que os valores diurnos. No entanto, o comportamento médio entre as curvas diurna e noturna seguem claramente o comportamento observado para o cruzeiro Thompson (figura 4.4) e, por esse motivo, usaremos a mesma janela temporal de 4 horas nas estimativas dos fluxos através da nova metodologia.

A comparação entre as escalas temporais de corte encontradas para séries de 1 e 4 horas é apresentada na figura 4.6 (superior), para todo o período do cruzeiro. O período de corte médio aumenta de ≈ 13 min quando séries de 1 hora são usadas para ≈ 37 min quando séries de 4 horas são usadas. Além disso, para séries de 1 hora são frequentes

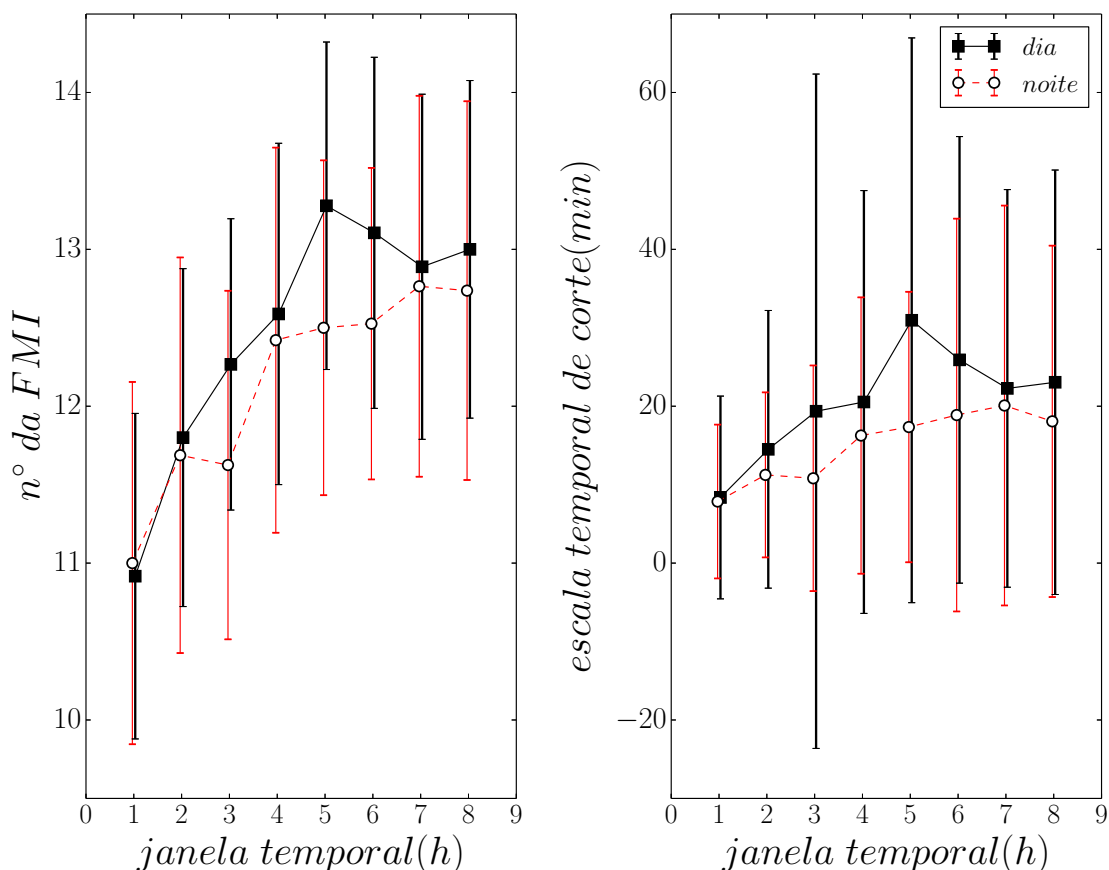


Figura 4.4: Número da FMI (esquerda) e respectiva escala temporal (direita) identificada com escala imediatamente maior que a escala da lacuna coespectral, obtida para diferentes comprimentos de séries temporais. Os quadrados escuros e os círculos brancos representam respectivamente os valores médios obtidos para 20 intervalos do dia e da noite medidos pelo cruzeiro HalocAST. As barras verticais representam o desvio padrão médio.

a ocorrência de período de cortes menor que 5 min (figura 4.6 esquerda inferior), que são raros para as séries de 4 horas. A porcentagem de intervalos nos quais o método não foi capaz de identificar uma lacuna também diminuiu consideravelmente, de 52% para 11%, quando o comprimento das séries aumenta de 1 para 4 horas (figura 4.6 direita inferior). Este resultado sugere que séries temporais de 1 hora não são longas o suficiente para identificar apropriadamente a lacuna coespectral usando a presente metodologia, e que este problema é geralmente resolvido usando séries temporais de 4 horas.

Resultados muito semelhantes podem ser observados quando a mesma análise é aplicada aos dados obtidos pelo projeto ACEX. O aumento do tamanho da série de 1 para 4 horas resultou no aumento da escala temporal de corte encontrada de ≈ 9 min para ≈ 29 min (figura 4.7 superior). Levando em consideração o menor período de duração do cruzeiro ACEX e, conseqüentemente o volume de dados, esse incremento de escala é praticamente o mesmo que o obtido na análise do cruzeiro HalocAST. Na figura 4.7 (esquerda inferior) podemos observar que neste caso também houve uma redução na

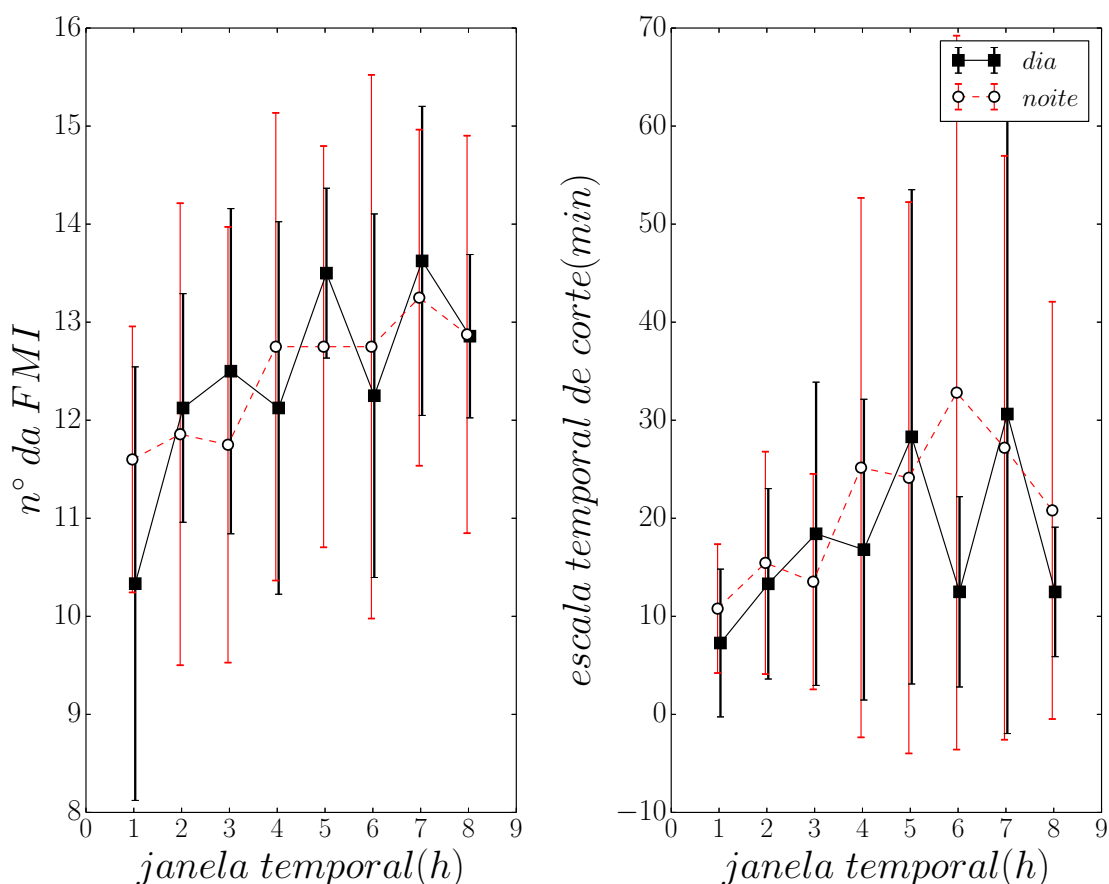


Figura 4.5: Mesma análise apresentada na figura 4.4 aplicada agora aos dados cruzeiro ACEX. Neste caso, as curvas representam os valores médios obtidos para 8 intervalos.

ocorrência de valores muito pequenos (menores que 5 min) quando a janela temporal de análise foi aumentada para 4 h. O aumento dessa janela também resultou na redução da porcentagem de intervalos nos quais o método não identificou uma escala de corte, passando de 35% para 13% quando séries de 4 h são utilizados (4.7 direita inferior).

4.2 Cálculo dos fluxos

Para melhor compreensão do efeito da abordagem que utiliza o filtro EEMD de mesoescala nas estimativas dos fluxos turbulentos, apresentamos na figura 4.8 os co-espectros de Fourier associados aos fluxos cinemáticos verticais obtidos usando séries de 4 e 1 h filtradas pela metodologia proposta e o coespectro médio calculado para seis intervalos consecutivos não filtrados de 10 min, para um determinado caso específico de 4 h de duração. As séries de 1 h e os 6 intervalos de 10 min correspondem à primeira hora das séries de 4 h. Nesse caso, a lacuna/período de corte foi identificada como ≈ 30 min para as séries de 4 h sendo que, para as séries de 1 h, o método não foi capaz de de-

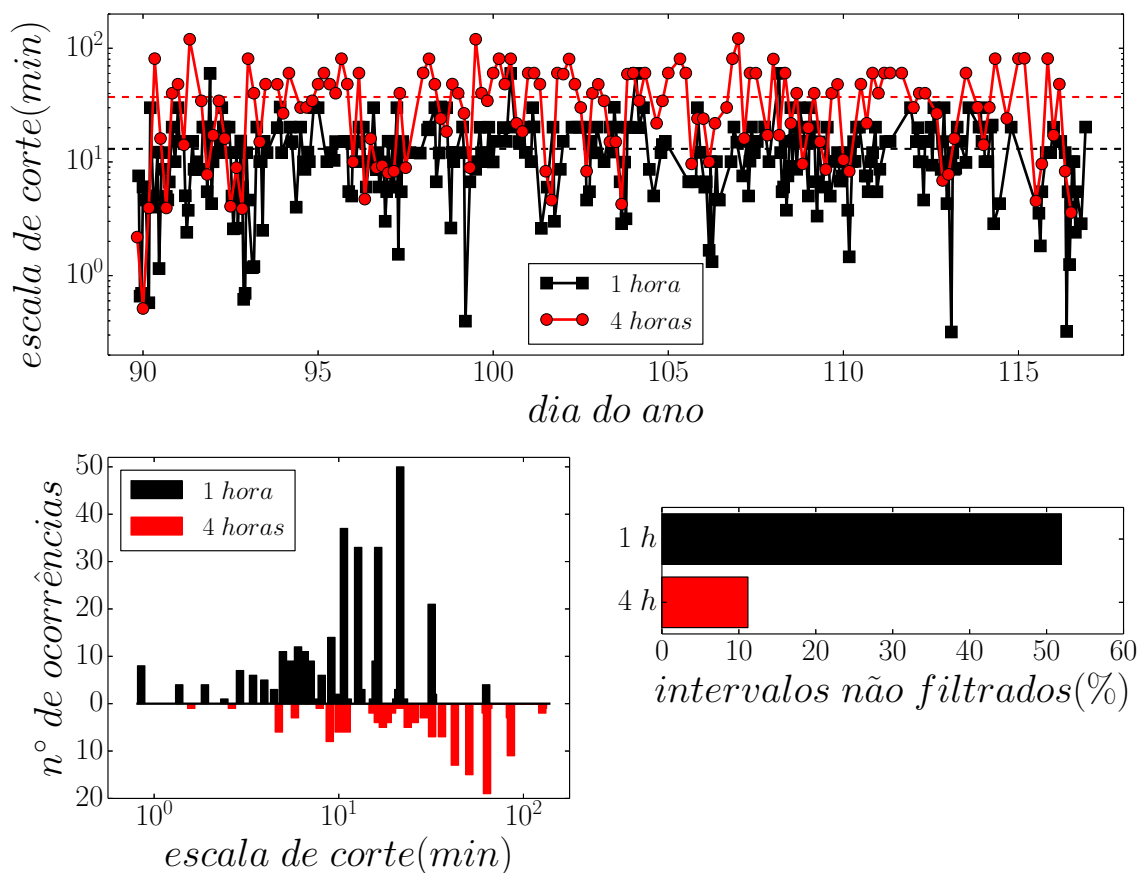


Figura 4.6: Superior: Escala temporal de corte encontrado para todo o cruzeiro HalocAST usando séries temporais de 1 h (quadrados pretos) e séries de 4 h (círculos vermelhos). Inferior esquerda: Distribuição das ocorrências das escalas de corte obtidas. Inferior direita: Porcentagens de intervalos, relativas ao número total de intervalos, sem lacunas coespectrais identificadas.

terminar a lacuna coespectral. Nessa figura, ficou claro que o coespectro de 4 h é o que apresenta uma distribuição de energia mais “suave” e, em geral, com menores valores que os demais casos, principalmente para o fluxo de momento. Outro aspecto, já mencionado, é o fato de que uma janela observacional de 10 min não seja grande o suficiente para englobar as flutuações associadas aos maiores turbilhões. Esse fato ficou evidente nessa análise, onde os coespectros de 10 min deixam de cobrir uma grande faixa na região das baixas frequências do espectro turbulento que, em ambos os casos filtrados, foi bem representada. O transporte contido nessa faixa de frequências pode representar, em determinados casos, uma considerável fração do transporte total. Importante notar também que, mesmo com os grandes valores de desvios padrões, o coespectro médio de 10 min é muito mais semelhante ao coespectro de 1 h do que o de 4 h. A presença dessa considerável variação dos coespectros de 10 min pode ser atribuída a dois fatores: variação na dinâmica de transporte entre as escalas turbulentas e/ou representação limitada das variáveis na janela utilizada. Em situações onde uma representação do transporte médio é desejada, a metodologia apresentada mostrou-se muito mais robusta que

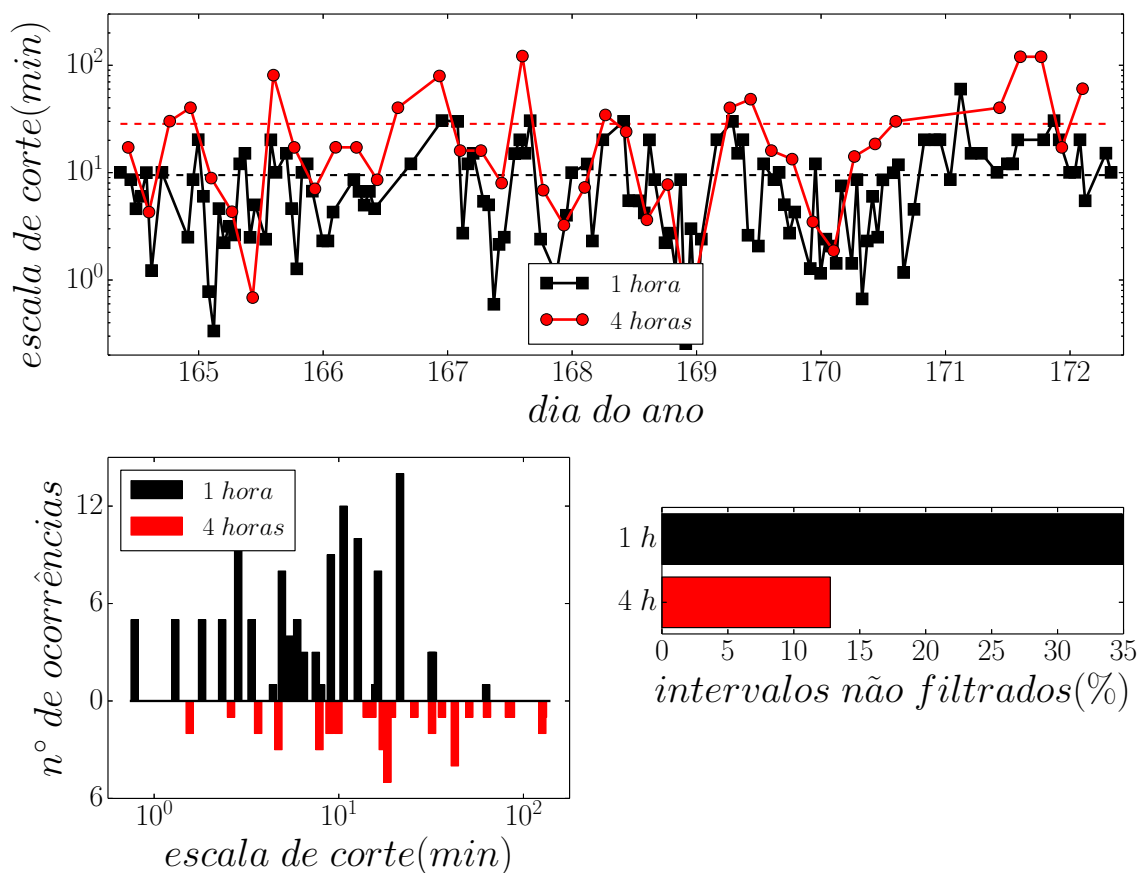


Figura 4.7: Mesma análise apresentada na figura 4.6 aplicada aos dados do cruzeiro ACEX.

a utilização.

Na figura 4.9 apresentamos a mesma análise realizada na figura 4.8 utilizando dessa vez 24 intervalos de 10 min, referentes ao período de 4 h, no cálculo do coespectro médio. Todos os argumentos discutidos anteriormente são também observados nessa figura, com exceção do fato de que o coespectro médio de 10 min estar muito mais semelhante ao coespectro de 4 h, ao contrário do observado na análise anterior. Isso demonstra que o processo de filtragem de mesoescala é realmente eficiente em determinar o transporte médio realizado exclusivamente pela turbulência. Os valores dos desvios padrões do coespectro médio também aumentaram consideravelmente. Com exceção do CO_2 , os coespectros de 10 min das diferentes variáveis apresentaram um aumento do desvio padrão na direção das baixas frequências. O que, de fato, sugere que a janela temporal de 10 min é insuficiente para capturar apropriadamente todas as escalas turbulentas. No caso do CO_2 , a grande variabilidade dos espectros de 10 min ocorre inclusive nas altas frequências, o que pode ser associado sim a uma variabilidade da dinâmica do transporte, já que o transporte desse escalar é fortemente dependente de outros forçantes localizados além da turbulência.

Os fluxos cinemáticos calculados através da CV usando as quatro diferentes abor-

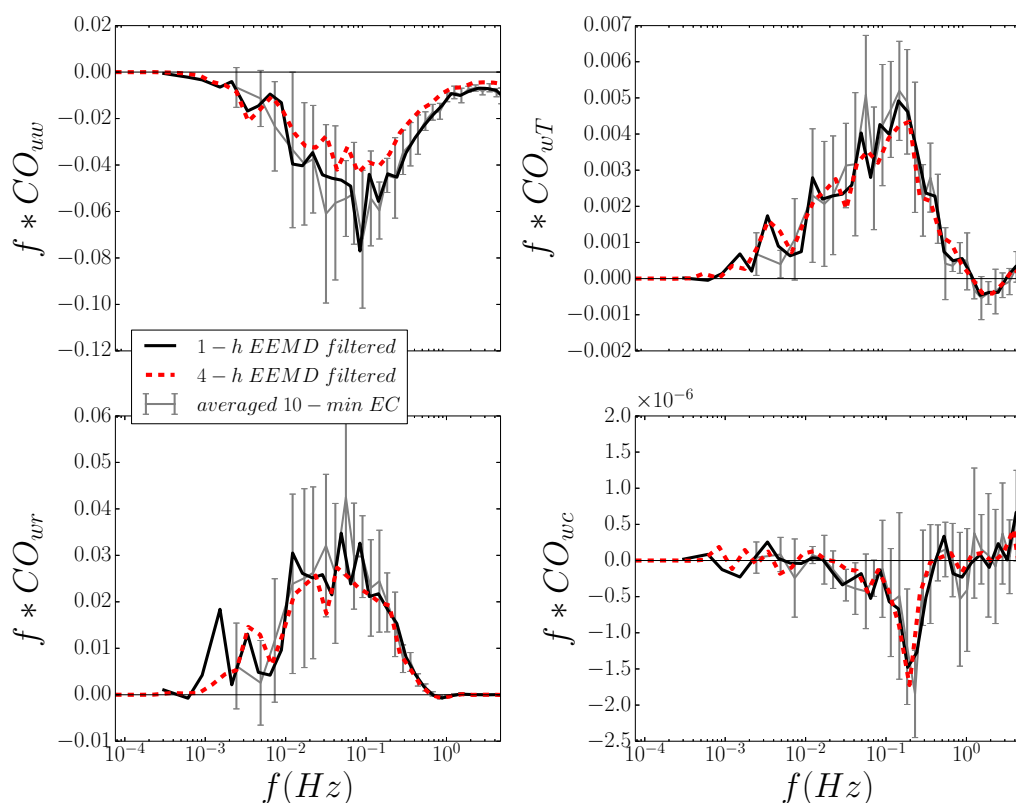


Figura 4.8: Coespectros de Fourier (multiplicado pela frequência) obtidos a partir de 6 intervalos (médio) não filtrados de 10 min (linha cinza), intervalos filtrados pela metodologia EEMD de 1 h (linha preta) e 4 h (linha tracejada vermelha). Linhas verticais representam o desvio padrão médio para o caso do coespectro médio de 10 min.

dados apresentados nas figuras 4.8 e 4.9 são mostrados na tabela 4.1. Como esperado, as observações feitas com relação aos coespectros podem ser notadas também nos valores dos fluxos calculados. Em geral, os fluxos de 1 e 4 h calculados usando dados filtrados pela EEMD são maiores que os respectivos valores médios dos fluxos de 10 min obtidos das variáveis não filtradas. Podemos atribuir essa diferença, embora pequena, ao transporte associado aos maiores turbilhões, já que para os intervalos de 1 e 4 horas o coespectro médio dos intervalos de 10 min é extremamente semelhante aos coespectros obtidos dos dados filtrados na região de média e alta frequência. Em situações onde o transporte realizado pelos grandes turbilhões tenha uma magnitude maior do que a observada no presente exemplo e a escala da lacuna esteja mais deslocada para a região das baixas frequências, essa diferença deixa de ser desprezível. Essa hipótese é comprovada quando os fluxos médios calculados para todo o cruzeiro HalocAST usando tanto séries de 4 h filtradas pela metodologia proposta quanto séries de 10 min, após removidas as tendências lineares, são comparados (tabela 4.2). Os fluxos obtidos usando janelas temporais de 10 min subestimaram os valores absolutos dos fluxos de 4 h de momento (13,3%), calor sensível (8,9 %) e calor latente (13,6%). Para os fluxos de CO_2 , o valor médio obtido usando janelas filtradas de 4 h é 71% menor que o valor médio calculado

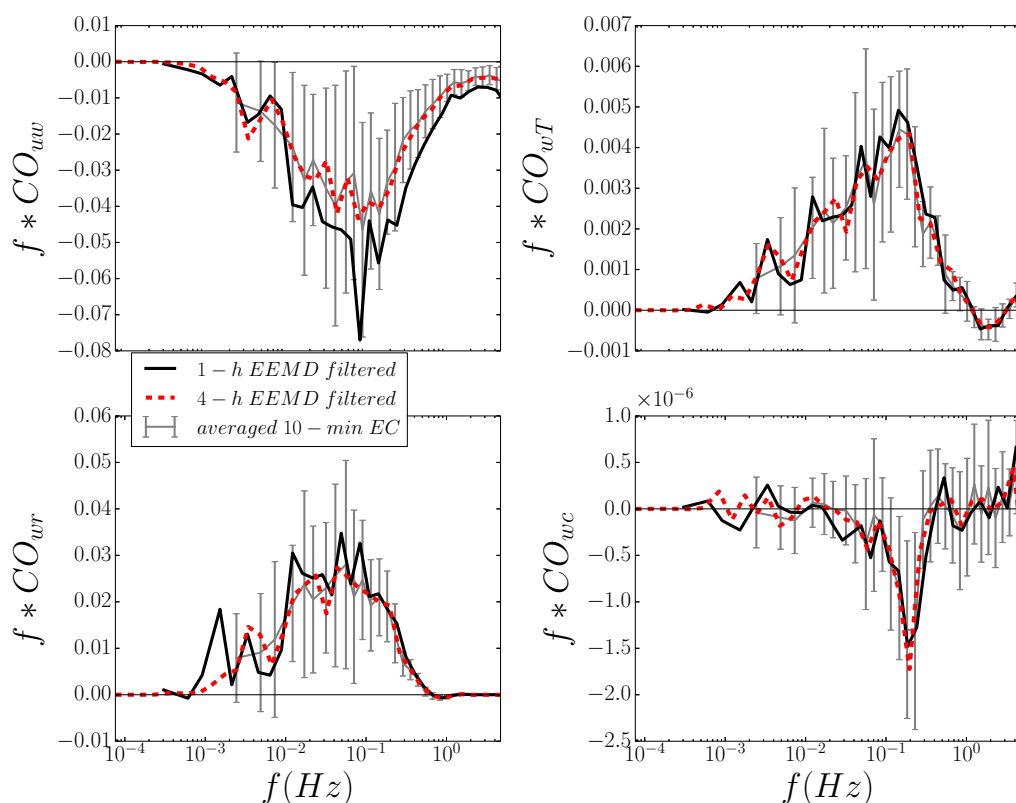


Figura 4.9: O mesmo da figura 4.8 usando, neste caso, 24 intervalos de 10 min (4 h) no cálculo do coespectro médio.

para os fluxos de 10 min.

Para o cruzeiro ACEX, os fluxos médios calculados usando séries de 10 min e séries de 4 h filtradas são mostrados na tabela 4.3. Conforme ocorrido no cruzeiro HalocAST (tabela 4.2), pôde-se observar um aumento no valor absoluto nos fluxos de momento (6,3%), calor sensível (4,7%) e calor latente (8,9%) obtidos pela nova metodologia em relação aos fluxos de 10 min. Não coincidentemente, para o fluxo de CO_2 , uma redução no valor do fluxo médio (-57%) também foi observada quando séries mais longas (4 h) foram usadas. Levando em consideração que os resultados mostrados nas tabelas 4.2 e 4.3 foram estimados usando medidas obtidas por experimentos completamente distintos, inclusive no volume de dados, a hipótese de que esse aumento nos valores dos fluxos pode ser, de fato, atribuído aos turbilhões de maiores escalas, que não estão sendo contemplados pela janela de 10 min, é confirmada.

4.3 Comparação com os resultados obtidos através de fórmulas de *bulk*

Medidas realizadas *in situ* dos fluxos de CO_2 na interface oceano/atmosfera são extremamente raras devido às dificuldades experimentais envolvidas na realização des-

Tabela 4.1: Fluxos cinemáticos obtidos para séries de 1 e 4 h filtradas e os fluxos médios calculados para esses mesmos intervalos usando, respectivamente, 6 e 24 janelas de 10 min não filtradas. Scalar kinematic fluxes obtained using averaged 10-min EC (six/twenty four intervals), 1 and 4-h EEMD filter method.

	$\overline{u'w'}$	$\overline{w'T'}$	$\overline{w'r'}$	$\overline{w'c'}$
10-min CV (1-h)	-0,2235 ($\pm 0,0274$)	0,0136 ($\pm 0,0015$)	0,0993 ($\pm 0,0146$)	$-1,4721 \times 10^{-6}$ ($\pm 0,3890 \times 10^{-6}$)
1-h filt. EEMD	-0,2292	0,0140	0,1074	$-1,5140 \times 10^{-6}$
10-min CV (4-h)	-0,1595 ($\pm 0,0526$)	0,0133 ($\pm 0,0020$)	0,0902 ($\pm 0,0191$)	$-1,1169 \times 10^{-6}$ ($\pm 0,7003 \times 10^{-6}$)
4-h filt. EEMD	-0,1620	0,0135	0,0913	$-1,0315 \times 10^{-6}$

Tabela 4.2: Fluxos médios calculados para todo o cruzeiro HalocAST usando séries de 10 min, removida a tendência linear, e séries de 4-h filtradas pela metodologia proposta.

	$\tau_{uw}(m/s)$	$He(W/m^2)$	$Le(W/m^2)$	$F_c(mol/m^2ano)$
10-min CV	-0,1476 ($\pm 0,2001$)	23,3932 ($\pm 21,1100$)	114,3118 ($\pm 99,2498$)	-0,1124 ($\pm 5,2799$)
4-h filt. EEMD	-0,1674 ($\pm 0,1938$)	25,4663 ($\pm 20,9108$)	129,8510 ($\pm 103,1670$)	-0,3834 ($\pm 4,6857$)

sas medidas. Como consequência disso, incertezas associadas à essa grandeza afetam diretamente as estimativas dos valores de velocidade de transferência (k) obtidas para esse gás através da equação 1. Por outro lado, estimativas de fluxos calculados por parametrizações, como as de *bulk*, servem como parâmetro de qualidade dos fluxos turbulentos obtidos através da CV, pois, em geral, sua validade já foi verificada em outros experimentos.

Na metodologia atualmente proposta, fluxos turbulentos são determinados usando uma escala temporal de corte específica para cada 4 horas de observação. Este fato garante que, na maioria dos casos, as oscilações de baixa frequência associadas aos movimentos de mesoescala sejam removidas e que apenas a contribuição da turbulência estão sendo contabilizados. Em estudos anteriores, fluxos são estimados para janelas temporais de 10 a 15 minutos, que podem ser menores que a escalas temporais dos maiores turbilhões (HOVEN, 1957; FIEDLER; PANOFISKY, 1970). Este fato aumenta a incerteza das estimativas baseadas em janelas temporais fixas. Isto é ilustrado na figura 4.10, onde os fluxos obtidos a partir de séries de 10 min e aqueles obtidos usando séries de 4 horas filtradas pela metodologia apresentada são ambos comparados com os fluxos calculados pelo algoritmo de *bulk* (FAIRALL et al., 1996, 2003) e a parametrização W92 para o CO_2 . É evidente que todas as estimativas de fluxos usando janelas de 10 min apresentam maior espalhamento, indicando grandes incertezas nesse caso. Além do mais, a região onde ocorre maior espalhamento dos fluxos de 10 min é a região das

Tabela 4.3: O mesmo da tabela 4.2 calculado para o cruzeiro ACEX.

	$\tau_{uw}(m/s)$	$He(W/m^2)$	$Le(W/m^2)$	$F_c(mol/m^2ano)$
10-min CV	-0,1154 ($\pm 0,1391$)	16,4539 ($\pm 24,6691$)	18,7043 ($\pm 34,0288$)	4,4627 ($\pm 12,5770$)
4-h filt. EEMD	-0,1226 ($\pm 0,1171$)	17,2337 ($\pm 22,0274$)	20,3684 ($\pm 26,8705$)	1,9064 ($\pm 13,8600$)

Tabela 4.4: Erro quadrático médio médio estimados para os fluxos de CV em relação aos obtidos pelas fórmulas de *bulk* calculados para o cruzeiro HalocAST.

	Fórmula de Bulk			
	$u_*(m/s)$	$He(W/m^2)$	$Le(W/m^2)$	$CO_2(mol/m^2ano)$
10 min CV	0.144	16.234	76.789	10.250
4h filt. EEMD	0.136	13.522	80.987	2.969

baixas magnitudes. Isto está provavelmente associado ao fato de que esses são casos com turbulência reduzida, quando a janela de 10 min está provavelmente incluindo uma contribuição significativa dos movimentos não-turbulentos. É importante mencionar que o valor médio medido de $|\Delta p CO_2|$ neste cruzeiro é 39,7 ppm. Normalmente, estes valores são considerados inapropriadamente pequenos para estimativa das covariâncias (HO et al., 2011), possivelmente explicando o grande espalhamento nas estimativas dos fluxos desse escalar usando janelas de 10 min.

Na figura 4.11, a mesma análise foi aplicada aos fluxos de calor sensível e calor latente calculados para todo o cruzeiro ACEX (FARIAS, 2015). Embora os fluxos de calor latente tenham sido subestimados em relação aos fluxos de *bulk*, o maior espalhamento é observado nos fluxos calculados usando janelas de 10 min. É importante notar, que tanto para os fluxos do cruzeiro ACEX (figura 4.11) quanto para o cruzeiro HalocAST (figura 4.10), as estimativas obtidas usando séries de 4 h filtradas, diminuíram consideravelmente a ocorrência de valores negativos dos fluxos de calor sensível e latente.

Os erros quadráticos médios associado aos fluxos de 4 horas (EEMD) com relação aos estimados usando fórmula de *bulk* (figura 4.10) são menores que aqueles obtidos das janelas de 10 min para o momento e calor sensível, mas não para o calor latente, como pode ser observado na tabela 4.4. No caso do cruzeiro ACEX (figura 4.11) foi obtida uma redução no erro quadrático médio tanto para os fluxos de calor sensível ($\approx 44\%$) quanto para o calor latente ($\approx 10\%$), como mostrado na tabela 4.5.

Tabela 4.6 mostra que, para os fluxos de CO_2 calculados a partir das medidas do cruzeiro HalocAST, as estimativas de 4 horas filtradas usando EEMD resultam em erros menores que os de 10 min não filtrados em relação a qualquer uma das três parame-

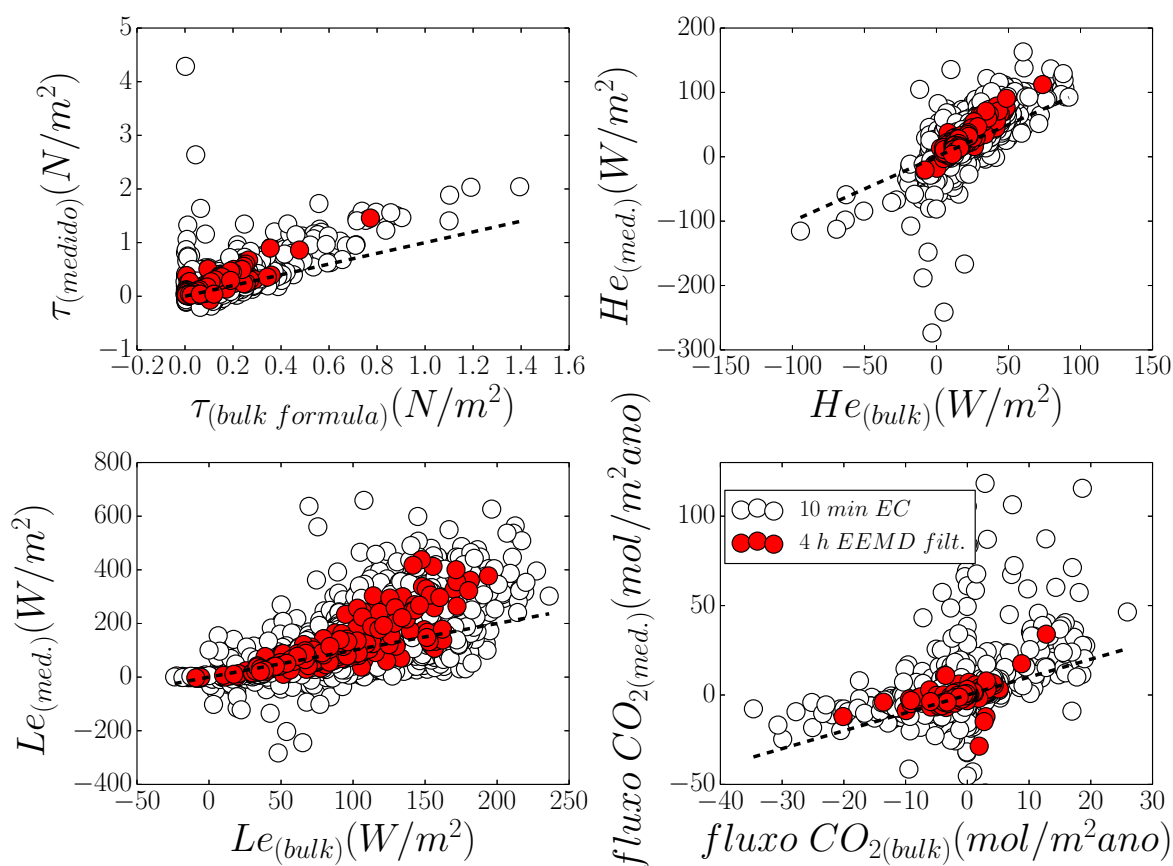


Figura 4.10: Fluxos de 10 min (círculos brancos) e 4 h (círculos vermelhos) em relação aos fluxos obtidos através de fórmulas de *bulk* obtidos para o cruzeiro HalocAST. A velocidade de fricção u_* está associada ao fluxo de momento τ_{uw} pela relação $\tau_{uw} = -\rho u_*^2$.

trizações para a velocidade de transferência k (LM86,W92 e WM99). Entre as três, a comparação com LM86 resultou no menor valor de erro. Neste caso, o erro associado com a presente abordagem é menos de um terço dos encontrados para as janelas de 10 min.

Embora o menor valor de erro foi alcançado com relação aos fluxos calculados usando uma relação linear entre a velocidade de transferência e a velocidade vento, este resulta não conclusivo pois nenhum critério foi utilizado para determinar quais intervalos apresentavam condições necessárias para que estimativas confiáveis de fluxos fossem calculadas usando a CV.

Para o cruzeiro HalocAST, as relações estimadas entre a velocidade de transferência normalizada k_{660} e a velocidade do vento são apresentadas na figura 4.12, onde U_{10} é a velocidade média do vento a 10 m acima da superfície do mar. De maneira semelhante ao apresentado por Edson et al. (2011), todos os intervalos usados nas estimativas de fluxos deveriam satisfazer dois critérios: direção média do vento (relativa ao navio) menor que 80° e maior que 260° e $|\Delta p CO_2| \geq 35 ppm$. O primeiro critério é usado para des-

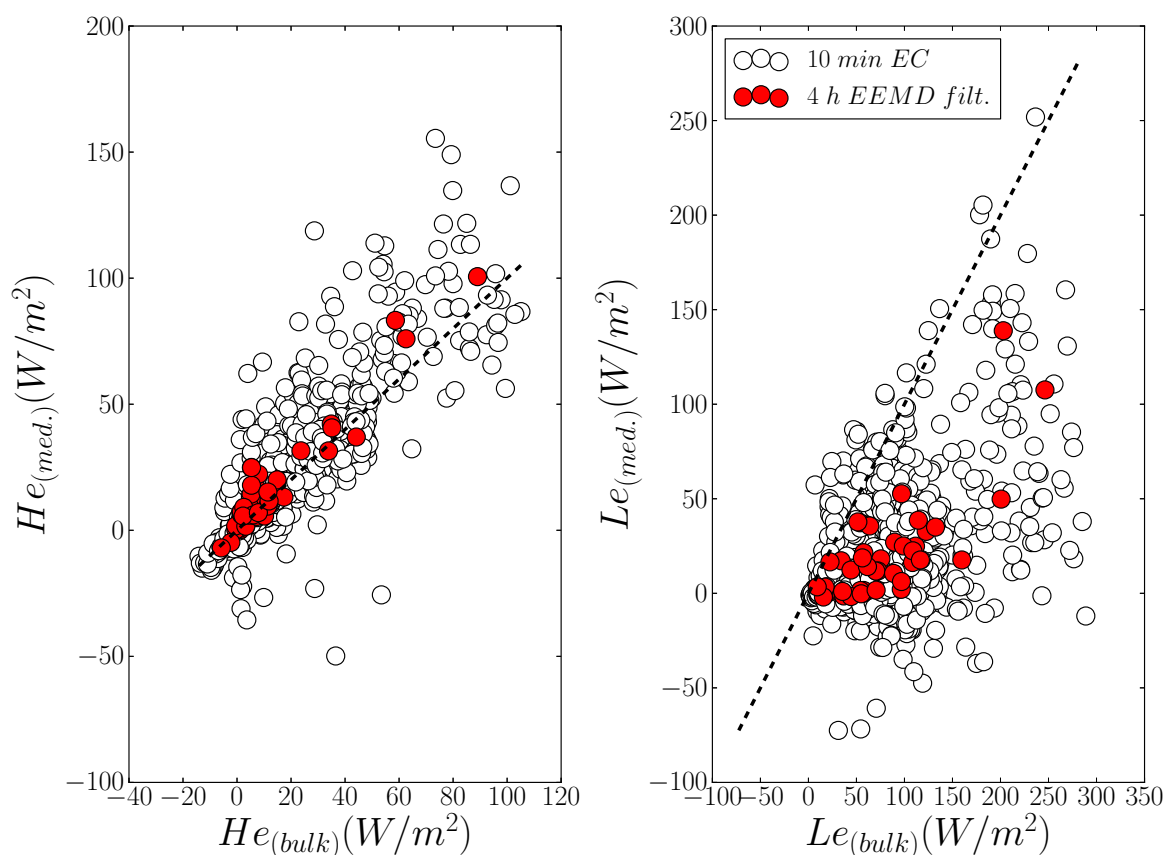


Figura 4.11: Fluxos de 10 min (círculos brancos) e 4 h (círculos vermelhos) em relação aos fluxos obtidos através de fórmulas de *bulk* calculados para o cruzeiro ACEX.

cartar medidas afetadas pela distorção do escoamento causado pelo casco do navio e, o segundo, é usado para garantir uma relação sinal-ruído nas medidas de CO_2 que seja grande o suficiente para estimativas confiáveis das covariâncias.

Ocorre uma considerável redução no espalhamento dos dados obtidos usando a metodologia proposta em comparação com a usual janela de 10 min (figura 4.12 superior). Quando as estimativas de k_{660} são agrupadas em médias de 1 m s^{-1} (figura 4.12 inferior), duas diferentes relações com U_{10} podem ser observadas. Para $U_{10} \leq 13 \text{ m s}^{-1}$, as estimativas baseadas na abordagem da EEMD assemelham-se às expressões quadráticas de W92 e cúbica de WM99. Para $U_{10} > 13 \text{ m s}^{-1}$ a baixa ocorrência de valores de k_{660} nessa região, principalmente para os fluxos de 4 horas, torna impossível a determinação de uma relação funcional com U_{10} . Contudo, ficou evidente que tanto as expressões quadrática quanto a cúbica fornecem um bom ajuste para as observações de ventos menos intensos. Estes fatos sugerem que, neste experimento, em condições de ventos forte, a velocidade de transferência do gás é menos dependente de u_* , sendo afetado por algum mecanismo de inibição. A presença de surfactantes pode ser considerada, para fins práticos, uma inibidora na troca de CO_2 na interface oceano/atmosfera (WANNINKHOF et al., 2009).

Tabela 4.5: O mesmo da tabela 4.4 calculado para o cruzeiro ACEX.

	Fórmula de <i>Bulk</i>	
	$He(W/m^2)$	$Le(W/m^2)$
10 min CV	13.451	75.304
4h filt. EEMD	7.451	67.971

Tabela 4.6: O mesmo da tabela 4.4 calculado para os fluxos de CV do cruzeiro HalocAST em relação aos fluxos obtidos a partir de fórmulas de *bulk* usando três diferentes parametrizações para a velocidade de transferência k .

	Fórmula de <i>Bulk</i>		
	LM-86	W-92	WM-99
10 min CV	9.925	10.250	13.067
4h filt. EEMD	2.767	2.969	6.937

É importante notar que, independentemente da velocidade do vento, as estimativas de k_{660} calculadas a partir da metodologia que emprega a EEMD são, em geral, maiores que aquelas calculadas usando janelas de 10 min, sugerindo que a metodologia atualmente proposta evita sistematicamente valores subestimados da velocidade de transferência.

Funções polinomiais de segunda e terceira ordem, na forma $K_{660}(U_{10}) = a + bU_{10}^n$, $n = 2, 3$ (MCGILLIS et al., 2001b; PRYTHERCH et al., 2010), são ajustadas usando as estimativas de 4 h de k_{660} representadas por losangos vermelhos na figura 4.12 (superior). Foram utilizados valores de k_{660} onde $U_{10} \leq 13m.s^{-1}$. Para o ajuste de segunda ordem, o coeficiente quadrático b encontrado foi 0.346 ($r^2 = 0.72$). Este resultado está de acordo com os valores propostos em estudos anteriores tal como Ho et al. (2006), que encontrou 0.254 ou Wanninkhof (1992), no qual obteve um valor igual a 0.310. No ajuste de terceira ordem, o coeficiente b calculado usando a metodologia apresentada foi de 0.020 ($r^2 = 0.69$), que está entre os valores 0.014 encontrado por McGillis et al. (2004) e 0.034 obtido por Prytherch et al. (2010).

Os valores semelhantes de r^2 obtidos usando ambas as relações quadrática e cúbica sugerem que, dentro do mesmo intervalo de intensidade do vento, não existe diferença significativa entre as duas expressões. Contudo, uma importante diferença entre elas diz respeito ao valor do coeficiente a . Apenas no ajuste cúbico, um valor realístico (positivo) para este coeficiente foi obtidos. Mesmo em condições com pouca turbulência, ou seja, pequenos valores de U_{10} , existe ainda uma transferência de CO_2 para atmosfera através da superfície das bolhas presentes na superfície do oceano (WANNINKHOF et al., 2009).

Usando os valores de k_{660} derivados dos fluxos de 10 min (círculos brancos na figura 4.12 superior), a qualidade dos ajustes caem significativamente, nesse caso, me-

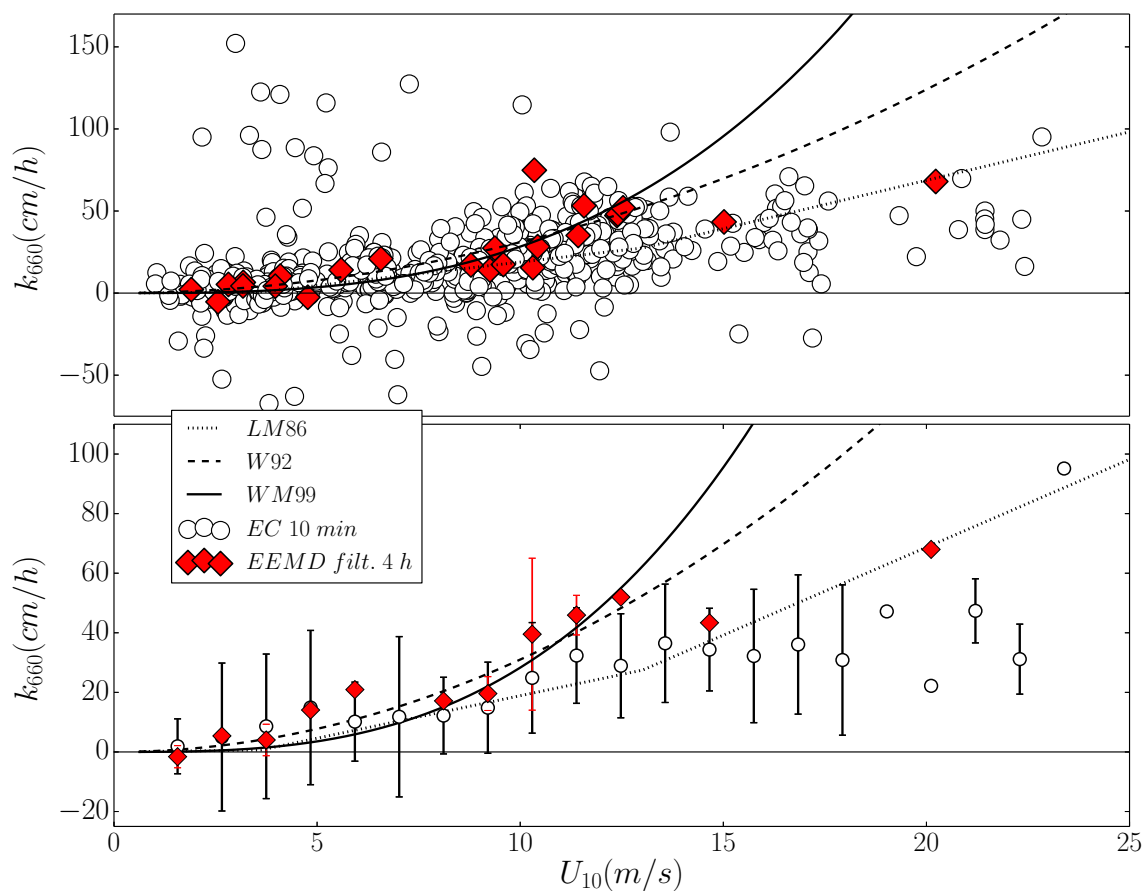


Figura 4.12: Superior: Relação entre velocidade de transferência k_{660} e U_{10} estimados usando fluxos de 10 min (círculos brancos) e 4 h (losangos vermelhos). Inferior: Relação de k_{660} e U_{10} representada em médias em blocos ($1ms^{-1}$). As linhas verticais representam o desvio padrão médio. Em ambas as figuras, as curvas pretas pontilhadas, tracejadas e contínuas representam as relações LM-86, W-92 e WM-99 respectivamente.

didadas de r^2 próximos de 0.17 foram encontrados para ambos os ajustes, quadrático e cúbico. Valores semelhantes de r^2 foram obtidos mesmo quando os estimativas médias de k_{660} (círculos brancos na figura 4.12 inferior) foram utilizados nos ajustes.

5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS

Medidas de fluxos turbulentos na interface oceano/atmosfera são naturalmente complexas de serem realizadas. Incertezas adicionais causadas por diversas fontes ambientais e instrumentais exigem a elaboração de experimentos igualmente complexos. Como já foi mostrado, muitas dessas incertezas podem ser evitadas ou reduzidas usando uma série de medidas que envolvem arranjos instrumentais adequados e pós-processamento das medidas.

No entanto, a contaminação dos eventos de mesoescala nas estimativas dos fluxos turbulentos é uma fonte constante de incerteza que não pode ser evitada. A abordagem mais comum para reduzir a contribuição dos eventos de mesoescala nas estimativas dos fluxos consiste em determinar a escala temporal da lacuna espectral que separa os movimentos turbulentos dos eventos não-turbulentos. Em seguida, as covariâncias são calculadas usando uma janela temporal da ordem da escala da lacuna espectral. Mesmo utilizando métodos mais robustos para determinação da lacuna espectral, como o coespectro de multiresolução, não existe garantia de que a contribuição dos eventos não-turbulentos sejam completamente eliminadas. Além disso, o uso de uma janela temporal da ordem das escalas dos maiores turbilhões impossibilita que todo o espectro turbulento seja estatisticamente bem amostrado, principalmente as flutuações associadas aos grandes turbilhões.

Wang et al. (2013) apresentaram pela primeira vez uma metodologia, baseada na DME, onde valores da lacuna coespectral pudessem ser determinados e os modos de oscilação associados aos movimentos de mesoescala pudessem ser removidos das medidas antes do cálculo das covariâncias. Nesse trabalho, foi utilizada uma metodologia adaptada para facilitar a determinação da lacuna coespectral através do pseudo-coespectro de DME. As melhorias adicionadas ao método pela EEMD também foram apresentadas.

Durante o processo de “calibração” da metodologia, foi possível identificar que a utilização de séries mais longas, como de 4 h, permitiu uma determinação mais precisa da lacuna coespectral. Inclusive, esta iniciativa aumentou a porcentagem de intervalos em que a lacuna pôde ser identificada, o que garante que de fato as medidas filtradas sejam genuinamente não-turbulentas. Em ambos cruzeiros analisados, o valor médio da lacuna encontrada passou de aproximadamente 10 min para 30 min, quando o comprimento da série passou de 1 para 4 h. Voronovich e Kiely (2007), usando a análise de multiresolução (MR) em séries de 109 min, encontrou escalas da lacuna que variavam de 4,2 min até 18,3 min. Os valores obtidos por Wang et al. (2013) usando a DME para séries de 1 h são, em sua grande maioria, menores que 10 min. O fato de terem sido identificadas lacunas espectrais com escalas temporais maiores que 30 min, alcançando valores extremos de 1,5 h, sugere que a precisão da MR e da DME na determinação das lacunas sejam

prejudicadas pelo tamanho limitado da série, no caso 1 h. Essa hipótese é sustentada pelos resultados obtidos por Metzger e Holmes (2008). Nesse trabalho a lacuna espectral foi determinada utilizando tanto o método da Ogiva quanto a análise de multiresolução aplicados à séries de 4 h. O valor médio da escala da lacuna identificado pela MR foi de ≈ 30 min enquanto, através do método da Ogiva, foram encontrado um valor médio de $\approx 25,7$ min. Esses valores coincidem com os encontrados pela metodologia de DME aplicada em séries de 4 h.

Em termos de valores médios, uma janela de 10 min mostrou-se até certo ponto aceitável, pois a variabilidade, independente da causa, é reduzida pelo processo de média. Voronovich e Kiely (2007) obteve uma diferença de apenas 4% nos valores de fluxos médios calculados usando janelas de 10 min em comparação com os calculados para séries de 109 min. Para o cruzeiro HalocAST, a metodologia proposta aplicada em séries de 4 h resultou em um aumento no valor absoluto dos fluxos que variaram de 8,9 a 13,6% em relação aos fluxos tradicionalmente calculados usando janelas de 10 min, com exceção do fluxo de CO_2 . No cruzeiro ACEX, essas porcentagens variaram de 4,7 a 8,9%. Esse aumento nos valores estimados dos fluxos, é um forte indício de que, além da remoção completa dos eventos não-turbulentos nas estimativas, uma melhor representação estatística das oscilações associadas aos grandes turbilhões está sendo obtida. Com base nesses resultados, testes futuros deverão ser feitos em outros tipos de experimentos, onde os efeitos causados pelos eventos de mesoescala nas medidas turbulentas sejam muito mais relevantes que nestes casos estudados. No caso específico dos fluxos de CO_2 , os valores absolutos obtidos das séries de 4 h filtradas são 71% (HalocAST) e 57% (ACEX) menores que os respectivos valores dos fluxos de 10 min. Esses resultados mostram que uma análise média de longos períodos não é indicada para variáveis como o fluxo de CO_2 . A eficiência da metodologia utilizada nesse trabalho só pôde ser observada nos fluxos em que o transporte é predominantemente dependente da turbulência ou seja, os melhores resultados são obtidos em fluxos com características homogêneas e estacionárias, que é o caso do fluxo de momento, calor sensível e latente sobre o oceano. Com relação aos fluxos de CO_2 , não ficou claro ao certo se a grande redução nos valores absolutos dos fluxos obtidos quando a nova metodologia é usada, está relacionada com a remoção da contribuição dos eventos de mesoescala nas estimativas, tal qual a hipótese assumida. Existe a possibilidade de que a grande variabilidade observada nos fluxos calculados a partir de séries curtas sejam causadas por outros fatores, como forçantes localizados, que possam estar de alguma forma sendo descaracterizados com o uso da estatística de séries longas como as de 4 h.

A metodologia apresentada mostrou-se eficiente em determinar o transporte médio realizado apenas pela turbulência, independentemente de qualquer tipo de condição previamente imposta. Esse é um fato bastante útil, quando é desejada uma comparação com fluxos estimados por teoria de similaridade ou fórmulas *bulk*. A comparação

realizada entre os fluxos das séries de 4 h filtradas e os fluxos de 10 min com relação aos fluxos *bulk*, mostrou que a nova metodologia reduziu consideravelmente o espalhamento das medidas. Uma quantidade significativa de valores negativos de calor sensível e calor latente indicam que fluxos calculados para janelas curtas de 10 min representam muito bem eventos localizados, mas não o transporte médio característico. A redução do espalhamento das medidas de fluxos através da representação média do transporte turbulento, possibilitada pela nova metodologia, permite que parametrizações mais robustas possam ser feitas.

As questões estatísticas associadas aos fluxos de CO_2 obtidos de janelas curtas, aumentam ainda mais a incerteza nos valores calculados de k_{660} , o que dificulta ainda mais a determinação de uma parametrização para essa grandeza. As parametrizações da velocidade de transferência envolvem unicamente a dependência com a velocidade do vento, ou seja, a turbulência. Por esse motivo, podemos esperar que uma relação funcional com a velocidade do vento seja muito mais clara para os valores de k_{660} obtidos usando fluxos calculados através da metodologia proposta do que com os valores calculados a partir de janelas de 10 min. Embora a nova metodologia subestime os valores médios dos fluxos de CO_2 com relação aos fluxos de 10 min, o fato de que os valores de k_{660} calculados usando a metodologia apresentada ajustem bem as relações quadrática e cúbica com a velocidade do vento (U_{10}), sem precisar usar uma representação média em blocos, é evidência de que, para fins de comparação com parametrizações simples de escalares, a metodologia mostrou ser muito robusta.

Embora os objetivos propostos tenham sido alcançados, algumas questões essenciais ainda precisam ser discutidas no intuito de melhorar a qualidade das medidas, principalmente de CO_2 . Miller, Marandino e Saltzman (2010) sugerem a aplicação do método da ogiva para corrigir a perda de fluxo de CO_2/H_2O devido ao amortecimento das flutuações de alta frequência pelo contato do ar com as paredes do tubo dos AGIV de caminho-fechado. Nessa mesma citação, uma metodologia de filtragem do sinal induzido nas medidas de CO_2 também é apresentada. Recentemente, o efeito da distorção do escoamento nas medidas de velocidade do vento em navios tem sido discutida e uma abordagem híbrida baseada no método de ajuste planar (WILCZAK; ONCLEY; STAGE, 2001) e o método de correção descrito nesse trabalho (equação 1.1). A implementação dessas métodos já está sendo realizada.

Quanto ao método de filtragem dos eventos não-turbulentos, melhorias no algoritmo da EEMD ainda podem ser feitas. Colominas, Schlotthauer e Torres (2014) apresentam um novo algoritmo para a DME chamado Ensemble-DME Completa com Ruído Adaptativo (*Complete Ensemble EMD with Adaptive Noise - CEEMDAN*). Essa metodologia permite uma decomposição em componentes menos ruidosas e com maior sentido físico, recuperando a propriedade de plenitude da decomposição. A principal característica desse algoritmo é que o resíduo de cada FMI é o mesmo para todo ensemble. Isso

significa que o número total de FMIs obtidas em cada realização é o mesmo, o que não acontece no algoritmo utilizado nesse trabalho. Sendo assim, a utilização desse novo algoritmo aumentaria a resolução da metodologia, principalmente nas baixas frequências.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ACEVEDO, O. C.; MORAES, O. L.; DEGRAZIA, G. A.; MEDEIROS, L. E. Intermittency and the exchange of scalars in the nocturnal surface layer. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 119, n. 1, p. 41–55, 2006.

AUBINET, M. Eddy covariance CO₂ flux measurements in nocturnal conditions: an analysis of the problem. **Ecological Applications**, Eco Soc America, v. 18, n. 6, p. 1368–1378, 2008.

AUBINET, M.; VESALA, T.; PAPALE, D. **Eddy covariance: a practical guide to measurement and data analysis**. Dordrecht: Springer Science & Business Media, 2012. 438 p.

COLOMINAS, M. A.; SCHLOTTHAUER, G.; TORRES, M. E. Improved complete ensemble EMD: A suitable tool for biomedical signal processing. **Biomedical Signal Processing and Control**, v. 14, n. 0, p. 19 – 29, 2014.

DICKSON, A. G.; GOYET, C. **Handbook of methods for the analysis of the various parameters of the carbon dioxide system in sea water**. USA: Department of Energy, 2005.

EDSON, J.; FAIRALL, C.; BARITEAU, L.; ZAPPA, C.; CIFUENTES-LORENZEN, A.; MCGILLIS, W.; PEZOA, S.; HARE, J.; HELMIG, D. Direct covariance measurement of CO₂ gas transfer velocity during the 2008 southern ocean gas exchange experiment: Wind speed dependency. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, Wiley Online Library, v. 116, n. C4, 2011.

EDSON, J.; HINTON, A.; PRADA, K.; HARE, J.; FAIRALL, C. Direct covariance flux estimates from mobile platforms at sea. **Journal of Atmospheric and Oceanic Technology**, v. 15, n. 2, p. 547–562, 1998.

FAIRALL, C.; BRADLEY, E. F.; HARE, J.; GRACHEV, A.; EDSON, J. Bulk parameterization of air-sea fluxes: Updates and verification for the COARE algorithm. **Journal of climate**, v. 16, n. 4, p. 571–591, 2003.

FAIRALL, C. W.; BRADLEY, E. F.; ROGERS, D. P.; EDSON, J. B.; YOUNG, G. S. Bulk parameterization of air-sea fluxes for Tropical Ocean-global Atmosphere Coupled-Ocean Atmosphere Response Experiment. **Journal of Geophysical Research: Oceans (1978–2012)**, Wiley Online Library, v. 101, n. C2, p. 3747–3764, 1996.

FARIAS, P. C. **Fluxos de calor e dióxido de carbono entre o oceano e a atmosfera na região costeira e oceânica do Sul do Brasil**. 2015. 84 f. Dissertação (Mestrado em Física) — Universidade Federal de Santa Maria, Santa Maria, 2015.

FIEDLER, F.; PANOFSKY, H. A. Atmospheric scales and spectral gaps. **Bulletin of the American Meteorological Society**, v. 51, n. 12, p. 1114–1120, 1970.

FUJITANI, T. Direct measurement of turbulent fluxes over the sea during AMTEX. **Papers in Meteorology and Geophysics**, v. 32, p. 119–134, 1981.

GARRISON, T. **Fundamentos de oceanografia**. [S.l.]: Cengage Learning, 2010.

GOLDSTEIN, H.; POOLE, C.; SAFKO, J. **Classical mechanics**. Boston: Addison-Wesley, 1965. 398 p.

HO, D. T.; LAW, C. S.; SMITH, M. J.; SCHLOSSER, P.; HARVEY, M.; HILL, P. Measurements of air-sea gas exchange at high wind speeds in the southern ocean: Implications for global parameterizations. **Geophysical Research Letters**, Wiley Online Library, v. 33, n. 16, 2006.

HO, D. T.; SABINE, C. L.; HEBERT, D.; ULLMAN, D. S.; WANNINKHOF, R.; HAMME, R. C.; STRUTTON, P. G.; HALES, B.; EDSON, J. B.; HARGREAVES, B. R. Southern ocean gas exchange experiment: setting the stage. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, Wiley Online Library, v. 116, n. C4, 2011.

HOVEN, I. Van der. Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour. **Journal of Meteorology**, v. 14, n. 2, p. 160–164, 1957.

HOWELL, J.; MAHRT, L. Multiresolution flux decomposition. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 83, n. 1, p. 117–137, 1997.

HU, L.; YVON-LEWIS, S.; LIU, Y.; BIANCHI, T. S. The ocean in near equilibrium with atmospheric methyl bromide. **Global Biogeochemical Cycles**, Wiley Online Library, v. 26, n. 3, 2012.

HUANG, N. E.; SHEN, Z.; LONG, S. R.; WU, M. C.; SHIH, H. H.; ZHENG, Q.; YEN, N.-C.; 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**, The Royal Society, v. 454, n. 1971, p. 903–995, 1998.

HUANG, N. E.; WU, Z. A review on Hilbert-Huang transform: Method and its applications to geophysical studies. **Reviews of Geophysics**, Wiley Online Library, v. 46, n. 2, 2008.

JOHNSON, J. E. Evaluation of a seawater equilibrators for shipboard analysis of dissolved oceanic trace gases. **Analytica Chimica Acta**, Elsevier, v. 395, n. 1, p. 119–132, 1999.

KATUL, G. G.; GERON, C. D.; HSIEH, C.-I.; VIDAKOVIC, B.; GUENTHER, A. B. Active turbulence and scalar transport near the forest-atmosphere interface. **Journal of Applied Meteorology**, v. 37, n. 12, p. 1533–1546, 1998.

KÖRTZINGER, A.; MINTROP, L.; WALLACE, D. W.; JOHNSON, K. M.; NEILL, C.; TILBROOK, B.; TOWLER, P.; INOUE, H. Y.; ISHII, M.; SHAFFER, G. et al. The international at-sea intercomparison of fCO₂ systems during the R/V Meteor Cruise 36/1 in the North Atlantic Ocean. **Marine Chemistry**, Elsevier, v. 72, n. 2, p. 171–192, 2000.

LENSCHOW, D.; RAUPACH, M. The attenuation of fluctuations in scalar concentrations through sampling tubes. **Journal of Geophysical Research**, American Geophysical Union, v. 96, n. D8, p. 15259–15, 1991.

LISS, P. S.; MERLIVAT, L. Air-sea gas exchange rates: Introduction and synthesis. In: **The role of air-sea exchange in geochemical cycling**. Dordrecht: Springer, 1986. p. 113–127.

MAHRT, L. Computing turbulent fluxes near the surface: needed improvements. **Agricultural and Forest Meteorology**, Elsevier, v. 150, n. 4, p. 501–509, 2010.

MAHRT, L.; MOORE, E.; VICKERS, D.; JENSEN, N. Dependence of turbulent and mesoscale velocity variances on scale and stability. **Journal of Applied Meteorology**, v. 40, n. 3, p. 628–641, 2001.

MALLAT, S. G. A theory for multiresolution signal decomposition: the wavelet representation. **Pattern Analysis and Machine Intelligence, IEEE Transactions**, IEEE, v. 11, n. 7, p. 674–693, 1989.

MARANDINO, C.; BRUYN, W. D.; MILLER, S.; SALTZMAN, E. Eddy correlation measurements of the air/sea flux of dimethylsulfide over the North Pacific Ocean. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres (1984–2012)**, Wiley Online Library, v. 112, n. D3, 2007.

MCGILLIS, W.; EDSON, J.; HARE, J.; FAIRALL, C. Direct covariance air-sea CO₂ fluxes. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, Wiley Online Library, v. 106, n. C8, p. 16729–16745, 2001.

MCGILLIS, W. R.; EDSON, J. B.; WARE, J. D.; DACEY, J. W.; HARE, J. E.; FAIRALL, C. W.; WANNINKHOF, R. Carbon dioxide flux techniques performed during GasEx-98. **Marine Chemistry**, Elsevier, v. 75, n. 4, p. 267–280, 2001.

MCGILLIS, W. R.; EDSON, J. B.; ZAPPA, C. J.; WARE, J. D.; MCKENNA, S. P.; TERRAY, E. A.; HARE, J. E.; FAIRALL, C. W.; DRENNAN, W.; DONELAN, M. et al. Air-sea CO₂ exchange in the equatorial Pacific. **Journal of Geophysical Research: Oceans (1978–2012)**, Wiley Online Library, v. 109, n. C8, 2004.

METZGER, M.; HOLMES, H. Time scales in the unstable atmospheric surface layer. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 126, n. 1, p. 29–50, 2008.

MILLER, S.; HRISTOV, T.; EDSON, J.; FRIEHE, C. Platform motion effects on measurements of turbulence and air-sea exchange over the open ocean. **Journal of Atmospheric and Oceanic Technology**, v. 25, n. 9, p. 1683–1694, 2008.

MILLER, S. D.; GOULDEN, M. L.; MENTON, M. C.; ROCHA, H. R. da; FREITAS, H. C. de; FIGUEIRA, A. M. e. S.; SOUSA, C. A. Dias de. Biometric and micrometeorological measurements of tropical forest carbon balance. **Ecological Applications**, Eco Soc America, v. 14, n. sp4, p. 114–126, 2004.

MILLER, S. D.; MARANDINO, C.; SALTZMAN, E. S. Ship-based measurement of air-sea CO₂ exchange by Eddy Covariance. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres (1984–2012)**, Wiley Online Library, v. 115, n. D2, 2010.

MONIN, A. S.; YAGLOM, A. M. **Statistical fluid mechanics: mechanics of turbulence**. [S.l.: s.n.].

PEIXÓTO, J. P.; OORT, A. H. Physics of climate. **American institute of physics, New York**, 1992.

PEZZI, L. P.; SOUZA, R. B.; MÖLLER, O. **Relatório técnico de Cruzeiro Oceanográfico no NHO Cruzeiro do Sul**. p. 33, 2012.

PRYATHERCH, J.; YELLAND, M. J.; PASCAL, R. W.; MOAT, B. I.; SKJELVAN, I.; SROKOSZ, M. A. Open ocean gas transfer velocity derived from long-term direct measurements of the CO₂ flux. **Geophysical Research Letters**, Wiley Online Library, v. 37, n. 23, 2010.

QUÉRÉ, C. L.; RÖDENBECK, C.; BUITENHUIS, E. T.; CONWAY, T. J.; LANGENFELDS, R.; GOMEZ, A.; LABUSCHAGNE, C.; RAMONET, M.; NAKAZAWA, T.; METZL, N. Saturation of the Southern ocean CO₂ sink due to recent climate change. **Science**, American Association for the Advancement of Science, v. 317, n. 5863, p. 1735–1738, 2007.

SATO, O. T. Fluxos de calor oceânico medido por meio de satélites. In: SOUSA, R. B. (Ed.). **Oceanografia por satélites**. 1. ed. São Paulo: Oficina de Textos, 2005. p. 148–165.

STULL, R. B. **An introduction to boundary layer meteorology**. Dordrecht: Springer Science & Business Media, 1988.

VICKERS, D.; MAHRT, L. A solution for flux contamination by mesoscale motions with very weak turbulence. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 118, n. 3, p. 431–447, 2006.

VORONOVICH, V.; KIELY, G. On the gap in the spectra of surface-layer atmospheric turbulence. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 122, n. 1, p. 67–83, 2007.

WALLACE, J. M.; HOBBS, P. V. **Atmospheric science: an introductory survey**. [S.l.]: Academic press, 2006.

WANG, J.; SONG, J.; HUANG, Y.; FAN, C. Application of the hilbert–huang transform to the estimation of air-sea turbulent fluxes. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 147, n. 3, p. 553–568, 2013.

WANNINKHOF, R. Relationship between wind speed and gas exchange over the ocean. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, Wiley Online Library, v. 97, n. C5, p. 7373–7382, 1992.

WANNINKHOF, R.; ASHER, W. E.; HO, D. T.; SWEENEY, C.; MCGILLIS, W. R. Advances in quantifying air-sea gas exchange and environmental forcing. **Marine Science**, v. 1, 2009.

WANNINKHOF, R.; MCGILLIS, W. R. A cubic relationship between air-sea co2 exchange and wind speed. **Geophysical Research Letters**, Wiley Online Library, v. 26, n. 13, p. 1889–1892, 1999.

WEBB, E. K.; PEARMAN, G. I.; LEUNING, R. Correction of flux measurements for density effects due to heat and water vapour transfer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 106, n. 447, p. 85–100, 1980.

WEISS, A.; KUSS, J.; PETERS, G.; SCHNEIDER, B. Evaluating transfer velocity-wind speed relationship using a long-term series of direct eddy correlation CO₂ flux measurements. **Journal of Marine Systems**, Elsevier, v. 66, n. 1, p. 130–139, 2007.

WILCZAK, J. M.; ONCLEY, S. P.; STAGE, S. A. Sonic anemometer tilt correction algorithms. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 99, n. 1, p. 127–150, 2001.

WU, Z.; HUANG, N. E. Ensemble empirical mode decomposition: a noise-assisted data analysis method. **Advances in adaptive data analysis**, World Scientific, v. 1, n. 01, p. 1–41, 2009.

WU, Z.; HUANG, N. E.; LONG, S. R.; PENG, C.-K. On the trend, detrending, and variability of nonlinear and nonstationary time series. **Proceedings of the National Academy of Sciences**, National Acad Sciences, v. 104, n. 38, p. 14889–14894, 2007.

WYNGAARD, J. C. **Turbulence in the Atmosphere**. Cambridge: Cambridge University Press, 2010.

XU, Y.; CHEN, J. Characterizing nonstationary wind speed using empirical mode decomposition. **Journal of structural Engineering**, American Society of Civil Engineers, v. 130, n. 6, p. 912–920, 2004.