**Fabrício Sanguinetti Cruz de Oliveira**

# Sinais propagantes para oeste no oceano Atlântico: vórtices ou ondas de Rossby?

Tese apresentada ao Instituto Oceanográfico da Universidade de São Paulo, como parte dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Ciências, área de Oceanografia Física

Orientador: Prof. Dr. Paulo Simionatto Polito

**São Paulo**

**2010**

Universidade de São Paulo
Instituto Oceanográfico

# Sinais propagantes para oeste no oceano Atlântico: vórtices ou ondas de Rossby?

**Fabrício Sanguinetti Cruz de Oliveira**

Tese apresentada ao Instituto Oceanográfico da Universidade de São Paulo, como parte dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Ciências, área de Oceanografia Física

Aprovada em _____ / _____ / _____ por:

| | |
|---|---|
| Prof(a). Dr(a). | Conceito |
| Prof(a). Dr(a). | Conceito |
| Prof(a). Dr(a). | Conceito |
| Prof(a). Dr(a). | Conceito |
| Prof(a). Dr(a). | Conceito |

*Aos meus pais e a minha tia*
*(in memorian), pelo apoio.*

*"A imaginação é mais importante que a ciência, porque a ciência é limitada, ao passo que a imaginação abrange o mundo inteiro."*

*Albert Einstein*

# Sumário

**Agradecimentos** **iv**

**Resumo** **v**

**Abstract** **vii**

**Lista de Acrônimos** **ix**

**Lista de Figuras** **xv**

**Lista de Tabelas** **xvi**

**1 Introdução** **1**

1.1 Ondas de Rossby . . . . . 4

1.1.1 Descrição . . . . . 4

1.1.2 Observações . . . . . 5

1.2 Vórtices de mesoescala . . . . . 8

1.2.1 Descrição . . . . . 8

1.2.2 Observações . . . . . 10

1.3 Justificativa . . . . . 14

1.4 Objetivos . . . . . 15

**2 Área de Estudo** **17**

2.1 Sub-áreas de intensa atividade vortical . . . . . 21

2.1.1 Corrente das Agulhas . . . . . 21

2.1.2 Confluência Brasil-Malvinas . . . . . 21

2.1.3 Corrente do Golfo . . . . . 22

**3 Conjunto de Dados** **23**

3.1 Altura da superfície do mar . . . . . 23

3.2 Temperatura da superfície do mar . . . . . 26

**4 Metodologia** **28**

4.1 Pré-Processamento . . . . . 29

4.2 Filtros FIR-2D . . . . . 32

4.3 Função de Correlação Cruzada . . . . . 36

4.4 Transformada de Radon e sua Função Inversa . . . . . 37

4.4.1 Contextualização . . . . . 37

4.4.2 Caracterização de ondas via Transformada de Radon . . . . . 40

4.4.3 Filtro de Vórtice Circular . . . . . 44

**5 Resultados e Discussão** **52**

5.1 Correlações Cruzadas . . . . . 56

5.2 Filtro de Vórtice Circular . . . . . 74

5.2.1 Corrente das Agulhas . . . . . 75

5.2.2 Confluência Brasil-Malvinas . . . . . 86

5.2.3 Corrente do Golfo . . . . . 94

5.3 Sumário dos resultados . . . . . 102

**6 Conclusões** **105**

**7 Sugestões e Trabalhos Futuros** **113**

**Referências Bibliográficas** **115**

**A Teoria Linear** **127**

A.1 As escalas do movimento . . . . . 127

A.2 O modelo barotrópico . . . . . 128

A.3 A conservação da vorticidade . . . . . 131

A.4 A aproximação quase-geostrófica . . . . . 133

A.5 A solução ondulatória . . . . . 134
A.6 Modelos estratificados . . . . . 135

# Agradecimentos

Ao meu orientador Prof. Dr. Paulo S. Polito e a Profa. Dra. Olga T. Sato pela orientação e conhecimentos transmitidos.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pelo apoio financeiro.

Aos professores Dr. Belmiro M. C. Filho, Dr. Edmo J. D. Campos, Dr. Ilson C. A. da Silveira e Dra. Sueli S. de Godoi pela dedicação nas aulas ministradas.

Aos membros da banca que examinaram o presente documento, pela atenção e sugestões fornecidas no transcorrer da apresentação.

Aos colegas e amigos do IOUSP, Alexandre República, Cadu Batata, Caio, Cássia, Coelho, Daniel, Diogo, Fabíola, Felipe, Fernando Marin, Francisco, Ingrid, Juliana, Leandro, Lucas, Márcio, Márcio Japa, Marlos, Melissa, Paulo Barros, Piero, Rafael, Rafael R2, Raquel, Sandro, Saulo, Sebastian, Tom, Victor, Wandrey e Wellington pela contribuições no meu aprendizado científico e brincadeiras descontraídas. Aos amigos André (Grilo), Anelise, Antônio, Arthur (Alma), Carlos (Cabeça), Carlinho (Black), Enner (Lixo), Maurício (Nino), Otacílio (Zé), Rafael (Verme), Sílvia (Japa) e Thiago (Monstro), que sempre se fizeram presentes mesmo que virtualmente.

Aos meus pais Acácio e Fátima e meu irmão Alisson pelo apoio incondicional e pelo simples fato de serem quem são.

A Mariana pelo apoio e incentivo na reta final desta empreitada.

À *National Aeronautics and Space Administration* (NASA) e *Remote Sensing Systems* por disponibilizar os dados aqui utilizados.

A todos os professores e funcionários do IOUSP e as demais pessoas que direta ou indiretamente contribuíram para o desenvolvimento deste trabalho.

# Resumo

A maior parte do sinal propagante para oeste nos oceanos é explicada pelas ondas de Rossby baroclínicas. Porém, vórtices de mesoescala podem interferir na identificação dessas ondas. A maior adversidade em se distinguir o sinal dessas feições é que os vórtices parecem propagar-se com uma velocidade aproximada à velocidade de fase das ondas. Um dos objetivos do presente trabalho é caracterizar os sinais propagantes para oeste em termos da sua velocidade de fase no Atlântico. A análise se baseia em de dados das anomalias da altura da superfície do mar (ASM) e da temperatura de superfície do mar (TSM) derivados dos altímetros TOPEX/Poseidon e Jason-1 e radiômetro TRMM/TMI. As anomalias de ASM e TSM foram filtradas por um conjunto de filtros de resposta impulsiva finita (FIR) para eliminar o sinais sazonais, interanuais e sinais de alta freqüência. A análise de correlação cruzada entre as matrizes zonais-temporais de ASM e TSM foi feita para limitar as conclusões aos sinais presentes simultaneamente em ambas as bases de dados. A velocidade de fase das ondas de Rossby foi estimada via transformada de Radon aplicada às matrizes de correlação cruzada. Um máximo local solitário sobre a origem foi observado nos diagramas de correlação e associado à presença de vórtices de mesoescala. Porém este máximo se alonga com a mesma inclinação correspondente à velocidade de fase das ondas de Rossby. Isto sugere que estes vórtices podem propagar-se sobrepostos às ondas. As velocidades de propagação dos vórtices são estimadas através do ajuste de uma função de decaimento exponencial no tempo e na distância zonal. Análises preliminares da transformada de Fourier mostraram que os sinais propagantes para oeste são predominantemente anuais, embora picos de freqüências semi-anuais são observadas nestes espectros. Em decorrência da evidência de que os sinais propagantes para oeste são compostos simultaneamente por vórtices e ondas de Rossby, um

filtro baseado na transformada de Radon e sua inversa foi desenvolvido para separar o sinal de feições com simetria circular. O filtro de vórtice circular foi aplicado em três áreas onde se localizam a Corrente das Agulhas, Confluências Brasil-Malvinas e Corrente do Golfo. Com base na análise visual pode-se afirmar que o filtro identificou com sucesso vórtices circulares nas três áreas estudadas, tanto nos dados de ASM como nos de TSM. As velocidades de fase das ondas de Rossby foram ligeiramente mais rápidas, em média, que as velocidades dos vórtices em todas as três áreas, cerca de 10% na ASM e 13% na TSM. As velocidades calculadas após a aplicação do filtro de vórtice circular apresentaram um viés positivo em relação as obtidas via correlações cruzadas. A maior diferença na estimativa das velocidades dos vórtices foi de 21% e nas ondas 25%, ambas na região da Corrente das Agulhas. Baseado nas evidências apresentadas é possível afirmar que vórtices podem se propagar com velocidades semelhantes à velocidade das ondas de Rossby do primeiro modo baroclínico. O *lag* das correlações cruzadas indicaram que o processo físico que relaciona a variabilidade nos dados de ASM à dos TSM é a advecção causada pela passagem de uma onda planetária do primeiro modo baroclínico. Esta advecção pode ser horizontal ou vertical dependendo do processo dominante que ocorre numa dada região.

**Palavras-chave:** Ondas de Rossby, vórtices de mesoescala, filtros digitais, detecção de vórtices.

# Abstract

In the oceans, most of the westward propagating signal is explained by baroclinic Rossby waves. However, mesoscale vortices can interfere in the identification of these waves. The main observational issue is to distinguish eddies from the wave-like propagating signals, since the former propagates with a speed that approximately matches the phase speed of baroclinic Rossby waves. The objective of the present study is to characterize the westward propagating signals in terms of their propagation speeds in the Atlantic. The analysis is based on satellite derived sea surface height (SSH) and sea surface temperature (SST) anomalies from the TOPEX/Poseidon and Jason-1 altimeters and TRMM/TMI radiometer records. The SSH and SST anomaly maps were filtered with a set of finite impulse response filters to eliminate the seasonal and interannual cycles and high frequency signals. The cross-correlation analysis between SSH and SST longitude-time matrices was performed to limit the conclusions to the features that appear simultaneously in both datasets. The of Rossby wave phase speed was estimated via Radon transform applied to the longitude-time cross-correlation matrices. A single local maximum was was observed at the origin of the cross-correlation diagrams and associated to mesoscale vortices. However, this maximum spreads along the same slope that characterizes the the westward Rossby wave phase speed. This suggests that vortices propagate superimposed to Rossby waves. The propagating speed of the vortices is estimated from the linear fit of an exponential decay function. A preliminary Fourier analysis show that the westward propagating signals are predominantly annual, yet peaks in the semiannual frequencies are observed. The evidence that the westward propagating signals are composed simultaneously of vortices and Rossby waves motivated the development of a filter based in the Radon transform and its

inverse, to isolate the signal associated to circularly symmetric features. This circular vortex filter was applied in three areas that portray the Agulhas Current, the Brazil-Malvinas Confluence, and the Gulf Stream. Based on visual analysis one can affirm that the circular filter sucessfully identified vortices in three areas, both in the SSH and in the SST data. The phase speeds of Rossby waves were, on average, slightly faster than vortices speeds in the three areas, approximately 10% in SSH and 13% in SST. The speeds calculated after the circular vortex filter was applied presented a positive bias in relation to those obtain from cross correlations. The largest difference in the vortices speeds was 21% and in the wave speeds 25%, both in Agulhas Current region. Based on the present evidences it is possible to state that vortices can propagate with speeds similar to those of first-mode baroclinic Rossby waves. The cross-correlation lag suggests that the physical process that links the variability of the SSH to that of the SST is the advection generated by the passage of a first-mode baroclinic planetary wave. This advection can be horizontal or vertical depending of the dominant process in a given region.

**Keywords:** Rossby waves, mesoscale vortices, digital filters, vortex detection.

# Lista de Acrônimos

**ADEOS** *Advanced Earth Observing Satellite*

**AMSR** *Advanced Microwave Scanning Radiometer*

**ASM** Altura da Superfície do Mar

**ATSR** *Along Track Scanning Radiometer*

**AVHRR** *Advanced Very High Resolution Radiometer*

**AVISO** *Archiving, Validation and Interpretation of Satellite Ocean data*

**CA** Corrente das Agulhas

**CAS** Corrente do Atlântico Sul

**CB** Corrente do Brasil

**CBM** Confluência Brasil-Malvinas

**CCNE** Contra-Corrente Norte Equatorial

**CG** Corrente do Golfo

**CGU** Corrente das Guianas

**CM** Corrente das Malvinas

**CNB** Corrente Norte do Brasil

**CNE** Corrente Norte Equatorial

**CNES** *Centre National d'Études Spatiales*

**CPA** Corrente Circumpolar Antártica

**CSE** Corrente Sul Equatorial

**ENSO** *El Niño South Oscillation*

**ERS** *European Remote Sensing*

**FIR** *Finite Impulse Response*

**Geosat ERM** *Geodetic Satellite Exact Repeat Mission*

**HYCOM** *HYbrid Coordinate Ocean Model*

**J-1** Jason-1

**JAXA** *Japan Aerospace Exploration Agency*

**JPL** *Jet Propulsion Laboratory*

**MOC** *Meridional Overturning Circulation*

**MODE** *Mid-Ocean Dynamics Experiment*

**NASA** *National Oceanic and Atmospheric Administration*

**OCTS** *Ocean Color and Temperature Scanner*

**PO.DAAC** *Physical Oceanography Distributed Active Archive Center*

**POLYMODE** *Polygon Mid-Ocean Dynamics Experiment*

**SeaWiFS** *Sea-viewing Wide Field-of-view Sensor*

**SSM/I** *Special Sensor Microwave/Imager*

**T/P** TOPEX/Poseidon

**TMI** *TRMM Microwave Imager*

**TRMM** *Tropical Rainfall Measuring Mission*

**TSM** Temperatura da Superfície do Mar

**ZCIT** Zona de Convergência Intertropical

# Lista de Figuras

1.1 Diagrama das principais feições oceânicas propagantes e suas respectivas escalas de tempo e de comprimento. . . . . 3

2.1 Mapa das principais correntes de superfície ao longo do oceano Atlântico entre as latitudes 60°N e 60°S. A área de estudo compreende de 40°N a 40°S e exclui regiões mais rasas que 1000 m. Adaptado de Peterson e Stramma (1991). . . . . 20

3.1 Órbita de um ciclo completo dos satélites altimétricos T/P e J-1 entre as latitudes 66°N e 66°S. . . . . 24

3.2 Mapa global de anomalia da altura da superfície do mar na resolução de 1° × 1°, obtido a partir da interpolação dos dados pontuais dos satélites T/P e J-1 para o dia 31 de dezembro de 2007. . . . . 26

3.3 Mapa global de anomalia da temperatura da superfície do mar na resolução de 1° × 1°, obtido a partir do sensor TRMM/TMI para o dia 31 de dezembro de 2007. . . . . 27

4.1 Máscara do continente em escala global e resolução de 1° × 1°, incluindo a isóbata de 1000 m. Os limites das três bacias oceânicas estão representados em azul (Índico), verde (Pacífico) e vermelho (Atlântico). 30

4.2 Diagramas longitude-tempo globais de anomalia da altura da superfície do mar **(acima)** e anomalia da temperatura da superfície do mar **(abaixo)** obtidos na latitude de 30.5°S. . . . . 31

4.3 Mapa da porção da bacia Atlântica estudada com indicação das latitudes selecionadas e a isóbata de 1000 m. . . . . 32

4.4 Decomposição do sinal original de anomalia da superfície do mar ($\eta_0$) nas componentes propagante ($\eta_s$), residual ($\eta_r$) e sazonal ($\eta_t$) na latitude de 35.5°N. . . . . 34
4.5 Decomposição do sinal original da temperatura da superfície do mar ($\theta_0$) nas componentes propagante ($\theta_s$), residual ($\theta_r$) e sazonal ($\theta_t$) na latitude de 35.5°N. . . . . 34
4.6 Representação esquemática da transformada de Radon para um ângulo $\gamma$, dada uma equação da reta $p = x\cos\gamma + y\sin\gamma$. Adaptado de Poularikas (2000). . . . . 37
4.7 Aplicação da transformada de Radon a uma imagem qualquer no plano horizontal $(x, y)$ **(a)**, a sua função transformada referenciada ao ângulo 0° **(b)**, ao ângulo 45° **(c)**, ao ângulo 60° **(d)** e a matriz transformada referenciada ao intervalo de ângulos entre 0° e 180° **(e)**. 39
4.8 Aplicação do filtro circular às matrizes $c(\tau_x, \tau_t)$ com o objetivo de minimizar o efeito da assimetria causada pela transformada de Radon. Matriz quadrada cuja média é igual a 1 **(a)** e sua transformada de Radon **(b)**. Máscara circular nas dimensões da matriz quadrada **(c)** e sua respectiva transformada de Radon **(d)**. . . . . 41
4.9 Ilustração do funcionamento da transformada de Radon bidimensional aplicada à uma matriz de autocorrelação. As linhas indicam a inclinação para qual é calculada a integral que aparece na equação (4.10), para cada ângulo $\alpha$. . . . . 42
4.10 Onda de Rossby anual simulada para a latitude de 20°S no Atlântico **(acima)** e sua matriz de autocorrelação bidimensional **(abaixo)**, com os seus respectivos parâmetros. . . . . 44
4.11 Princípio do cálculo de um índice de circularidade na determinação de padrões circulares. Função cosseno bidimensional simetricamente circular **(a)** e sua transformada de Radon **(b)**. Estrutura assimétrica **(c)** e sua respectiva transformada **(d)**. Média de (d) replicada horizontalmente ao longo dos ângulos **(e)** e sua transformada inversa **(f)**. . . . . 46

4.12 Áreas selecionadas para a aplicação do filtro de detecção de vórtices de mesoescala circulares. Corrente das Agulhas **(azul)**, Corrente do Golfo **(vermelho)** e Confluência Brasil-malvinas **(verde)**. . . . . 48
4.13 Filtro gaussiano passa-banda bidimensional, $m_f \times n_f$, utilizado no pré-processamento das sub-regiões selecionadas ao longo do Atlântico, cujo seu valor central equivale a 1 e nos cantos a 0. . . . . 49

5.1 Média dos espectros na direção zonal para cada grau de longitude de anomalia da altura da superfície do mar ao longo da bacia Atlântica. 54
5.2 Similar à figura 5.1 para temperatura da superfície do mar. . . . . 55
5.3 Diagramas zonais-temporais de $\eta$ **(esquerda)** em $mm$ e $\theta$ **(centro)** em °C e a correlação cruzada entre ambos **(direita)** nas latitudes de 10,5°N, metade superior, e 10,5°S no Atlântico. . . . . 62
5.4 Similar à figura 5.3 para as latitudes de 15,5°N e 15,5°S no Atlântico. 63
5.5 Similar à figura 5.3 para as latitudes de 20,5°N e 20,5°S no Atlântico. 64
5.6 Similar à figura 5.3 para as latitudes de 25,5°N e 25,5°S no Atlântico. 65
5.7 Similar à figura 5.3 para as latitudes de 30,5°N e 30,5°S no Atlântico. 66
5.8 Similar à figura 5.3 para as latitudes de 35,5°N e 35,5°S no Atlântico. 67
5.9 Estimativa dos parâmetros dos vórtices baseado na função de decaimento exponencial $f$. Sinal do vórtice isolado **(esquerda)** e os vetores unidimensionais $C(\tau_x, 0)$ **(centro)** e $C(0, \tau_t)$ **(direita)**. . . . . 69
5.10 Sinal sintético unidimensional representado por uma função senoidal **(a)** e sua respectiva autocorrelação **(b)**, onde $x = y$ em distância. . . 69
5.11 Distribuição das velocidades de fase das ondas de Rossby. Os valores da literatura aqui apresentados foram estimados a partir de figuras. . 70
5.12 Distribuição das velocidades de propagação dos vórtices de mesoescala. Os valores atribuídos a Chelton et al. (2007) foram estimados a partir de figuras. . . . . 73

5.13 Aplicação do filtro FVC no mapa de anomalia de ASM do dia 23/01/1998 (a); recorte da região da Corrente das Agulhas (b); filtro passa-banda aplicado (c); o parâmetro $m$ (d); componente filtrada contendo os vórtices (e); e o resíduo (f). . . . . 76
5.14 Idem à figura 5.13 para a anomalia da TSM. . . . . 78
5.15 Decomposição do diagrama zonal-temporal da anomalia de superfície do mar **(a)** na sua componente filtrada através do filtro de vórtice circular **(b)** e o seu resíduo que inclui o sinal das ondas de Rossby **(c)** na latitude de 35,375°S na região da Corrente das Agulhas. . . . . 80
5.16 Idem à figura 5.15 para a anomalia da TSM. . . . . 81
5.17 Idem à figura 5.15 para a média entre 35,125°S e 39,875°S da anomalia da ASM. . . . . 84
5.18 Idem à figura 5.15 para a média entre 35,125°S e 39,875°S da anomalia da TSM. . . . . 85
5.19 Aplicação do filtro de vórtices circulares no mapa de anomalia de ASM para o dia 23 de janeiro de 1998 (a); o recorte da região da Confluência Brasil-Malvinas (b); a mesma região com aplicação de um filtro passa-baixa (c); determinação do parâmetro $m$ (d); componente filtrada contendo os vórtices (e); e o resíduo (f). . . . . 87
5.20 Idem à figura 5.19 para a anomalia da TSM. . . . . 88
5.21 Idem à figura 5.15 para a anomalia da ASM na latitude de 34,875°S na região da Confluência Brasil-Malvinas. . . . . 89
5.22 Idem à figura 5.15 para a anomalia da TSM na latitude de 34,875°S na região da Confluência Brasil-Malvinas. . . . . 91
5.23 Idem à figura 5.15 para a média entre 35,125°S e 39,875°S da anomalia da ASM na região da Confluência Brasil-Malvinas. . . . . 92
5.24 Idem à figura 5.15 para a média entre 35,125°S e 39,875°S da anomalia da TSM na região da Confluência Brasil-Malvinas. . . . . 93

5.25 Aplicação do filtro de vórtices circulares no mapa de anomalia de ASM para o dia 23 de janeiro de 1998 (a); o recorte da região da Corrente do Golfo (b); a mesma região com aplicação de um filtro passa-baixa (c); determinação do parâmetro $m$ (d); componente filtrada contendo os vórtices (e); e o resíduo (f). . . . . 95
5.26 Idem à figura 5.25 para a anomalia da TSM. . . . . 96
5.27 Idem à figura 5.15 para a anomalia da ASM na latitude de 34,625°N na região da Corrente do Golfo. . . . . 97
5.28 Idem à figura 5.15 para a anomalia da TSM na latitude de 34,625°N na região da Corrente do Golfo. . . . . 98
5.29 Idem à figura 5.15 para a média entre 34,875°N e 39,625°N da anomalia da ASM na região da Corrente do Golfo. . . . . 100
5.30 Idem à figura 5.15 para a média entre 34,875°N e 39,625°N da anomalia da TSM na região da Corrente do Golfo. . . . . 101

A.1 Esquema de um modelo de $1\frac{1}{2}$ camada, onde as linhas contínuas indicam as interfaces entre as camadas dada uma determinada perturbação e as linhas tracejadas as interfaces para um oceano em repouso. . . . . 136
A.2 Representação esquemática de um oceano baroclínico em duas camadas. As linhas contínuas indicam as interfaces entre as camadas dada uma determinada perturbação e as linhas tracejadas as interfaces para um oceano em repouso, ou a profundidade média das camadas. . . . . 137

# Lista de Tabelas

5.1 Velocidades de propagação dos vórtices ($c_v$) obtidas através das escalas de decaimento exponencial, espacial e temporal, e velocidades de fase das ondas de Rossby ($c_p$) obtidas através do método da transformada de Radon aplicada aos diagramas zonais-temporais das correlações cruzadas entre as anomalias de ASM e TSM. Os valores das velocidades apresentadas aqui estão em km $d^{-1}$. . . . . 103

5.2 Resumo das velocidades de propagação dos vórtices ($c_v$) e velocidades de fase das ondas de Rossby ($c_p$) obtidas manualmente a partir dos diagramas zonais-temporais das anomalias de ASM e TSM filtrados pelo filtro FVC. Os valores das velocidades apresentadas aqui estão em km $d^{-1}$. . . . . 104

# Capítulo 1

# Introdução

A variabilidade oceânica abrange uma ampla escala de movimentos que vão desde centésimos de metros a milhares de quilômetros e de segundos à décadas, no espaço e no tempo, respectivamente. Inseridos nesta variabilidade estão os processos sub-inerciais de meso e larga-escala, isto é, processos com período maiores que 1 dia e comprimentos de onda da ordem de centenas de quilômetros. Feições que ocorrem nesta faixa do espectro oceânico muitas vezes são difíceis de serem amostrados via métodos convencionais à bordo de embarcações devido à sua grande escala espacial e baixa freqüência. Neste contexto, o uso de observações via sensores remotos orbitais torna-se pertinente ao passo que passa-se a trabalhar com observações sinópticas em meso e larga-escala em uma alta taxa de amostragem temporal. Esta cobertura espacial e taxa amostral são indispensáveis para o acompanhamento de algumas feições oceânicas transientes e da evolução espaço-temporal dos principais parâmetros oceanográficos de superfície.

A variabilidade de meso e larga-escala está intimamente associada à perturbações na circulação atmosférica. Tais perturbações atuam diretamente no sistema oceano-atmosfera através das trocas de calor entre suas interfaces influenciando assim a atmosfera superior, e por conseqüência o clima, em várias escalas de tempo. No oceano, o fluxo de calor é transportado do equador para os pólos através das correntes oceânicas, caracterizando assim a principal componente às mudanças interanuais, de longo termo e de grande escala.

No Atlântico, as variações climáticas interanuais e decadais estão fortemente associadas ao fenômeno do El Niño no Pacífico tropical, que ultrapassa a barreira continental entre os oceanos através da sua componente atmosférica conhecida como Oscilação Sul-El Niño ou *El Niño South Oscillation* (ENSO) (Kousky et al., 1984; Zebiak, 1993; Enfield e Mayer, 1997). Variações que ocorrem no Atlântico tropical também possuem um importante papel na modulação do clima, das quais pode-se destacar o modo dipolo do Atlântico e o modo equatorial. O dipolo do Atlântico é o modo de variabilidade mais importante do Atlântico tropical e possui escala temporal de ordem decadal. Trata-se de um gradiente inter-hemisférico simétrico em relação a Zona de Convergência Intertropical (ZCIT) com anomalias positivas no Atlântico tropical norte e negativas no Atlântico tropical sul (Hastenrath, 1978; Servain, 1991; Enfield e Mayer, 1997). Já o modo equatorial corresponde a versão atlântica do ENSO, com freqüências mais altas da ordem de 2 a 5 anos (Zebiak, 1993). Este último está associado às variações na profundidade de termoclina e no padrão de ressurgência costeira da região.

Além dos sinais interanuais e decadais, a variabilidade oceânica também inclui sinais de freqüências mais altas, que podem ser separados em propagantes e não-propagantes. O conceito de propagação está relacionado ao deslocamento de uma determinada feição, ou seja, se a posição da feição varia ao longo do tempo este sinal é considerado propagante. Inserida na porção não-propagante está a sazonalidade, que corresponde a porção dominante do espectro oceânico em meso e larga-escala, como é claramente observada no oceano Atlântico (Merle et al., 1980). Já na porção propagante observam-se sinais robustos propagando-se para oeste ao longo da bacia. Estes sinais propagantes de meso e larga-escala correspondem a uma parcela significante de energia do espectro oceânico, cujos sinais mais energéticos estão associados às freqüências anuais e intra-anuais. A Figura 1.1 ilustra as principais feições oceânicas propagantes e suas respectivas relações de escalas no espaço e tempo.

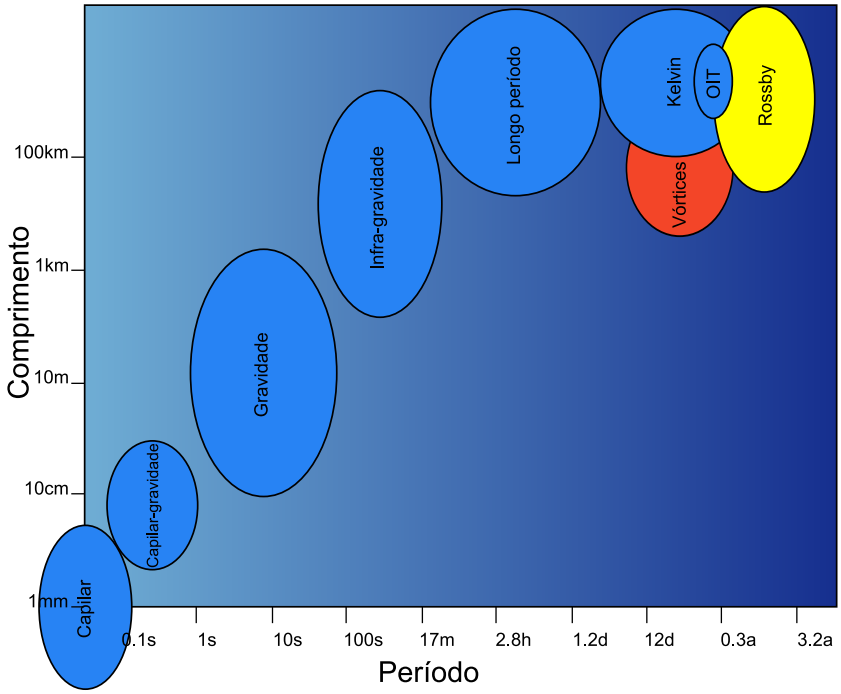


Figura 1.1: Diagrama das principais feições oceânicas propagantes e suas respectivas escalas de tempo e de comprimento.

De acordo com Chelton et al. (2007), existem dois processos capazes de explicar a porção propagante para oeste do espectro oceânico em mesoescala; ondas de Rossby lineares e vórtices, que terão uma interesse particular neste trabalho. Estudos anteriores como Chelton e Schlax (1996); Cipollini et al. (1997); Polito e Cornillon (1997); Polito e Liu (2003) sugerem que a maior parte deste sinal propagante para oeste está associado à ondas de Rossby longas do primeiro modo baroclínico, com comprimentos de onda ($\lambda$) da ordem de $10^2$ a $10^3$ km e períodos ($P$) da ordem de $10^2$ a $10^3$ dias. Porém, Wyrtki et al. (1976) afirma que a energia cinética da variabilidade de meso e larga-escala está associada aos vórtices e equivale a uma ordem de grandeza maior que a energia cinética média contida na maior parte do oceano. Recentemente Chelton et al. (2007) se basearam em dados altimétricos de alta resolução para sugerir que parte da energia previamente atribuída às ondas de Rossby pode na verdade está associada a vórtices de mesoescala.

A variabilidade oceânica de meso e larga-escala é descrita pela equação da vorticidade aproximada para um modelo quase-geostrófico, onde a solução linearizada

desta equação são as ondas de Rossby. Os vórtices estão intimamente associados aos processos de instabilidade, desta forma são dependentes dos termos não-lineares desta equação (Robinson, 1983). Ainda segundo Robinson (1983), a energia dos vórtices é gerada através de processos de instabilidade que ocorrem nas bordas de correntes intensas. Apesar de serem fenômenos dinamicamente distintos, a maior adversidade em trabalhar observacionalmente com feições oceânicas propagantes em meso e larga-escala é distinguir entre o sinal correspondente às ondas de Rossby e aos vórtices, uma vez que a velocidade com que ambos viajam são semelhantes (Chelton et al., 2007). Em outras palavras, se há vórtices propagando-se com velocidades semelhantes às velocidades típicas de ondas de Rossby estes podem ser erroneamente identificados como ondas nas observações.

## 1.1 Ondas de Rossby

### 1.1.1 Descrição

Ondas de Rossby (ou planetárias) estão inseridas em uma categoria especial de ondas que se propagam para oeste no oceano e na atmosfera, cuja existência está associada à forma esférica e a rotação da Terra. No oceano, estas ondas planetárias são observadas na forma de oscilações de larga-escala e seu mecanismo restaurador é a conservação da vorticidade potencial, estando assim sujeita a uma variação latitudinal do parâmetro de Coriolis (Rossby, 1939). Ondas de Rossby são perturbações de larga-escala geradas no oceano em resposta aos distúrbios ocorridos nos limites leste dos oceanos devido a forçante do vento (Chelton e Schlax, 1996; Jacobson e Spiesberger, 1998), tendo papel importante no estabelecimento dos padrões da circulação oceânica, e.g. a intensificação das correntes de borda oeste (Anderson e Gill, 1975). Além da circulação oceânica, as ondas de Rossby tem influência sobre grandes eventos climáticos, como retardar os efeitos do El Niño na circulação oceânica e o tempo de ajustamento do oceano as forçantes atmosféricas, auxiliando na melhor acurácia dos modelos de previsão oceânica e clima (Cipollini et al., 2000).

Para entender o mecanismo de propagação destas ondas é necessário visualizar

um oceano formado por duas camadas horizontais homogêneas de densidades diferentes, onde a camada superior mais quente é menos densa e a camada inferior é mais fria e densa. A interface entre elas corresponde a região da termoclina. A propagação destas ondas gera uma perturbação na termoclina, que é transferida à superfície do oceano através da expansão ou contração da coluna de água acima, porém em fases opostas.

A teoria linear clássica das ondas de Rossby será apresenta no Apêndice A. Ela fornece uma equação da onda que admite, num oceano de duas camadas, duas soluções na forma de modos barotrópico e baroclínico. O modo barotrópico considera um oceano verticalmente homogêneo, sem estratificação, cujas ondas se propagam mais rapidamente e suas oscilações mediante à aproximação de onda longa exibem velocidades verticalmente constantes. O modo baroclínico apresenta velocidades opostas nas duas camadas, porém constantes no interior de cada camada homogênea.

Em um modelo de múltiplas camadas as soluções são análogas e se desdobram em múltiplos modos. As velocidades são constantes no interior de cada camada e as direções se alternam. No limite, o modelo se torna continuamente estratificado e a solução é composta de infinitos modos. Porém em muita regiões do oceano o primeiro modo baroclínico é o mais energético. O foco deste trabalho são as ondas de Rossby longas do primeiro modo baroclínico.

### 1.1.2 Observações

As ondas de Rossby foram previstas na década de 30 por Carl-Gustav Rossby utilizando um modelo atmosférico teórico. As primeiras observações destas ondas no oceano foram realizadas através de dados *in situ* (Emery e Magaard, 1976; McWilliams e Flierl, 1976) e a sua investigação prosseguiu por meio de modelos numéricos (Barnier, 1986; Herrmann e Krauß, 1989). Ao contrário das ondas atmosféricas, no oceano elas causam perturbações da ordem de centímetros que dificultam a sua detecção (Chelton e Schlax, 1996). Além disso, possuem velocidade de fase $c_p$ da

ordem de 1 a 10 km dia$^{-1}$ (Polito e Cornillon, 1997) fazendo com que a sua observação *in-situ* torne-se complicada por exigir uma série temporal longa e uma área de estudo com extensão zonal de milhares de km.

Com o surgimento dos satélites altimétricos de alta precisão na década de 90 as ondas de Rossby passaram a ser identificadas através dos dados da anomalia da altura da superfície do mar (ASM). Utilizando dados do satélite altimétrico TOPEX/Poseidon, Chelton e Schlax (1996); Cipollini et al. (1997); Polito e Liu (2003); Challenor et al. (2004) observaram e inferiram a propagação de ondas de Rossby do primeiro modo baroclínico no oceano global. Os altímetros medem o deslocamento na superfície livre do oceano causado pela passagem destas ondas. De acordo com LeBlond e Mysak (1978) e Gill (1982), a passagem destas ondas pode gerar perturbações na termoclina de até três ordens de grandeza maior que a perturbação na superfície, porém com fases opostas (mais detalhes no Apêndice A). De modo geral, os satélites altimétricos vêm superestimando os valores de velocidade de fase das ondas de Rossby baroclínicas preditas pela teoria linear, levando alguns pesquisadores a formular uma modelo estendido da teoria clássica (Killworth et al., 1997; Killworth e Blundell, 2003a,b).

A assinatura das ondas de Rossby também têm sido observada através de sensores radiométricos a bordo de satélites que medem a temperatura da superfície do mar (TSM) (Cipollini et al., 1997; Hill et al., 2000; Challenor et al., 2004). Hill et al. (2000) observaram através de dados dos sensores Along Track Scanning Radiometer (ATSR) a bordo dos satélites European Remote Sensing (ERS-1 e 2) velocidades de fase comparáveis com as obtidas por Killworth et al. (1997). Existem duas maneiras pelas quais ondas de Rossby podem afetar os campos de TSM. Num primeiro caso, as perturbações que influenciam os campos da ASM também afetam a temperatura na camada superior do oceano na forma de advecção através de um gradiente vertical de temperatura, aquecendo ou resfriando a superfície do mar. No segundo mecanismo, considerando que a propagação das ondas de Rossby longas é preferencialmente zonal (Polito e Cornillon, 1997), as elevações associadas com a superfície

e deslocamentos verticais da termoclina geram um fluxo geostrófico meridional que, na presença de uma gradiente meridional de temperatura podem gerar anomalias de TSM por advecção horizontal. Ainda, utilizando estas mesmas propriedades físicas, advecção vertical e horizontal, Cipollini et al. (2001); Killworth et al. (2004) utilizaram dados da concentração de clorofila-$a$ obtidos pelos sensores Ocean Color and Temperature Scanner (OCTS) a bordo do satélite Advanced Earth Observing Satellite (ADEOS) e do Sea-viewing Wide Field-of-view Sensor (SeaWiFS) a bordo do satélite SeaStar remotos para estimar a velocidade de fase das ondas de Rossby.

Os trabalhos citados acima introduziram técnicas de processamento de dados e imagens que foram inovadoras no contexto da oceanografia física, apesar de já terem sido utilizadas em outras áreas. Estas técnicas visam caracterizar a variabilidade associada a fenômenos propagantes e portanto trabalham simultaneamente com, pelo menos, uma dimensão espacial e com o tempo. Ondas de Rossby tem propagação predominantemente zonal e por esta razão são analisados diagramas zonais-temporais. Nestes diagramas a variável de interesse é mostrada em função da longitude e do tempo como curvas de nível ou cores. Desta forma, uma anomalia que se propaga sem mudar significativamente de forma irá formar padrões inclinados no diagrama. Inicialmente, inferências simples sobre a geometria dos padrões inclinados nos diagramas zonais-temporais foram realizados visualmente (Schlax e Chelton, 1994). Entretanto, a análise destes destes padrões evoluíram bastante e métodos mais eficientes vêm sendo utilizados, tais como:

- análise da transformada de Radon bidimensional aplicada diretamente aos dados (Chelton e Schlax, 1996; Cipollini et al., 2001);

- análise da transformada de Radon aplicada à matriz de autocorrelação dos dados (Polito e Cornillon, 1997);

- aplicação de filtros de resposta impulsiva finita para decomposição dos sinais (Polito e Cornillon, 1997);

- análise da transformada de Fourier (Cipollini et al., 1997, 1998);
- análise da transformada de Radon tridimensional (Challenor et al., 2001);
- decomposição em funções ortogonais empíricas complexas (Polito e Liu, 2003);
- análise de ondaletas unidimensional (Charria et al., 2003);
- análise de ondaletas bidimensional (Krieger, 2008).

Este estudo utilizará filtros digitais bidimensionais para remover ruídos de alta freqüência e a variabilidade de larga-escala, limitando-se ao espectro propagante. Será utilizada uma função de correlação cruzada aos dados de anomalia de ASM e TSM e posteriormente aplicada a transformada de Radon bidimensional para obter as características das ondas de Rossby observadas. O uso da correlação cruzada enfatiza a conexão entre o oceano e a atmosfera presente na propagação destas ondas, já o uso da transformada de Radon justifica-se pela sua eficiência em estimar as velocidades de fase das ondas diretamente nos diagramas zonais-temporais. Este método será apresentado no capítulo 4.

## 1.2 Vórtices de mesoescala

### 1.2.1 Descrição

Regiões próximas à correntes oceânicas intensas são dominadas por sinais de mesoescala, como acontece nas áreas onde as correntes de borda oeste afastam-se dos continentes. Nestas áreas os sinais de mesoescala nos campos de pressão, temperatura e densidade são dominantes. Dentre as várias formas ora consideradas de variabilidade estão incluídos os vórtices, anéis vorticais, ondas planetárias, frentes e o meandramento de correntes. Estes fluxos são comumente referenciados pelo termo genérico em inglês, *eddies*. Embora este termo represente uma grande classe de variações das correntes oceânicas, aqui ele será associado às estruturas vorticais. Vórtices são encontrados em praticamente todo o oceano, porém a sua distribuição

em mesoescala é espacialmente heterogênea, intermitente e cujos níveis de energia variam regionalmente e em escalas substancialmente menores que as escalas características dos giros oceânicos, daí o termo "vórtices de mesoescala"(Robinson, 1983).

Vórtices de mesoescala são fluxos em rotação originados a partir do meandramento de correntes, que se auto-advectam ou não, e possuem uma escala no espaço e no tempo da ordem de dezenas a centenas de quilômetros e de semanas a meses, respectivamente. Em razão da sua habilidade em transportar momento, calor, sal e nutrientes para longe de sua região de formação estas estruturas desempenham um papel importante na distribuição das propriedades das águas e na determinação da circulação dos oceanos (Robinson, 1983). Além de ser um importante componente da dinâmica oceânica, os vórtices também possuem papel vital nos processos de interação oceano-atmosfera. Interações entre estudos climáticos e as propriedades do transporte dos vórtices oceânicos investigam se eles desempenham um papel semelhante aos distúrbios atmosféricos de escala sinótica no transporte de calor global (Drijfhout, 1990). Adicionalmente, o conhecimento físico dos vórtices dá suporte a estudos sobre processos químico-biológicos como o bombeamento de águas da região eufótica, ricas em nutrientes, à superfície ou a intrusão de biomassa planctônica nas camadas mais profundas favorecendo o aumento da produção primária (McGillicuddy et al., 1998; Siegel et al., 1999; Carr, 2002), além do incremento na produção pesqueira local (Logerwell et al., 2001; Seki et al., 2002).

Um dos problemas em trabalhar com vórtices é a definição utilizada para distinguir tais feições, ou seja, quais delas serão consideradas vórtices. Visando esclarecer quaisquer dúvidas desta natureza são apresentadas abaixo as duas definições utilizadas neste trabalho para descrever tais feições:

> *"Um vórtice existe quando linhas de corrente instantâneas mapeadas sobre um plano normal ao núcleo do vórtice exibem um padrão circular ou em espiral... (Robinson, 1991)"*

> *"Vórtice é uma circulação fechada aproximadamente circular e relativamente persistente, isto é, o tempo de retorno de uma parcela de fluido incorporada a esta estrutura é muito mais curto do que o tempo durante o qual a estrutura permanece identificável (Cushman-Roisin, 1994)."*

Em relação à dinâmica dos vórtices, estes possuem natureza dispersiva e longevidade variável, sendo diretamente afetados pelo ambiente turbulento ao qual estão inseridos. Assim como as correntes oceânicas que os geram, os vórtices de mesoescala são aproximadamente geostróficos, sujeitos a pequenos desvios não-lineares. Tais desvios em relação ao balanço geostrófico é que de fato governam a dinâmica deste fluxo consistentes com a assunção da teoria quase-geostrófica (Robinson, 1983).

### 1.2.2 Observações

Os primeiros estudos da variabilidade de mesoescala nos oceanos, incluindo os vórtices, foram baseados em dados de correntes medidos através de correntógrafos fundeados e observações hidrográficas. É possível destacar neste último caso os experimentos do Mid-Ocean Dynamics Experiment (MODE) e do Polygon Mid-Ocean Dynamics Experiment (POLYMODE) realizados no Atlântico Norte (Jacobs et al., 2001). Ambos experimentos obtiveram medidas de correntes e de temperatura que foram utilizados para quantificar as características das estruturas vorticais e elucidar questões a respeito dos processos dinâmicos de mesoescala (Richman et al., 1977; McWilliams et al., 1986; Hua et al., 1986). De acordo com Fu e Zlotnicki (1989) o principal obstáculo destas abordagens *in situ* era a limitação da capacidade de amostragem realizada por técnicas observacionais a bordo de navios oceanográficos.

Com o lançamento dos satélites de observação dos oceanos, imagens obtidas por sensores remotos passaram a fornecer informações sinópticas das feições associadas ao fluxo oceânico que antes não eram possíveis através das amostragens *in situ*. Os primeiros satélites utilizados na observação de feições de mesoescala utilizavam imagens do infravermelho para caracterizá-las a partir de intensos gradientes de TSM. Halliwell e Mooers (1979); Auer (1987); Hooker e Brown (1994) utilizaram dados

de TSM derivados do sensor *Advanced Very High Resolution Radiometer* (AVHRR) para gerar uma estatística a cerca da temperatura do núcleo dos vórtices provenientes da Corrente do Golfo (CG) e quantificar as características associadas a estas estruturas. Trabalho semelhante foi realizado por Lentini et al. (2002) na região da Corrente do Brasil (CB).

O AVHRR assim como os demais sensores remotos ópticos, isto é, que operam na região do visível e do infravermelho do espectro eletromagnético, possui o inconveniente de ter as suas estimativas afetadas pela cobertura de nuvens. Nestas regiões do espectro o vapor d'água que constitui as nuvens funciona como uma espécie de barreira física a energia eletromagnética que impede a aquisição dos dados de TSM. Isto irá gerar uma descontinuidade nos dados e prejudicar a identificação de padrões quase circulares que caracterizam os vórtices. Além disto, regiões cujos valores de TSM são homogêneos podem mascarar a presença de vórtices nesta região (Auer, 1987), o que tornam os dados de TSM susceptíveis a eventuais subestimativas na estatística de vórtices, principalmente próximo às regiões tropicais. Neste contexto, a inserção do uso de satélites altimétricos torna-se particularmente vantajosa uma vez que estes sensores operam na banda de microondas e portanto realizam medidas diretas da altura do nível do oceano sem sofrer efeito de nuvens.

O radar altímetro instalado a bordo do satélite SeaSat foi um dos primeiros instrumentos a ser utilizado no estudo da variabilidade oceânica de mesoescala (Cheney et al., 1983; Fu, 1983), porém as curtas séries temporais e a órbita utilizada por este satélite inviabilizaram estudos mais aprofundados da dinâmica de mesoescala. O *Geodetic Satellite Exact Repeat Mission* (Geosat ERM) foi o primeiro satélite a ser posicionado numa órbita cuja repetitividade e o espaçamento entre suas passagens eram compatíveis com a observação dos vórtices de mesoescala (Fu e Zlotnicki, 1989; Zlotnicki et al., 1989). Com o surgimento de sensores mais modernos, tais como TOPEX/Poseidon, Jason-1 e ERS-1/2 a distribuição dos vórtices no oceano passou a ser amplamente documentada através das observações de satélites altimétricos (Stammer, 1997; Ducet et al., 2000; Wang et al., 2003; Fu, 2006; Chelton et al., 2007;

Chaigneau et al., 2008).

Os padrões de circulação dos vórtices, assim como sua trajetória e velocidade de propagação são mais complexos de serem estudados, em virtude da ausência de suficiente resolução espacial e temporal (Fu, 2006). Ferramentas estatísticas, associadas aos dados de satélite, vem sendo empregadas com êxito na caracterização destas feições. Fu e Zlotnicki (1989) utilizaram um método baseado no espectro do número de onda ao longo da trajetória do Geosat ERM e funções de autocorrelação para estimar a escala espacial das estruturas vorticais. Entretanto tal método não permite estimativas de velocidades de propagação. Kuragano e Kamachi (2000) utilizaram uma função de correlação tridimensional com características anisotrópicas, no domínio do espaco-tempo, para estimar estatisticamente as escalas espaciais e temporais e velocidade de propagação da variabilidade de mesoescala. Jacobs et al. (2001); Brachet et al. (2004) estimaram a velocidade de propagação dos vórtices de mesoescala baseada em uma função de covariância obtida entre os dados dos altímetros TOPEX/Poseidon, ERS-1, ERS-2 e Geosat ERM. Fu (2006) estimou a velocidade de propagação dos vórtices a partir dos dados altimétricos de alta resolução fornecidos pela *Archiving, Validation and Interpretation of Satellite Ocean data* (AVISO), composição entre os sensores TOPEX/Poseidon e ERS-1/2, e uma análise de correlação com atraso no espaço e no tempo. Tal método estatístico é similar ao método de máxima correlação cruzada aplicado em Emery et al. (1986).

Além das ferramentas estatísticas, uma gama de diferentes técnicas de identificação automática de vórtices a partir de dados de altimetria foram propostas recentemente. Estas técnicas baseiam-se em um critério físico ou geométrico do campo de um determinado fluxo. Os critérios físicos exigem o conhecimento de propriedades dinâmicas do fluxo, e.g. magnitude da anomalia de ASM e campo de vorticidade, e os vórtices são identificados quando os limiares das propriedades calculadas são ultrapassados (Chaigneau et al., 2008). Dentre aquelas que utilizam o critério físico pode-se destacar o parâmetro de Okubo-Weiss ($W$) (Okubo, 1970; Weiss, 1991). Este método mede a importância relativa da deformação e rotação de

um fluido e é dado por $W = s_n^2 + s_s^2 - \omega^2$, onde $s_n$ e $s_s$ correspondem as componentes normal e de cisalhamento da deformação, respectivamente, e $\omega$ é a vorticidade relativa (Isern-Fontanet et al., 2003, 2006). A robustez desta técnica está relacionada ao fato dela utilizar informações a cerca da dinâmica do fluido na forma da vorticidade relativa. Considerando um fluxo horizontalmente não-divergente, $W = 4\left[\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)\right]$, onde $u$ e $v$ são as componentes horizontais do vetor velocidade obtidas geostroficamente através dos dados de altimetria (Chelton et al., 2007). O centro dos vórtices estará associado à regiões onde a vorticidade relativa é dominante, ou seja, regiões com valores negativos de $W$ e cuja sua magnitude seja inferior ao limiar de $W_0 = -0.2\sigma_w$, onde $\sigma_w$ é o desvio-padrão de $W$ (Isern-Fontanet et al., 2003). Chelton et al. (2007) utilizou contornos fechados com o valor estanque de $W = -2 \times 10^{-12} s^{-2}$ para delimitar os vórtices.

Os métodos baseados em critérios geométricos levam em consideração a forma das linhas de corrente instantâneas e consistem em traçar várias linhas de corrente sobre os campos de velocidade e detectar as linhas que possuem uma geometria aproximadamente circular ou fechada, no caso dos vórtices (Chaigneau et al., 2008). O método conhecido como *winding-angle* $WA$ (Sadarjoen e Post, 2000) detecta linhas de corrente fechadas via mudanças cumulativas nas medições na direção da linha de corrente e vêm tornando-se um dos métodos mais promissores na detecção de vórtices através das características geométricas do fluxo. O processo de identificação dos vórtices via $WA$ (Chaigneau et al., 2008) está dividido em 2 etapas: **(1)** a seleção das linhas de corrente associadas aos vórtices. Nesta etapa uma linha de corrente só será associada a um vórtice se o *winding-angle* ou a soma cumulativa dos ângulos entre todos os pares de segmentos consecutivos que formam esta linha de corrente for $WA > 2\pi$. Neste caso a linha de corrente será caracterizada como uma curva fechada e equivalerá ao centro do vórtice. O $WA$ pode ser calculado em termo práticos através da expressão,

$$WA = \sum_{j=2}^{N-1} (P_{j-1}, P_j, P_{j+1}) = \sum_{j=2}^{N-1} \alpha_j \tag{1.1}$$

onde $(P_{j-1}, P_j, P_{j+1}) = \alpha_j$ indica o sinal do ângulo entre os segmentos $[P_{j-1}P_j]$ e

$[P_j P_{j+1}]$. $\alpha$ será positivo para curvas com rotação anti-horária e negativo para a horária. **(2)** o agrupamento de linhas de correntes distintas pertencentes ao mesmo vórtice. O agrupamento das linhas de corrente ocorrerá sempre que os contornos fechados estiverem girando em torno do mesmo centro, e, a linha de corrente mais distante do núcleo corresponderá a borda do vórtice. No caso do $WA$ o maior esforço computacional utilizado na geração das inúmeras linhas de corrente é compensado pelo aumento na acurácia do método.

## 1.3 Justificativa

Esforços recentes vem sendo intensificados no estudo de feições oceânicas propagantes de meso e larga-escala, em especial a porção do espectro ao qual estão inseridas as ondas de Rossby. A hipótese científica deste estudo baseia-se nas recentes evidências de que existem estruturas vorticais propagantes cujas velocidades de propagação são semelhantes àquelas previamente identificadas por Chelton e Schlax (1996); Polito e Cornillon (1997); Cipollini et al. (1997); Polito e Liu (2003); Challenor et al. (2004); Subrahmanyam et al. (2009) como ondas de Rossby do primeiro modo baroclínico. Tais evidências podem ser observadas em Chelton et al. (2007), onde estes autores levantam dúvidas a respeito dos sinais interpretados como ondas de Rossby em estudos anteriores e reforçam a teoria de que estes sinais são vórtices propagantes, já que parte destes sinais são, segundo Chelton e Schlax (1996), inconsistentes com a teoria linear clássica descrita para estas ondas. A diferença entre as previsões de $c_p$ da teoria linear e as observações via multi-satélites varia significativamente, diferindo por um fator de 4,5 vezes maior em relação ao previsto pela teoria linear (Chelton e Schlax, 1996) e cerca de 30% maiores de acordo com Polito e Cornillon (1997). Portanto, esta parcela do espectro de meso e larga-escala ainda não está plenamente compreendida, o que nos motiva a testar as seguintes hipóteses:

- Estruturas vorticais de meso e larga-escala se propagam com velocidade igual à velocidade de fase das ondas de Rossby do primeiro modo baroclínico;

- A metodologia proposta é capaz de distinguir e isolar o sinal das ondas de

Rossby e dos vórtices;

- É possível identificar os mecanismos dinâmicos específicos que conectam as anomalias de ASM e TSM.

## 1.4 Objetivos

O objetivo principal deste trabalho é investigar sinais propagantes para oeste na bacia Atlântica, excluindo a região equatorial. Esta investigação visa caracterizar as ondas de Rossby do primeiro modo baroclínico, consideradas a porção dominante do espectro de sinais propagantes de meso e larga-escala, e a sua possível relação com vórtices. Para isto serão utilizados dados de anomalia da altura e da temperatura da superfície do mar derivados de satélites, associados a ferramentas estatísticas e de processamento digital de imagens. A abordagem dos objetivos será feita em 2 etapas, onde primeiro será investigada a composição dos sinais propagantes para oeste ao longo da área de estudo. Por fim uma metodologia de identificação de vórtices será aplicada a três regiões onde estas feições são comuns. O esforço principal, neste caso, se concentra em separar o sinal das frentes de onda dos vórtices. Foram traçados os seguintes objetivos específicos:

- Estimar a relação estatística entre a altura e a temperatura de superfície do mar visando observar apenas os sinais propagantes presentes nas duas bases de dados;

- Caracterizar os sinais propagantes para oeste em termos da sua velocidade de fase, no caso das ondas de Rossby, e velocidade de propagação para feições não-ondulatórias;

- Gerar um filtro digital para detecção de estruturas vorticais nos campos horizontais da altura e temperatura de superfície do mar;

- Separar os sinais correspondentes às ondas de Rossby do primeiro modo baroclínico das demais feições observadas;

- Identificar os mecanismos dinâmicos específicos que conectam as anomalias da altura e da temperatura da superfície do mar em duas dimensões.

Desta forma o trabalho aqui apresentado está organizado em:

**Capítulo 2**: apresentação do conjunto de dados utilizado neste trabalho, suas características principais e forma de obtenção.
**Capítulo 3**: descrição das técnicas utilizadas para obtenção dos resultados apresentados posteriormente.
**Capítulo 4**: apresentação e discussão dos resultados obtidos a partir do conjunto de dados e metodologia propostos.
**Capítulo 5**: apresentação de resultados e análises dos mesmos face às hipóteses anteriormente levantadas.
**Capítulo 6**: apresentação das conclusões baseadas nos resultados obtidos no capítulo anterior.
**Capítulo 7**: apresentação de sugestões que possam vir a contribuir com a melhoria das técnicas e resultados obtidos.

# Capítulo 2

# Área de Estudo

A área de estudo corresponde à porção da bacia Atlântica inserida entre os paralelos de 40°N e 40°S. Considerando um padrão de larga escala, a maior parte desta área (30°N a 30°S) encontra-se dominada pelo regime dos ventos alísios de NE e SE. Este sistema de ventos tropicais sopram dos centros de alta pressão, Altas Subtropicais, em direção ao centro de baixa pressão no equador, formando a maior componente da circulação atmosférica global. A região onde estes ventos se encontram chama-se Zona de Convergência Inter-Tropical (ZCIT), conhecida por seus ventos fracos, máxima temperatura de superfície do mar, intensa precipitação e máxima cobertura de nuvens. O padrão de ventos caracterizado pelos alísios em baixas latitudes e os ventos de oeste em médias latitudes (30° a 60°) são a principal forçante da circulação de superfície dos oceanos. Ao soprar de NE (SE) no hemisfério norte (sul) o transporte induzido pelos alísios impulsionam as correntes para oeste, que por continuidade tendem a estabelecer um padrão de circulação na forma de dois giros subtropicais, centrados aproximadamente na latitude de 30°, em ambos hemisférios. A Figura 3.1 mostra um esquema das correntes na área de estudo.

A região de transição entre estes giros, Atlântico equatorial, é marcado por uma grande variabilidade no espaço e no tempo devido a presença de ondas equatoriais, vórtices, meandros, retroflexões e perturbações atmosféricas (e.g., *El Niño–South Oscillation*). Nesta região o parâmetro de Coriolis se anula na presença da estratificação vertical de densidade, forçando o oceano equatorial a responder fortemente

a mudanças noss campos de vento (Peterson e Stramma, 1991). Segundo Eriksen e Katz (1987), assumindo o oceano em um estado termohalino médio, a variabilidade equatorial é majoritariamente impulsionada por forçantes atmosféricas.

O giro subtropical do Atlântico sul é constituído pela Corrente Sul Equatorial (CSE), Corrente do Brasil (CB), Corrente do Atlântico Sul (CAS) e Corrente de Benguela. A CSE flui para oeste em direção a América com parte do seu fluxo além do equador e bifurca-se em dois ramos, um mais forte ao logo do equador que dá origem a Corrente Norte do Brasil (CNB) que flui em direção ao hemisfério norte para se tornar a Corrente das Guianas (CGU), e outro mais fraco, que forma a CB (Peterson e Stramma, 1991; Bourles et al., 1999). A CB é a corrente de contorno oeste associada ao giro subtropical do Atlântico sul, e origina-se ao sul de 10°S a partir do ramo mais setentrional da CSE (da Silveira et al., 1994). Esta é considerada a mais fraca dentre as demais correntes de contorno oeste (Stramma et al., 1990). A CB flui para sul ao longo da costa brasileira orientando-se de acordo com a linha de costa até encontrar a Corrente das Malvinas (CM), entre as latitudes de 33°S e 38°S, onde ambas são defletidas ao largo da costa em direção a África para tornar-se a CAS próximo a 45°S (Olson et al., 1988; Saraceno et al., 2004). A CM é o ramo da Corrente Circumpolar Antártica (CCA) que flui para norte carregando águas frias ao longo da costa da Argentina até encontrar-se com a CB ao largo da desembocadura do Rio da Prata (Garzoli, 1993). A região de encontro destas duas correntes é chamada de Convergência Subtropical, também conhecida como Confluência Brasil-Malvinas (CBM). A CAS flui para leste paralela a CCA alcançando a região da retroflexão da Corrente das Agulhas (CA) advinda do Índico. Neste momento a CAS se separa da CCA e desvia-se para norte onde irá alimentar a Corrente de Benguela (Stramma e Peterson, 1990). A Corrente de Benguela é a corrente de borda leste do Atlântico sul que flui para norte ao longo da costa sudoeste da África em direção ao equador, separando-se da costa entre 24°S e 30°S para fechar o giro do Atlântico sul. Classicamente, a Corrente de Benguela vem sendo descrita como parte da fonte que alimenta a CSE (Peterson e Stramma, 1991).

O giro do Atlântico subtropical do norte apresenta um sistema mais complexo de correntes, constituído principalmente pela Corrente Norte Equatorial (CNE), Corrente das Antilhas, Corrente da Flórida, Corrente do Golfo (CG), Corrente do Açores e Corrente das Canárias. A CNE encontra-se próxima a latitude de 10°N (Richardson e Walsh, 1986) impulsionada para oeste pelos ventos alísios de NE como a ramificação mais austral do giro subtropical do Atlântico norte. Parte do fluxo da CNE retroflete para formar a Contra-Corrente Norte Equatorial (CCNE) que flui para leste e o restante irá juntar-se à CNB no limite oeste da bacia Atlântica e seguir para noroeste para alimentar a CGU (Bourles et al., 1999). Uma parcela do fluxo da CGU adentra no mar do Caribe como a Corrente do Caribe e a outra parte flui externamente para norte ao largo das ilhas caribenhas como a Corrente das Antilhas. Ambas correntes irão unir-se mais a norte para formar a Corrente da Flórida, próximo ao estreito da Flórida, e posteriormente a CG (Schmitz e Richardson, 1991). A CG flui para norte ao longo da costa leste dos Estados Unidos até alcançar o Cabo Haterras, onde seu fluxo se separa da plataforma continental e começa a se deslocar para nordeste, na direção dos Grandes Bancos Niiler e Richardson (1973); Auer (1987). Ao alcançar esta região dos bancos a CG muda sua estrutura para um único jato meandrante com vários ramos (Krauss, 1986). O ramo que desvia para norte, ao longo do talude, é chamado de Corrente do Atlântico Norte, enquanto o outro ramo flui para sudeste dará origem à Corrente de Portugal que posteriormente será chamada de Corrente dos Açores (Gould, 1985). A corrente dos Açores flui para leste até próximo à costa noroeste da África dividindo-se em três ramos principais. O mais próximo a costa irá formar a Corrente das Canárias que flui para sul, fechando assim o giro do Atlântico norte. Os outros dois ramos irão juntar-se ao fluxo da CNE (Stramma, 1984; Klein e Siedler, 1994).

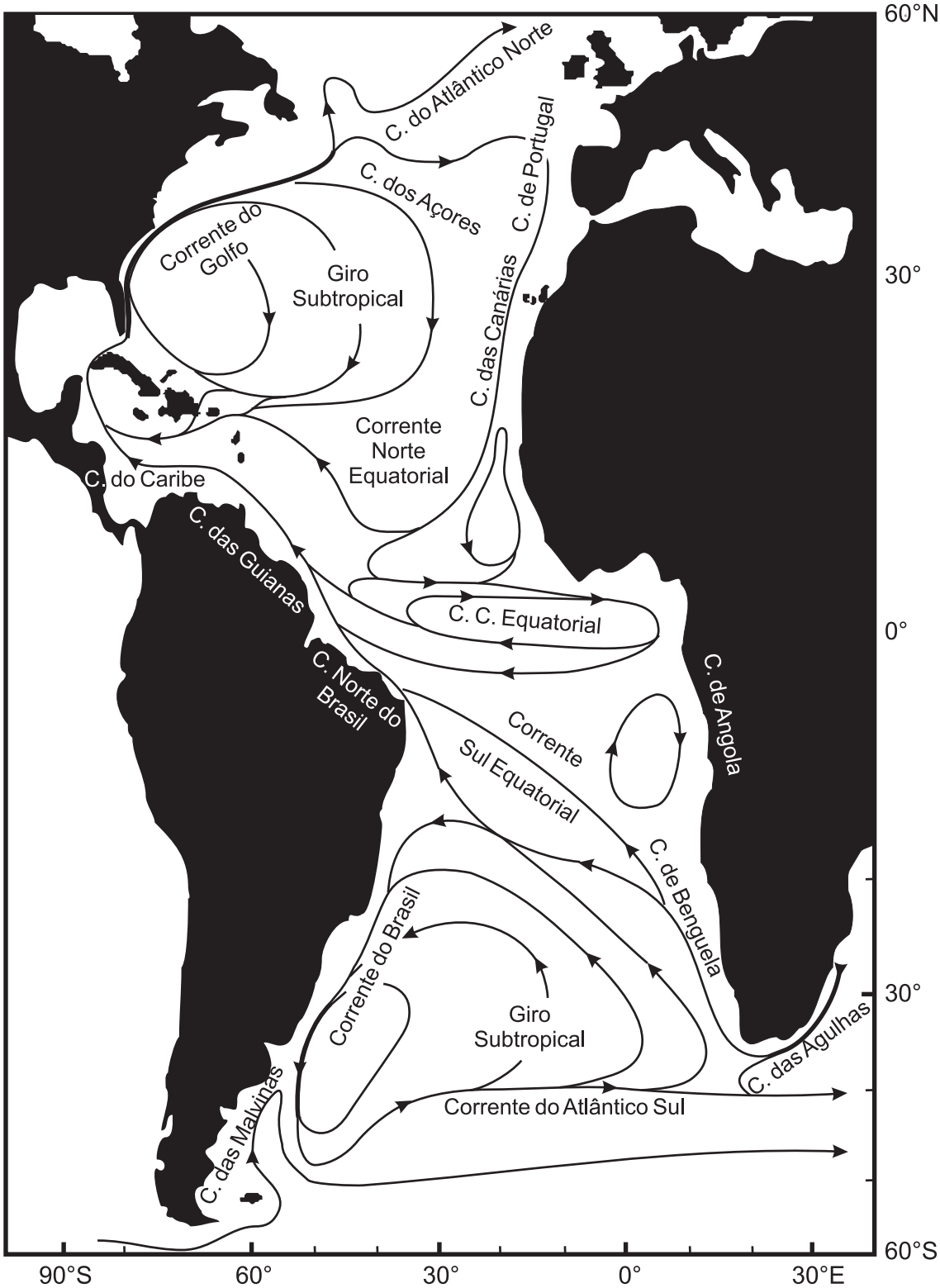


Figura 2.1: Mapa das principais correntes de superfície ao longo do oceano Atlântico entre as latitudes 60°N e 60°S. A área de estudo compreende de 40°N a 40°S e exclui regiões mais rasas que 1000 m. Adaptado de Peterson e Stramma (1991).

## 2.1 Sub-áreas de intensa atividade vortical

### 2.1.1 Corrente das Agulhas

Estudos recentes (Biastoch et al., 2008, 2009) sugerem, a partir de modelos, que o aumento do fluxo da Corrente das Agulhas em direção ao Atlântico pode causar alterações no padrão de circulação em superfície e na variabilidade da Célula de Revolvimento Meridional, em inglês, *Meridional Overturning Circulation* (MOC). Esta região é conhecida pela intensa atividade turbulenta causada principalmente pela retroflexão da CA próximo a 15–20°E (Olson e Evans, 1986; Lutjeharms e Van Ballegooyen, 1988). Apesar de fluir no sentido do oceano Índico, após a sua retroflexão, a CA libera uma quantidade considerável de vórtices que são advectados através do Atlântico sul. Este processo além de contribuir na transferência de energia entre estes oceanos pode influenciar no padrão de circulação do Atlântico. Os vórtices formados nesta região um intervalo de diâmetro que normalmente variam em entre 200 e 380 km (Olson e Evans, 1986; Gordon e Haxby, 1990; Arhan et al., 1999; De Ruijter et al., 1999; Van Aken et al., 2003), não ultrapassando os 300 km em média. Apesar disto, Arhan et al. (1999) relataram a observação de um vórtice centrado em (31,5°S,9°W) cujo diâmetro media cerca de 500 km, superestimando as dimensões das demais observações. Estes autores mostraram que esta feição aumenta de tamanho através da absorção de um vórtice vizinho ao cruzar a região da cordilheira de Walvis.

### 2.1.2 Confluência Brasil-Malvinas

A região da CBM é uma importante região na formação de vórtices de mesoescala no Atlântico sul (Olson et al., 1988; Garzoli, 1993) onde observa-se fortes gradientes na altura e temperatura da superfície do mar (Souza et al., 2006). De acordo com observações pretéritas realizadas nesta região os vórtices gerados na CBM possuem dimensões menores que aqueles observados na CA. Garzoli (1993) observou através de medidas de uma rede de ecossondas invertidas vórtices cujos diâmetros variaram entre 100 e 150 km. Goni et al. (1996) utilizaram dados de ecossondas invertida e

altimetria para observar aproximadamente no mesmo intervalo de latitudes utilizado neste trabalho a presença de vórtices com diâmetro entre 124 e 200 km. Em estudos mais recentes, Lentini et al. (2002, 2006) observaram vórtices maiores na região da CBM, da ordem de 200 a 250 km de diâmetro. A localização destes vórtices esteve quase sempre em uma região mais austral que a utilizada aqui neste trabalho (Figura 4.12), entre 40°S e 45°S. Vale salientar que a região da CBM se estende além da região amostrada no presente trabalho.

### 2.1.3 Corrente do Golfo

A porção da Corrente do Golfo que segue para leste é sem dúvida a região relacionada à geração de vórtices mais estudada e citada no oceano global (Cornillon et al., 1989; McGillicuddy et al., 1998; Anderson e Robinson, 2001; Leterme e Pingree, 2008). Esta corrente apresenta fortes gradientes térmicos que podem ser facilmente detectados por dados de satélites radiométricos (Cornillon et al., 1987; Ullman e Cornillon, 2000). A CG é comumente descrita como a corrente mais rápida e uma das mais energéticas no espectro de mesoescala do oceano global. Utilizando dados altimétricos, Halliwell et al. (1991) encontraram vórtices cujos diâmetros variavam em torno de 100 km. Em um estudo posterior McGillicuddy et al. (1998) assumiram no seu estudo que o diâmetro típico destes vórtices seria da ordem de 150 km. Em um estudo mais recente, Leterme e Pingree (2008) utilizou uma combinação de satélites, altimétrico e de cor do oceano, para determinar que em média os vórtices da CG alcançam um diâmetro de $\sim$ 250 km.

# Capítulo 3

# Conjunto de Dados

No presente trabalho foram utilizados os dados de anomalia da altura da superfície do mar adquiridos pelos satélites altimétricos TOPEX/Poseidon (T/P) e Jason-1 (J-1) e os dados de temperatura da superfície do mar obtidos através do radiômetro passivo de microondas a bordo do satélite *Tropical Rainfall Measuring Mission* (TRMM), chamado *TRMM Microwave Imager* (TMI). A seguir estão apresentadas as principais características dos dados e sensores remotos utilizados assim como o tratamento inicial realizado nestes dados de forma a compatibilizar as suas resoluções espaciais e temporais. Visando a otimização do custo computacional o conjunto de dados foi trabalhado em duas diferentes resoluções espaço-temporais para ambos os parâmetros oceanográficos. As diferentes resoluções se fazem necessárias em função das duas diferentes técnicas abordadas na metodologia.

## 3.1 Altura da superfície do mar

Lançado em agosto de 1992, o T/P foi o primeiro satélite de alta resolução a fornecer uma cobertura sinóptica e contínua da topografia de superfície dos oceanos. Seu lançamento foi um marco na altimetria por satélite, tendo em vista a superior resolução de seu sensor em relação aos pioneiros satélites, SeaSat e Geosat. Sua missão inicial era estudar a circulação oceânica global através de medições precisas e acuradas da ASM durante um período de 3 a 5 anos, entretanto o sucesso do projeto foi tão grande que o satélite permaneceu em operação até outubro de 2005.

O T/P possuía dois sensores altimétricos, entretanto apenas um era mantido ativo. No decorrer de sua missão o instrumento secundário foi colocado em funcionamento exatamente como o primário, o que especula-se ter contribuído para o sucesso de sua extensa longevidade. O seu sucessor, J-1, foi lançado em dezembro de 2001. Durante a fase de calibração ambos voaram juntos na mesma órbita (Figura 3.1), numa missão conhecida como *tandem mission* cujo propósito primário é a intercalibração dos instrumentos. Entre agosto e setembro de 2002 deu-se início a missão *high-resolution mission*, onde o J-1 assumiu a órbita do T/P, que foi deslocado zonalmente a 157,5 km a fim de maximizar a resolução espacial da série que combina os dados dos dois satélites.

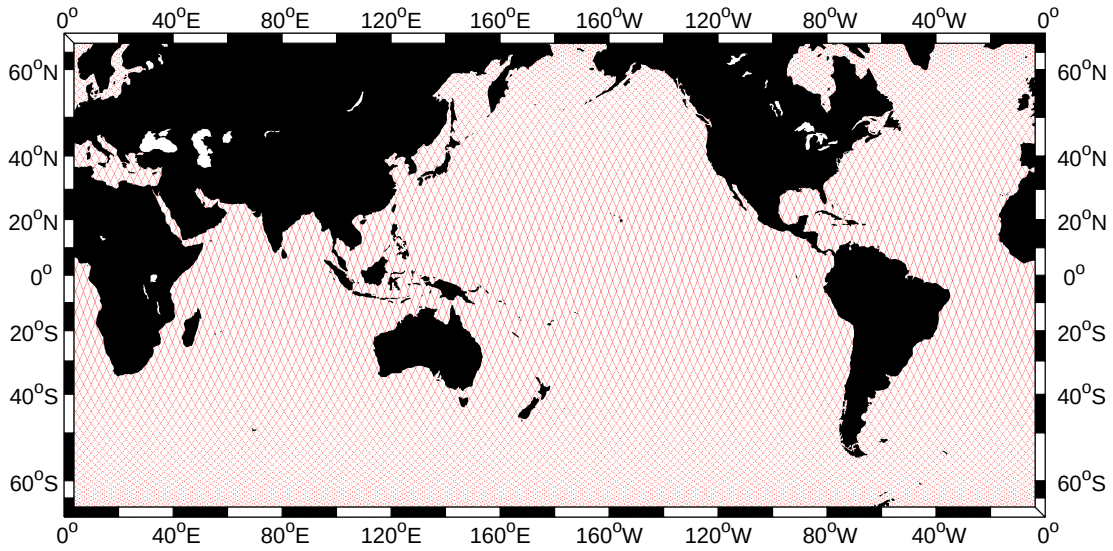


Figura 3.1: Órbita de um ciclo completo dos satélites altimétricos T/P e J-1 entre as latitudes 66°N e 66°S.

O T/P e J-1 são uma parceria entre a agência espacial norte-americana *National Oceanic and Atmospheric Administration* (NASA) e a agência espacial francesa *Centre National d'Études Spatiales* (CNES) e utilizam um radar altímetro na freqüência de 13,6 GHz para determinar a altura de uma superfície em relação ao geóide com precisão e acurácia de 2,4 e 1,4 cm, respectivamente. Os dados aqui utilizados são pré-processados e distribuídos pelo *Physical Oceanography Distributed Active Archive Center* do *Jet Propulsion Laboratory* (PO.DAAC/JPL) na forma de anomalia

da altura da superfície do mar ($\eta$), geralmente na resolução espaço-temporal de 0,5° × 0,5° × 9,9156 dias. Neste pré-processamento estão incluídas as seguintes correções:

- Remoção da altura referente ao geóide, onde o resíduo é a estimativa grosseira da ASM;

- Correções atmosféricas que incluem a influência do ar seco, umidade e desvio da radiação eletromagnética ao atravessar a atmosfera. Este última correção é necessária devido a passagem das ondas de gravidade e é chamada de correção ionosférica;

- Correção do geóide marinho através da remoção da média de longo termo da ASM, evitando a contaminação da altura por variações sazonais ou interanuais;

- Remoção do sinal das marés oceânica, da Terra sólida, oscilação dos pólos e peso da atmosfera.

Além de uma interpolação nos dados ao longo de uma passagem canônica igualmente espaçada. A distância entre medidas consecutivas na mesma passagem é de aproximadamente 7 km e entre duas passagens adjacentes, ascendentes ou descendentes, é de 315 km sobre o equador. Estes dados tem uma cobertura global entre os paralelos de 66°N e 66°S, cerca de 80% dos oceanos (Benada, 1997).

Os satélites altimétricos utilizados na oceanografia são não-imageadores, isto é, não geram imagens e sim valores pontuais ao longo de sua trajetória. Os dados são coletados no ponto Nadir, ou seja, na superfície da Terra diretamente abaixo do satélite. Para obter os mapas globais de $\eta$ foi realizada uma interpolação espacial através de um método semelhante à análise objetiva, porém utilizando a matriz de autocorrelação 3D calculada em cada local, em uma grande regular de dois níveis de resolução, 1° × 1° e 0,25° × 0,25° (Figura 3.2), onde os pesos são calculados a partir dos coeficientes de autocorrelação espaço-temporal em torno de cada ponto real (Polito et al., 2000; Krieger, 2008). A série temporal de $\eta$ utilizada corresponde

ao período entre janeiro de 1998 e dezembro de 2007. Os dados anteriores a este período não foram computados nas análises posteriores em razão da série de TSM iniciar-se em 1998.

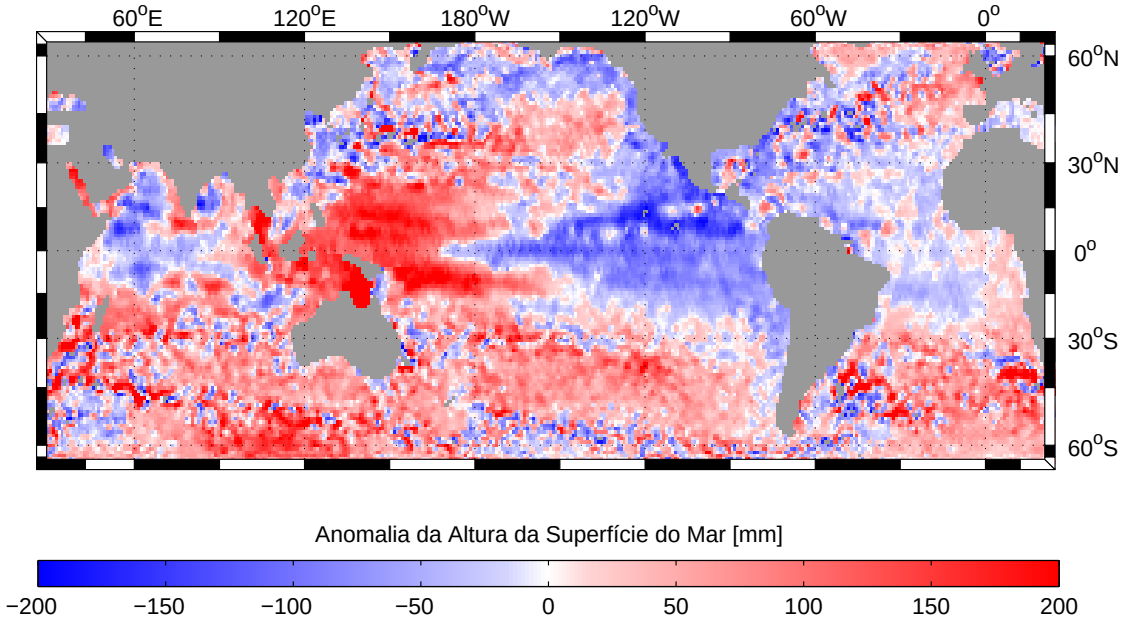


Figura 3.2: Mapa global de anomalia da altura da superfície do mar na resolução de 1° × 1°, obtido a partir da interpolação dos dados pontuais dos satélites T/P e J-1 para o dia 31 de dezembro de 2007.

## 3.2 Temperatura da superfície do mar

O TRMM é um projeto em parceria entre a NASA e a agência espacial japonesa *Japan Aerospace Exploration Agency* (JAXA). Lançado em novembro de 1997, seu objetivo inicial era fornecer informações quantitativas da precipitação na região tropical. Em pouco tempo ficou demonstrado que se trata de um excelente instrumento para estudos de processos tropicais. O sensor TMI encontra-se a bordo do TRMM e foi desenvolvido com tecnologia similar à do *Special Sensor Microwave/Imager* (SSM/I), sensor pioneiro na medição de TSM por microondas. A partir de 2000, o TMI passou a medir TSM sem o problema da cobertura de nuvens utilizando a freqüência de 10,7 GHz e com uma diferença quadrática média entre medidas de bóias e satélites da ordem de 0,5°C a 0,7°C (Wentz et al., 2000). Os dados TMI são

produzidos e distribuídos no formato de mapas globais de TSM através do portal *Remote Sensing Systems*, sob a supervisão do projeto *NASA Earth Science REASoN DISCOVER Project*, na resolução espaço-temporal de 0,25° × 0,25° × 1 dia e cobertura global entre as latitudes 40°N e 40°S.

A série de TSM foi interpolada através do método de mínima-curvatura de Smith e Wessel (1990) para remover a descontinuidade nos dados, seja por problemas na aquisição ou contaminação por precipitação. As resoluções espacial e temporal foram subamostradas para a mesma resolução dos dados de altimetria e as anomalias de TSM foram calculadas em relação a média local para o maior número inteiro de anos na série temporal (Figura 3.3). A série na sua resolução original também foi interpolada no espaço, para remoção de descontinuidades utilizando o mesmo interpolador.

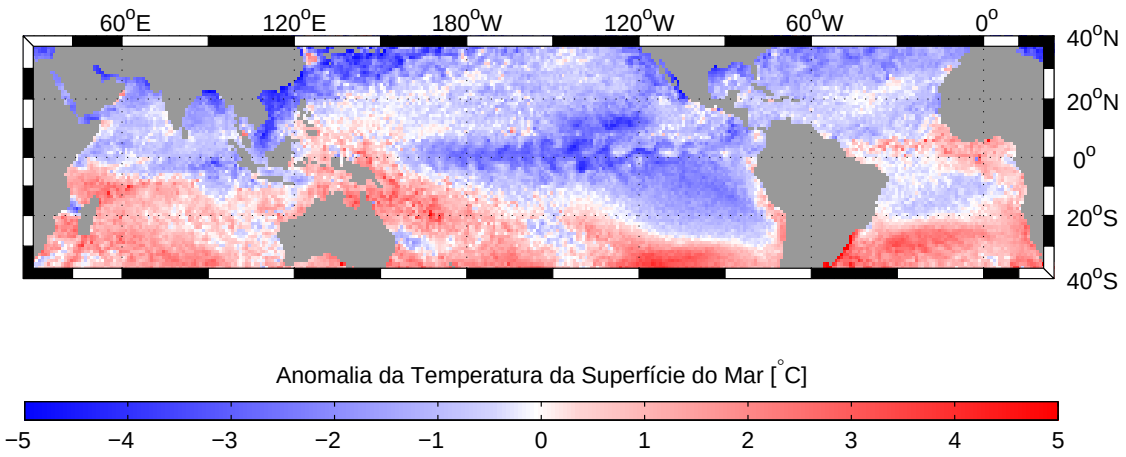


Figura 3.3: Mapa global de anomalia da temperatura da superfície do mar na resolução de 1° × 1°, obtido a partir do sensor TRMM/TMI para o dia 31 de dezembro de 2007.

A utilização de dois métodos distintos de interpolação entre os dados de ASM e TSM têm a intenção de evitar qualquer aumento artificial nos valores de correlação cruzada calculada (posteriormente) em virtude das características espectrais de cada interpolador.

# Capítulo 4

# Metodologia

Os dados de anomalia de ASM e TSM foram submetidos a um pré-processamento (seção 4.1) e em seguida foi aplicado um conjunto de filtros digitais de resposta impulsiva finita, ou *Finite Impulse Response* (FIR) (seção 4.2) com o objetivo de eliminar a porção não-propagante do sinal de larga-escala. Na etapa seguinte foi calculada a correlação cruzada bidimensional entre os mesmos dados de ASM e TSM (seção 4.3). A partir dos diagramas de correlação cruzada foram observados dois padrões de propagação, um ondulatório com comprimento e período característico das ondas de Rossby e o outro de menor escala espaço-temporal e solitário, possivelmente relacionado a feições vorticais de mesoescala. Ao padrão ondulatório foi aplicada uma metodologia baseada na transformada de Radon (sub-seção 4.4.2) para obter-se a velocidade de fase destas ondas. No padrão solitário foi aplicada uma função de decaimento exponencial unidimensional para obter-se as escalas espacial e temporal destes possíveis vórtices. A metodologia aqui aplicada na estimativa dos vórtices não tem a intenção de ser decisiva quanto a determinação da velocidade de propagação dos vórtices. Entretanto, o seu objetivo é mostrar através de observações que os sinais propagantes para oeste, além de serem compostos por estas duas feições oceânicas, também possuem semelhanças em suas características, neste caso a razão entre a escala espacial e a temporal.

Com a evidência de que o sinal propagante para oeste é majoritariamente composto por ondas de Rossby e vórtices propagantes, foi desenvolvido um método de

detecção de estruturas vorticais baseada na transformada inversa de Radon (subseção 5.3). Este método consiste em isolar o sinal destas feições, para posteriormente determinar as características de ambas estruturas de forma isolada, com ênfase as velocidades de fase das ondas de Rossby e de propagação dos vórtices de mesoescala. *A priori* esta metodologia é a detecção de estruturas aproximadamente circulares nos mapas de anomalia de ASM e TSM.

## 4.1 Pré-Processamento

Em geral, os dados altimétricos possuem um baixo nível de confiabilidade em regiões próximas aos contornos continentais. Nestas regiões, resíduos do sinal associado à maré podem causar discrepâncias na estimativa dos valores de anomalia da altura (Parke et al., 1998). A remoção deste sinal está associada a modelos de previsão de marés oceânicas baseados nos harmônicos esféricos (Molines et al., 1994). A precisão destes modelos está intimamente associado à topografia, isto é, quanto menos interação com o fundo maior é sua precisão. Para contornar este problema foi aplicada uma máscara aos dados de anomalia da ASM, onde foram desconsideradas regiões rasas, mares interiores e pequenas ilhas (Figura 4.1). Com a condição inicial de que a propagação zonal é dominante, procurou-se reter faixas aproximadamente contínuas de águas cuja profundidade é superior a 1000 m. Visando a compatibilidade entre os dados de satélite, os dados de anomalia da TSM foram submetidos ao mesmo tratamento descrito acima.

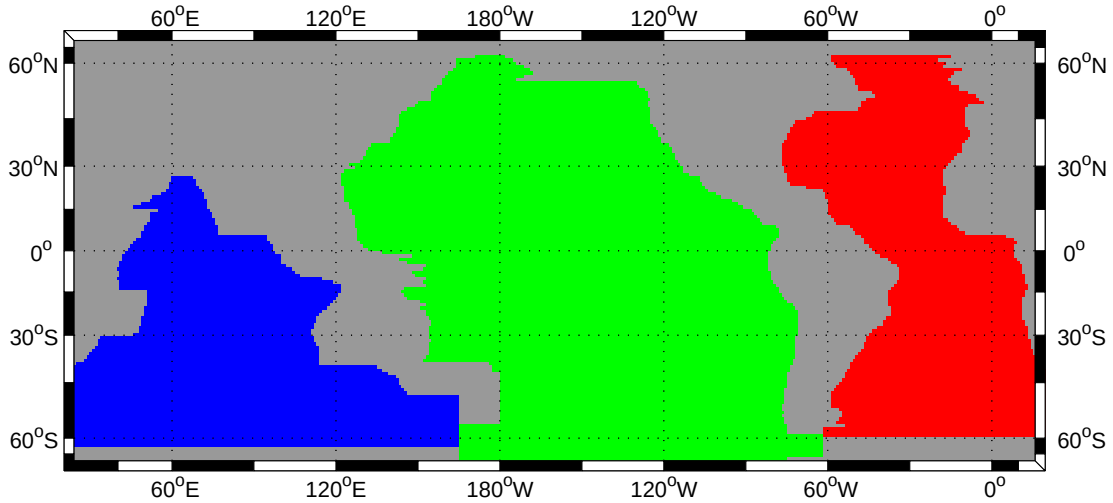


Figura 4.1: Máscara do continente em escala global e resolução de 1° × 1°, incluindo a isóbata de 1000 m. Os limites das três bacias oceânicas estão representados em azul (Índico), verde (Pacífico) e vermelho (Atlântico).

Após o mascaramento os mapas das anomalias de ASM$(x, y)$ e TSM$(x, y)$ foram convertidos em diagramas zonais-temporais $(x, t)$, para cada latitude (Figura 4.2). Estes diagramas são comumente utilizados para acompanhar a evolução de fenômenos propagantes com diferentes características. Os padrões inclinados observados na Figura 4.2 (acima) indicam a presença de sinais propagantes. É possível distinguir entre diferentes larguras destes padrões, indicando que este sinal é composto por diferentes períodos e comprimentos de onda. No diagrama (abaixo) observa-se a dominância de um padrão listrado horizontal que indicam ausência de propagação, isto é, sazonalidade. Ainda assim, é possível destacar padrões inclinados significativamente mais fracos.

Subseqüentemente foi extraída a porção correspondente ao oceano Atlântico, no intervalo entre 35.5°N e 35.5°S (Figura 4.3). Esta figura indica a porção do Atlântico que será utilizada no presente estudo, com destaque para as linhas horizontais em branco que demarcam as latitudes onde serão realizadas as análises posteriores; 35.5°, 30.5°, 25.5°, 20.5°, 15.5° e 10.5° em ambos os hemisférios. A linha preta e contínua em volta dos continentes indica a isóbata de 1000 m, que foi desconsiderada na montagem dos diagramas zonais-temporais. Esta perda de dados junto as bordas

continentais é pequena e não interfere em nada os resultados obtidos uma vez que o interesse aqui é nas feições que se propagam no oceano profundo.

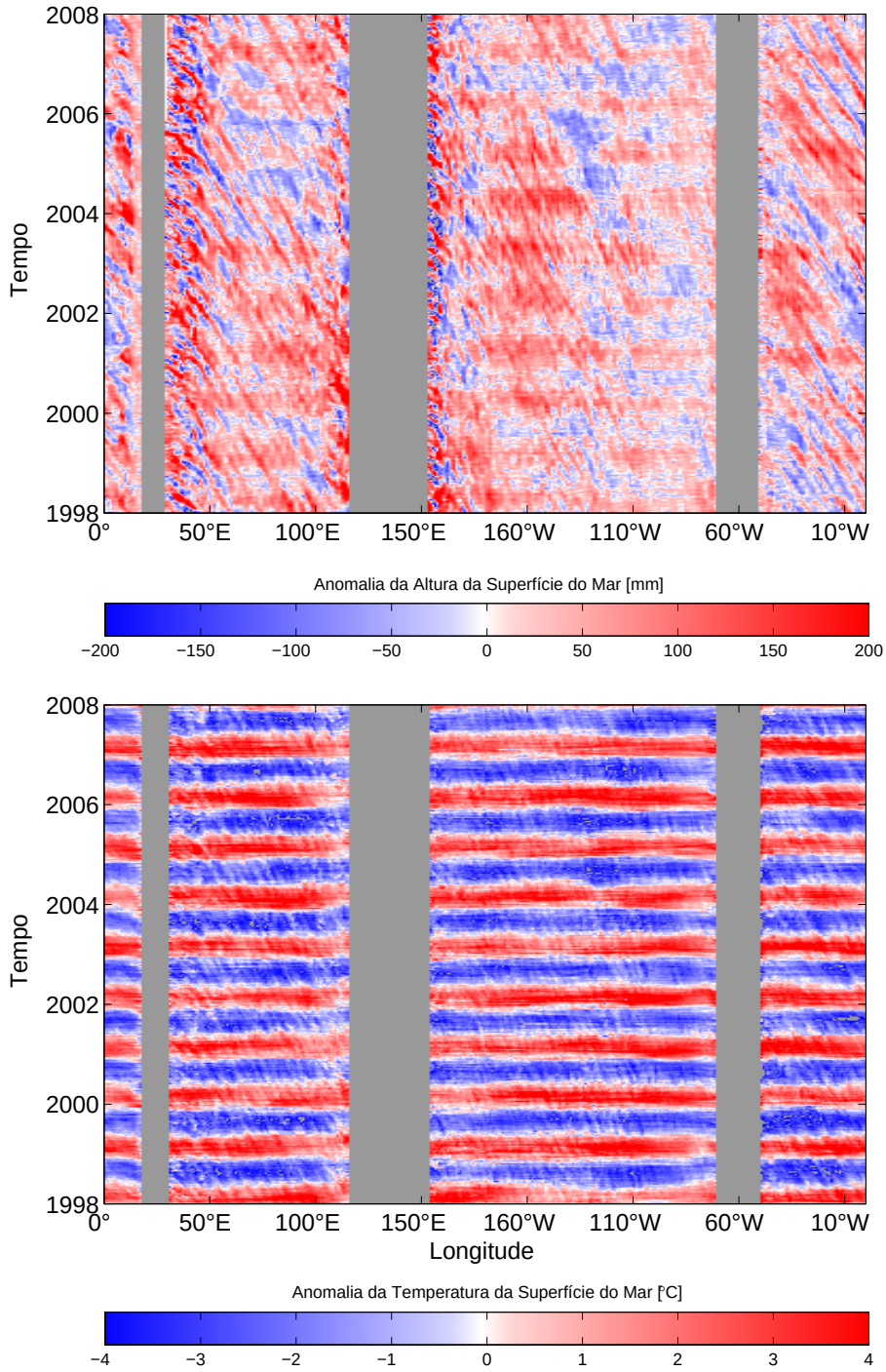


Figura 4.2: Diagramas longitude-tempo globais de anomalia da altura da superfície do mar **(acima)** e anomalia da temperatura da superfície do mar **(abaixo)** obtidos na latitude de 30.5°S.

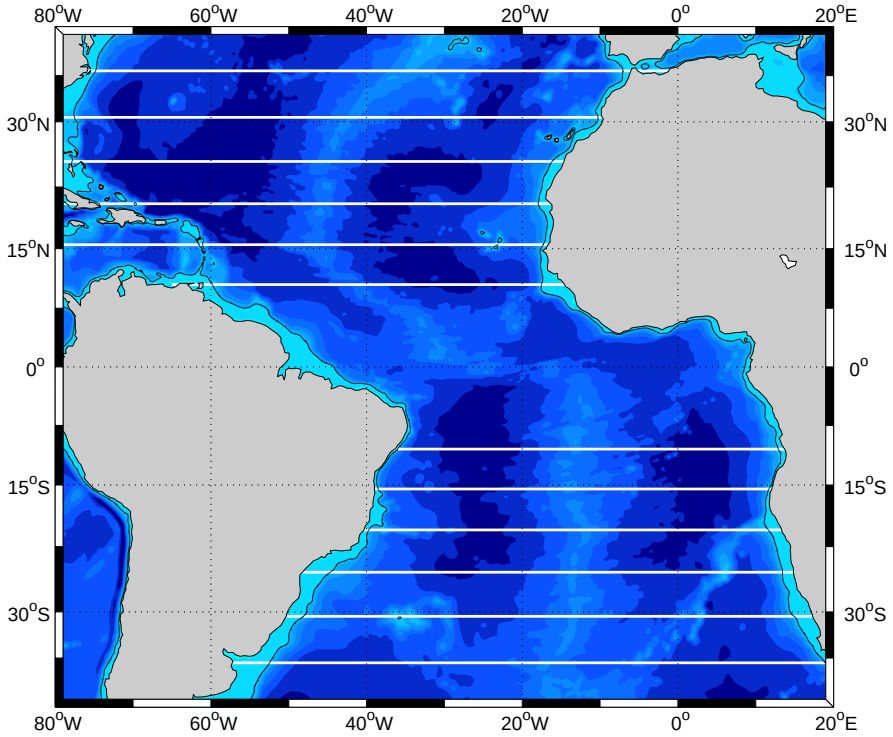


Figura 4.3: Mapa da porção da bacia Atlântica estudada com indicação das latitudes selecionadas e a isóbata de 1000 m.

## 4.2 Filtros FIR-2D

De acordo com Polito e Liu (2003) a necessidade de se utilizar filtros digitais no estudo de propagação de ondas oceânicas advém da dificuldade inerente à medida 2D da propagação da fase destas ondas com um espectro de banda larga. Os filtros de resposta impulsiva finita são baseados na convolução de duas matrizes no domínio do espaço-tempo, onde uma corresponde ao dado geofísico de interesse e a outra é a própria matriz filtro. Considerando que as anomalias da ASM e da TSM são representadas por $\eta(x,t)$ e $\theta(x,t)$, respectivamente, e a matriz filtro por $\psi(i,j)$, tem-se que:

$$\eta_\psi(x,t) = \sum_{i=-m}^{m} \sum_{j=-n}^{n} \eta(x+i, t+j)\psi(i,j), \tag{4.1}$$

e

$$\theta_\psi(x,t) = \sum_{i=-m}^{m} \sum_{j=-n}^{n} \theta(x+i, t+j)\psi(i,j), \tag{4.2}$$

onde $\eta_\psi(x,t)$ e $\theta_\psi(x,t)$ são as matrizes filtradas. Nenhuma forma funcional é imposta aos dados, o que torna o filtro relativamente fácil de ser ajustado para evidenciar bandas espectrais relacionadas a diferentes fenômenos conhecidos. A quantidade de filtros utilizados irá variar de acordo com o número de bandas espectrais serão investigadas. A vantagem destes filtros bidimensionais é que cada componente é filtrada em $x$ e $t$ simultaneamente garantindo que o processo de filtragem seja seletivo também em relação à direção de propagação. Isto não acontece no caso de dois filtros 1D aplicados sucessivamente. Neste último, ondas de mesmo período e comprimento propagando-se em direções opostas passam da mesma maneira pelo filtro. Outro aspecto importante é que a série temporal é curta e sujeita a modulações interanuais de amplitude (e.g. ENSO), o que torna os filtros baseados na transformada de Fourier menos atraentes pois eles presumem que o espectro não muda significativamente durante o período amostral.

Seguindo o princípio da metodologia desenvolvida por Polito e Cornillon (1997) foi construído um conjunto de filtros FIR para remover a porção não-propagante contida nos dados, mantendo apenas os sinais que se propagam para oeste. Os filtros foram então ajustados para decompor o sinal original de $\eta_0(x,t)$ e $\theta_0(x,t)$ em diagramas zonais-temporais das seguintes componentes espectrais (Figuras 4.4 e 4.5):

$$\eta_0 = \eta_t + \eta_s + \eta_r, \tag{4.3}$$

onde $\eta_t$ é o sinal não-propagante de larga-escala que inclui a variabilidade sazonal e interanual; $\eta_s$ é o somatório de todos os sinais propagantes para oeste sugeridos como ondas de Rossby do primeiro modo baroclínico (Polito e Liu, 2003, seção 3), que corresponde a ondas com períodos de 24, 12, 6 e 3 meses, ou seja, $\eta_s = \eta_{24} + \eta_{12} + \eta_6 + \eta_3$; e $\eta_r$ é o resíduo da decomposição contendo sinais não-propagantes de alta freqüência e/ou pequena escala, interpretado como ruído.

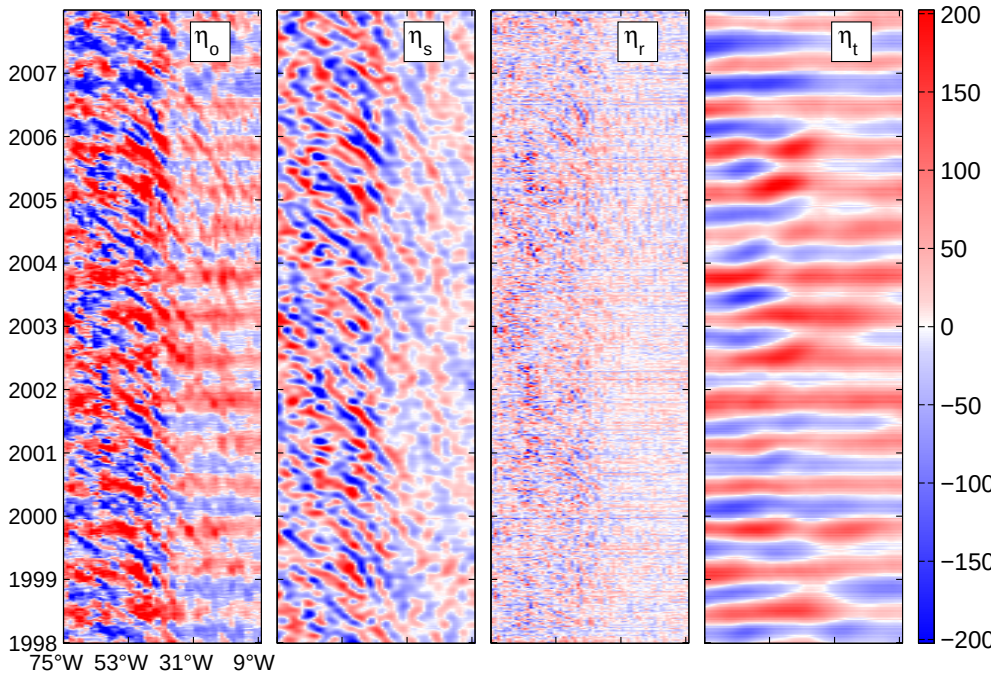


Figura 4.4: Decomposição do sinal original de anomalia da superfície do mar ($\eta_0$) nas componentes propagante ($\eta_s$), residual ($\eta_r$) e sazonal ($\eta_t$) na latitude de 35.5°N.

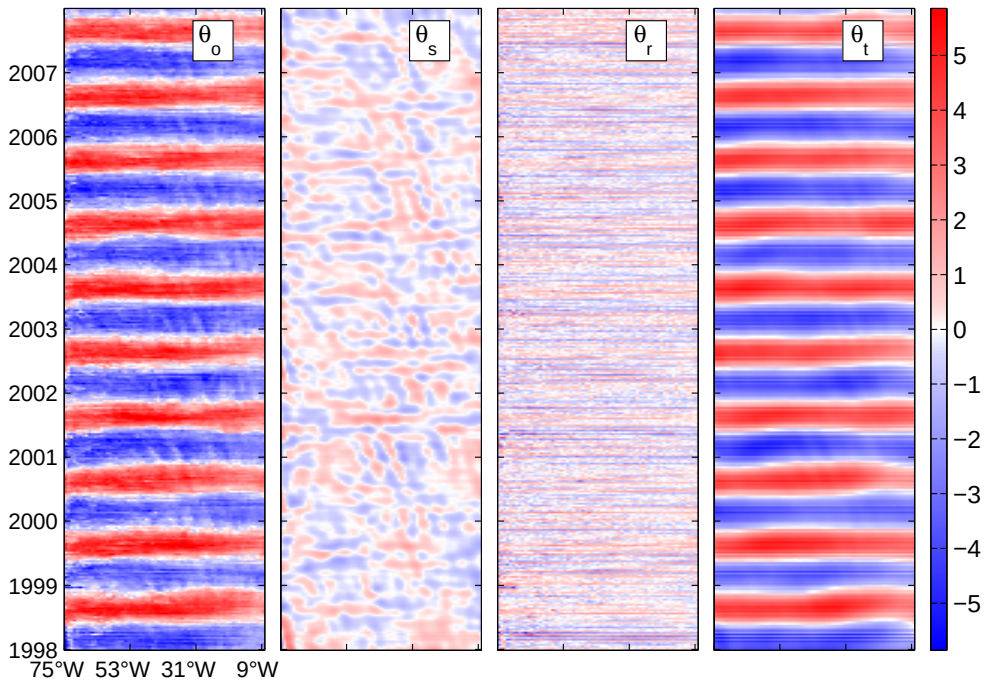


Figura 4.5: Decomposição do sinal original da temperatura da superfície do mar ($\theta_0$) nas componentes propagante ($\theta_s$), residual ($\theta_r$) e sazonal ($\theta_t$) na latitude de 35.5°N.

O conjunto de filtros foi construído de forma a manter um mínimo de sobreposição entre as bandas espectrais e suas dimensões são baseadas nos valores do comprimento de onda e período do fenômeno de interesse, ou seja, suas dimensões iniciais são baseadas em estimativas *a priori* de $\lambda$ e $P$. A forma funcional destes filtros é diferente para os sinais propagantes e não-propagantes.

Para a porção propagante é utilizado um filtro na forma de um cosseno com decaimento exponencial e bidimensional de padrão inclinado. A partir do cálculo da latitude crítica é possível inferir que períodos de ondas podem ocorrer em determinadas latitudes. Desta forma, os períodos são fixados para cada latitude e o comprimento de onda é estimado através de $\lambda = c_p\, P$. O valor inicial de $c_p$ utilizado aqui corresponde a uma estimativa da velocidade de fase baseada na teoria linear clássica. Como apresentado no Apêndice A.43, $c_p$ possui uma forte dependência com a latitude, desta forma em primeira instância é razoável assumir que $c_p \propto \dfrac{\cos\phi}{\sin^2\phi}$. Após a aplicação de cada filtro um novo valor de $c_p$ é recalculado e o processo é sistematicamente repetido até que este valor de velocidade convirja para um valor estável. A estimativa inicial de $c_p$ não necessariamente precisa de grande acurácia já que experiências mostram que valores entre metade e duas vezes esta estimativa inicial tendem a convergir para os mesmos valores de $c_p$ quando o sinal é minimamente robusto. No caso não-propagante é utilizado um filtro na forma de uma função Gaussiana bidimensional, decaindo de 1 no centro a 0 nas bordas e normalizado pelo somatório total dos seus elementos, ou seja,

$$\psi(i,j) = \frac{e^{-\frac{1}{2}\left[\left(\frac{\pi i}{m}\right)^2 + \left(\frac{\pi j}{n}\right)^2\right]}}{\sum_{i=-m}^{m}\sum_{j=-n}^{n}\psi(i,j)}. \tag{4.4}$$

A escala espacial adotada neste caso é o próprio comprimento da bacia oceânica e o período foi centrado em 183 dias ($\sim$ 6 meses).

## 4.3 Função de Correlação Cruzada

A função de correlação é uma ferramenta utilizada para caracterizar a variabilidade de uma única série temporal ou a covariabilidade de duas séries temporais em dois momentos, $t_1 = t$ e $t_2 = t + \tau$, onde $\tau$ é o atraso da segunda em relação à primeira. Neste trabalho foi utilizada a função de correlação cruzada em duas dimensões para quantificar a possível relação estatística entre as séries co-localizadas das anomalias de ASM e TSM. Esta função descreve a covariabilidade entre estas duas séries temporais na forma de diagramas longitude-tempo em função de $\tau_x$ e $\tau_t$, os atrasos no espaço e no tempo, respectivamente. As correlações cruzadas entre as anomalias de ASM e TSM foram calculada por:

$$C(\tau_x, \tau_t) = \frac{1}{(N_x - k_x)(N_t - k_t)} \sum_{i=1}^{N_x - k_x} \sum_{j=1}^{N_t - k_t} \theta_{(i,j)} \eta_{(i+k_x, j+k_t)} \tag{4.5}$$

onde $N_x$ e $N_t$ são os números de elementos nas dimensões $x$ e $t$ e $\tau_{(x,t)} = k_{(x,t)}\Delta t \quad (k = 0, ..., M)$ são os seus respectivos atrasos de tempo para $k$ incrementos no tempo amostral $\Delta t$, sendo $M \ll N$. $C(\tau_x, \tau_t)$ será uma matriz de tamanho $(2M - 1) \times (2N - 1)$, onde $M$ é o número de linhas e $N$ o número de colunas.

A função de correlação cruzada contém apenas a informação espectral dos sinais presentes em ambas séries temporais, ou seja, uma feição que tenha um sinal marcante na variação da superfície do mar mas não possua um sinal claro na temperatura estará automaticamente fora desta análise. A correlação dos sinais observados em ambos os sensores elimina ruídos causados por um dos sensores e permite a análise de fenômenos que ocorrem com as mesmas características espectrais em ambas as séries, simultaneamente ou não.

O atraso no tempo observado nas correlações corresponde à diferença de fase entre as séries, podendo indicar qual é o possível processo físico capaz de conectar duas variáveis, assumida a casualidade. A análise no atraso no espaço é similar à do atraso no tempo. É necessário lembrar que para diferentes processos físicos existem diferentes fatores de atraso. Maiores detalhes e esclarecimentos a respeito

das funções de correlação e covariância podem ser encontrados em Emery e Thomson (2001).

## 4.4 Transformada de Radon e sua Função Inversa

### 4.4.1 Contextualização

A transformada de Radon bidimensional de uma determinada função $f(x, y)$ é definida como a integral de linha de $f$ para um conjunto de linhas $l$ definidas pelo parâmetros $p$ e $\gamma$, ou seja,

$$\mathbb{R}(p, \gamma) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(r)dl, \tag{4.6}$$

onde $p$ é a distância mínima entre uma determinada reta e a origem de um eixo Cartesiano, $\gamma$ é o ângulo formado entre o eixo $x$ e o ponto mais próximo sobre a reta $p$ e $r$ é um vetor de posição qualquer em $(x, y)$ (Figura 4.6).

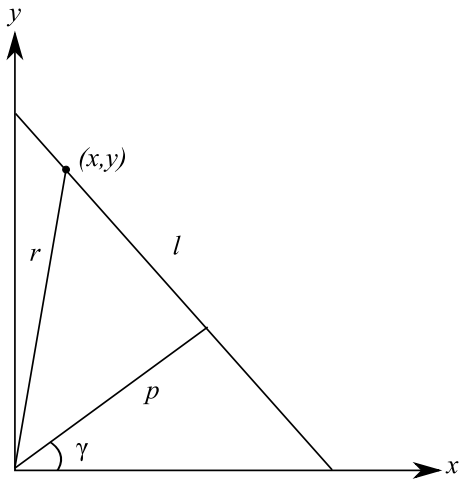


Figura 4.6: Representação esquemática da transformada de Radon para um ângulo $\gamma$, dada uma equação da reta $p = x \cos\gamma + y \sin\gamma$. Adaptado de Poularikas (2000).

Neste passo torna-se pertinente introduzir a definição do delta de Dirac,

$$\delta(x) = \begin{cases} +\infty, & x = 0 \\ 0, & x \neq 0 \end{cases},$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x)dx = 1.$$

O delta de Dirac é um ente matemático análogo ao delta de Kronecker no domínio contínuo, cuja propriedade mais usual é

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x - x')f(x)dx = f(x'). \tag{4.7}$$

Reescrevendo a equação (4.6) baseada na equação da reta $p = x\cos\gamma + y\sin\gamma$ e no delta de Dirac, têm-se que,

$$\mathbb{R}(p, \gamma) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y)\delta(x\cos\gamma + y\sin\gamma - p)dx\ dy. \tag{4.8}$$

A equação acima é idêntica a equação (4.6). Nota-se que em razão da propriedade do delta de Dirac e ao fato de que a forma da equação da linha $l$ é dada por $p$, a integral dupla pode ser reduzida a uma integral de linha, retornando assim à equação (4.6). A Figura 4.7 mostra com detalhes o funcionamento da transformada de Radon quando aplicada a uma imagem. No painel (a) tem-se uma matriz binária quadrada que corresponde a função $f(x, y)$ na equação 4.8 e será utilizada para compreender o mecanismo desta técnica. (b), (c) e (d) ilustram a matriz apresentada em (a) após à aplicação da transformada para diferentes ângulos $\gamma$ individualmente, 0°, 45° e 60°, respectivamente. A reta $p$, primeiramente descrita na figura 4.6, irá determinar a orientação da integral de linha para um determinado ângulo $\gamma_i$. (e) corresponde a matriz (a) rotacionada para o intervalo de ângulos entre 0° e 180°.

A transformada inversa de Radon, como o próprio nome sugere, consiste em calcular a função inversa da transformada de Radon através da inversão da equação 4.8. Ao calcular a transformada de Radon de uma determinada imagem, esta passa a ser representada por uma nova imagem referenciada a uma equação determinada equação de reta e um conjunto ângulos $(p, \alpha_i)$, isto é, passa-se a trabalhar no domínio dos ângulos ou projeções. Esta técnica é especialmente importante pois fornece informações sobre um objeto no contexto do espaço Euclidiano $n$-dimensional, desde que alguma investigação posterior tenha sido realizada para produzir uma ou mais

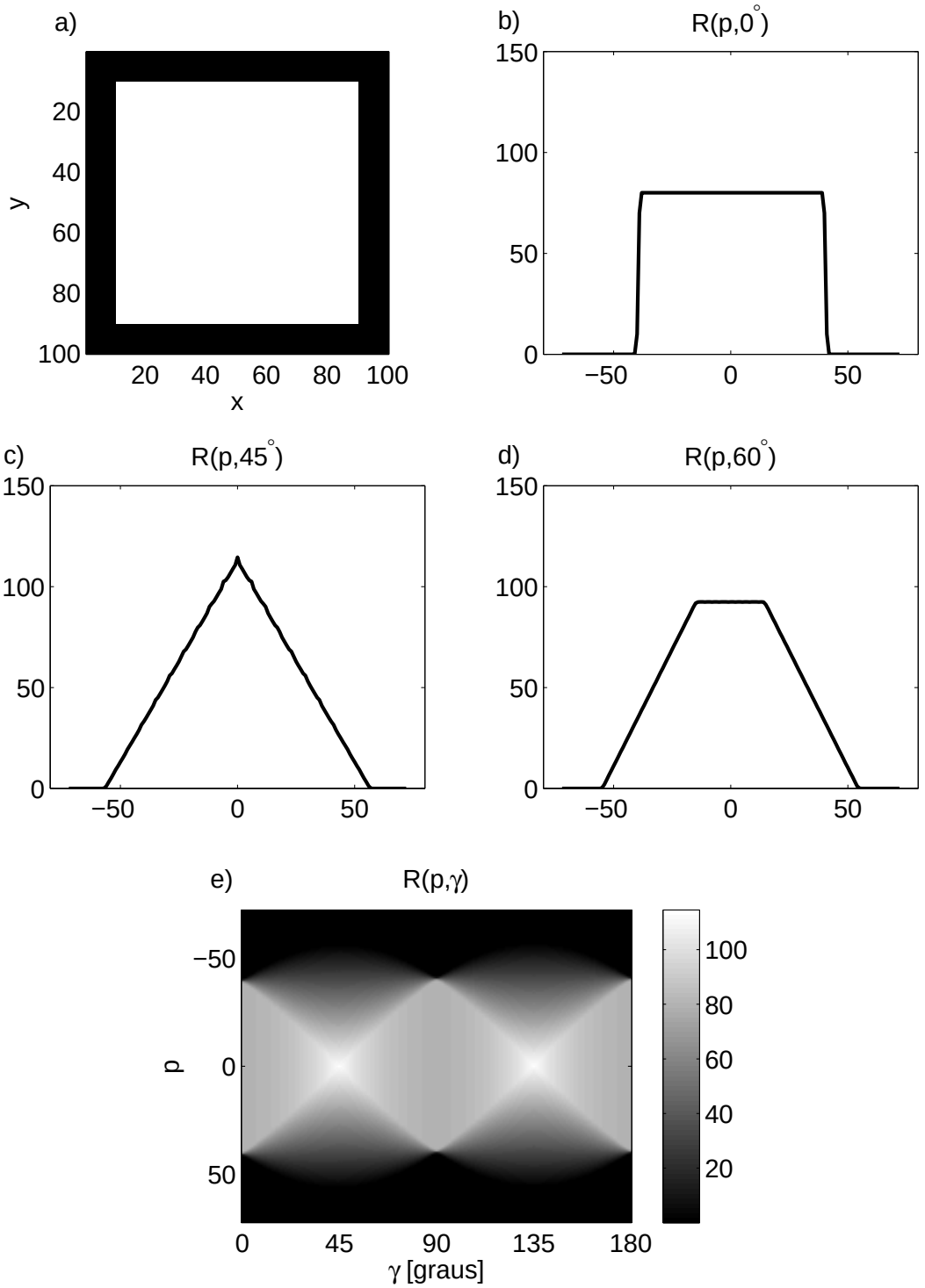


Figura 4.7: Aplicação da transformada de Radon a uma imagem qualquer no plano horizontal $(x, y)$ **(a)**, a sua função transformada referenciada ao ângulo 0° **(b)**, ao ângulo 45° **(c)**, ao ângulo 60° **(d)** e a matriz transformada referenciada ao intervalo de ângulos entre 0° e 180° **(e)**.

linhas de projeção. Tal espaço Euclidiano refere-se ao espaço onde uma distribuição espacial $f$ da maioria das propriedades físicas é definida (Poularikas, 2000). A transformada inversa de Radon, desde que seja preservada a informação sobre os ângulos ou projeções é capaz de reconstruir a imagem original através da equação,

$$f(x, y) = \int_0^{\pi} \mathbb{R}(x \cos\gamma + y \sin\gamma, \gamma)\ d\gamma \tag{4.9}$$

### 4.4.2 Caracterização de ondas via Transformada de Radon

A velocidade de propagação de uma determinada onda pode ser estimada através da determinação das inclinações dos padrões listrados observados nos diagramas zonais-temporais. Enquanto seu $\lambda$ e $P$ são estimados determinando-se as larguras do padrão inclinado em $x$ e $t$, respectivamente. Embora a determinação visual destas inclinações seja um método bastante convincente e portando usual (Schlax e Chelton, 1994), ferramentas computacionais mais sofisticadas tem sido aplicadas visando automatizar o processo de caracterização destas ondas e de torná-lo mais objetivo. Neste contexto a transformada de Radon bidimensional torna-se uma ferramenta poderosa no auxílio aos estudos de feições propagantes (Challenor et al., 2001).

A metodologia aplicada aqui utiliza a transformada de Radon para estimar o ângulo destas inclinações (Lim, 1990) e posteriormente a velocidade de fase das ondas de Rossby. Primeiramente as matrizes de correlação cruzada $C(\tau_x, \tau_t)$ são divididas em matrizes menores $c(\tau_x, \tau_t)$, de tamanho aproximado à $2\lambda$ na dimensão $x$ e $2P$ na dimensão $t$, onde são estimados os parâmetros de onda para cada uma destas matrizes seguido do cálculo dos respectivos valores médios. Devido a uma característica intrínseca ao método, ao rotacionar-se uma matriz quadrada uma variabilidade causada pelos cantos da matriz será introduzida no resultado final da sua transformada como demonstrado na Figura 4.8 (a) e (b). Para evitar este efeito, uma máscara circular (Figura 4.8c) é aplicada a matriz quadrada antes do cálculo da transformada. Comparando o resultado da transformada de Radon com e sem a máscara circular, (b) e (d), respectivamente, observa-se uma forte redução da assimetria causada pelos cantos da matriz quadrada.

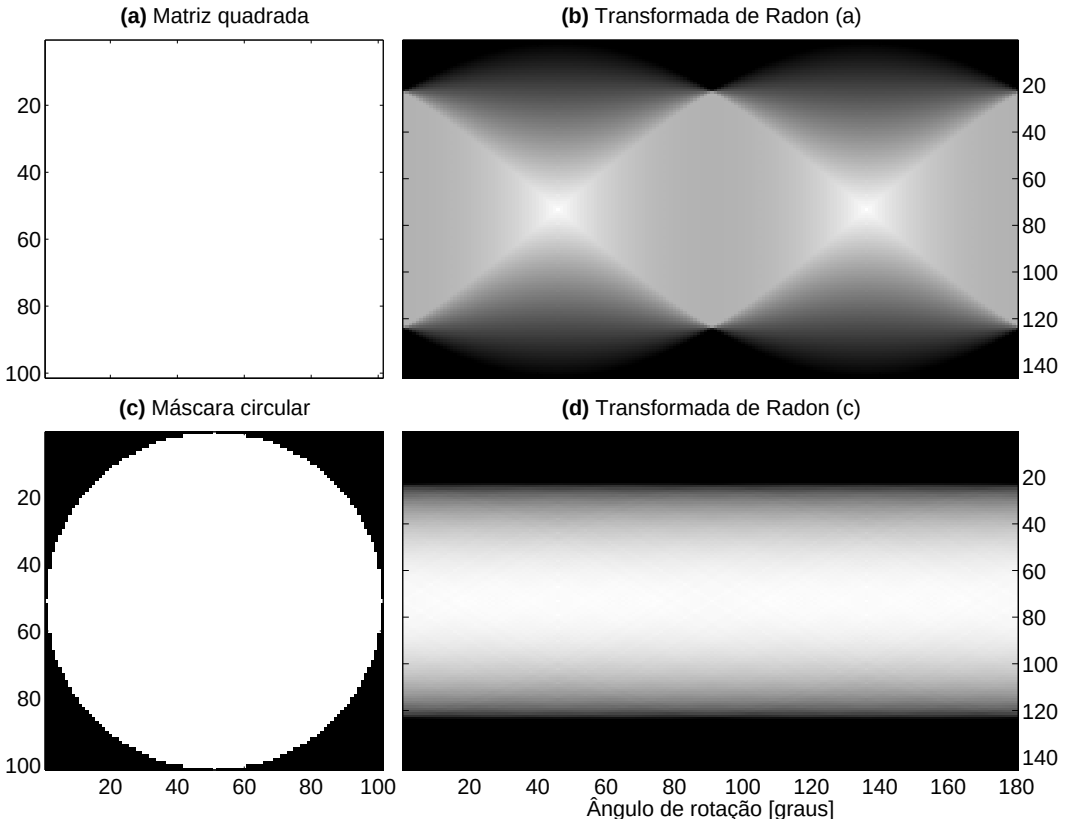


Figura 4.8: Aplicação do filtro circular às matrizes $c(\tau_x, \tau_t)$ com o objetivo de minimizar o efeito da assimetria causada pela transformada de Radon. Matriz quadrada cuja média é igual a 1 **(a)** e sua transformada de Radon **(b)**. Máscara circular nas dimensões da matriz quadrada **(c)** e sua respectiva transformada de Radon **(d)**.

A transformada de Radon $\mathbb{R}(x_r, \alpha)$ irá girar um par de eixos Cartesianos $(x_r, t_r)$ no sentido anti-horário em relação ao eixo fixo de cada matriz $c(\tau_x, \tau_t)$ e associar esta rotação a um determinado ângulo $\alpha$,

$$\begin{bmatrix} \tau_x \\ \tau_t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\alpha & -\sin\alpha \\ \sin\alpha & \cos\alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_r \\ t_r \end{bmatrix}$$

$\mathbb{R}(x_r, \alpha)$ será a integral dos coeficientes de $c(\tau_x, \tau_t)$ ao longo do eixo $t_r$, perpendicular ao eixo $x_r$ (Figura 4.9),

$$\mathbb{R}(x_r, \alpha) = \int_{-\infty}^{+\infty} c(x_r, t_r) dt_r. \tag{4.10}$$

Quando o ângulo $\alpha$ é tal que a região de máxima correlação alinha-se com o eixo $t_r$, $\mathbb{R}(x_r, \alpha)$ é maximizado e o ângulo $\alpha_i$ será a primeira estimativa da velocidade

de fase, na forma de $c_p = \tan(\alpha_i)$. O período e o comprimento de onda poder ser estimados através de um ajuste de mínimos quadrados.

Aqui foi utilizado um ajuste não-linear através de funções senoidais aplicadas nos vetores dos *lags* longitudinal e temporal $c(\tau_x, 0)$ e $c(0, \tau_t)$, respectivamente. Tal ajuste obedece o modelo

$$\hat{y} = a_0 + a_1 \cos(\omega_0 t) + a_2 \sin(w_0 t), \tag{4.11}$$

onde $a_1$ e $a_2$ são amplitudes das respectivas funções senoidais. Estas amplitudes se referem à matriz de autocorrelação, cujos valores de amplitude das ondas não podem ser recuperados já que os coeficientes aos quais a função em (4.11) é ajustada foram obtidos através de matrizes de correlação-cruzada entre as anomalias da ASM e TSM.

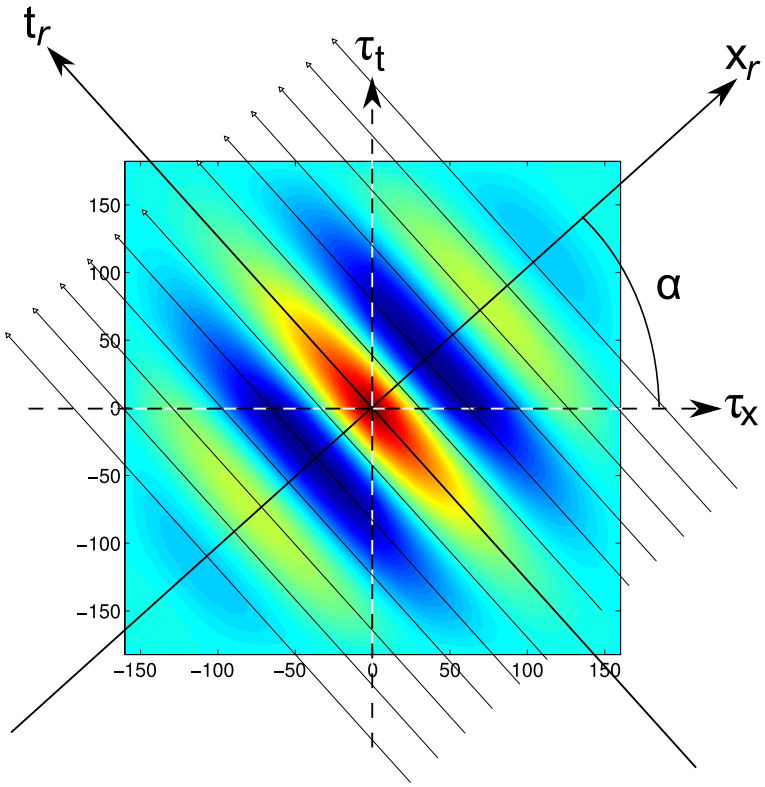


Figura 4.9: Ilustração do funcionamento da transformada de Radon bidimensional aplicada à uma matriz de autocorrelação. As linhas indicam a inclinação para qual é calculada a integral que aparece na equação (4.10), para cada ângulo $\alpha$.

Para cada matriz $c(\tau_x, \tau_t)$ é aplicada a transformada para estimar $c_p$ resultando em um conjunto de diferentes valor de $c_p$ por latitude. A média e desvio-padrão destes valores são calculados para cada uma das latitudes e valores cuja $c_p$ estiver acima do limite de 1 desvio-padrão da média são eliminados. Os respectivos valores de $\lambda$ e $P$ relativos a estes valores de $c_p$ também são eliminados. Em seguida, uma nova média é calculada para $\lambda$, $P$ e $c_p$.

A Figura 4.10 corresponde a uma matriz sintética com a finalidade de simular uma matriz extraída de um diagrama zonal-temporal composta por sinal de ondas de Rossby (acima) e sua respectiva matriz de autocorrelação (abaixo). O $P$ da matriz sintética foi fixado em 365 dias e sua $c_p$ foi estabelecida de acordo com o valor característico para a latitude de 20°N, segundo a teoria linear. $\lambda$ foi obtido através do produto entre $c_p$ e $P$. Na matriz de autocorrelação a $c_p$ foi estimada via transformada de Radon e $\lambda$ e $P$ através de uma ajuste de mínimos quadrados.

Os valores dos parâmetros obtidos através da transformada de Radon da autocorrelação da matriz simulada (Figura 4.10) mostram a robustez da referida metodologia. O valor de $c_p$ obtido foi estatisticamente igual ao pré-estabelecido na matriz simulada. As vantagens em se trabalhar com as matrizes de autocorrelação dos dados são: (1) redução do ruído randômico presente nos dados originais e (2) rejeição dos sinais que ocorrem apenas em $\eta$ ou apenas em $\theta$.

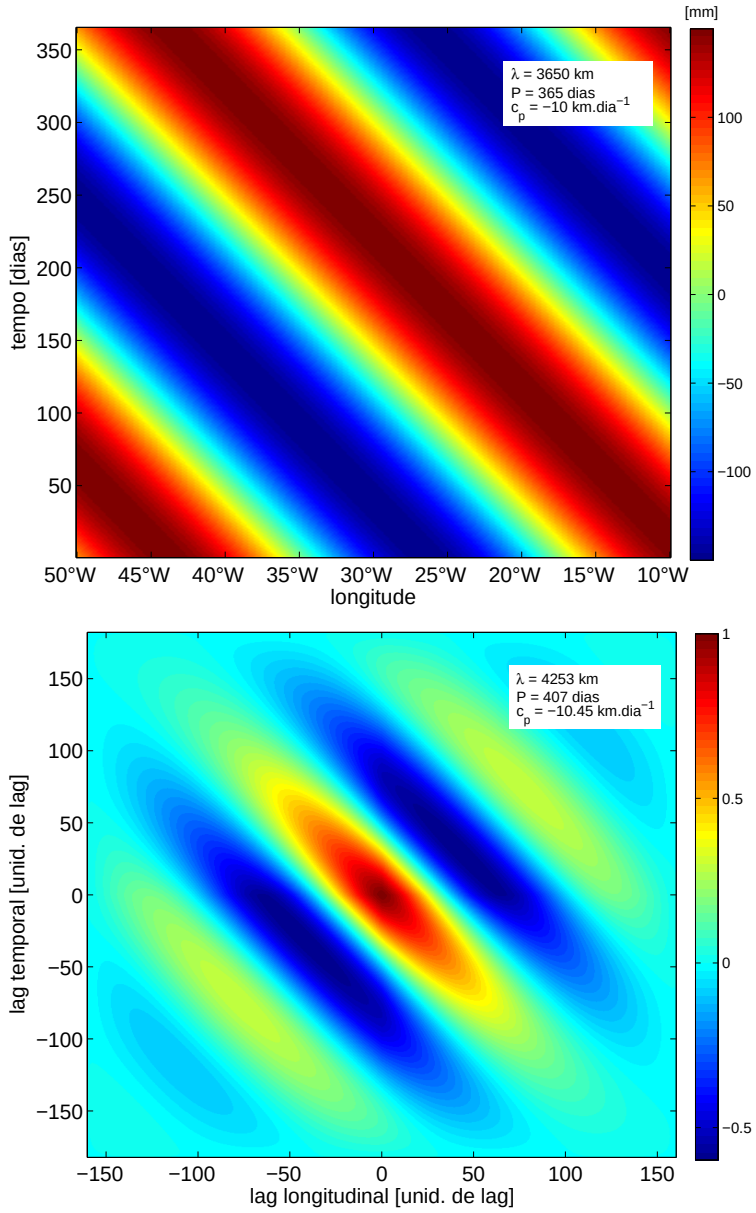


Figura 4.10: Onda de Rossby anual simulada para a latitude de 20°S no Atlântico **(acima)** e sua matriz de autocorrelação bidimensional **(abaixo)**, com os seus respectivos parâmetros.

### 4.4.3 Filtro de Vórtice Circular

A metodologia aplicada neste trabalho busca, de maneira inédita, identificar sinais vorticais aproximadamente circulares nos mapas de anomalia da ASM e TSM usando um método baseado na transformada de Radon e sua inversa. Vórtices observados em mapas bidimensionais de diferentes parâmetros geofísicos tendem a

apresentar uma simetria circular (Olson et al., 1988; Souza et al., 2006; Chelton et al., 2007), enquanto que as frentes de ondas de Rossby apresentam uma forma mais alongada meridionalmente, daí o interesse em buscar por estruturas aproximadamente circulares. O interesse aqui é quantificar o grau de simetria circular das estruturas vorticais observadas em $\eta(x, y)$ e em $\theta(x, y)$ para diferenciá-las de frentes de onda de Rossby mesmo que se propaguem como tal.

A figura a seguir resume a idéia de se estabelecer um índice de simetria circular às estruturas observadas. Uma função cosseno bidimensional simetricamente circular é apresentada na Figura 4.11 (a) e sua transformada de Radon em (b). Neste caso observa-se que a transformada é aproximadamente independente do ângulo, ou seja, para qualquer valor do ângulo de rotação o valor da transformada será aproximadamente igual. Na Figura 4.11 (c) têm-se uma estrutura assimétrica e sua respectiva transformada é mostrada em (d). Aqui o valor da transformada é fortemente dependente do ângulo de rotação aplicado em (c). Apesar de sua assimetria, a porção central de (c) possui maior amplitude que vai decaindo em direção às bordas e talvez possa ser interpretado como simetria circular, mesmo que pequena.

Está idéia torna-se plausível calculando-se a média da transformada em (d) ao longo do eixo dos ângulos e replicando seu resultado horizontalmente para gerar uma nova figura verticalmente simétrica, nas mesmas dimensões de (d). Tal operação é apresentada em (e) e sua transformada inversa em (f). A semelhança entre (f) e (a) ficam evidentes, apesar da diferença na amplitude dos sinais. Desta forma, o grau de simetria circular entre as bordas de uma estrutura e seu ponto central pode ser quantificada estatisticamente através da similaridade entre as imagens de entrada e de saída, (c) e (f), e entre as suas transformadas de Radon original e modificada, (d) e (e).

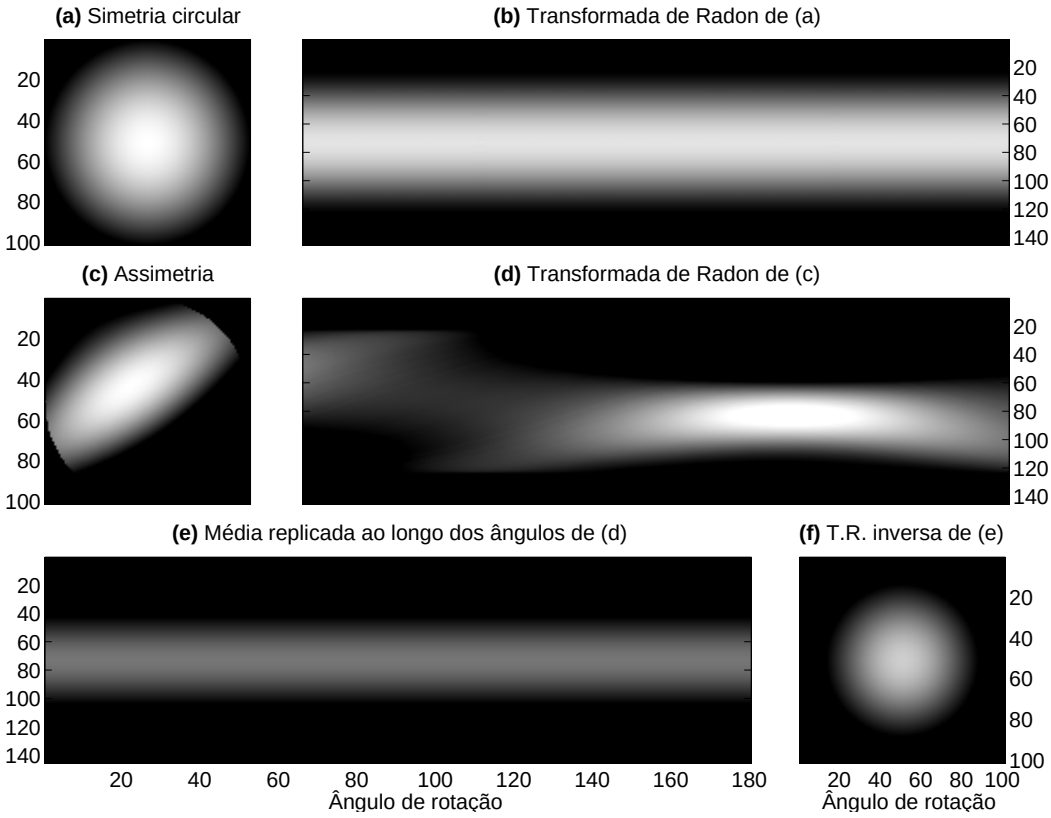


Figura 4.11: Princípio do cálculo de um índice de circularidade na determinação de padrões circulares. Função cosseno bidimensional simetricamente circular **(a)** e sua transformada de Radon **(b)**. Estrutura assimétrica **(c)** e sua respectiva transformada **(d)**. Média de (d) replicada horizontalmente ao longo dos ângulos **(e)** e sua transformada inversa **(f)**.

Em termos práticos pode-se assumir um modelo linear do tipo $y = XB + \epsilon$, onde $y$ é a variável dependente, $X$ é a variável independente, $B$ é o parâmetro a ser estimado e $\epsilon$ é o erro da estimativa. Este modelo será ajustado por mínimos quadrados ordinários,

$$B = (X'X)^{-1}(X'y). \tag{4.12}$$

No caso da Figura 4.11,

$$B = (d'd)^{-1}(d'e).$$

Quanto maior a diferença entre (d) e (e) menor é o valor de $B$. O mesmo método

pode ser aplicado para medir a similaridade entre (c) e (f).

O filtro de vórtice circular (FVC) descrito a seguir foi construído de maneira intuitiva a se adaptar à quaisquer imagens oceanográficas obtidas por satélite, e.g. temperatura e altura da superfície do mar e concentração de clorofila-a, ou qualquer outro campo superficial capaz de servir como *proxy* para estas feições. Um ponto fundamental para aplicação deste filtro é a escolha adequada dos vórtices que se deseja identificar baseada na sua escala espacial. Problemas devido à discretização da imagem ocorrem quando a resolução do dado se aproxima do valor do raio dos vórtices reduzindo a representatividade da feição em número de píxeis e até inviabilizando o uso do método, e.g. um vórtice observado em uma imagem de satélite de $1° \times 1°$ de resolução espacial será descrito por apenas $3 \times 3$ píxeis. Optou-se por trabalhar com os mapas de $\eta_0(x,t)$ e $\theta_0(x,t)$ na resolução de $0,25° \times 0,25°$. Tendo em vista a síntese dos resultados e a redução do custo computacional deste processamento foram selecionadas três sub-regiões próximas a áreas de intensa atividade vortical ao longo do Atlântico (Figura 4.12), sendo elas:

1. Corrente das Agulhas entre as longitudes de 4,875°E a 32.125°E e latitudes de 39,875°S a 30,125°S;

2. Corrente do Golfo entre as longitudes de 70,125°W a 42.875°W e latitudes de 29,875°S a 39,625°S;

3. Confluência Brasil-Malvinas entre as longitudes de 45,875°W a 18,625°W e latitudes de 39,875°S a 30,125°S.

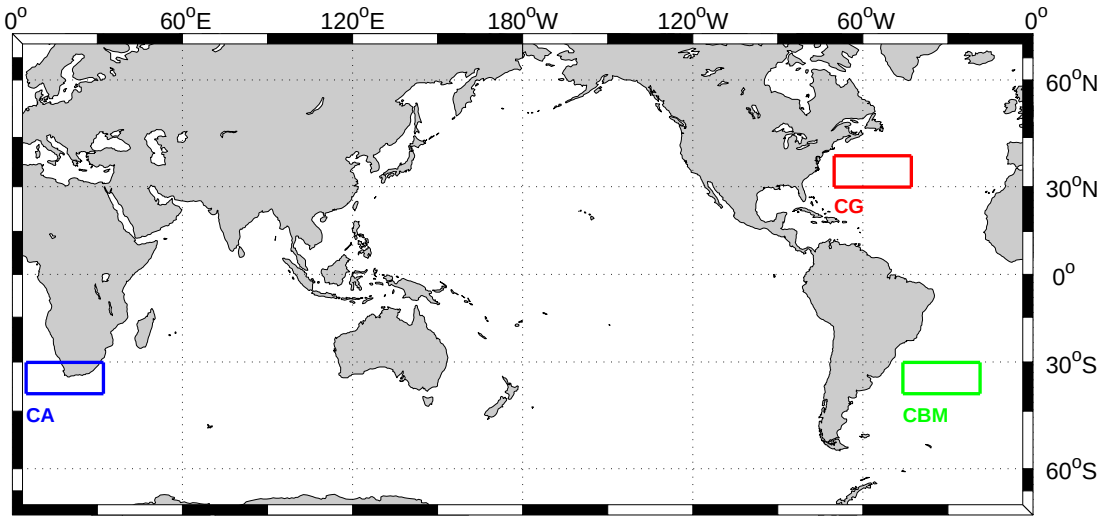


Figura 4.12: Áreas selecionadas para a aplicação do filtro de detecção de vórtices de mesoescala circulares. Corrente das Agulhas **(azul)**, Corrente do Golfo **(vermelho)** e Confluência Brasil-malvinas **(verde)**.

Como o interesse deste trabalho é a variabilidade de mesoescala foi subtraída a média global de cada um dos mapas. Esta etapa mostrou-se empiricamente favorável à observação de estruturas vorticais nos mapas regionais. Um filtro passa-banda bidimensional foi aplicado, via convolução bidimensional, a cada uma das sub-regiões com o objetivo de isolar o intervalo de escalas espaciais específicas para estas estruturas antes da aplicação do filtro de vórtice circular. A forma da função gaussiana bidimensional cujas dimensões são $m_f \times n_f$ pontos ($m_f$ e $n_f$ são ímpares) é obtida pela expressão,

$$g(x_f, y_f) = A\, e^{-\frac{0.5(x_f^2+y_f^2)}{\sqrt{2\pi}}} + B, \tag{4.13}$$

onde

$$x_f(i) = \pi \frac{i - \frac{n_f+1}{2}}{\sigma n_f}\bigg|_{i=1\cdots n_f}, \quad y_f(j) = \pi \frac{j - \frac{m_f+1}{2}}{\sigma m_f}\bigg|_{j=1\cdots m_f}.$$

$A$ e $B$ são constantes tais que $g$ tem seu valor máximo de 1 no centro e mínimo de 0 nos quatro cantos da matriz (Figura 4.13). $\sigma$ controla a forma da curva semelhante ao desvio-padrão na função densidade de probabilidade normal da teoria de probabilidade. A perfeita simetria circular é obtida quando $m_f = n_f$.

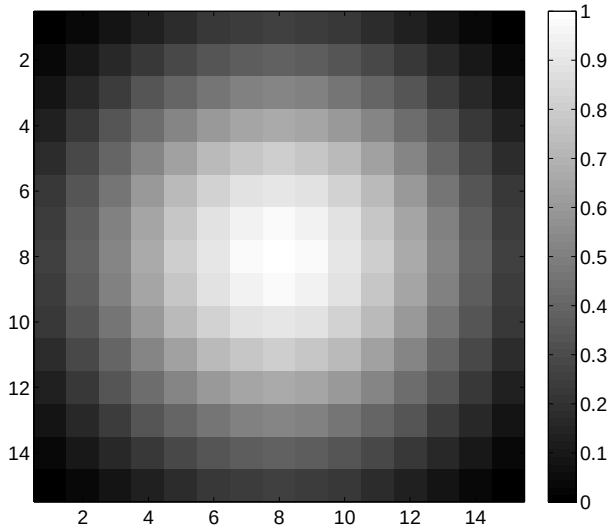


Figura 4.13: Filtro gaussiano passa-banda bidimensional, $m_f \times n_f$, utilizado no pré-processamento das sub-regiões selecionadas ao longo do Atlântico, cujo seu valor central equivale a 1 e nos cantos a 0.

O processo de filtragem está baseado nas dimensões dos vórtices que pretende-se investigar, isto é, a partir da definição destas dimensões é construído um par de filtros gaussianos bidimensionais, onde um é responsável pela remoção do sinal de pequena escala ($g_s$) e o outro pelo de larga-escala ($g_l$). Dado um determinado vórtice simetricamente circular de diâmetro $n_v$ pontos, desde que $n_v$ seja ímpar e maior que 1, $g_s$ é construído com tamanho $n_f = \lfloor \frac{n_v}{2} \rfloor$, ou seja, o maior inteiro ímpar inferior a $\frac{n_v}{2}$ e $g_l$ com $n_f = 2n_v + 1$. Em resumo, o par de filtros gaussianos irá reduzir significativamente a amplitude de todo o sinal que estiver fora do intervalo de $\frac{1}{2}$ a 2 vezes o diâmetro dos vórtices de interesse. Tomando como exemplo um campo genérico da variável de superfície $q(x, y)$, primeiramente obtém-se a versão filtrada passa-alta através da sua convolução (*) com o filtro $g_l$, $q_h = q - (q * g_l)$. O campo resultante desta convolução agora contém o sinal de meso e pequena escala e a este novo campo é aplicado o filtro passa-baixa $q_m = q_h * g_s$ e assim obtêm-se a versão passa-banda do campo inicial $q_m$, que reterá apenas o sinal de mesoescala. Para maximizar a variância de $q$ explicada por $q_m$ é feito um ajuste de mínimos quadrados (Equação 4.12) entre ambos. O campo $q_m$ então está pronto para a aplicação do filtro de detecção de vórtices circulares.

O filtro FVC opera ponto a ponto ao longo de cada uma das matrizes $q_m(x, y)$, neste caso $q_m$ corresponde aos dados de anomalia da ASM e TSM previamente processados como comentado acima. Para cada ponto da matriz $q_m$, uma submatriz quadrada $q_0$ com $n_v$ pontos de lado, centrada no par $(x, y)$, é selecionada. Uma máscara circular (Figura 4.8c) também de $n_v$ pontos é aplicada em $q_0$ e o valor médio deste resultado, excluídos os zeros, é removido. Sua transformada de Radon $\mathbb{R}(x_r, \alpha)$ é calculada e a média da transformada ao longo do eixo dos ângulos $\alpha$ é calculada e replicada para se obter $\mathbb{R}_m$ de mesmo tamanho de $\mathbb{R}$, como apresentado anteriormente na Figura 4.11. A matriz $\mathbb{R}_m$ não é necessariamente simétrica com respeito a $x_r$. Dado que

$$\mathbb{R}_m = \begin{pmatrix} a_{1,1} & \cdots & a_{1,n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{m,1} & \cdots & a_{m,n} \end{pmatrix}$$

pode-se inverter a ordem das linhas de $\mathbb{R}_m$ preservando-se as colunas para obter $\mathbb{R}_w$

$$\mathbb{R}_w = \begin{pmatrix} a_{m,1} & \cdots & a_{m,n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{1,1} & \cdots & a_{1,n} \end{pmatrix}$$

tal que a matriz $\mathbb{R}_s = \frac{1}{2}(\mathbb{R}_m + \mathbb{R}_w)$ é simétrica em relação a $x_r$. Se $q_0$ for circularmente simétrica, $\mathbb{R}$ e $\mathbb{R}_s$ devem ser idênticas e é através desta comparação que se estabelece uma medida da simetria circular de $q_0$. Esta similaridade pode ser contabilizada pela expressão $\nu = M_v(\mathbb{R}_s, \mathbb{R})$. Se $q_0$ se afasta significativamente da simetria circular, $\nu^2$ se aproxima de zero. Seja $q_c$ a transformada inversa de Radon de $\nu^2\mathbb{R}_s$; $q_c$ é circularmente simétrica. A circularidade simétrica de $q_0$ resulta em $\nu \simeq 1$ e $q_c \simeq q_0$, que nunca serão exatos devido a erros de discretização intrínsecos ao método. Uma comparação quantitativa entre $q_0$ e $q_c$ é fornecida por $\mu = M_v(q_c, q_0)$. Finalmente, o índice estatístico de mérito para quantificar a simetria circular de $q_0$ é $m = \nu\mu$. O procedimento acima é executado para todos os pares $(x, y)$ de $q_m$ até preencher por completo a matriz $m(x, y)$.

O parâmetro $m$ mostra um pico suave em volta do centro dos vórtices e um rápido decaimento em direção às bordas. Um limiar $t_r$ é introduzido, tal que a matriz binária $m_0 = (m \geq t_r)$ mapeia a porção central dos vórtices circularmente simétricos e elimina as regiões cuja simetria circular está abaixo de um determinado limite. Em seguida, $m_0$ é suavizado por convolução com o mesmo filtro gaussiano descrito na equação (4.13) com $\sigma = 1$. A área ocupada pelos vórtices é obtida através de uma máscara binária $m_{0m} = [m_0 \geq \frac{t_r}{20}]$, onde o fator 20 foi empiricamente determinado. Este fator é mantido constante durante toda a operação de detecção dos vórtices. A máscara binária $m_{0m}$ é aplicada à imagem $q_m(x, y)$ para remover a área ocupada pelos vórtices. Os dados restantes são interpolados para reduzir a descontinuidade causada pela remoção dos vórtices. A imagem interpolada $q_n$ é removida de $q_m$ e a diferença $q_v = q_m - q_n$ tem apenas os vórtices circularmente simétricos.

Os dois únicos parâmetros a serem ajustados são o tamanho do filtro $n_f$ e a sensibilidade $t_r$. O primeiro, $n_f$, controla o tamanho médio do vórtice de saída. O segundo, $t_r$, controla o máximo de assimetria que um vórtice pode ter para ainda ser categorizado como aproximadamente circular.

# Capítulo 5

# Resultados e Discussão

As latitudes indicadas na figura 4.3 da seção 4.1 formam um conjunto representativo das latitudes médias do Oceano Atlântico. Neste conjunto os sinais sazonais que compõem as anomalias da ASM e TSM, obtidos via filtro FIR, explicam respectivamente 27%(±9%) e 62%(±5%) da variância. A variância explicada pelo sinal sazonal das anomalias de ASM é significativamente diferente nos dois hemisférios, tendo uma média de 32%(±8%) na porção norte do oceano e 22%(±3%) na porção sul. A variância média explicada pela anomalias de TSM não apresenta uma diferença significante entre os hemisférios. A temperatura é o parâmetro mais suscetível a este tipo de variabilidade. Em 30.5°N, a variabilidade da temperatura associada à sazonalidade é máxima com 69%, enquanto que o pico observado na altura foi de 56% nesta mesma latitude do hemisfério sul. O Atlântico sul mostrou um padrão sazonal de amplitude aproximadamente constante, com as maiores variações sazonais associadas às latitudes próximas ao equador, corroborando Merle et al. (1980). Removendo o sinal sazonal dos dados observa-se um aumento significativo da variância associada aos sinais propagantes para oeste, de 23%(±7%) e 3%(±1%) para 46%(±6%) e 27%(±7%) nos dados das anomalias de ASM e TSM, respectivamente. Em termos relativos a temperatura foi quem obteve o maior ganho, um fator de 9 em relação ao observado antes da remoção da sazonalidade. O restante do sinal que não está associado à sazonalidade nem aos sinais propagantes para oeste pode estar relacionado a diferentes feições de mesoescala, e.g. sinais barotrópicos de mais alta freqüência. Ainda em relação à porção restante do sinal é necessário

acrescentar os ruídos intrínsecos aos sensores remotos.

Embora o espectro dos sinais associados às ondas de Rossby varie no tempo, uma análise preliminar foi feita utilizando-se médias zonais dos espectros de Fourier das séries temporais de $\eta$ e $\theta$ para cada uma das latitudes indicadas na figura 4.3 (Figura 5.1) e TSM (Figura 5.2). Semelhante as análises de Fu e Qiu (2002), utilizou-se aqui uma transformada rápida de Fourier, em inglês *Fast Fourier Transform* (FFT), cuja variância é preservada. Em ambos os dados e em todas as latitudes foram observadas características de um espectro do tipo vermelho, ou seja, a maior parte da energia associada à baixa freqüência (i.e. períodos acima de 6 meses) com picos nas freqüências anual e semi-anual. Esta característica do espectro é bem conhecida (Garrett e Munk, 1975) levando-se em conta o intervalo entre a freqüência inercial e a freqüência de Brünt-Väisälä. Neste caso foi analisada apenas a porção sub-inercial do espectro e mesmo nessa subdivisão predominam as freqüências mais baixas. Este resultado corrobora Fu e Qiu (2002), que afirmam que a maior parte da energia dos sinais propagantes para oeste ocorrem em freqüências menores que as freqüências críticas das ondas de Rossby. Segundo estes mesmos autores a energia em freqüências mais altas do que o valor crítico é de cerca de uma ordem grandeza menor do que nas freqüências mais baixas. Em algumas latitudes foram observados picos de potência em freqüências intrasazonais, porém com magnitude relativamente menor quando comparada às freqüências dominantes, em média cerca de duas e três ordens de grandeza menor que a freqüência anual, na altura e na temperatura respectivamente. Nestas freqüências tem-se um sinal sazonal dominante que acaba mascarando outros tipos de variabilidade com o mesmo pico de freqüência característica, como é o caso das ondas de Rossby que também explicam uma quantidade significante deste espectro anual e semi-anual. É importante destacar que os dados de ASM estão intimamente relacionados à dinâmica geostrófica das áreas aqui apresentadas, enquanto que a TSM não carrega obrigatoriamente nenhuma informação desta natureza. As freqüências interanuais, mesmo apresentando energia de mesma ordem de grandeza da freqüência semi-anual, não mostraram picos característicos bem definidos. Nesta análise preliminar unidimensional não é possível distinguir

entre sinais propagantes e não-propagantes, entretanto este aspecto será abordado em seguida.

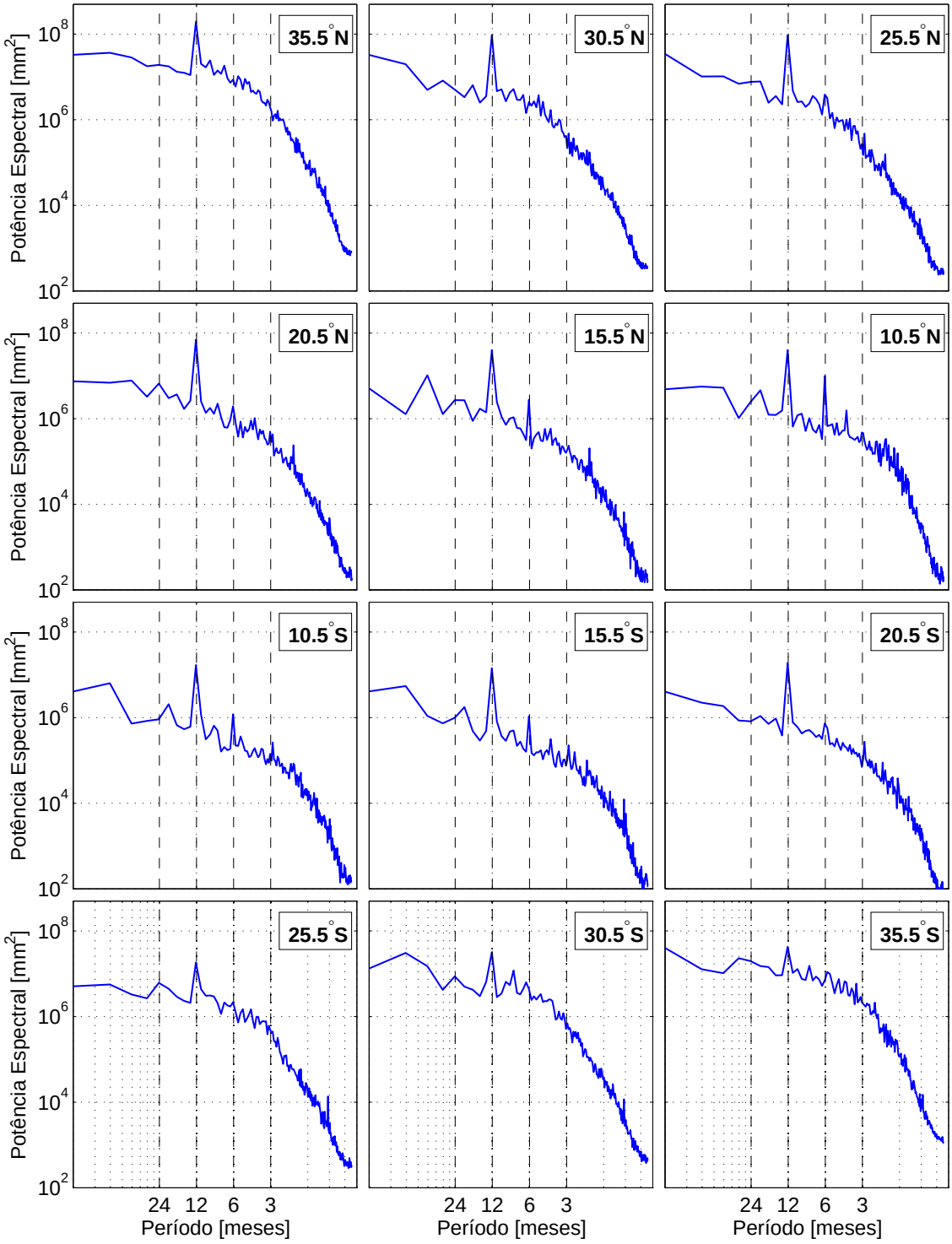


Figura 5.1: Média dos espectros na direção zonal para cada grau de longitude de anomalia da altura da superfície do mar ao longo da bacia Atlântica.

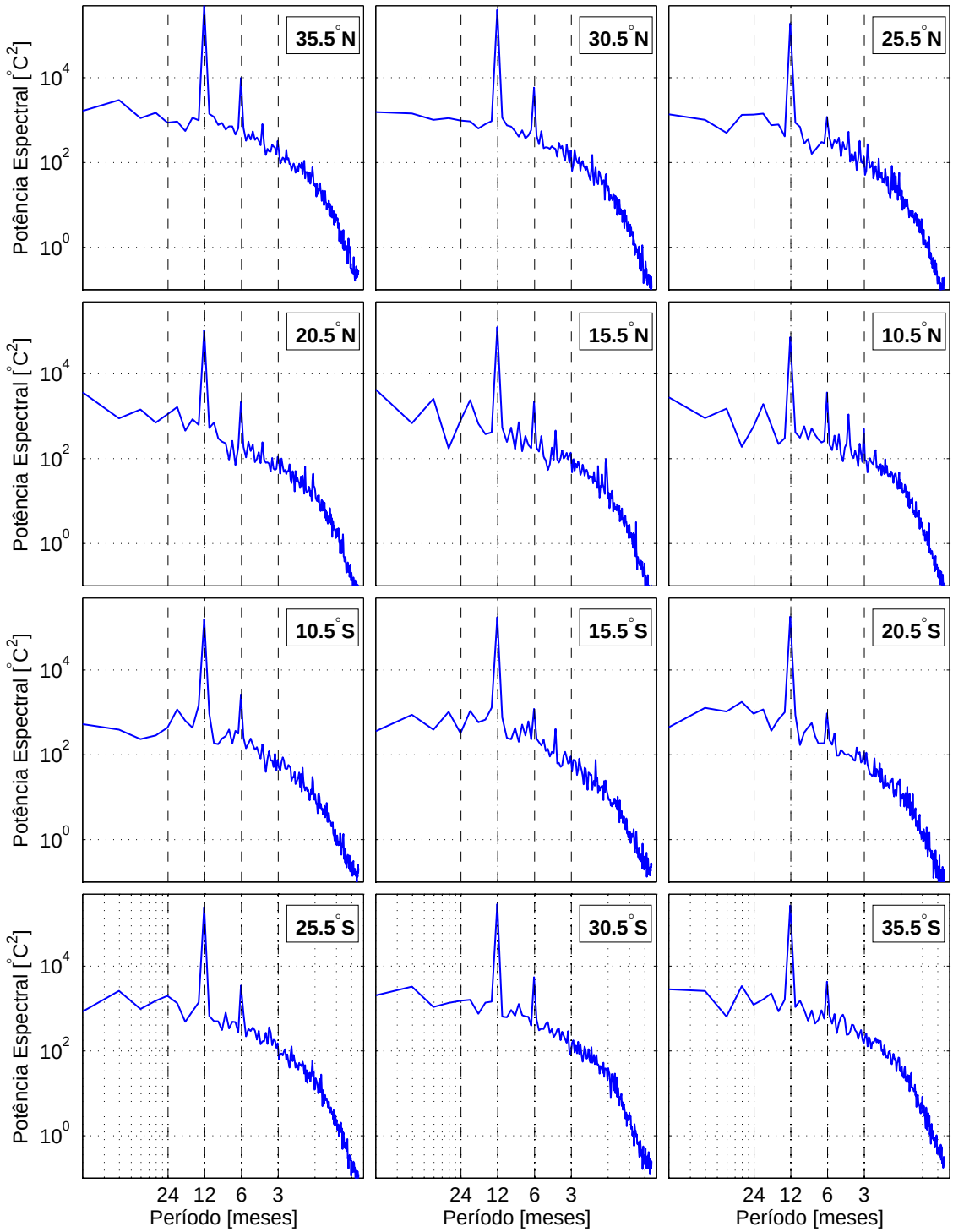


Figura 5.2: Similar à figura 5.1 para temperatura da superfície do mar.

Ainda a cerca da análise dos espectros de potência, observa-se picos de energia mais bem definidos nos espectros de TSM. Mesmo tratando-se da média dos espectros por latitude, foi possível confirmar que o Atlântico norte é mais energético do que o sul. Ao norte da latitude 30,5°N foram observados os maiores picos de

energia em toda a bacia. Estes valores podem ser justificados devido à radiação de energia proveniente da Corrente do Golfo que influencia toda a região adjacente (Hogg, 1988). No hemisfério sul os valores mantiveram-se praticamente constantes nas latitudes, com um suave aumento em médias latitudes a partir da latitude de 30,5°S. Ao sul desta latitude encontram-se a região da Confluência Brasil-Malvinas, à leste, e a Corrente das Agulhas, à oeste, duas regiões de elevada atividade de mesoescala que podem estar relacionadas com esta variabilidade.

## 5.1 Correlações Cruzadas

A análise de matrizes de correlação cruzada 2D entre ASM e TSM é um método inovador no estudo de feições propagantes de mesoescala. Ele visa acrescentar ao arcabouço de conhecimento sobre vórtices e ondas de Rossby informações sobre as características espectrais comuns aos dois campos de dados. A partir deste preâmbulo é possível destacar dois pontos principais que servem como motivação para o uso desta técnica; (1) A maioria dos estudos destas feições trata as duas variáveis em separado, Chelton e Schlax (1996); Polito e Liu (2003) na ASM e Cipollini et al. (1997); Challenor et al. (2004) na TSM. (2) Até recentemente os trabalhos relacionados a este tema não faziam nenhuma distinção entre ondas e vórtices. Com a análise da correlação cruzada 2D entre ASM e TSM é possível fazer inferências sobre estes dois pontos.

Comparando-se visualmente os diagramas zonais-temporais das anomalias de ASM e TSM pode-se observar certa semelhança entre os padrões apresentados por ambos. As correlações cruzadas entre estes diagramas conferem robustez estatística à análise, uma vez que a correlação irá observar apenas os padrões semelhantes presentes nas duas séries de dados co-localizados. Padrões desta variabilidade propagante por pares de latitudes simétricas ao equador são ilustrados nas figuras 5.3 a 5.8 incluindo a correlação cruzada 2D. Em todas estas figuras o ciclo sazonal foi removido, sendo apresentado apenas a porção do espectro propagante. Um aspecto interessante que observa-se nestas figuras é a semelhança entre as matrizes de

correlação de mesma latitude porém de hemisférios diferentes. Dentre as latitudes estudadas o par de latitudes 15.5°N e 15.5°S foi o que apresentou os maiores coeficientes de correlação, além da maior simetria entre os padrões observados em cada hemisfério (Figura 5.4). Ainda nesta figura observa-se a dominância de um padrão típico de ondas de Rossby, com cristas e cavados e cujo comprimento de onda é da ordem da largura da bacia oceânica. Exceto pelo par de latitudes 10.5°N e 10.5°S (Figura 5.3), todos os demais pares foram semelhantes nos dois hemisférios. Nestas latitudes ainda é possível observar uma forte influência da dinâmica equatorial na variabilidade de meso e larga-escala. O painel da TSM no centro superior da figura 5.3 revela um padrão propagante relativamente menos robusto em relação ao seu equivalente para a latitude de 10.5°S, logo abaixo. Este comportamento pode estar relacionado com o padrão de circulação local que afeta os gradientes de temperatura na superfície. Tal resultado é consistente com o observado no espectro da latitude de 10.5°N na figura 5.2, onde é possível notar uma redução no pico de energia referente à freqüência anual e um aumento de energia nas bandas semi-anual e de aproximadamente 4 meses. Esta transferência de energia para sinais de mais alta freqüência pode ser a causa da divergência observada no padrão dos diagramas de correlação cruzada destas latitudes.

Os coeficientes de correlação ilustrados no painel direito das figuras 5.3 a 5.8 evidenciam uma diferenciação entre as características dos sinais observados, com período predominantemente anual entre as latitudes de 20°N e 20°S e bianual acima de 25° para ambos os hemisférios. Em algumas latitudes nota-se uma estrutura de menor escala espacial e temporal propagando-se juntamente com o padrão inclinado típico das ondas de Rossby que está associada às estruturas vorticais de mesoescala (a partir daqui, vórtices). Tal afirmação é baseada nas próprias observações, uma vez que este padrão não se repete e portanto pertence à parte não determinística da variabilidade. Esta hipótese previamente observada por outros autores (Crawford et al., 2000; Chelton et al., 2007) sugere que vórtices de mesoescala podem propagar-se sobrepostos às linhas de mesma vorticidade das ondas de Rossby baroclínicas e possuir velocidade de propagação semelhante a estas ondas. Visualmente, os vórtices

estão representados pelos maiores valores dos coeficientes de correlação, ora centralizados na origem (0,0) ora deslocados deste ponto, que chegam próximos a 1 em alguma ocasiões. Tais deslocamentos sugerem que eventos ocorrentes na superfície estão fora de fase com o que ocorre no topo da termoclina, ou seja, os dados de temperatura e altura evidenciam à existência de uma dinâmica mais complexa entre estas camadas. Torna-se intuitivo pensar em um processo de advecção meridional uma vez que o gradiente de TSM é muito mais evidente nesta direção. As ondas de Rossby apresentam uma menor magnitude nos valores dos coeficientes na forma de uma sucessão de valores positivos e negativos, caracterizando um comportamento ondulatório com velocidade de propagação de fase associada à inclinação destes padrões.

Diferente das autocorrelações utilizadas por Polito e Liu (2003), os diagramas de correlação cruzada apresentados aqui não tem obrigação nenhuma de atingir o valor de coeficiente máximo na origem $(0, 0)$. Isto porque tratam-se de duas séries de dados distintas que apesar de co-localizadas não apresentam nenhuma correlação *a priori*. A ocorrência do valor máximo de correlação centrado na origem indica que as anomalias de ASM e TSM estão em fase, ou seja, ambos são muito semelhantes na escala de movimento estudada. Outro aspecto importante relacionado aos diagramas de correlação cruzada apresentados a seguir é que apenas os sinais periódicos presentes nos diagramas zonais-temporais das anomalias de ASM e TSM são reforçados longe da origem. Tais correlações ainda corroboram a hipótese de que a variabilidade associada à ASM e TSM é proveniente de um balanço entre a advecção vertical e horizontal. No primeiro caso têm-se uma pequena componente vertical da velocidade associada a um elevado gradiente vertical de temperatura. Já no segundo caso a componente dominante da velocidade é meridional e grande, enquanto o gradiente meridional de temperatura é pequeno. Na advecção vertical os deslocamentos verticais associados à convergência/divergência, ao menos no caso das ondas, são causados pelo vento isalobárico e correspondem a componente ageostrófica (Gill, 1982). Na advecção horizontal, desde que o gradiente meridional de temperatura seja evidente, o efeito se dá através da velocidade geostrófica. É

importante notar que ambas as componentes são imprescindíveis para a propagação dos sinais para oeste.

Ao longo das latitudes estudadas observa-se que o sinal das ondas de Rossby é mais robusto nas latitudes mais próximas ao equador. No intervalo entre 15,5°N e 15,5°S (Figuras 5.3 e 5.4) este sinal é claramente dominante, sem a presença de uma região de alta correlação bem definida junto à origem. Isto indica que neste intervalo de latitudes há um único mecanismo dominante que é capaz de conectar as anomalias de ASM e TSM. As regiões tropicais estão normalmente associadas à variações de larga escala e longo período (e.g. variabilidades interanuais) embora também contribuam para a variabilidade de meso e larga escala de freqüências mais altas. Apesar disto, estas contribuições tornam-se menores quanto comparadas às médias latitudes, região onde estão localizadas as principais correntes de superfície no Atlântico. Os diagramas de correlação cruzada para 10,5°N e 10,5°S (Figura 5.3, painéis direitos) mostram uma fase de aproximadamente zero entre os dados de ASM e TSM e o domínio do sinal das ondas de Rossby anuais, exceto na latitude 10,5°N. Nesta porção oeste desta mesma latitude observa-se uma variação espacial no espectro com predominância de ondas com período aproximadamente semi-anual. A fase zero entre ASM e TSM indica que o mecanismo predominante nestas latitudes é a advecção vertical, exceto pela latitude de 15,5°N onde a advecção horizontal foi mais importante. Em 15,5°N e 15,5°S (Figura 5.4, painéis direitos) ainda têm-se o domínio das ondas de Rossby anuais. Entretanto, no hemisfério norte a fase foi de aproximadamente 90°, ou seja, prevalece a advecção horizontal nesta latitude. No hemisfério sul não houve diferença de fase entre os dados. As latitudes de 20,5°N e 20,5°S (Figura 5.5, painéis direitos) funcionam como uma região de transição entre o padrão de sinais observados evidenciando uma combinação de dois processos capazes de conectar a ASM e TSM. Apesar de ainda ser dominante, o sinal das ondas de Rossby começam a demonstrar uma variabilidade distinta das apresentadas nas menores latitudes com predomínio da advecção horizontal. Em ambas as latitudes observa-se uma fase de 90° entre os dados e o surgimento de um pequeno pico de correlação na origem que indicam que vórtices tem contribuição significativa da va-

riabilidade destas latitudes, apesar de apresentar fase zero. Em 20,5°N o sinal das ondas anuais foi melhor definido nos *lags* negativos. Os diagramas de ASM e TSM desta mesma latitude (Figura 5.5, painéis esquerdo e central superiores) mostram uma maior variabilidade nos dados de TSM. É possível que esta variabilidade tenha alguma relação com fenômenos atmosféricos, uma vez que os padrões observados na ASM não sofreram grandes alterações. Em 20,5°S, assim como nas latitudes mais baixas, houve o predomínio de ondas anuais apesar do aumento do ruído observado nesta latitude. A transição entre os sinais semi-anual, anual e bianual observados a partir de 20,5°, em ambos hemisférios, parece ter alguma relação com a proximidade entre os sinais propagantes e suas respectivas latitudes críticas. A freqüência semi-anual deixa de ser dominante, transformando-se em anual e logo após em bianual à medida que se aproxima dos pólos. A partir da latitude de 25° em diante, em ambos os hemisférios, têm-se um aumento significativo dos vórtices e uma redução no sinal ondulatório. Nas latitudes de 25,5°N e 25,5°S (Figura 5.6) a relação de fase é semelhante a 20,5°N, o que sugere a combinação dos 2 mecanismos, advecção vertical e horizontal respectivamente. Em 25,5°N, a correlação máxima próxima do *lag* zero estende-se acompanhando a propagação da onda sugerindo uma transição entre vórtice e onda nos períodos e comprimentos mais curtos do espectro de ondas de Rossby. Novamente observa-se uma variação do espectro no tempo, com a transição das freqüências aproximadamente bianuais para freqüências anuais e semi-anuais. A latitude de 25,5°N apresentou um fraco sinal de ondas em comparação com as menores latitudes, embora a propagação para oeste seja inequívoca. Nas latitudes de 30,5°N e 30,5°S (Figura 5.7) a relação de fase continua semelhante a 20,5°N sugerindo a presença de vórtices e ondas, advecção vertical e horizontal, respectivamente. Os diagramas de correlação cruzada de ambas as latitudes mostram um sinal bianual que torna-se mais evidente em 30,5°S, apesar dos picos de menor período presentes nesta mesma latitude. Estes resultados podem sugerir a presença de processos de interação oceano-atmosfera ocorrendo com esta mesma periodicidade e influenciando na propagação destes sinais de larga escala. Em 35,5°N (Figura 5.8, painéis superiores) observa-se um aumento de energia em relação a latitude mais próxima, 30,5°N. Este aumento de energia pode ser justificado pela razão desta latitude es-

tar inserida na região de domínio da Corrente do Golfo. Novamente a relação de fase acompanha a latitude de 20,5°N, composta por sinais bianuais e anuais, sendo este último o dominante. Em 35,5°S (Figura 5.8, painéis inferiores) apresentou uma relação de fase aproximadamente zero, ou seja, predomina a advecção vertical gerada pela passagem de ondas bianuais. O sinal próximo a origem (0,0) aumenta em valor e diminui em extensão, o que sugere um aumento da variabilidade associada a vórtices que se propagam com velocidades diferentes das ondas de Rossby, ou que simplesmente não se propagam.

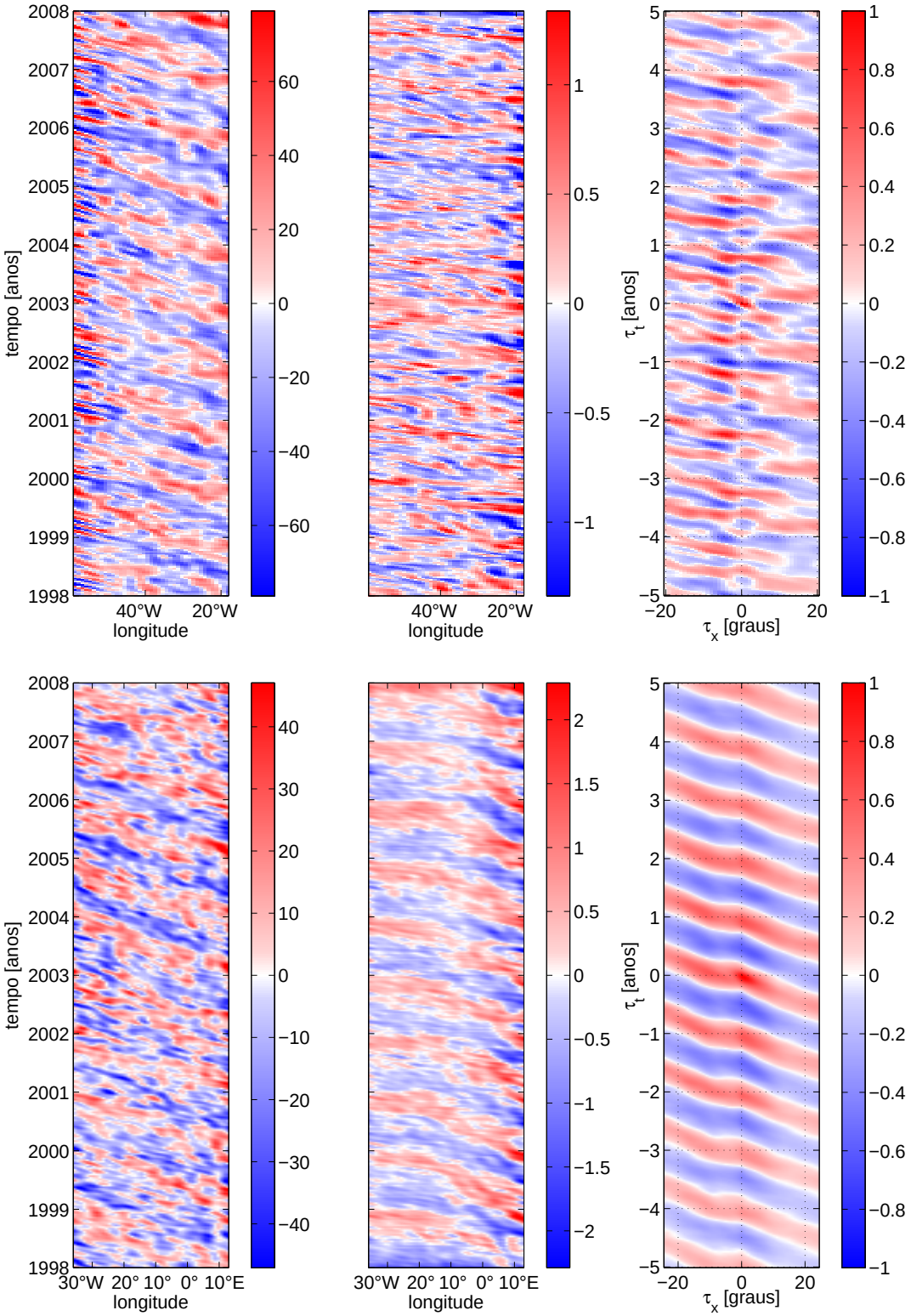


Figura 5.3: Diagramas zonais-temporais de $\eta$ **(esquerda)** em $mm$ e $\theta$ **(centro)** em °C e a correlação cruzada entre ambos **(direita)** nas latitudes de 10,5°N, metade superior, e 10,5°S no Atlântico.

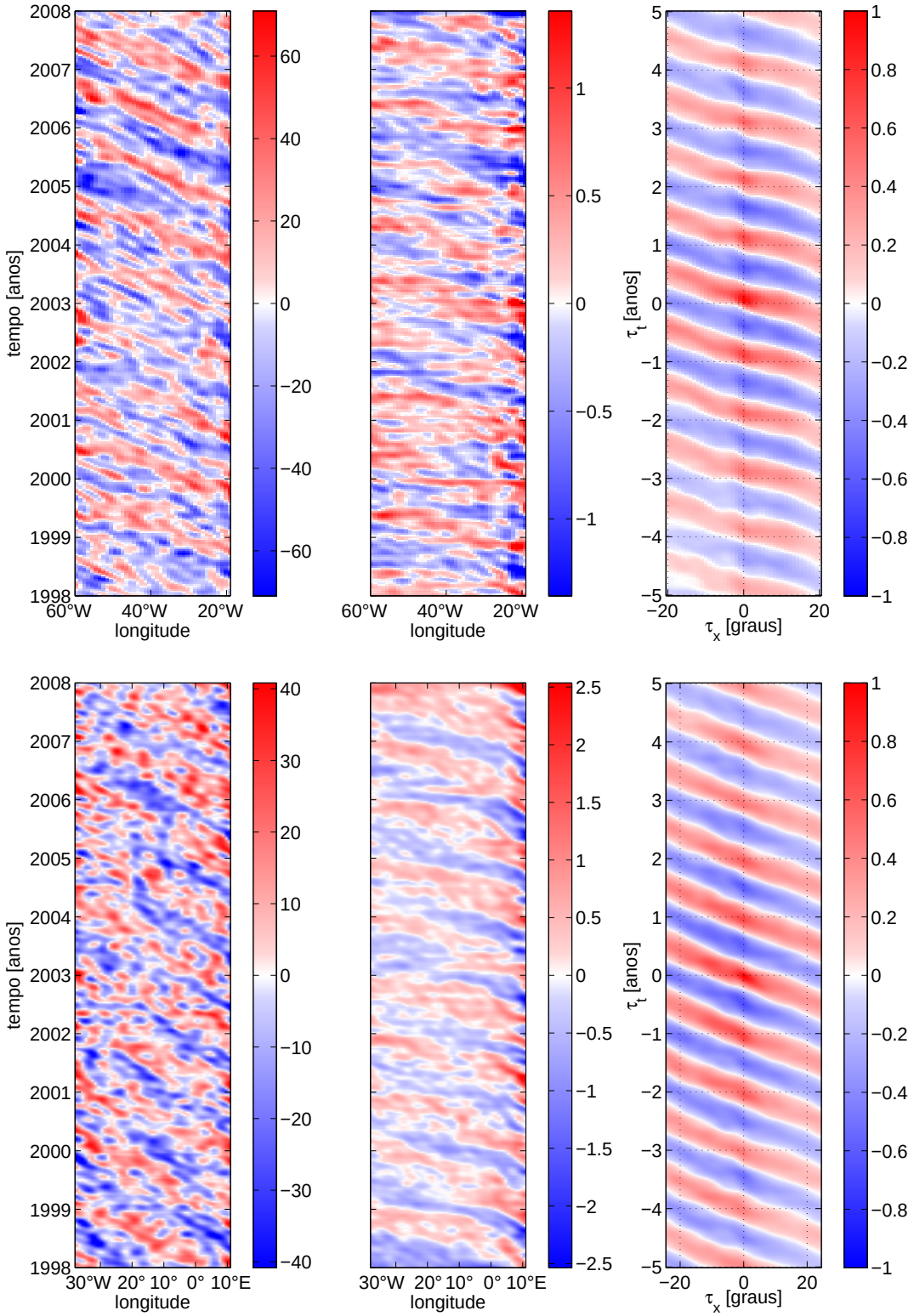


Figura 5.4: Similar à figura 5.3 para as latitudes de 15,5°N e 15,5°S no Atlântico.

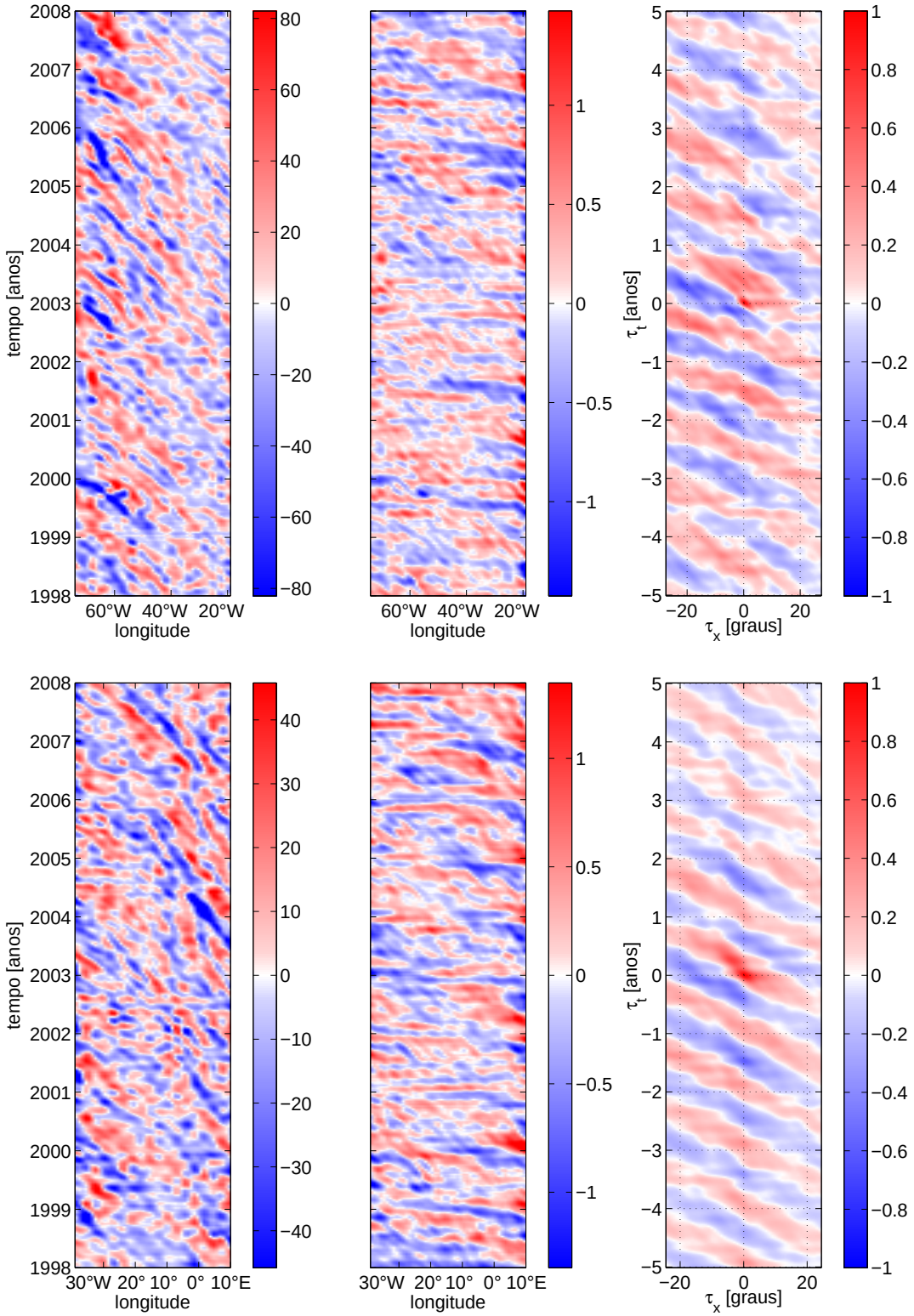


Figura 5.5: Similar à figura 5.3 para as latitudes de 20,5°N e 20,5°S no Atlântico.

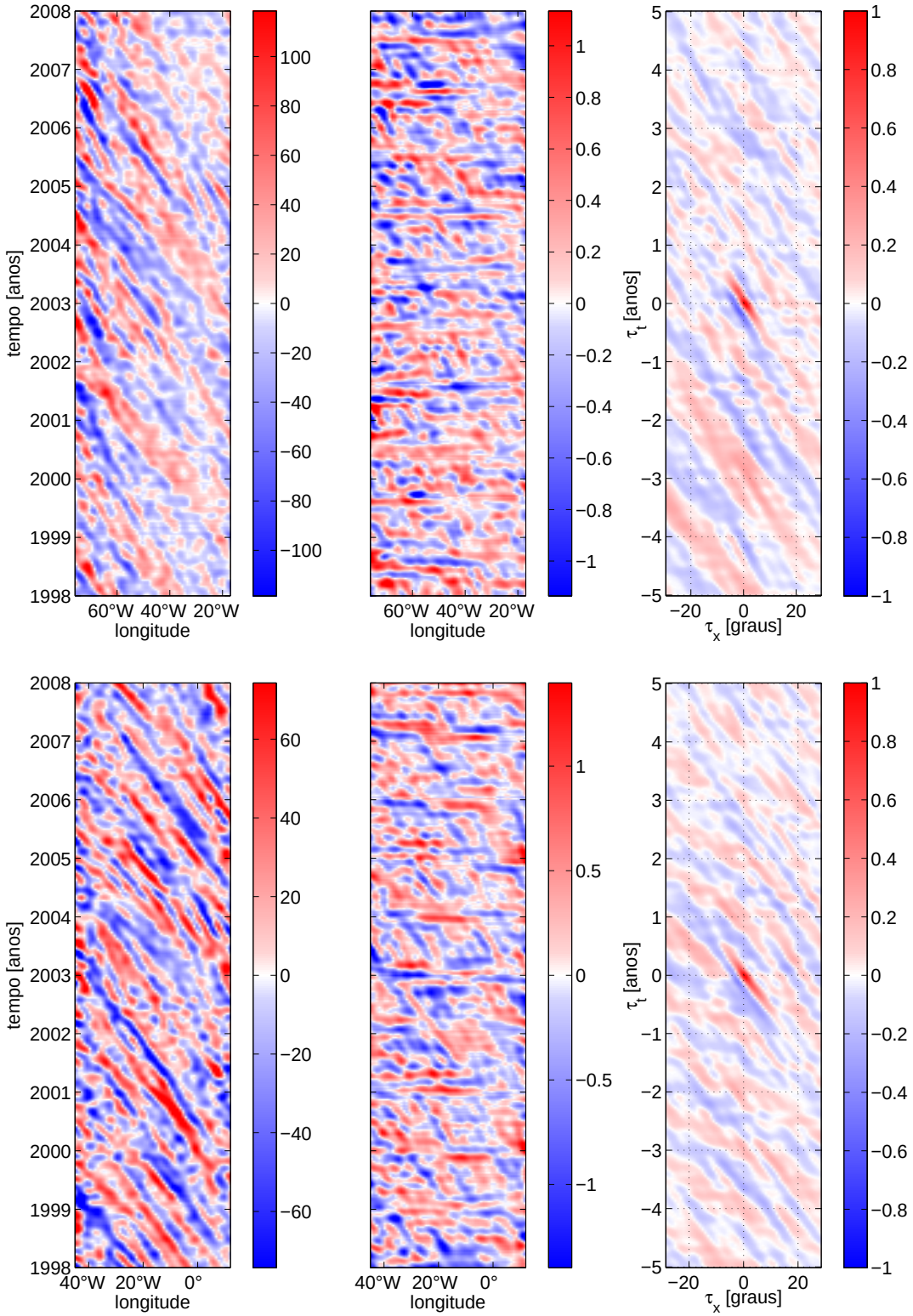


Figura 5.6: Similar à figura 5.3 para as latitudes de 25,5°N e 25,5°S no Atlântico.

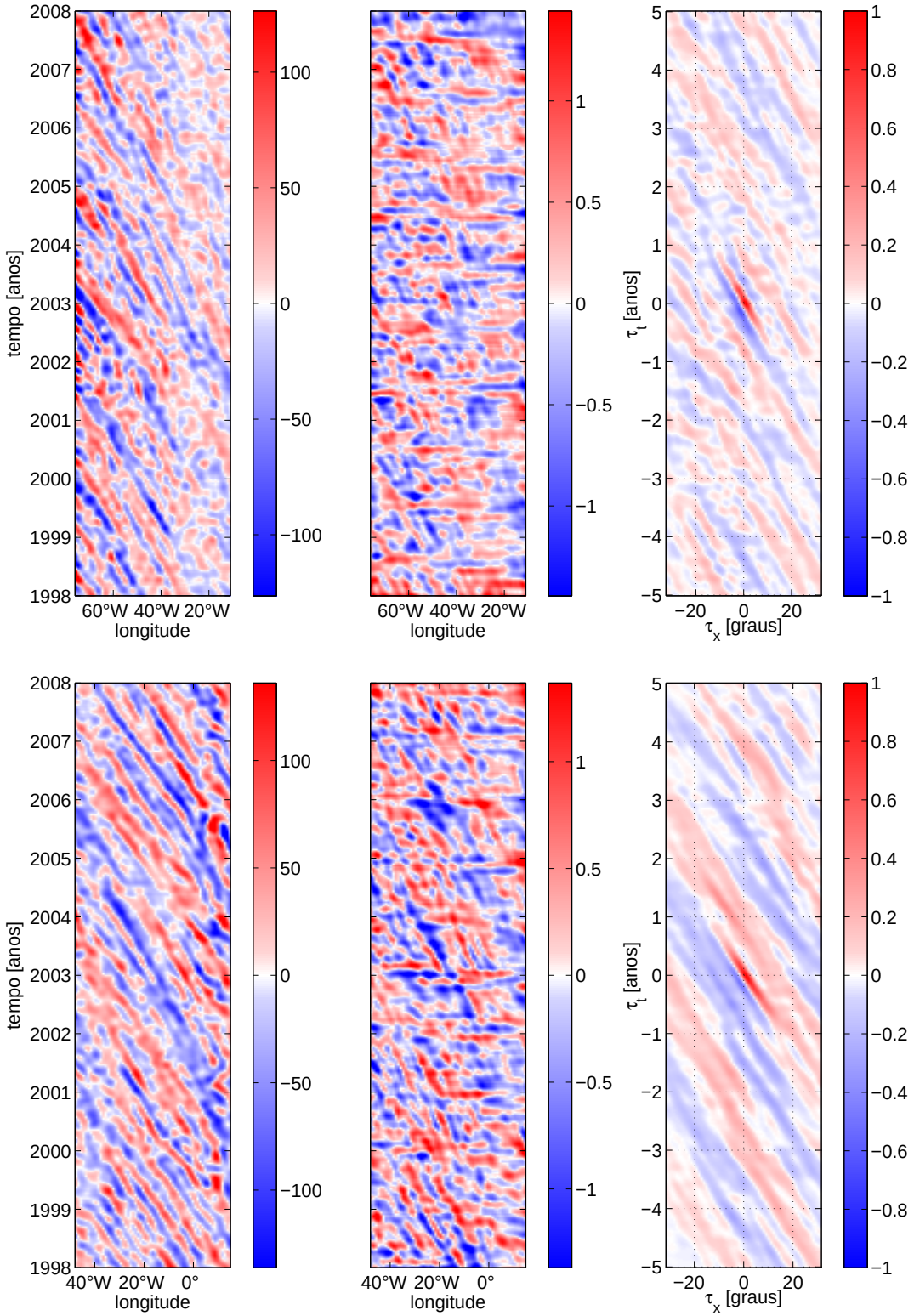


Figura 5.7: Similar à figura 5.3 para as latitudes de 30,5°N e 30,5°S no Atlântico.

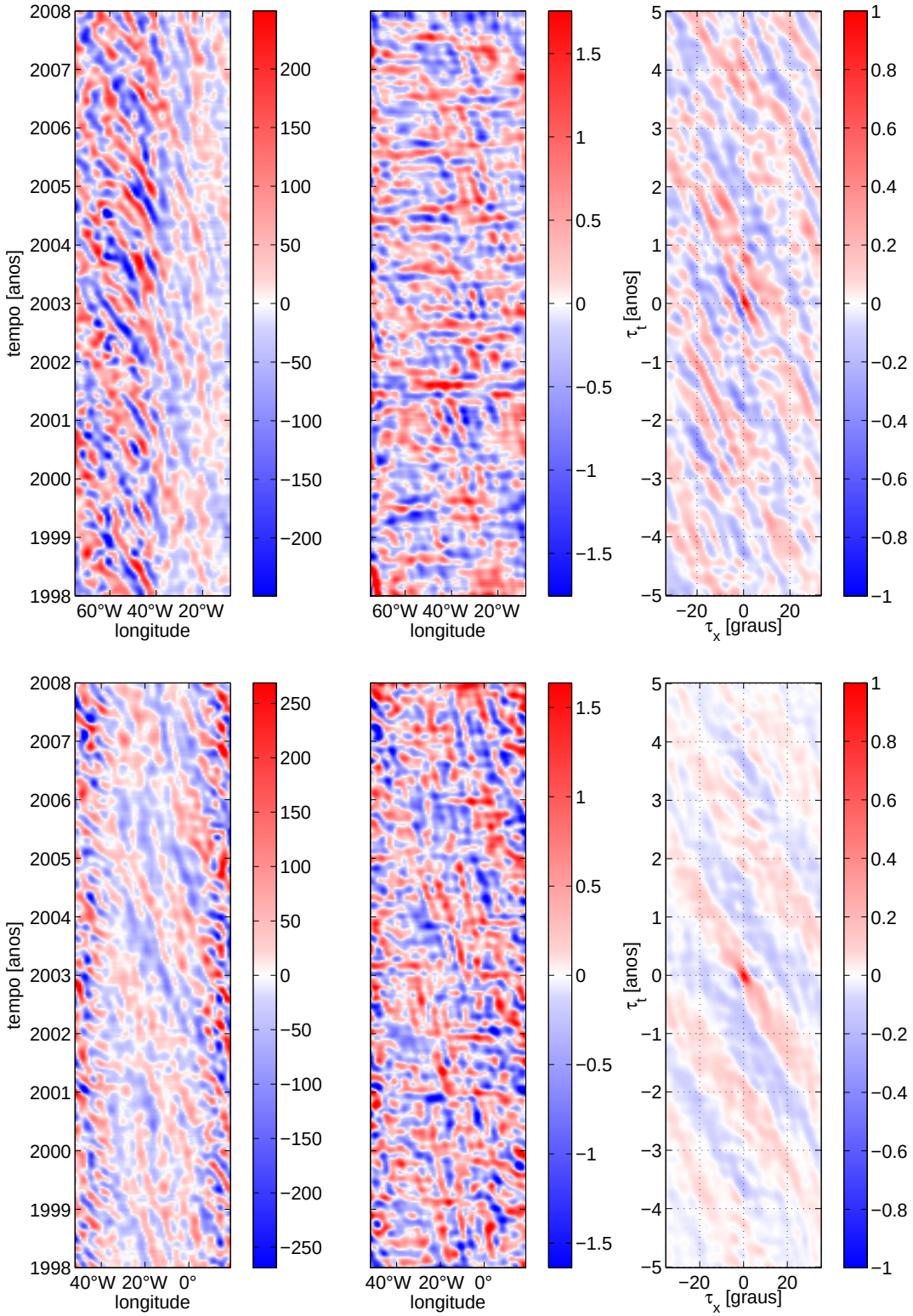


Figura 5.8: Similar à figura 5.3 para as latitudes de 35,5°N e 35,5°S no Atlântico.

As características destes vórtices foram investigadas através de uma metodologia simples e eficaz baseada em uma função de decaimento exponencial $f = \frac{1}{e}$, isto é, o ponto central do vórtice é igual a 1 e decresce exponencialmente até $f$ nas bordas. Primeiramente os vórtices foram isolados, para minimizar a contaminação por parte do sinal das ondas e em seguida foram estimadas as respectivas escalas espacial ($d_x$) e temporal ($d_t$) através da função exponencial da seguinte forma: (1) foram extraídos os vetores unidimensionais $C(\tau_x, 0)$ e $C(0, \tau_t)$ das matrizes de correlação ao longo de suas origens $(0, 0)$; (2) em seguida determinou-se o valor máximo nos vetores de correlação, ou seja, o ponto da curva que mais se aproxima de 1 e o par de pontos vizinhos ao máximo que se aproxima da escala de decaimento $f$. A distância entre este par de pontos em $C(\tau_x, 0)$ e $C(0, \tau_t)$ define $\Delta\tau_x$ e $\Delta\tau_t$ (Figura 5.9), respectivamente. Um comprimento de onda é igual a distância entre 2 máximos ou mínimos consecutivos na matriz de correlação cruzada. Esta idéia encontra-se ilustrada na figura 5.10, onde as dimensões $x$ e $y$ possuem o mesmo tamanho. Logo tem-se que $d_x = \Delta\tau_x/2$ e $d_t = \Delta\tau_t/2$, onde $d_x$ está em quilômetros e $d_t$ em dias. Embora a correlação por si só não implique em propagação, uma velocidade advectiva foi calculada como $c_v = d_x/d_t$. Esta metodologia não permite a determinação da direção de propagação, mas justifica-se incluir um sinal negativo *ad hoc* baseado no padrão de inclinação observado nas matrizes de correlação cruzada.

Os valores de $c_p$ das ondas de Rossby calculados via transformada de Radon a partir dos diagramas de correlação cruzada estão ilustrados na figura 5.11 juntamente com algumas outras estimativas de velocidade obtidas em estudos pretéritos. Os valores referenciados à teoria linear nesta mesma figura na verdade correspondem à estimativa inicial de Polito e Liu (2003) baseados na relação entre $c_p$ e a latitude, de maneira que $c_p = B\left(\frac{\cos\phi}{\sin^2\phi}\right)$, onde $B = -0,2$ é um coeficiente definido empiricamente. As velocidades de fase aqui obtidas apresentam uma tendência predominantemente positiva em relação à teoria linear com diferenças variando entre 14 e 52% e em média 38%(±13%). Tal valor médio assim como os demais apresentados em seguida levam em consideração o valor absoluto das diferenças. A latitude de 25,5°N foi a que apresentou o valor de velocidade mais próximo à teoria, com

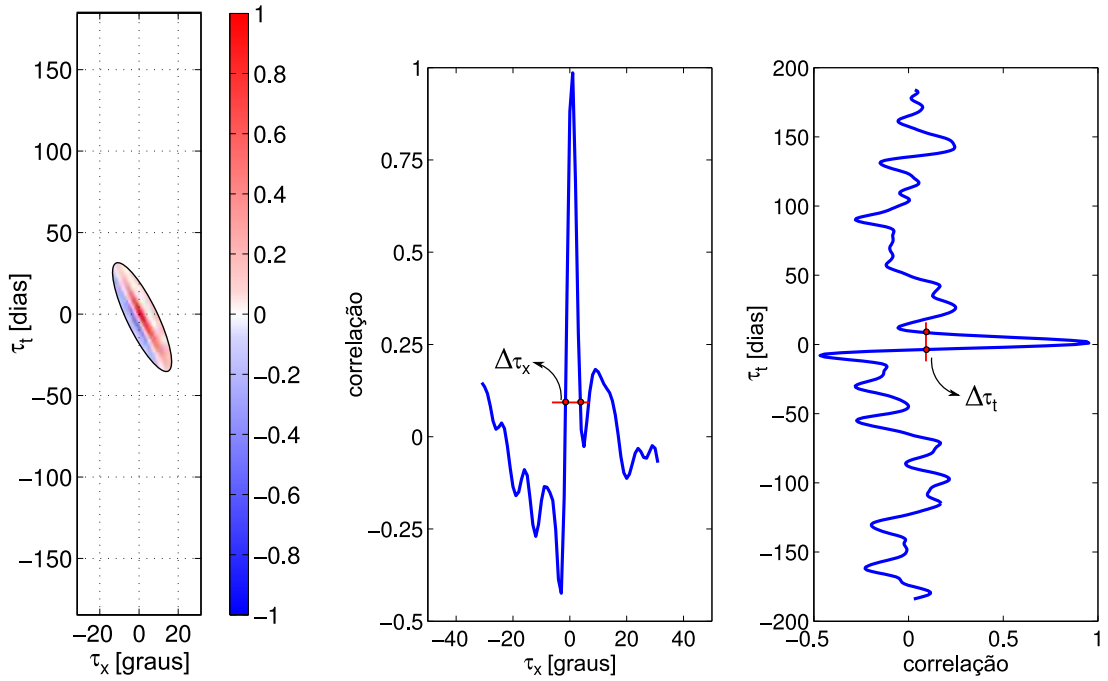


Figura 5.9: Estimativa dos parâmetros dos vórtices baseado na função de decaimento exponencial $f$. Sinal do vórtice isolado **(esquerda)** e os vetores unidimensionais $C(\tau_x, 0)$ **(centro)** e $C(0, \tau_t)$ **(direita)**.

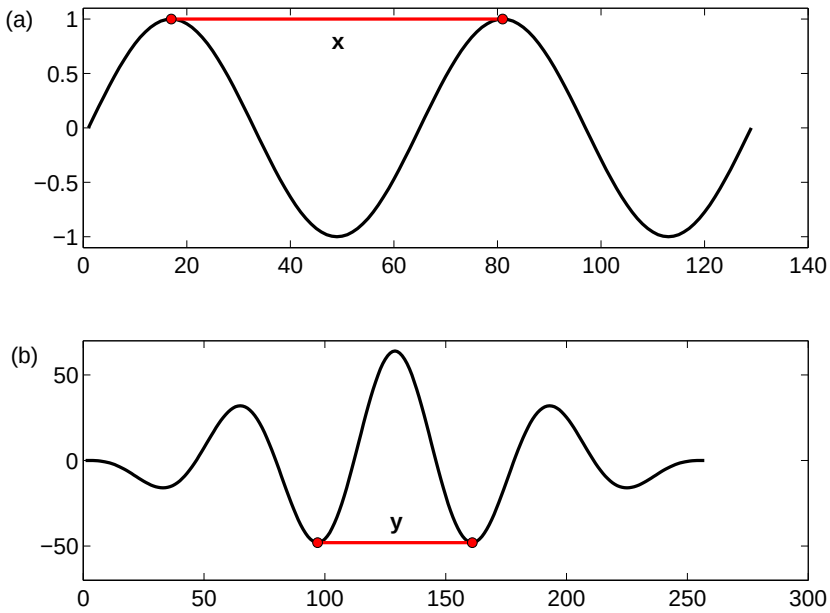


Figura 5.10: Sinal sintético unidimensional representado por uma função senoidal **(a)** e sua respectiva autocorrelação **(b)**, onde $x = y$ em distância.

uma diferença de 0,63 km dia$^{-1}$ ($\sim$ 14%). É necessário observar que as médias e os desvios-padrão calculados aqui tem a função de sintetizar as análises comparativas entre os valores de $c_p$ encontrados e aqueles sugeridos na literatura, uma vez que a grande variação nos valores em relação a latitude causam uma redução nos valores médios e um aumento nos respectivos desvios-padrão. Este resultado não é contudo ruim já que a teoria clássica vêm apresentando algumas inconsistências quanto aos valores de velocidade de fase (Chelton e Schlax, 1996; Killworth et al., 1997) e alguns autores chegaram a sugerir reformulações (Killworth e Blundell, 2003a,b).

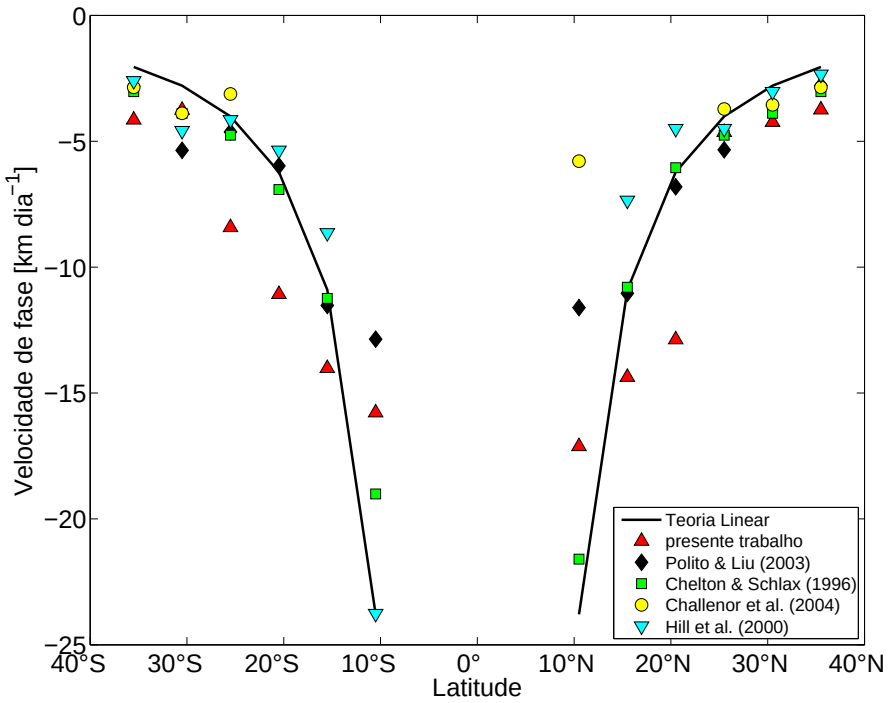


Figura 5.11: Distribuição das velocidades de fase das ondas de Rossby. Os valores da literatura aqui apresentados foram estimados a partir de figuras.

Para aumentar a robustez das estimativas de $c_p$ apresentadas na figura 5.11 foi realizado o cálculo destas mesmas velocidades manualmente a partir de cada diagrama zonal-temporal de altura, temperatura e correlação cruzada. A diferença entre os valores de $c_p$ obtidos manualmente através das correlações cruzadas e da altura e das correlações cruzadas e da temperatura foram em média de 8% (máximo de 21% em 25,5°S) e 4% (máximo de 33% em 25,5°N), respectivamente. Ainda foi

calculada a diferença entre os valores de $c_p$ calculados através das correlações cruzadas pelo método da transformada e o manual, com uma diferença média de de 7% e diferença máxima de 19% em 25,5°N.

Apesar de utilizar uma metodologia adaptada de Polito e Liu (2003) na estimativa da $c_p$ os valores obtidos aqui estão predominantemente superestimados em média de 30%(±12%) quando comparados àqueles encontrados por estes autores. A menor diferença ocorreu em 25,5°N e a maior em 20,5°S, 15% e 47%, respectivamente. As discrepâncias de velocidade observadas aqui não invalidam o método utilizado e podem ser justificadas pelo fato de Polito e Liu (2003) utilizarem uma decomposição do sinal propagante em diferentes bandas espectrais. Um outro aspecto é que Polito e Liu (2003) usaram apenas a autocorrelação da anomalia da ASM e aqui foi utilizado a correlação cruzada entre as anomalias da ASM e TSM. Neste último caso pode-se levantar duas hipóteses para a discrepância de valores observada: (1) latitudes onde se observa um fraco sinal na temperatura em comparação à altura podem aumentar a margem de erro das estimativas de $c_p$ e (2) caso exista um desajuste progressivo de fase entre a ASM e a TSM, o valor de $c_p$ baseado na correlação cruzada será diferente daquele baseado apenas na ASM ou TSM. Os valores obtidos aqui levaram em consideração todo o espectro propagante para oeste. Para realizar a comparação supracitada foi utilizada a componente anual de Polito e Liu (2003), tendo em vista que em média esta é a banda espectral mais energética em se tratando de ondas de Rossby. As diferenças nas regiões de mais altas latitudes ainda podem ser relacionadas à intensidade do sinal anual. Quanto mais afastado das médias latitudes mais fraca é a dominância do sinal anual sobre o espectro, e, acima dos 30,5° de latitude em ambos os hemisférios o sinal bianual passa exercer uma influência considerável no sinal propagante.

Comparando-se aos demais trabalhos, novamente houve uma tendência à superestimação dos valores de $c_p$. Chelton e Schlax (1996) encontraram, em média, valores que diferem em 24%(±15%) das velocidades obtidas aqui. Todavia, estes valores foram os que apresentaram a menor diferença entre a estimativa através

das matrizes de correlação cruzada apesar do desvio-padrão elevado. As diferenças extremas entre os valores presentes e os encontrados por Chelton e Schlax (1996) ficaram em 3% (25,5°N) e 53% (20,5°N). Em relação aos estudos de Hill et al. (2000) e Challenor et al. (2004) as diferenças médias foram de 40%(±17%) e 32%(±24%). É importante lembrar que as diferenças metodológicas estão dentre as principais causas destas oscilações.

As velocidades de propagação dos vórtices de mesoescala calculadas a partir das escalas espacial e temporal dos mesmos estão ilustradas na Figura 5.12. Além destas, também são apresentadas as velocidades obtidas por Chelton et al. (2007) e as velocidades de fase de ondas de Rossby obtidas via transformada de Radon, previamente apresentadas. As velocidades de propagação dos vórtices apresentaram uma tendência positiva em relação àquelas estimadas por Chelton et al. (2007) em todas as latitudes estudadas. Neste caso a diferença média foi de 42%(±16%). A variação das velocidades com a latitude no caso dos vórtices corroborou a teoria linear para as ondas de Rossby, exceto nas latitudes entre 10,5°N e 20,5°N onde observou-se vórtices mais rápidos em direção às maiores latitudes. Uma possível causa para este incremento de velocidade nestas latitudes pode ser a advecção deste vórtices por correntes de superfície, neste caso, o braço norte do giro subtropical. É importante lembrar que os vórtices estudados aqui não são estruturas permanentes, desta forma torna-se mais difícil qualquer tipo de análise comparativa sem haver uma sinopticidade. Todavia, sugere-se que as maiores discrepâncias podem esta relacionadas a diferença metodológica entre os trabalhos. A principal diferença é que o método utilizado aqui assume um comportamento geral para os vórtices baseado apenas nas observações das matrizes de correlação. Chelton et al. (2007) determinou cada vórtice através do parâmetro $W$ e estimou às suas velocidades de propagação através de um ajuste de mínimos quadrados local nas latitudes no centro de cada vórtice selecionado como uma função do tempo *a priori*, individualmente por um observador treinado.

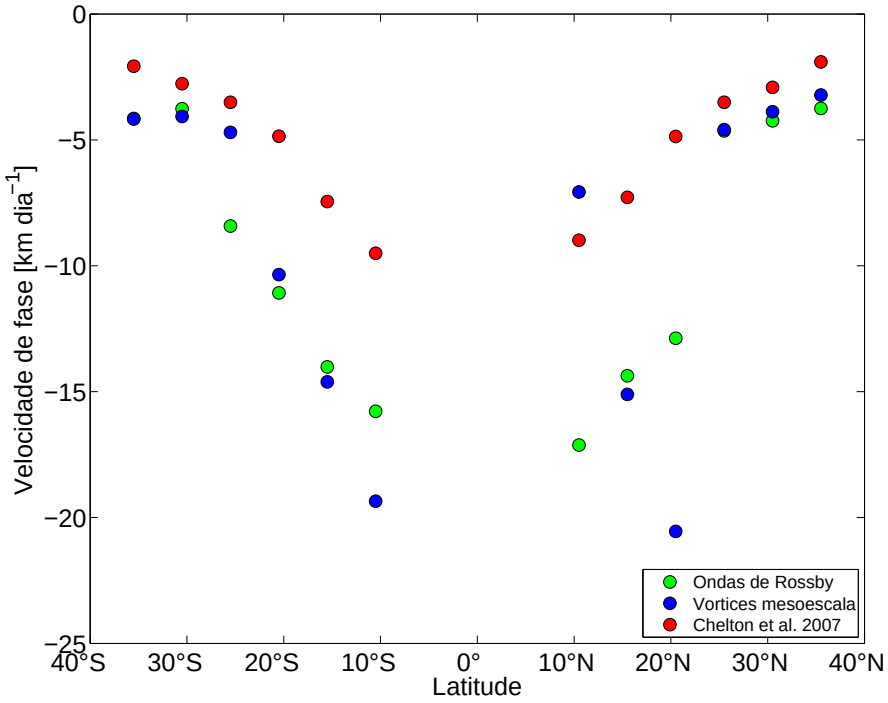


Figura 5.12: Distribuição das velocidades de propagação dos vórtices de mesoescala. Os valores atribuídos a Chelton et al. (2007) foram estimados a partir de figuras.

Na comparação entre as velocidades de propagação dos vórtices e das ondas de Rossby obtidos aqui foi observada uma considerável similaridade. Em mais de 50% das latitudes estas foram estatisticamente idênticas, com uma diferença média de 11%. Nas latitudes de 10,5°N e 25,5°S as velocidades dos vórtices foram consideravelmente menores que as das ondas, 140% e 79%, respectivamente. Estas latitudes foram desconsideradas no cálculo da diferença média entre vórtices e ondas em razão de inconsistências observadas nestes valores. A causa destas inconsistências pode estar relacionada ao desajuste de fase entre $\eta$ e $\theta$, já comentado anteriormente. Apesar do pré-tratamento nos dados, a contaminação dos sinais de vórtices por ondas de Rossby de menor período representa uma potencial fonte de erros em algumas regiões do oceano. Com os resultados observados aqui é possível afirmar que o presente trabalho corrobora Chelton et al. (2007) no sentido de que existem vórtices propagando-se para oeste com velocidades semelhantes as velocidades das ondas de Rossby baroclínicas, principalmente em médias latitudes.

## 5.2 Filtro de Vórtice Circular

A criação do filtro FVC visa acrescentar uma nova metodologia de detecção de vórtices baseada na geometria destas feições àquelas recentemente propostas na literatura, como o *winding-angle* (Sadarjoen e Post, 2000). O método aqui apresentado é baseado apenas em parâmetros estatísticos que dependem da geometria dos vórtices. Isto é um aspecto bastante vantajoso em estudos multi-sensor em comparação aos métodos que se baseiam em inferências sobre a dinâmica (e.g. Okubo-Weiss Okubo, 1970; Weiss, 1991).

As três áreas pré-selecionadas na subseção 5.3 para aplicação do filtro FVC encontram-se simetricamente distribuídas aproximadamente nas mesmas latitudes do Atlântico norte e sul. Desta forma, não houve a necessidade de estabelecer uma escala de decaimento no tamanho do filtro para acompanhar a variação da latitude, e.g. uma escala baseada na variação latitudinal do raio de deformação de Rossby. Testes foram realizados utilizando-se o tamanho do filtro $n_f$ de 13, 15 e 17 píxeis (não mostrado). O filtro de $15 \times 15$ píxeis ($\sim$ 300 km de diâmetro) foi o que apresentou o melhor desempenho na identificação dos vórtices observados. Este melhor desempenho provavelmente está relacionado ao próprio diâmetro das feições observadas, cuja diâmetro, em média, não ultrapassa os 300 km. As escalas típicas destes vórtices são: 100–200 km na CG (Halliwell et al., 1991; McGillicuddy et al., 1998; Leterme e Pingree, 2008), 120–250 km na região da CBM (Gordon, 1989; Goni et al., 1996; Lentini et al., 2006) e 200–350 km na CA (Olson e Evans, 1986; Gordon e Haxby, 1990; Van Aken et al., 2003). O parâmetro de sensibilidade $t_r$ foi determinado empiricamente e fixado em 0,15. Na verdade os parâmetros $n_f$ e $t_r$ trabalham juntos na definição das feições que serão geometricamente selecionadas pelo filtro FVC, onde quanto maior o valor de $t_r$ mais criterioso será a detecção dos vórtices quanto à sua circularidade. Os testes que determinaram o $t_r = 0,15$ mostraram que a utilização de um $t_r$ mais criterioso, ou seja, maior, passou a não detectar vórtices visualmente circulares porém com uma razão de aspecto não muito próxima a 1. Cada uma das áreas pré-selecionadas foi extraída dos mapas globais

de anomalia de ASM e TSM e processadas individualmente, gerando um total de 738 matrizes de dados regionais que incluem a ASM e a TSM. Deste total foram escolhidos 6 subconjuntos, sendo 3 de ASM e 3 de TSM, que serão apresentados e discutidos em seguida. É importante ressaltar que o propósito desta seção não é gerar uma estatística de vórtices e sim propor um método inovador e demostrar sua eficácia em detectar estas feições separando-as das demais.

### 5.2.1 Corrente das Agulhas

Esta região foi selecionada devido à sua elevada atividade turbulenta e sua importância para a circulação de superfície do Atlântico. A figura 5.13 ilustra os resultados obtidos pelo FVC aplicado ao mapa de 23/01/1998 de anomalia de ASM (a). No painel (b) observa-se que o recorte da região da Corrente das Agulhas com a média regional removida apresenta uma grande similaridade em relação ao mesmo mapa com o filtro passa-banda aplicado (c). Apesar da interpolação aplicada aos dados altimétricos esta semelhança indica que tal banda espectral é a escala dominante nesta região, levando-se em consideração a baixa resolução destes dados.

As feições mais robustas apresentadas na figura 5.13 podem ser observadas no painel (e) aproximadamente centradas em (32°S,8°E), (34°S,10°E), (36°S,15°E), (36°S,27°E), (37°S,30°E) e (38°S,10°E), totalizando 6 vórtices. Quatro destas feições apresentaram comportamento ciclônico com vorticidade predominantemente negativa. Para este caso, não foi observada uma grande diversidade no tamanho dos vórtices. O tamanho do filtro utilizado define o limite superior do diâmetro dos vórtices detectáveis por ele, porém feições de tamanho inferior a 15 píxeis também serão detectadas, desde que seja respeitada a razão de circularidade determinada por $t_r$.

O filtro parece subestimar as dimensões de alguns vórtices como visto na figura 5.13 no painel (e) em (36°S,15°E) e (37°S,30°E). Isto pode ocorrer quando as feições possuem um diâmetro maior que a escala espacial do filtro, mas não possuem simetria circular em toda sua extensão. O filtro seleciona apenas a parte circular,

obedecendo à definição operacional de vórtice aqui adotada. Um outro aspecto abordado aqui é a contaminação de uma determinada feição no momento de se isolar o seu sinal. Isto é observado em (35°S,23°E). Neste ponto o filtro detectou o pequeno núcleo circular desta estrutura, entretanto ao isolar e recortar o seu entorno houve contaminação por píxeis circunvizinhos do continente e de estruturas próximas.

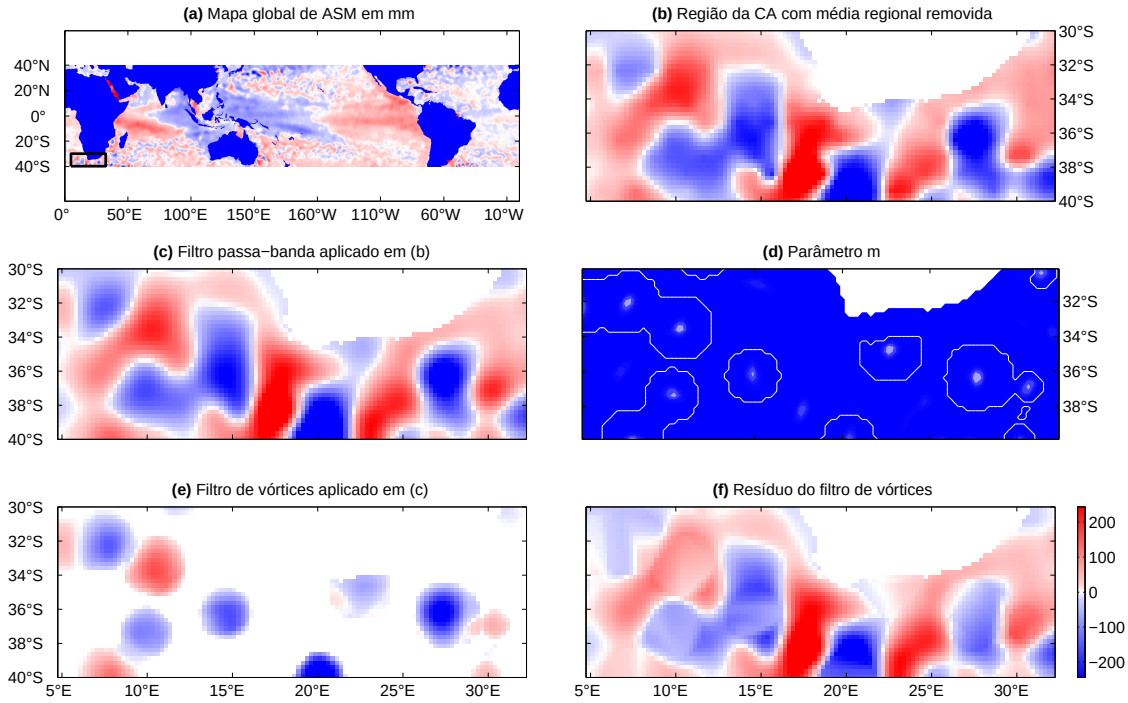


Figura 5.13: Aplicação do filtro FVC no mapa de anomalia de ASM do dia 23/01/1998 (a); recorte da região da Corrente das Agulhas (b); filtro passa-banda aplicado (c); o parâmetro $m$ (d); componente filtrada contendo os vórtices (e); e o resíduo (f).

A distribuição dos vórtices foi mais densa na porção oeste da região, abaixo do limite sul do continente africano em direção à cordilheira de Walvis. Porém, na porção leste desta região conhecida pelos seus intensos processos turbulentos foi onde as maiores amplitudes foram observadas (Figura 5.13). Nesta região a CA é caracterizada por intenso meandramento (Lutjeharms e Van Ballegooyen, 1988) que tende a formar padrões alongados meridionalmente. Esses padrões não podem ser

descritos como vórtices circulares e portanto não são selecionados pelo filtro.

O resíduo do filtro apresentado no painel (f) da figura 5.13 carrega todo o restante da variabilidade que não está presente em (e). Como o pré-processamento dos dados de entrada elimina os sinais de pequena e larga escalas é razoável assumir então que (f) é provavelmente dominado pelo sinal de ondas de Rossby. As descontinuidades observadas em (f) são provenientes do método de interpolação aplicado após a remoção dos vórtices, entretanto mesmo estas descontinuidades não comprometem este resultado obtido pois as demais feições permanecem representadas no mapa (f).

Na figura 5.14 têm-se os resultados apresentados na figura anterior para a anomalia de TSM. O painel (b) mostra maior variabilidade de pequena escala em relação ao observado nos dados de ASM, uma vez que os dados de TSM possuem uma melhor resolução espacial e são isentos de interpolação. Nota-se algumas semelhanças nos padrões de variabilidade entre o mapa (c) nos dados de temperatura e altura de superfície. Neste mesmo mapa observa-se que o filtro passa-banda foi eficaz na remoção dos sinais de pequena e larga-escala, restando apenas a banda espectral de interesse.

O painel (e) da figura 5.14 destaca 5 vórtices encontrados nos dados de TSM, um a menos que o total detectado nos dados de ASM para a mesma região. Todos os vórtices aqui encontrados estão bem definidos, isto é, não houve a detecção de feições duvidosas. Houve a predominância de vórtices ciclônicos de núcleo frio e novamente o sinal predominante de vorticidade foi negativo. A distribuição dos vórtices também manteve-se na porção a oeste do mapa.

Comparando-se o painel (e) das figuras 5.13 e 5.14 nota-se uma variação significante na posição dos vórtices. Variação esta que esteve presente nas demais composições para as demais datas. Abrindo um preâmbulo para justificar estas diferenças no posicionamento e no números de vórtices detectados torna-se necessário

entender a diferença entre ambos os conjuntos de dados utilizados. Os sensores de temperatura medem a chamada temperatura de pele, que é a temperatura restrita a camada mais superficial do oceano com $< 1$ mm de espessura. Desta forma, os dados de TSM não guardam obrigatoriamente nenhuma informação a cerca da dinâmica de subsuperfície. Os dados de altimetria por sua vez baseiam-se na diferença entre a ASM e o geóide de referência, o que indica que estas medidas correspondem à variação da altura do mar integrada ao longo de toda a coluna d'água. Deste forma, estes dados conservam informações referentes à dinâmica de subsuperfície. A possível ausência de uma dinâmica intrínseca aos dados de TSM não invalidam o seu uso neste tipo de análise, uma vez que os vórtices possuem uma robusta assinatura térmica em superfície nas regiões subtropicais. A idéia de utilizar estes dados é mostrar que a TSM também pode ser usada como *proxy* na detecção de vórtices superficiais uma vez que não existam dados mais robustos, e.g. dados de altimetria. Vale lembrar que é possível obter dados de TSM por satélite com uma resolução de até duas ordens de grandeza melhor que a dos altímetros.

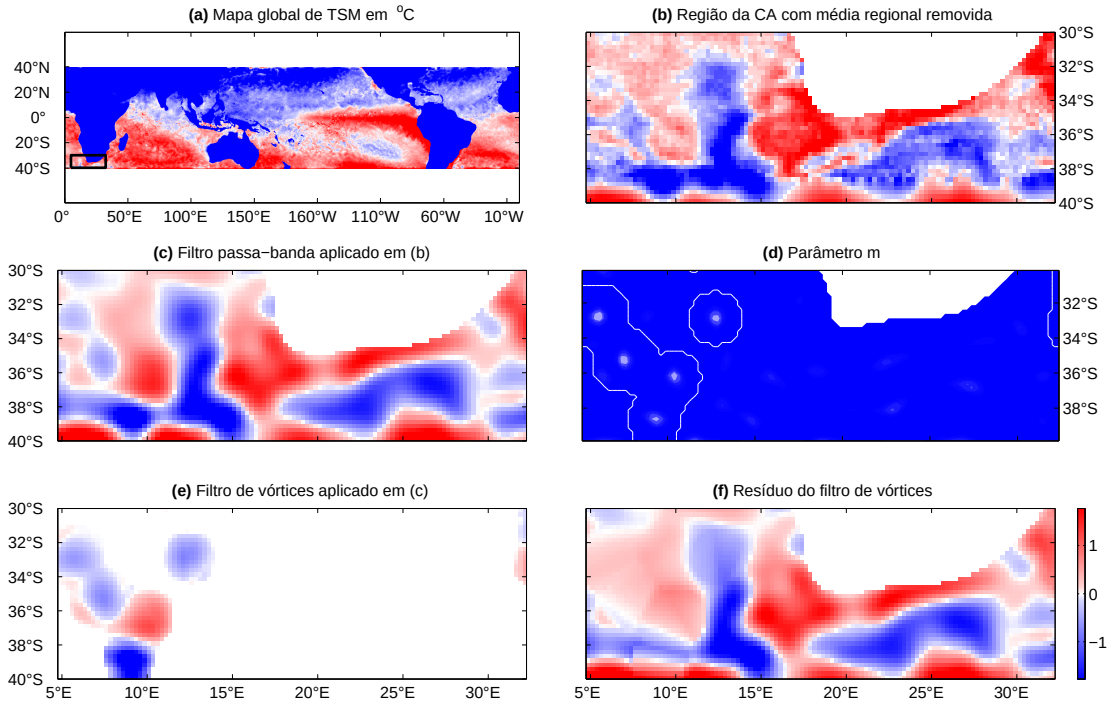


Figura 5.14: Idem à figura 5.13 para a anomalia da TSM.

As séries formadas pela componente filtrada e seu resíduo exemplificadas nos painéis (e) e (f) das figuras 5.13 e 5.14 foram transformadas em diagramas zonais-temporais por cada 0,25° de latitude de sua respectiva área ilustrada na figura 4.12. A figura 5.15 apresenta os diagramas zonais-temporais para a latitude de 35,375°S, na região da Corrente das Agulhas, com sua componente original da anomalia da ASM (a), a componente filtrada através do filtro FVC (b) e a componente residual (c), obtida através da subtração entre (a) e (b), que corresponde ao sinal das ondas de Rossby. Nos 3 painéis apresentados nota-se um padrão relativamente turbulento porém é possível observar um padrão propagante para oeste, principalmente nos painéis (a) e (c). Nestes últimos também observa-se uma redução na variância do sinal próximo a 20°E. No painel (b) esta redução não é muito evidente devido à descontinuidade apresentada nos dados, entretanto nota-se que a há um aumento da variância entre a porção mais a oeste de 10°E e a mesma longitude de 20°E. Apesar da descontinuidade apresentada em (b) é possível observar sinais propagantes para oeste, assim como sinais estacionários e com propagação para leste.

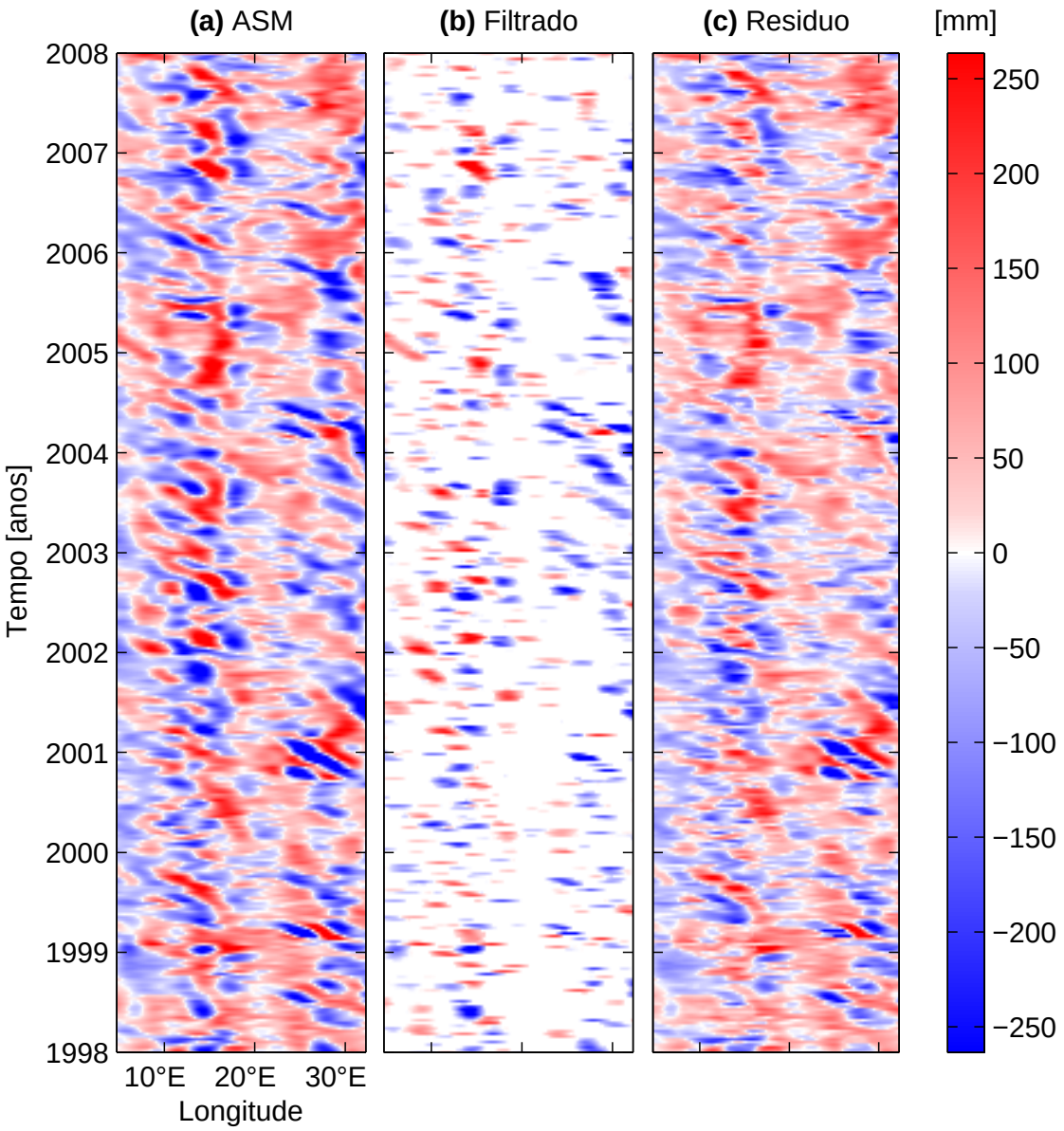


Figura 5.15: Decomposição do diagrama zonal-temporal da anomalia de superfície do mar **(a)** na sua componente filtrada através do filtro de vórtice circular **(b)** e o seu resíduo que inclui o sinal das ondas de Rossby **(c)** na latitude de 35,375°S na região da Corrente das Agulhas.

Nos diagramas zonais-temporais da anomalia da TSM para a latitude de 35,375°S (Figura 5.16) nota-se um padrão aproximadamente sazonal nos painéis (a) e (c) apesar dos dados serem mais ruidosos que os de ASM. Ainda assim é possível observar alguns sinais propagando-se para oeste. O painel (b) não apresentou nenhum padrão predominante. Em algumas longitudes observa-se sinais que parecem indicar uma

propagação para oeste entretanto a descontinuidade dos dados não permite uma afirmação mais concreta. Este problema foi observado também nas demais latitudes desta região.

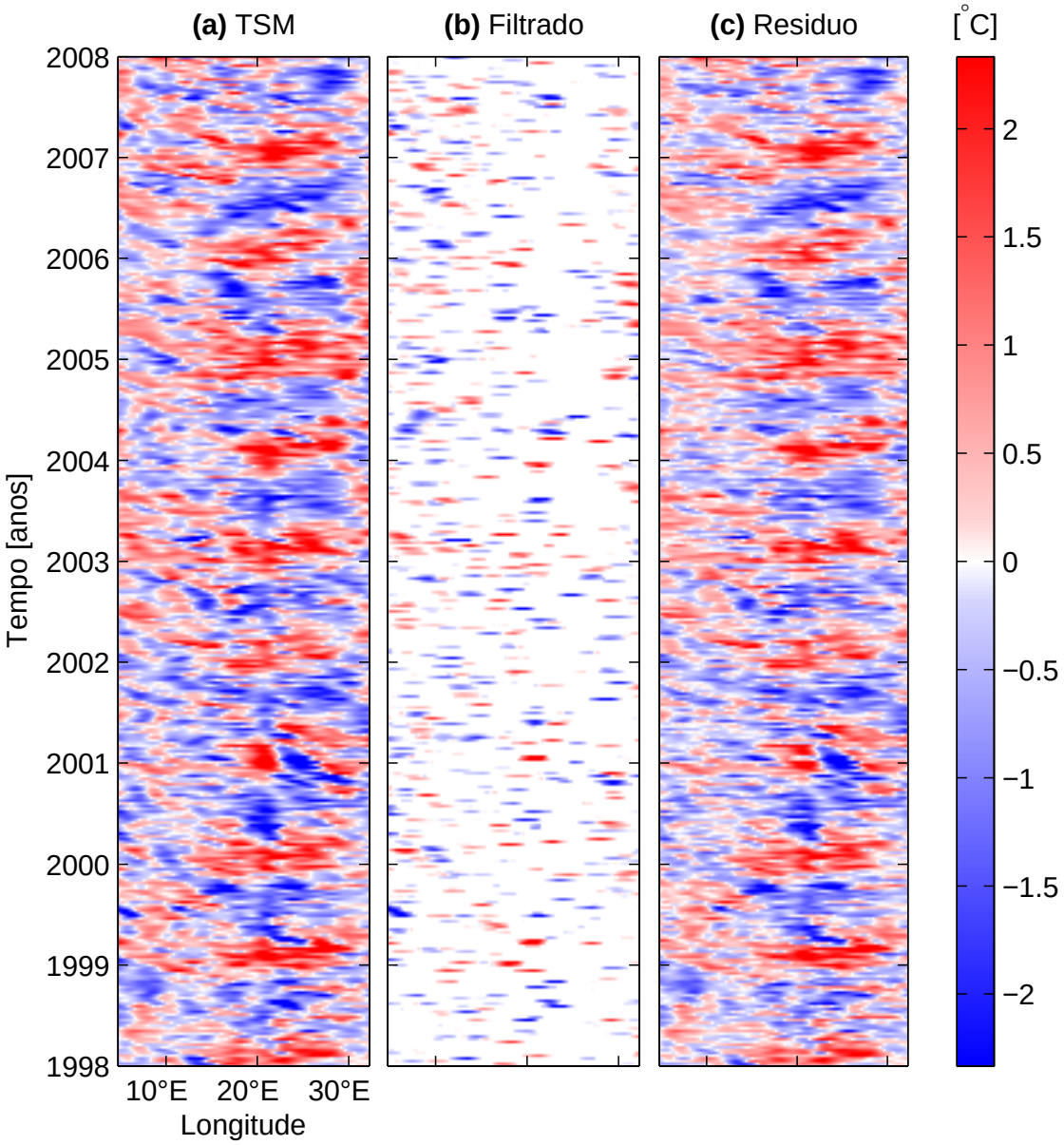


Figura 5.16: Idem à figura 5.15 para a anomalia da TSM.

Para justificar as descontinuidades observadas no painel (c) de ambas as figuras 5.15 e 5.16 é possível levantar duas hipóteses relacionadas à este problema; (1) a resolução dos dados utilizados e (2) a dinâmica que envolve as feições presentes nestes painéis. No primeiro caso é possível que a resolução temporal utilizada na

aquisição dos dados, aproximadamente 10 dias, seja incompatível com o monitoramento destes vórtices de mesoescala uma vez que o sinal de tais feições é observado em determinada data, desaparecendo e aparecendo em uma data posterior em um mesmo diagrama. A descontinuidade entre uma aparição e outra destes sinais corresponde a janela em que o sensor não obteve dados daquela região. Os dados de TSM em específico possuem uma freqüência amostral relativamente alta em comparação à ASM, o que inviabilizaria esta hipótese de resolução temporal inadequada. Entretanto, estes dados estão susceptíveis a contaminação por precipitação que resulta na ausência de dados. A segunda hipótese é que devido à sua dinâmica os vórtices podem simplesmente estar deslocando-se entre as diferentes faixas de latitudes. Um determinado vórtice pode migrar para uma latitude vizinha, entretanto por efeito de conservação de vorticidade tende a retornar para a sua latitude original e assim mantem-se oscilando ao longo de toda a sua propagação como ocorre com as ondas de Rossby, na busca pelo balanço entre vorticidade relativa e planetária. Desta forma, equivalente ao que ocorre no eixo do tempo $y$ nos diagramas, ao migrar entre as diferentes latitudes o sinal desta feição desaparecerá do diagrama zonal-temporal de uma determinada latitude e passará a compor o diagrama de uma outra latitude.

A região correspondente à Corrente das Agulhas foi dividida latitudinalmente ao meio em duas áreas e a média de cada uma destas áreas foi calculada. Este procedimento foi realizado para minimizar o problema da descontinuidade nos dados e uma destas áreas foi selecionada para ser apresentada nas figuras 5.17 e 5.18 a seguir. O mesmo tratamento foi realizado para as demais áreas. Nestas figuras estão ilustrados os resultados da área compreendida entre 35,125°S e 39,875°S por apresentar uma maior variabilidade. A figura 5.17 mostra sinais bem definidos ao longo dos 3 painéis com uma redução da variância na porção extremo oeste. Este padrão difere do observado nos diagramas zonais-temporais para a latitude de 35,375°S da figura 5.15. O painel (b) agora apresenta uma composição mais rica de sinais, onde é possível observar claramente feições propagando-se tanto para oeste quanto para leste, além de algumas outras feições estacionárias majoritariamente perto de 20°E. Apesar de não ter sido feito um estudo sobre a topografia local é possível que esta variação no

comportamento destas feições esteja relacionada ao gradiente topográfico meridional desta região. O diagrama das ondas de Rossby em (c) apresenta sinais propagantes para oeste melhor definidos na primeira metade da série apesar de que a elevada turbulência presente nesta região assim como a proximidade com a costa podem confundir a definição de padrões inclinados até mesmo para um observador treinado. Ainda em (c), na porção leste do diagrama, observam-se feições estacionárias de sinais opostos na anomalia que se assemelham a meandros. Nos diagramas da anomalia de TSM (Figura 5.18) novamente foi observado um elevado nível de ruído que dificultou a identificação de feições propagantes, vórtices e ondas de Rossby. Ainda assim é possível observa alguns padrões que se assemelham à ondas e vórtices propagantes nos painéis (b) e (c). Ambas as feições foram mais pronunciadas na primeira metade da série temporal.

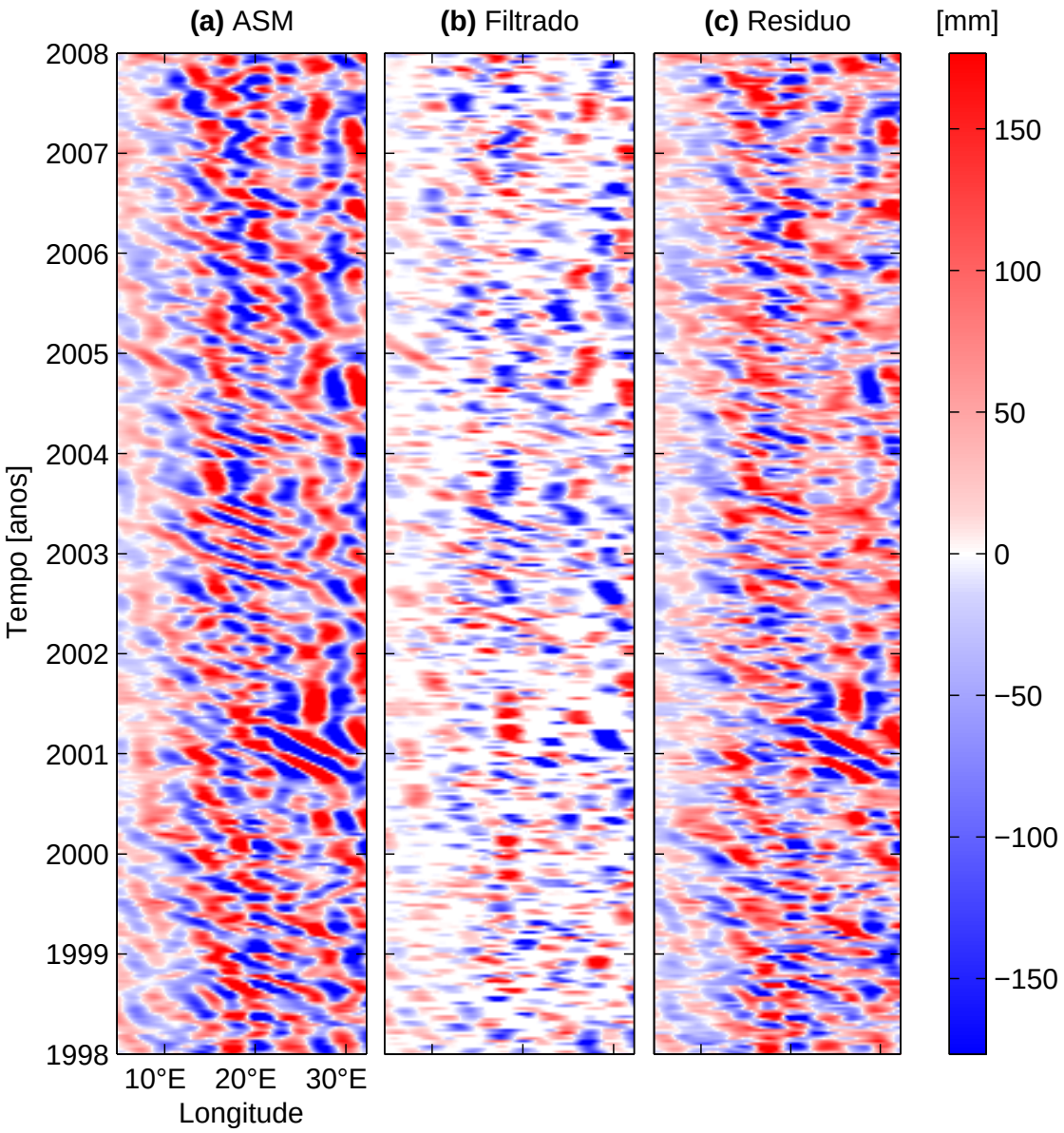


Figura 5.17: Idem à figura 5.15 para a média entre 35,125°S e 39,875°S da anomalia da ASM.

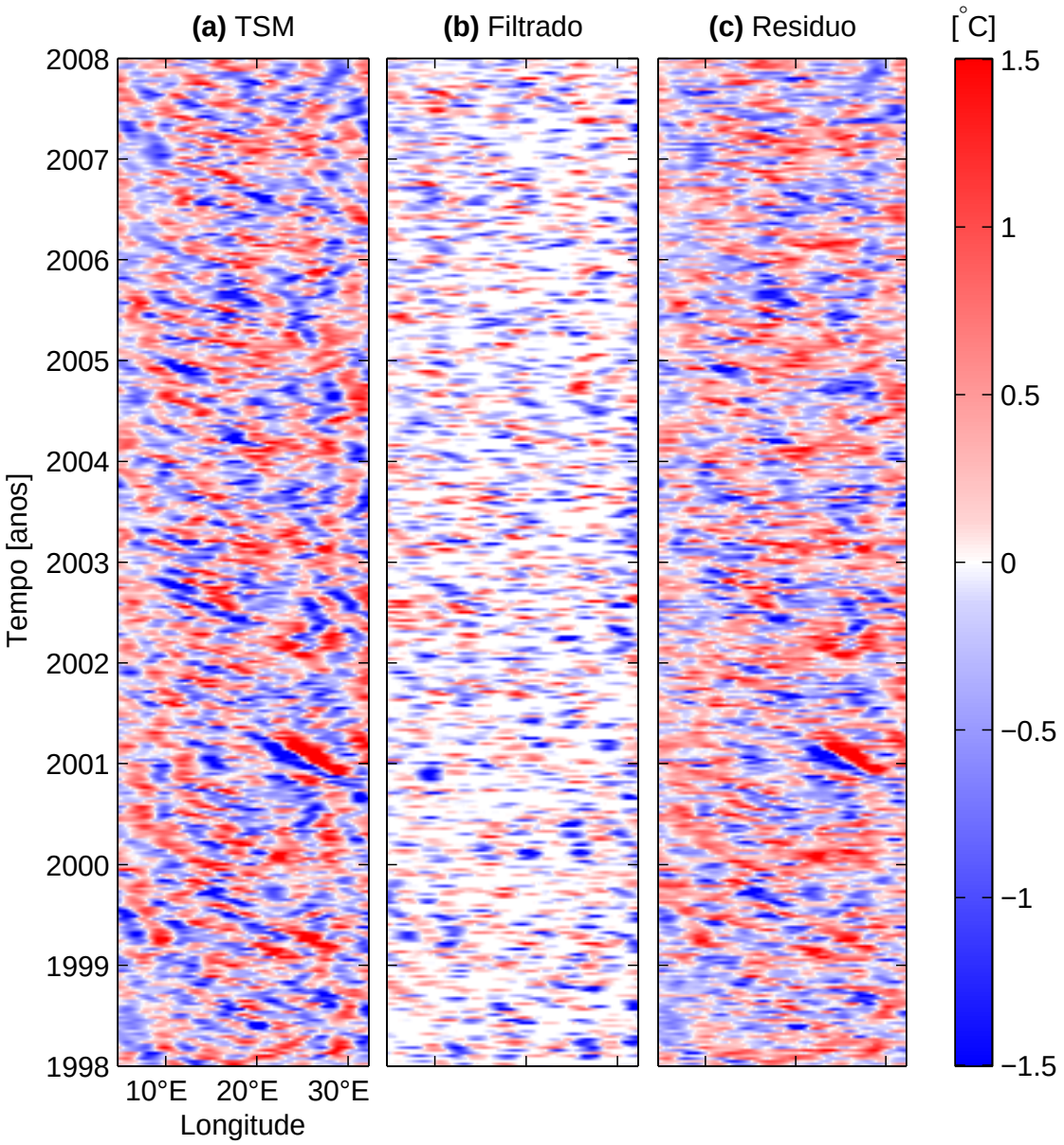


Figura 5.18: Idem à figura 5.15 para a média entre 35,125°S e 39,875°S da anomalia da TSM.

As velocidades de propagação dos vórtices e ondas de Rossby foram calculados através do método manual, obtidos diretamente dos diagramas (b) e (c) nas figuras 5.17 e 5.18. No caso dos vórtices considerou-se apenas as feições com propagação para oeste. Nos dados de ASM as velocidades foram de $-5,28(\pm 2,37)$ km dia$^{-1}$ e $-5,53(\pm 1,75)$ km dia$^{-1}$ para os vórtices e ondas de Rossby, respectivamente. Tais valores mostraram uma diferença de 5% entre eles. Apesar do ruído apresentado, as velocidades também foram estimadas para os dados de TSM que apresentaram

valores de $-5,71(\pm 2,43)$ km dia$^{-1}$ e $-6,46(\pm 1,86)$ km dia$^{-1}$, diferença de cerca de 13% entre as velocidades dos vórtices e das ondas. Em ambos os casos a velocidades das ondas foi superior a velocidades dos vórtices. As velocidades dos vórtices e ondas obtidas via TSM também foram mais rápidas que as estimadas através da ASM, cerca de 8% e 14%, respectivamente.

### 5.2.2 Confluência Brasil-Malvinas

A região da Confluência Brasil-Malvinas é uma outra importante região do Atlântico sul no que diz respeito à feições geradas por processos de instabilidade em mesoescala. Os mapas de altimetria (Figura 5.19) indicam que a variabilidade desta região é composta por feições de menor escala espacial àquelas observadas na região da CA. Novamente observa-se a similaridade entre o mapa apresentado em (b) e seu equivalente filtrado por filtro passa-baixa (c). Pode-se sugerir que esta banda espectral é dominante não apenas na região da CA ou CBM e sim nos dados altimétricos de forma geral devido a sua resolução espacial. Aqui há uma predominância de vórtices anti-ciclônicos cuja vorticidade é positiva.

Dentre as feições detectadas pelo parâmetro $m$ (d) e isoladas no painel (e) apenas 6 foram realmente consideradas vórtices, estando elas centradas em aproximadamente (35°S,40°W), (36°S,21°W), (37°S,32°W), (38°S,25°W), (38°S,42°W) e (38°S,45°W). Em (39°S,31°W) observa-se uma feição que não apresenta uma similaridade circular visualmente bem definida entretanto matematicamente ela foi consistente com as definições do filtro. No processo de seleção da parte aproximadamente circular houve uma redução aparente do diâmetro de 2 dos vórtices observados, em (36°S,21°W) e (37°S,32°W). Os vórtices distribuíram-se ao longo de toda a faixa de longitude embora as feições mais energéticas restringiram-se à porção oeste da região, mais próximos do continente e da região onde os gradientes de ASM e TSM são mais intensos.

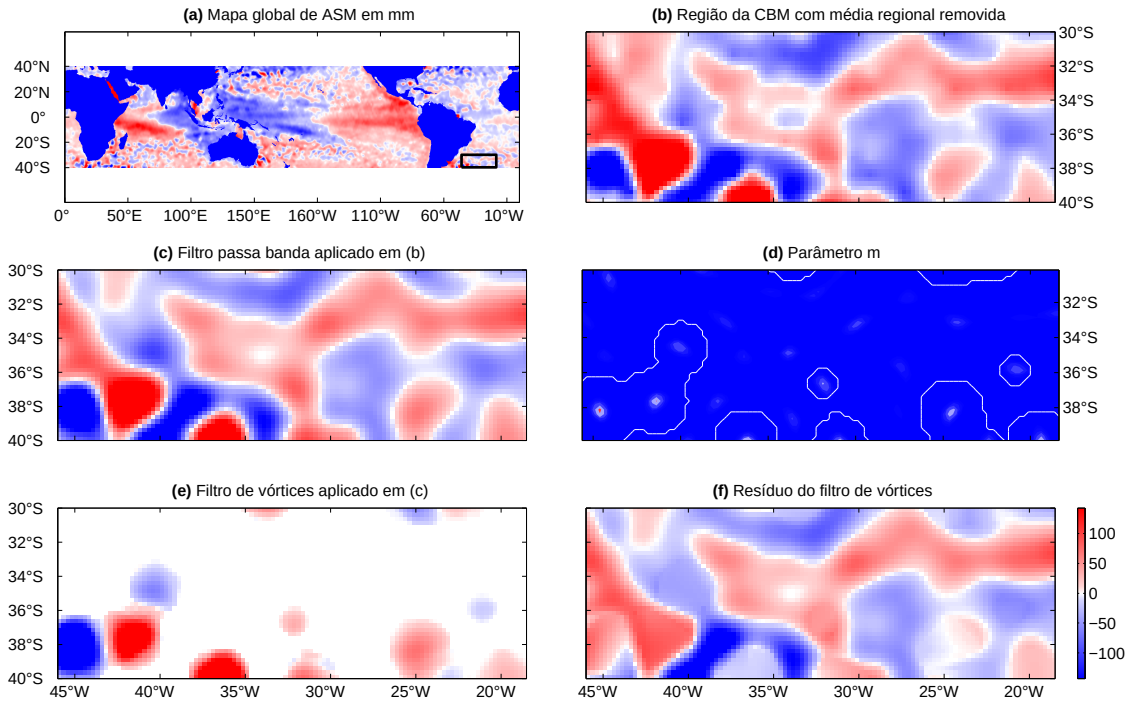


Figura 5.19: Aplicação do filtro de vórtices circulares no mapa de anomalia de ASM para o dia 23 de janeiro de 1998 (a); o recorte da região da Confluência Brasil-Malvinas (b); a mesma região com aplicação de um filtro passa-baixa (c); determinação do parâmetro $m$ (d); componente filtrada contendo os vórtices (e); e o resíduo (f).

O encontro entre as águas quentes da CB e frias da CM gera uma frente térmica bem definida nesta região. Desta forma, a CBM parece ser a região mais indicada para se utilizar dados de TSM na detecção de vórtices. No mapa processado com o filtro passa-banda apresentado na figura 5.20(c) é possível observar feições circulares bem marcadas entre as latitudes 32°–34°S e 36°–38°S. Praticamente a totalidade destas feições foi detectada pelo filtro FVC (e). Um total de 10 vórtices com a maioria girando anti-ciclonicamente e de vorticidade negativa foi detectada pelo filtro, cujos diâmetros variaram entre aproximadamente 100 e 200 km. As dimensões destas feições foram relativamente homogêneas entre si. A única feição onde há uma discrepância entre a análise visual e a captada pelo filtro de vórtices encontra-se centrada em (31°S,40°W). Idêntico ao observado nos dados de ASM, o filtro selecionou apenas a parte aproximadamente circular das feições causando uma redução nas

dimensões de 2 dos vórtices observados, centrados em (34°S,30°W) e (38°S,28°W).

Desta vez os vórtices mais energéticos ocorreram próximos à latitude de 38°S e ao sul desta mesma latitude, entre 38° e 40°S, observa-se uma feição homogênea com dimensão zonal da ordem da dimensão da região de estudo. Os vórtices apresentaram um padrão de distribuição relacionado à assinatura térmica: vórtices de núcleo frio observados ao sul de 36°S e de núcleo quente ao norte desta mesma latitude, com exceção do vórtice centrado em (38°S,20°W). Este padrão de variabilidade parece obedecer à frente térmica gerada na interface horizontal entra a CB e CM.

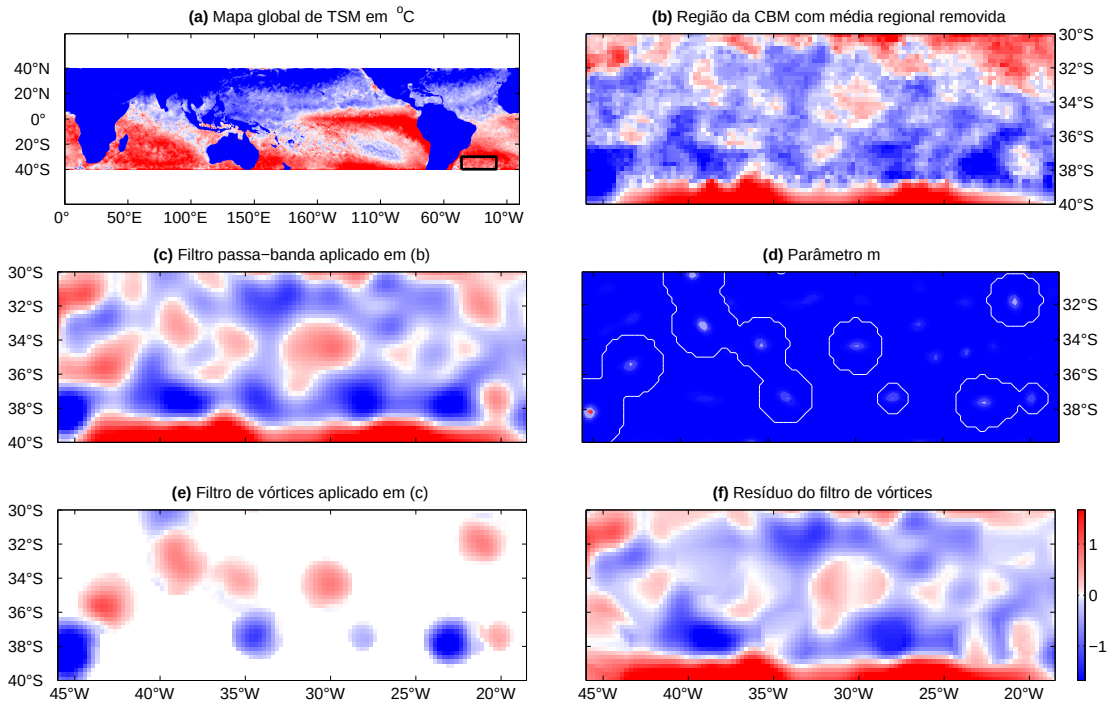


Figura 5.20: Idem à figura 5.19 para a anomalia da TSM.

Os diagramas zonais-temporais da anomalia da ASM para a latitude de 34,875°S, na região da CBM mostraram uma distribuição homogênea da variância ao longo das longitudes (Figura 5.21). No painel (a) observa-se uma tendência positiva nos dados de ASM com anomalias mais positivas a partir de 2003 que por sua vez estão relacionadas à valores positivos da anomalia de TSM. No painel (b) relativo aos vórtices observa-se algumas destas feições bem definidas propagando-se para oeste e algumas poucas estruturas que não apresentam propagação. Não ficou evidente

nenhum vórtice propagando-se para leste neste diagrama. O painel (c) apresentou um padrão de ondas de Rossby mais evidente junto à porção oeste com uma inclinação menos acentuada indicando um aumento na $c_p$ destas ondas nesta porção mais ocidental. Na porção mais ocidental do giro subtropical têm-se uma picnoclina mais funda. Considerando que as ondas aqui observadas são do primeiro modo baroclínico é possível afirmar que onde a camada $H_1$, ilustrada na figura A.1 do Apêndice A, for mais profunda é onde serão observados os maiores valores de $c_p$.

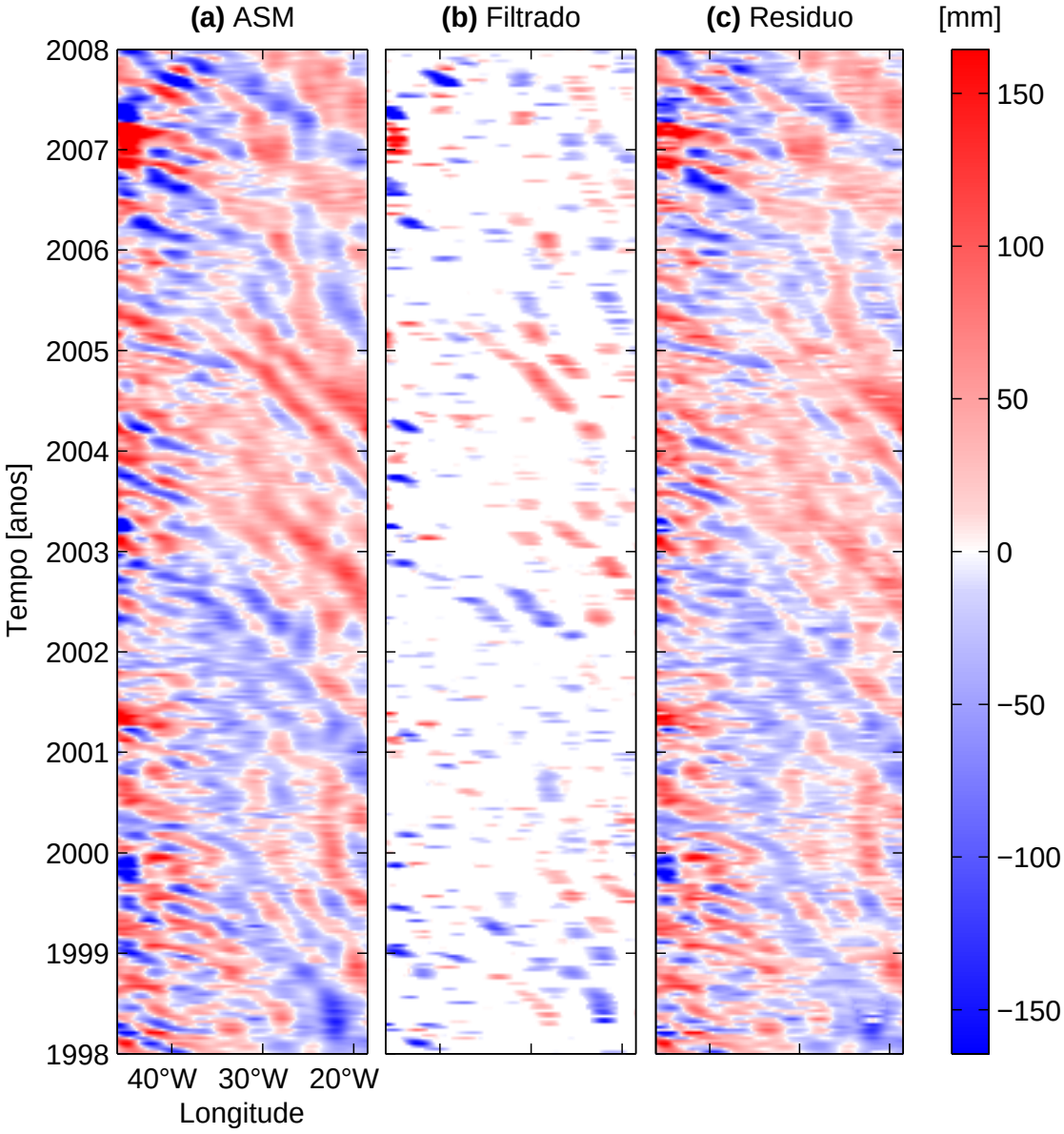


Figura 5.21: Idem à figura 5.15 para a anomalia da ASM na latitude de 34,875°S na região da Confluência Brasil-Malvinas.

Os diagramas zonais-temporais da anomalia de TSM corroboraram o observado na figura 5.21 com um tendência de aquecimento observada a partir da metade de 2003. Este mesmo cenário de aquecimento foi observado por Cazenave e Nerem (2004) e Polito e Sato (2008). Nos diagramas zonais-temporais da anomalia de TSM para a mesma latitude observa-se alguns vórtices propagando-se para oeste (Figura 5.22b). Ainda neste mesmo painel nota-se a elevada descontinuidade na propagação destas feições, que vêm se apresentando de forma amplificada nos dados de TSM. No painel (c) observa-se um padrão com características de ondas de Rossby a partir da metade da série em diante, aproximadamente, entretanto este padrão não é tão robusto como aqueles apresentados nos dados de ASM da figura 5.21.

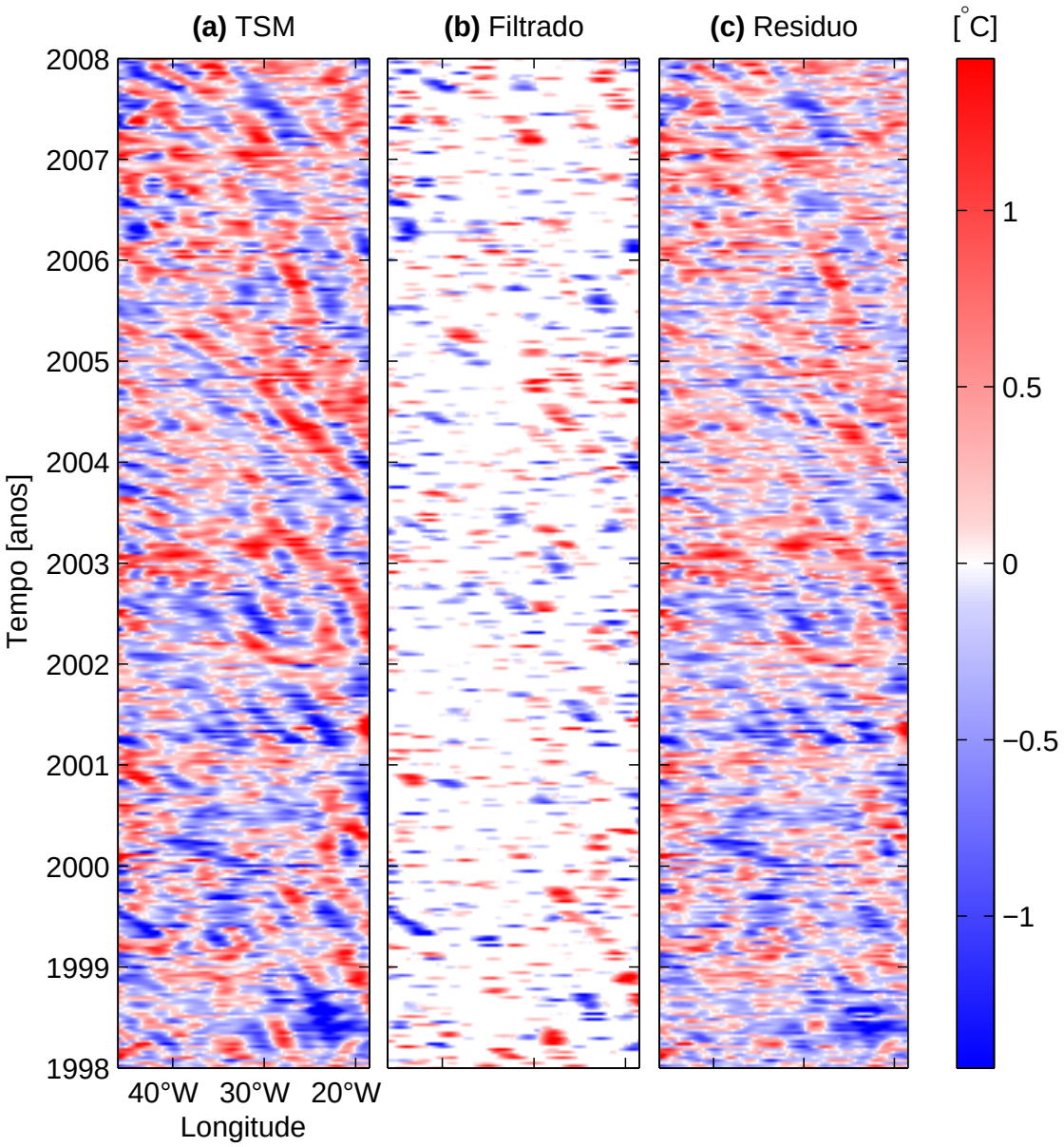


Figura 5.22: Idem à figura 5.15 para a anomalia da TSM na latitude de 34,875°S na região da Confluência Brasil-Malvinas.

Na média calculada para o intervalo entre 35,125°S e 39,875°S da anomalia de ASM para a região da Confluência Brasil-Malvinas observa-se um aumento da variância na porção oeste do domínio em todos os diagramas (Figura 5.17). O painel (b) mostra diferenças consideráveis em relação às descontinuidades observadas na figura 5.21 para a latitude de 34,875°S que facilitam a distinção entre os vórtices propagantes neste diagrama, cuja maioria possui propagação para oeste. Não foi observada propagação para leste ou vórtices estacionários neste caso. No painel (c)

os padrões de ondas de Rossby foram mais evidentes na porção oeste em virtude do aumento da variância neste lado do domínio. Os diagramas médios da anomalia de TSM (Figura 5.18) mostram-se indiferentes as análises das áreas anteriores à respeito da baixa relação sinal ruído. O painel (b) mostra um predomínio de propagação para oeste apesar das limitações das observações. O padrão das ondas de Rossby não foi bem definido no painel (c) dificultando a inferência de quaisquer características destas ondas.

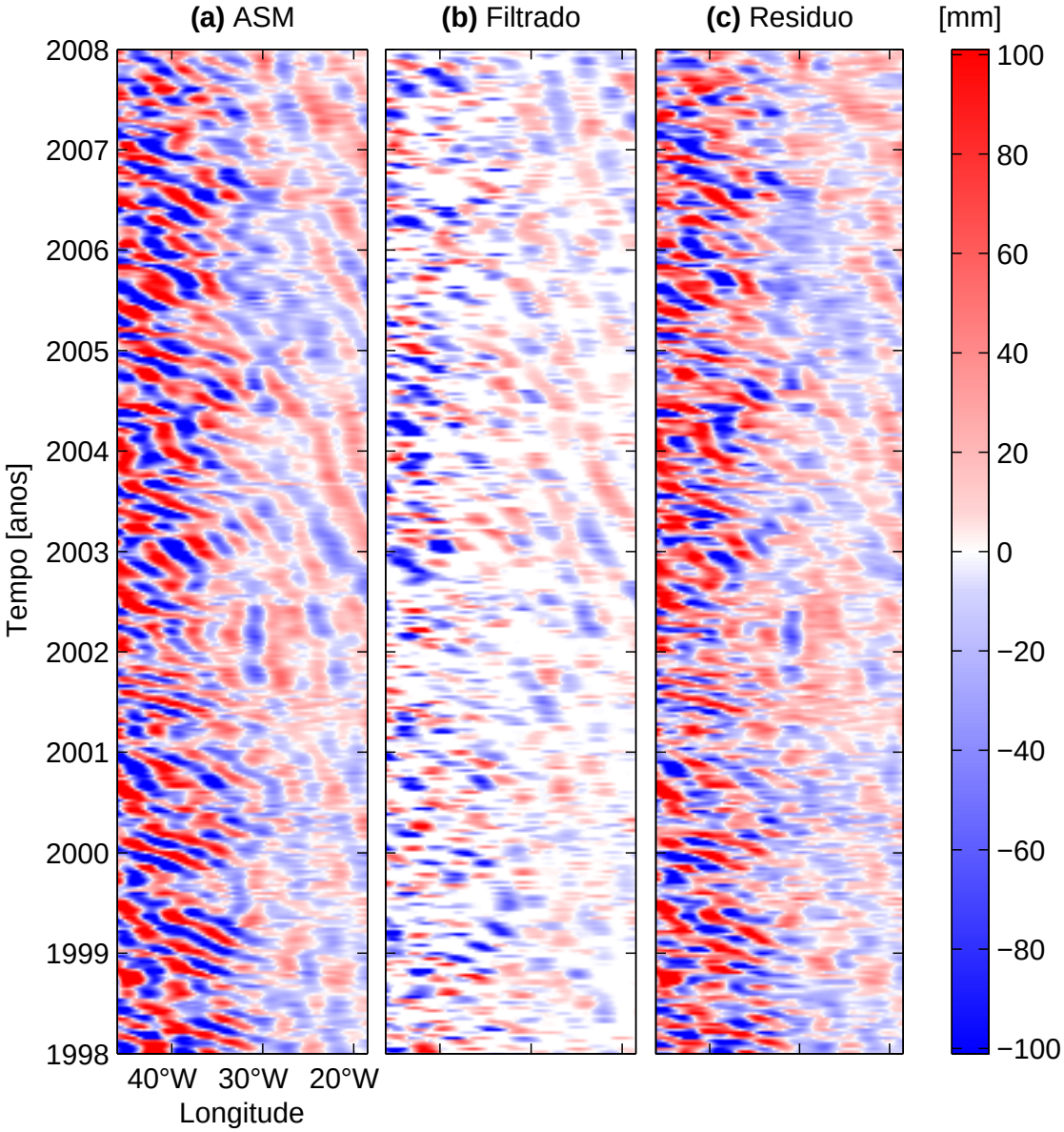


Figura 5.23: Idem à figura 5.15 para a média entre 35,125°S e 39,875°S da anomalia da ASM na região da Confluência Brasil-Malvinas.

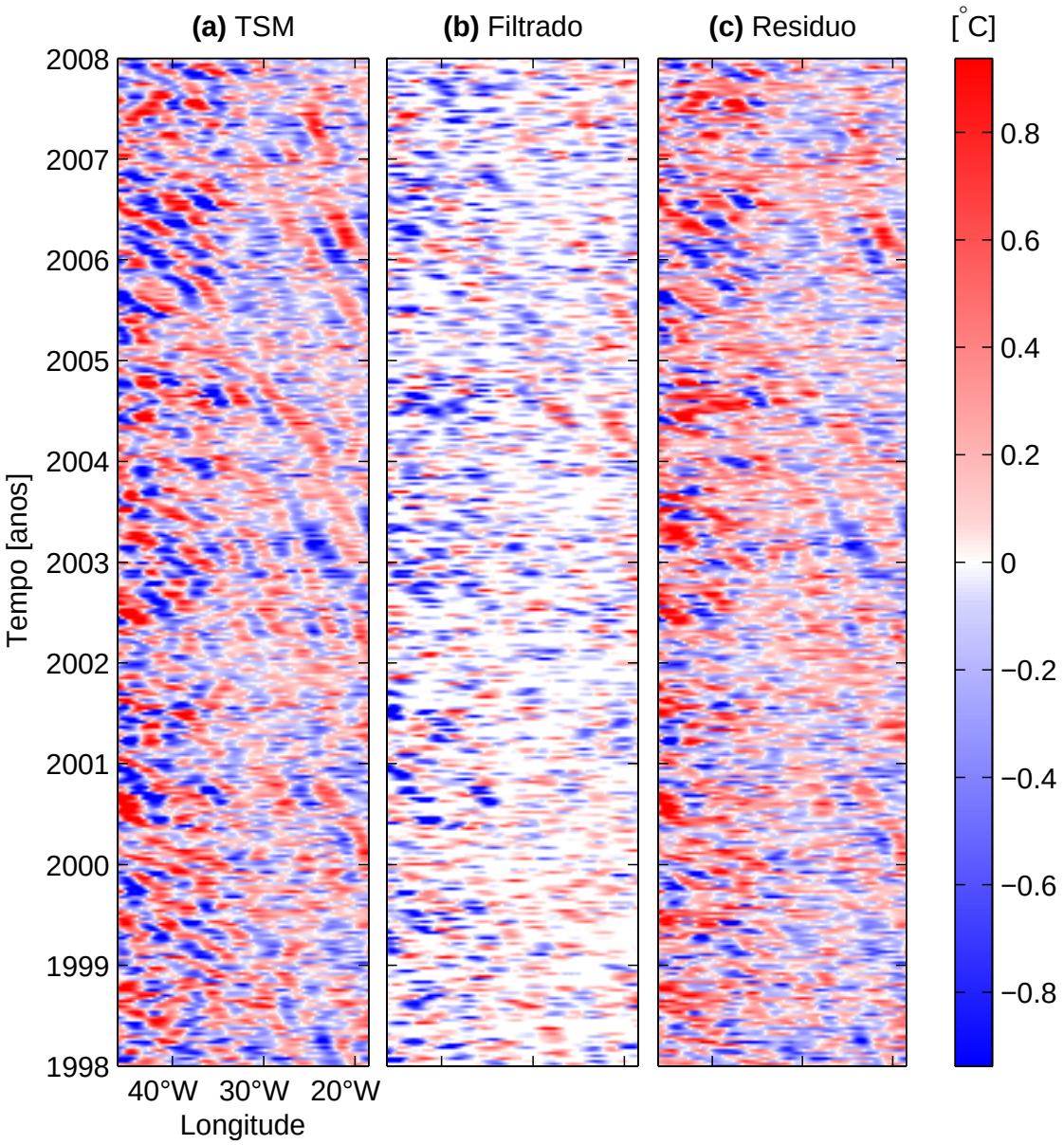


Figura 5.24: Idem à figura 5.15 para a média entre 35,125°S e 39,875°S da anomalia da TSM na região da Confluência Brasil-Malvinas.

Apesar do enfraquecimento nos sinais propagantes dos painéis (b) e (c) da figura 5.24 as velocidades de propagação foram determinadas manualmente. Nos diagramas de ASM as velocidades foram respectivamente $-4,35(\pm 1,72)$ km dia$^{-1}$ e $-5,18(\pm 1,69)$ km dia$^{-1}$ para os vórtices e ondas de Rossby, uma diferença de 19%. A maior variância a oeste do domínio apresentada nos diagramas médios da figura 5.23 corrobora o observado nos diagramas da figura 5.21 a respeito do aumento das velocidades de propagação de ambas as feições na porção a oeste.

Para a TSM a diferença ficou em 16%. com valores de $-3,17(\pm 1,37)$ km dia$^{-1}$ e $-3,67(\pm 2,02)$ km dia$^{-1}$ para os vórtices e ondas de Rossby, respectivamente. Novamente as ondas foram mais rápidas que os vórtices. Esta diferença entre as velocidades observadas nos limites zonais dos diagramas de ASM influenciam no cálculo das médias e dos desvios-padrão. Na CBM as velocidades obtidas através da ASM foram superiores as da TSM, cerca de 27% e 29% mais rápidas nos vórtices e ondas, respectivamente.

### 5.2.3 Corrente do Golfo

A porção da Corrente do Golfo que segue para leste é sem dúvida a região com atividades vorticais de mesoescala mais estudada no oceano global. Os dados de anomalia de ASM da CG para o dia 23/01/1998 apresentada na figura 5.25(b) ilustram um cenário típico da variabilidade da CG, variabilidade esta maior que a observada nas duas outras áreas estudadas, além de uma diversidade no tamanho da feições observadas. Ao todo foram detectados 10 vórtices. As feições observadas em (e) cujos eixos zonais estão centralizados na latitude de 30°N não foram consideradas vórtices. A maioria dos vórtices detectados apresentou um comportamento ciclônico com vorticidade positiva. Este mapa apresentou o maior número de reduções nas dimensões dos vórtices que todos os demais, novamente em função da seletividade do filtro pelas feições circulares. Dentre estas subestimativas pode-se destacar as feições centradas em (37°N,65°W), (36°N,62°W), (34°N,62°W) e (32°N,48°W). Os vórtices mais energéticos foram observados a leste, na porção mais a norte da região de estudo. Nesta área a CG já atingiu seu limite mais boreal e o seu fluxo segue uma orientação aproximadamente zonal. O limite latitudinal imposto pelos dados do TRMM independem qualquer análise mais a norte.

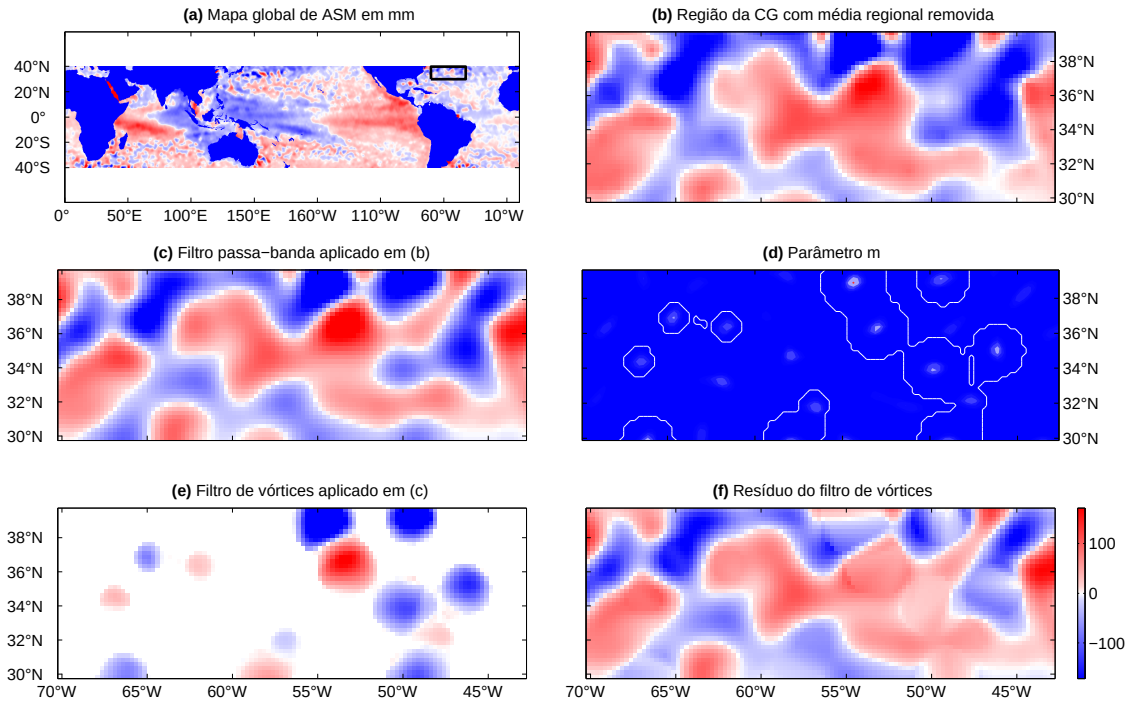


Figura 5.25: Aplicação do filtro de vórtices circulares no mapa de anomalia de ASM para o dia 23 de janeiro de 1998 (a); o recorte da região da Corrente do Golfo (b); a mesma região com aplicação de um filtro passa-baixa (c); determinação do parâmetro $m$ (d); componente filtrada contendo os vórtices (e); e o resíduo (f).

A figura 5.26 ilustra os resultados obtidos a partir dos dados de anomalia de TSM na região da CG. O mapa (b) reproduziu o alto padrão de variabilidade esperado para esta região. Utilizando-se o filtro passa-banda neste mapa (c) observa-se que novamente o filtro conseguiu com sucesso eliminar o sinal de alta freqüência observado em (b). Baseado neste mapa filtrado foram detectados um total de 10 vórtices robustos, centrados nos seguinte pontos: (39°N,65°W), (38°N,46°W), (37°N,60°W), (37°N,57°W), (35°N,47°W), (34°N,66°W), (34°N,61°W), (31°N,64°W), (31°N,62°W) e (31°N,59°W). Do total de vórtices detectados, 7 deles possuem vorticidade positiva, ou seja, são ciclônicos, corroborando os dados de ASM que mostraram uma dominância de vórtices ciclônicos na região. Apenas o vórtice centrado em 38°N/46°W teve o seu diâmetro reduzido pelo filtro. Os vórtices não apresentaram um padrão de distribuição claro, com feições ocorrentes em praticamente todas as latitudes. Ao longo da faixa longitudinal entre aproximadamente 48°–55°W não foi detectado

nenhum vórtice.

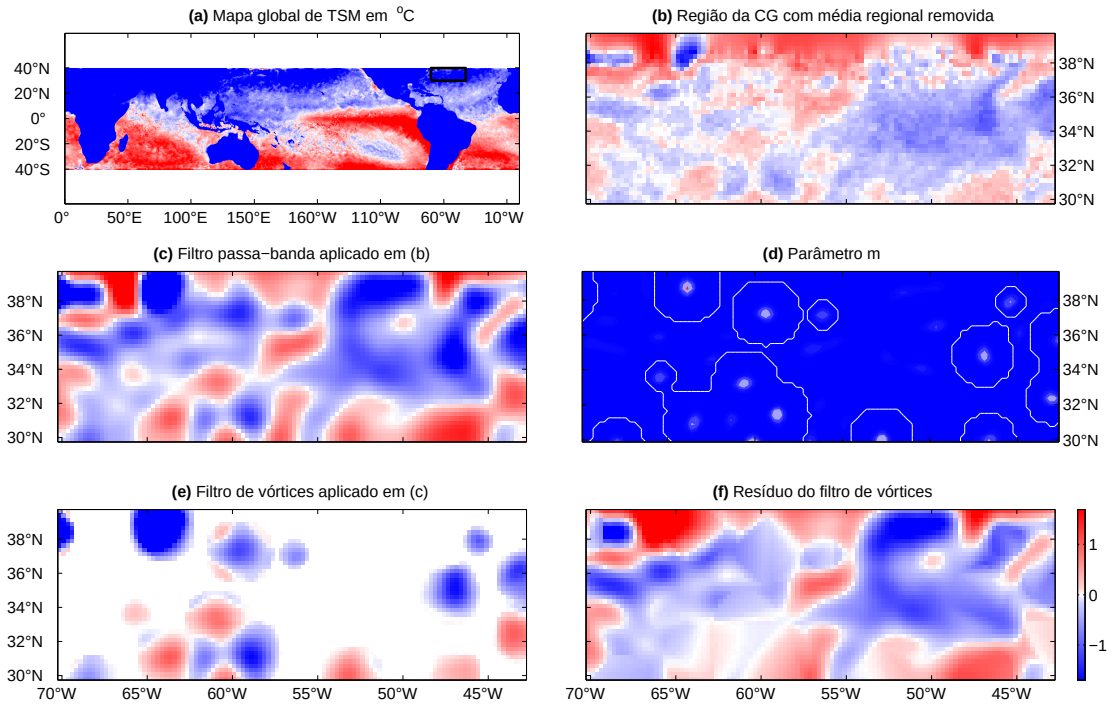


Figura 5.26: Idem à figura 5.25 para a anomalia da TSM.

A figura 5.27 apresenta os diagramas zonais-temporais gerados a partir dos dados da anomalia de ASM para a latitude de 34,625°N na região da Corrente do Golfo. Nesta latitude é possível observar o robusto sinal atribuído as ondas de Rossby no painel (c). Aqui fica claro que o sinal destas ondas domina a variabilidade ao longo da referida latitude. O sinal de vórtice apresentando no painel (b) também demonstra ser mais robusto que as demais áreas estudadas, com uma quantidade inferior de feições intermitentes em comparação a CA e a CBM. A variância dos dados nos três diagramas mostra-se uniforme, sem redução das amplitudes em nenhuma porção da área estudada. Alguns vórtices mantiveram-se estacionários entretanto a maior parte se mantém propagando-se para oeste.

O conjunto de diagramas da figura 5.27 mostra um exemplo típico de fenômenos ora identificados como ondas de Rossby (baseados nos valores de $c_p$, $\lambda$, $P$ e nas características não-dispersivas) sendo classificados como vórtices circulares. Outra importante observação extraída dos diagramas (b) e (c) é que em alguns casos

as ondas parecem transformar-se em vórtices e vice-versa. Desde que a vorticidade e a energia destas feições seja conservada, o fluido geofísico parece permitir uma transição rápida vórtice-onda (onda-vórtice). A maior importância nestas informações está relacionada ao conceito fundamental de que onda não transporta matéria. Desta forma, independente da existência de um fluxo médio associado à passagem da onda, à medida que esta onda se propaga para oeste e se transforma num vórtice, ela passa a transportar a parcela de partículas inseridas no vórtice.

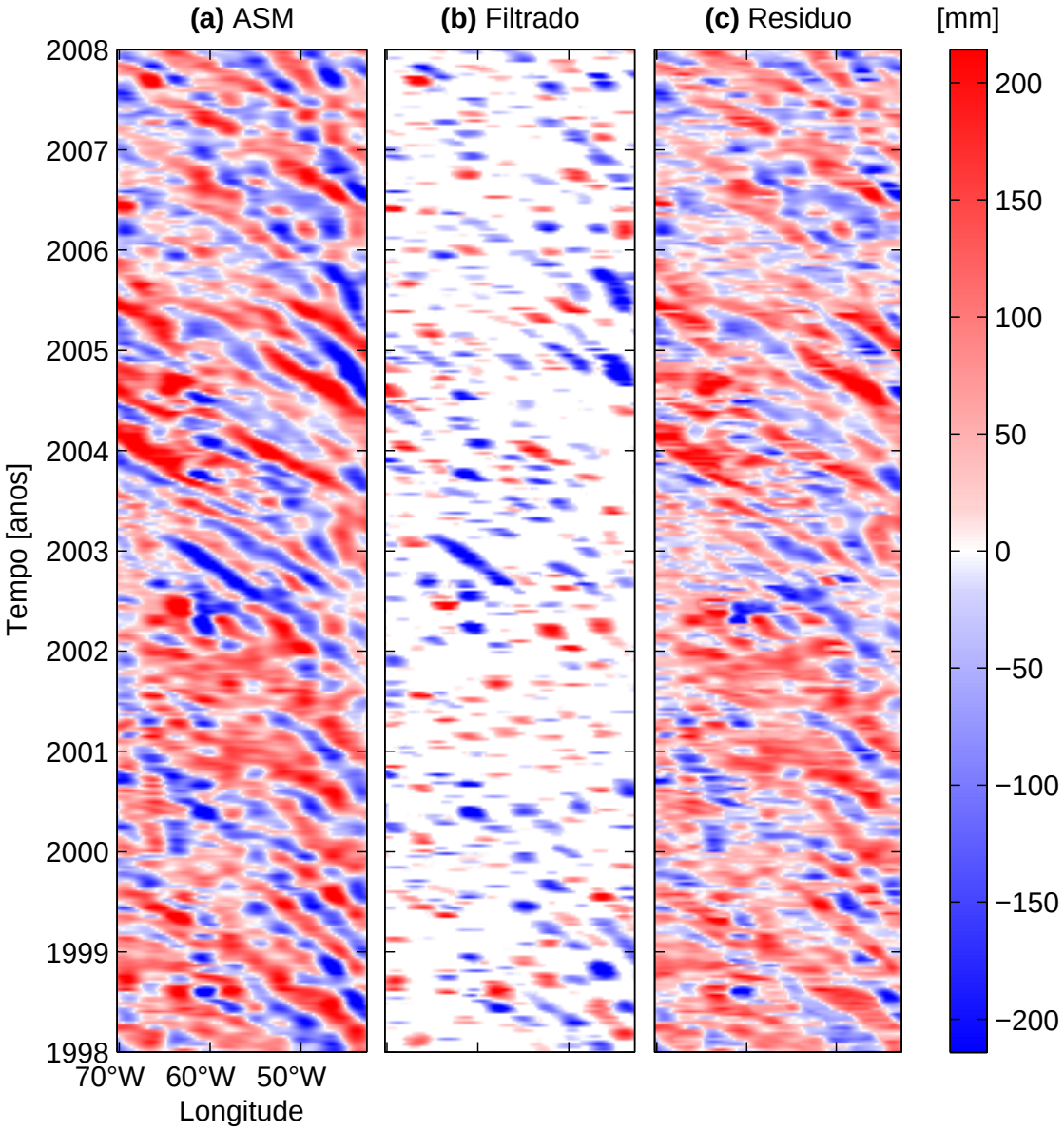


Figura 5.27: Idem à figura 5.15 para a anomalia da ASM na latitude de 34,625°N na região da Corrente do Golfo.

Os diagramas de TSM em 34,625°N (Figura 5.28) foram os menos ruidosos dentre os demais diagramas de TSM. Polito e Liu (2003) mostrou que a relação sinal-ruído nesta latitude é superior a 2 e nas demais latitudes fica abaixo de 1,5. O painel (b) mostra alguns vórtices propagantes para oeste segmentados ao longo do tempo pelo mesmo problema citado anteriormente. Em (c) é possível observar os padrões característicos das ondas de Rossby mais delineados que as demais áreas, entretanto os sinais mais robustos dar-se-ão na segunda metade da série.

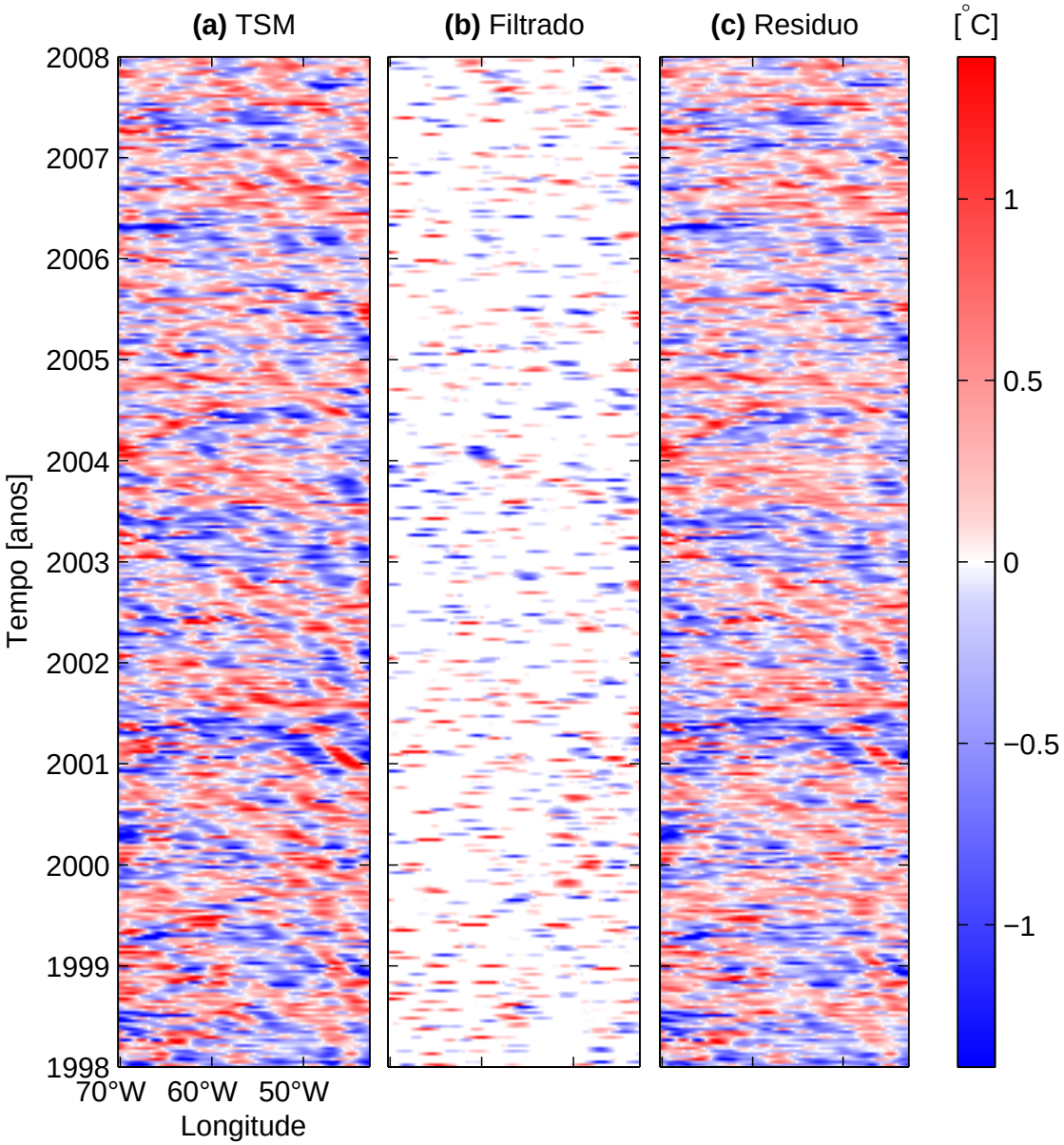


Figura 5.28: Idem à figura 5.15 para a anomalia da TSM na latitude de 34,625°N na região da Corrente do Golfo.

A média da anomalia de ASM entre 34,875°N e 39,625°N para a região da Corrente do Golfo (Figura 5.29) realçou os padrões característicos dos vórtices e ondas de Rossby já observados na figura 5.27. Uma suave redução da variância foi observada nestes diagramas próxima as latitudes de 50–55°W. Nesta região encontra-se o conjunto de montanhas submarinas conhecido como *Corner Rise seamounts*. Mesmo sem análises qualitativas a respeito da topografia é possível sugerir que estas motanhas submarinas podem exercer influência sobre o sinal de ambas as feições reduzindo as suas amplitudes. Segundo Barnier (1988) a topografia exerce um importante efeito na propagação das ondas de Rossby baroclínicas pois ao se passarem sobre estes gradientes topográficos, novos trens de ondas são gerados com a memsa direção de propagação, entratanto com fases diferenciadas. Em acordo com a mesma análise para a latitude de 34,625°N praticamente não houve vórtices propagantes para leste (Figura 5.29b). Neste mesmo painel observa-se sinais claros de vórtices se propagando ao longo de todas as longitudes. As ondas de Rossby estas apresentaram o padrão típico inclinado que atravessa a área estudada. Os diagramas médios da anomalia de TSM (Figura 5.30) mais uma vez não apresentaram uma nítida definição das estruturas observadas na ASM (Figura 5.29). No painel (b) são observados vórtices propagando-se majoritariamente para oeste, porém devido aos seus sinais intermitentes em muitos casos não é possível determinar o início e o fim destas propagações. Em (c) observa-se um padrão horizontal diferenciado porém com características periódicas. Tal padrão *a priori* não se assemelha ao padrão característico das ondas de Rossby. Entretanto, sugere-se que perturbações geradas nos campos superficiais de temperatura por fenômenos climáticos, e.g. furacões e tempestades tropicais, podem estar relacionados com este padrão observado na figura 5.30c. Como a região sobre o domínio da CG está inserida na região denominada de rota dos furacões, a sugestão de uma interferência do sinal de ondas de Rossby em dados de TSM torna-se plausível. De acordo com Stramma et al. (1986); Nelson (1998), a passagem destes sistemas climáticos causa uma intensa troca de calor latente que resulta numa queda da TSM na região afetada pelos furações e acrescenta ruído ao dados. Por se tratarem de fenômenos rápidos eles são vistos na forma de padrões horizontais nos diagramas zonais-temporais, dificultando a visualização dos

sinais propagantes para oeste.

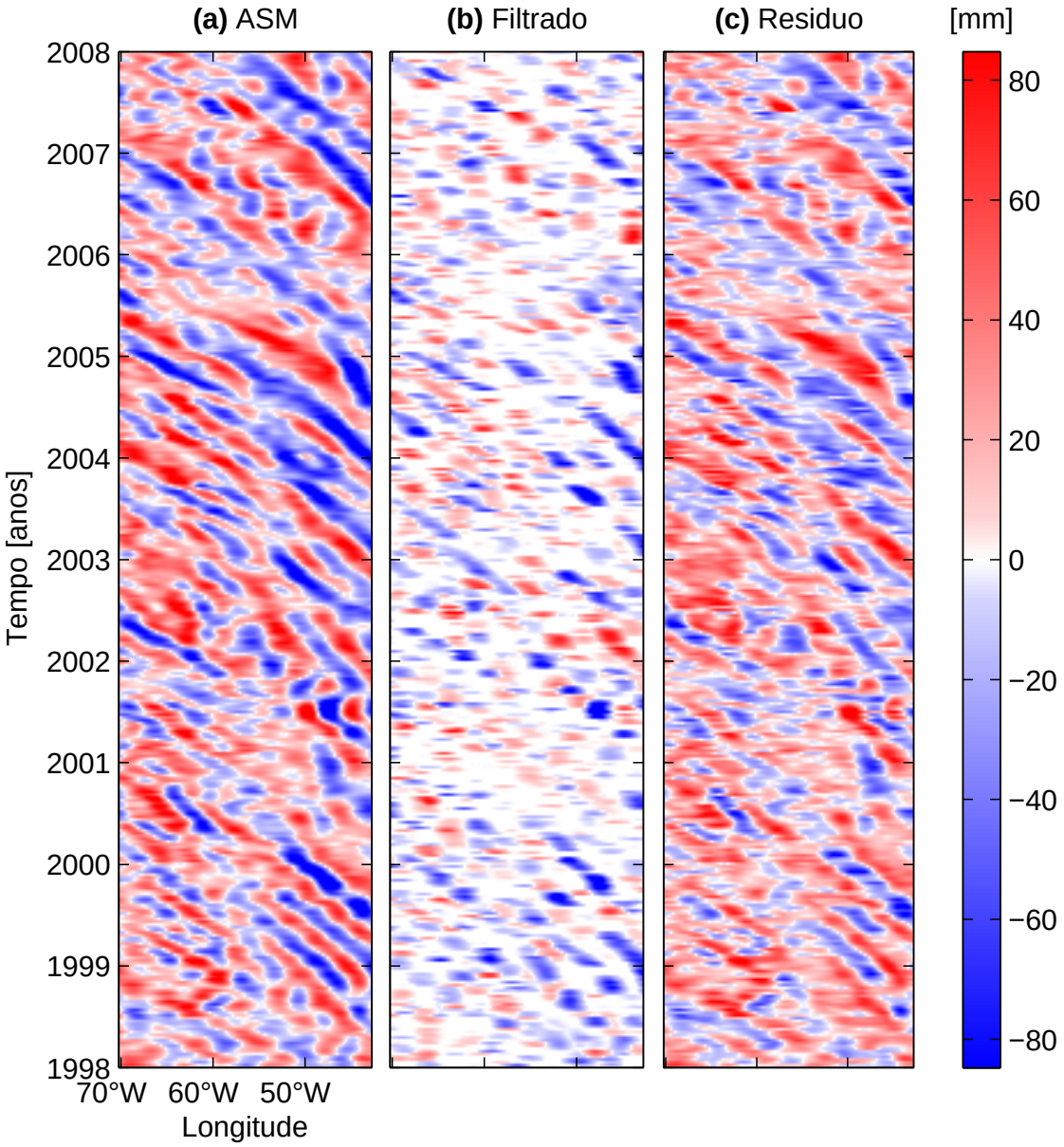


Figura 5.29: Idem à figura 5.15 para a média entre 34,875°N e 39,625°N da anomalia da ASM na região da Corrente do Golfo.

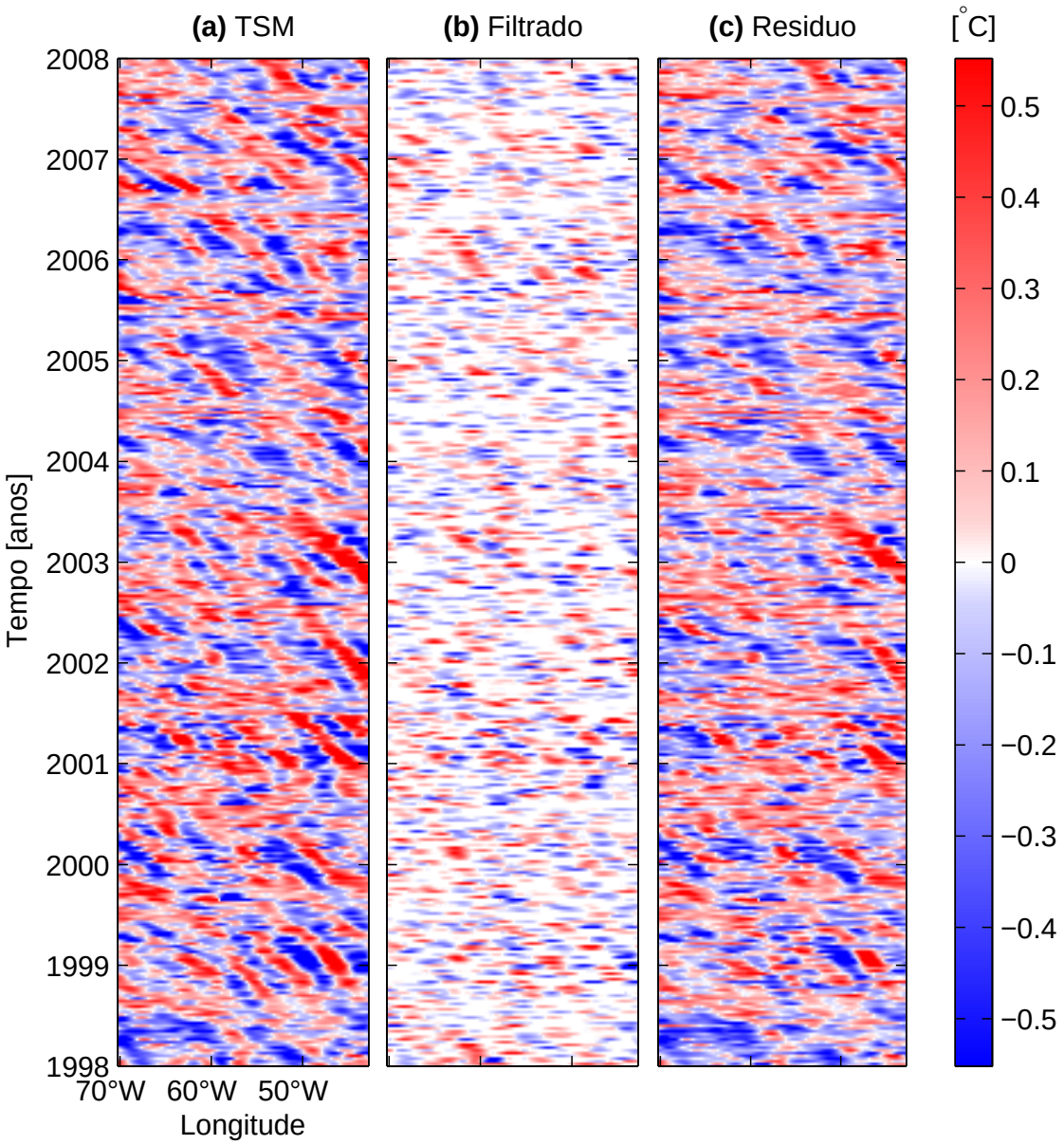


Figura 5.30: Idem à figura 5.15 para a média entre 34,875°N e 39,625°N da anomalia da TSM na região da Corrente do Golfo.

A região da CG foi a que apresentou uma maior robustez nos sinais dos vórtices e ondas, inclusive nos dados de TSM, que assim como nas demais áreas apresentou um alto ruído em comparação à ASM. Nos diagramas de ASM as velocidades foram respectivamente $-4,01(\pm 1,15)$ km dia$^{-1}$ e $-4,47(\pm 0,55)$ km dia$^{-1}$ para os vórtices e ondas de Rossby, uma diferença de cerca de 9%. Para a TSM a diferença ficou em 16%, com valores de $-4,17(\pm 1,54)$ km dia$^{-1}$ e $-4,84(\pm 0,84)$ km dia$^{-1}$ para os vórtices e ondas de Rossby, respectivamente. Corroborando as demais áreas a

velocidade das ondas manteve-se mais rápida que a dos vórtices. A robustez nestes cálculos é evidenciada através dos valores dos respectivos desvios-padrão, os menores dentre as 3 áreas abordadas neste trabalho. Assim como na CA as velocidades associadas a TSM foram cerca de 4% e 14% superiores as velocidades obtidas via ASM para os vórtices e ondas, respectivamente.

## 5.3 Sumário dos resultados

As seguir são apresentados os principais resultados obtidos ao longo deste trabalho, com o uso das correlações cruzadas junto à transformada de Radon e a partir dos diagramas zonais-temporais das anomalias de ASM e TSM filtrados pelo filtro FVC.

As velocidades dos vórtices e ondas derivadas dos diagramas filtrados via filtro FVC (Tabela 5.2) apresentaram uma tendência positiva comparadas àquelas estimadas através das correlações cruzadas (Tabela 5.1). Para realizar tais comparações utilizou-se os resultados das correlações da latitude de 35,5°N *versus* a região da Corrente do Golfo e a latitude de 35,5°S *versus* a Corrente das Agulhas e Confluência Brasil-Malvinas. Neste ponto vale lembrar que o cálculo das velocidades via correlação cruzada consideram toda a extensão zonal da bacia Atlântica por cada latitude. Em contrapartida, as velocidades obtidas a partir dos mapas filtrados pelo filtro FVC utilizam apenas as regiões descrita na subseção que são limitadas zonalmente. A diferença máxima entre as estimativas das velocidades extraídas das correlações cruzadas e dos diagramas de ASM filtrados foi de 21% para os vórtices e 25% no caso das ondas, ambas na região da CA. Os diagramas filtrados de TSM foram os que apresentaram as maiores discrepâncias em relação às correlações. Observa-se um acréscimo de 36% em relação à velocidade das ondas obtidas através das correlações cruzadas na região da CA e uma redução de 31% na velocidade dos vórtices na região da CBM.

Tabela 5.1: Velocidades de propagação dos vórtices ($c_v$) obtidas através das escalas de decaimento exponencial, espacial e temporal, e velocidades de fase das ondas de Rossby ($c_p$) obtidas através do método da transformada de Radon aplicada aos diagramas zonais-temporais das correlações cruzadas entre as anomalias de ASM e TSM. Os valores das velocidades apresentadas aqui estão em km $d^{-1}$.

| Latitude | Vórtices ($c_v$) | Ondas de Rossby ($c_p$) |
|---|---|---|
| 35,5°N | –3,22 | –3,75 |
| 30,5°N | –3,88 | –4,24 |
| 25,5°N | –4,59 | –4,64 |
| 20,5°N | –20,55 | –12,88 |
| 15,5°N | –15,11 | –14,37 |
| 10,5°N | –7,07 | –17,12 |
| 10,5°S | –19,35 | –15,78 |
| 15,5°S | –14,61 | –14,02 |
| 20,5°S | –10,35 | –11,08 |
| 25,5°S | –4,70 | –8,42 |
| 30,5°S | –4,07 | –3,76 |
| 35,5°S | –4,17 | –4,15 |

Tabela 5.2: Resumo das velocidades de propagação dos vórtices ($c_v$) e velocidades de fase das ondas de Rossby ($c_p$) obtidas manualmente a partir dos diagramas zonais-temporais das anomalias de ASM e TSM filtrados pelo filtro FVC. Os valores das velocidades apresentadas aqui estão em km $d^{-1}$.

| Regiões | ASM | | | | TSM | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | vórtices | | OR | | vórtices | | OR | |
| | $c_v$ | $\sigma$ | $c_p$ | $\sigma$ | $c_v$ | $\sigma$ | $c_p$ | $\sigma$ |
| C. das Agulhas | –5,28 | 2,37 | –5,53 | 1,75 | –5,71 | 2,43 | –6,46 | 1,86 |
| C. Brasil-Malvinas | –4,35 | 1,72 | –5,18 | 1,69 | –3,17 | 1,37 | –3,67 | 2,02 |
| C. do Golfo | –4,01 | 1,15 | –4,47 | 0,55 | –4,17 | 1,54 | –4,84 | 0,81 |

# Capítulo 6

# Conclusões

As análises preliminares dos espectros de Fourier para cada uma das latitudes citadas na seção 4.1 mostraram que a maior parte da energia propagante para oeste está concentrada nas freqüências mais baixas. Este resultado corrobora Fu e Qiu (2002), que sugerem que a maior parte da energia dos sinais propagantes para oeste ocorrem em freqüências menores que as freqüências críticas das ondas de Rossby. O hemisfério norte mostrou-se mais energético que o hemisfério sul, com valores máximos a norte de 30,5°N possivelmente relacionados à energia proveniente da Corrente do Golfo (Hogg, 1988). O sinal anual foi dominante nos dados de ASM e mais dominante ainda nos dados de TSM, enquanto que o segundo sinal mais forte alternou-se entre períodos de 6 meses e interanuais. Sinais intrasazonais apresentam picos interessantes em algumas latitudes, mas são relativamente pequenos quanto comparados com os períodos mais energéticos.

A análise das matrizes de correlação cruzada entre a anomalia de ASM e TSM (Figuras 5.3 a 5.8), além de ser um método inovador no estudo de feições propagantes de mesoescala, mostrou eficácia na distinção entre os sinais propagantes para oeste associados às ondas de Rossby e vórtices de mesoescala. Tais correlações corroboram a hipótese de que a variabilidade associada às anomalias é proveniente de um balanço entre a advecção vertical e a horizontal. O mecanismo vertical está relacionado as perturbações geradas nos campos de ASM pela passagem de das ondas de Rossby e a advecção de um gradiente vertical de temperatura (componente ageostrófica).

No segundo mecanismo, variações da ASM e deslocamentos verticais da termoclina geram um fluxo meridional que, na presença de uma gradiente meridional de TSM *a priori* podem promover anomalias de TSM por advecção horizontal (componente geostrófica). A dominância dentre os dois mecanismos é determinada através da fase entre eles, 90° no primeiro caso e 0° no segundo, desde que seja adotado um modelo de 1,5 camadas.

As latitudes menores que 15,5°, em ambos hemisférios, mostraram uma predominância da advecção vertical como mecanismo de conexão entre as anomalias de ASM e TSM causado pelas ondas de Rossby anuais. Em 20,5°N e 20,5°S houve uma combinação dos dois mecanismos, porém a advecção horizontal causada pela ondas de Rossby anuais foi predominante. A partir destas últimas latitudes observou-se a presença de picos supostamente gerados por advecção vertical próximo a origem (0,0) que indicam uma contribuição significativa dos vórtices nestas latitudes. Estes picos sugerem sugerem a hipótese de que vórtices podem propagar-se sobrepostos às ondas de Rossby. As demais latitudes apresentaram uma relação de fase semelhante a 20,5°N. Transições entre sinais de freqüências semi-anual, anual e bianual a partir de 20,5°, em ambos hemisférios, parecem estar relacionadas à proximidade com as suas respectivas latitudes críticas à medida que se aproximam dos pólos. Valores máximos de correlação próximos a origem, em 25,5°N, cuja inclinação acompanha os padrões das ondas de Rossby sugerem uma transição entre vórtice e onda nos períodos e comprimentos mais curtos do espectro de ondas de Rossby. Em 30,5°S os picos de correlação são anuais sugerindo a dominância de processos de interação oceano-atmosfera na propagação deste sinais em maior escala. O aumento dos coeficientes de correlação e a diminuição em sua extensão em 35,5°S sugere um aumento da variabilidade associada a vórtices que se propagam com velocidades diferentes da das ondas, ou que simplesmente não se propagam.

A transformada de Radon permitiu a realização de análises quantitativas a respeito das velocidades de fase das ondas de Rossby. Os valores de estimados de $c_p$ foram em média 38% mais rápidos que os sugeridos pela teoria linear (Figura 5.11).

Discrepâncias entre esta teoria e resultados observacionais obtidos por vários autores (e.g. Chelton e Schlax, 1996; Killworth et al., 1997) justificam estas diferenças. Novamente observou-se uma superestimativa dos valores de $c_p$ estimados aqui e aqueles encontrados por Polito e Liu (2003). Apesar de usar um método semelhante na estimativa das $c_p$, Polito e Liu (2003) utilizaram uma decomposição do sinal propagante em diferentes bandas de acordo com o período das ondas, o que não foi feito neste trabalho. O uso da correlação cruzada entre $\eta$ e $\theta$ ao invés da autocorrelação de $\eta$ sugerida por Polito e Liu (2003) também pode contribuir, ainda que marginalmente para as diferenças obtidas. Os valores apresentados por Chelton e Schlax (1996) foram os que mais se aproximaram dos valores aqui calculados, com uma diferença média de 24%. Contabilizando as incertezas associadas à determinação de $c_p$ é possível argumentar que o uso de correlação cruzada na sua determinação constitui um método inovador e promissor do estudo de feições propagantes.

A interpretação dos resultados sobre a velocidade de fase obtida da aplicação da transformada de Radon nas matrizes de correlação cruzada entre ASM e TSM também constitui uma análise preliminar, portanto passível de aprimoramento. A fase, neste caso, se refere à correlação e não às variáveis oceanográficas. Se a velocidade de propagação desta fase é ligeiramente diferente da obtida diretamente da ASM ou da TSM, então há uma diferença entre o período ou o comprimento de onda da correlação cruzada e das variáveis físicas. Isto sugere que o processo físico que acopla a ASM e a TSM possui uma pequena, porém significativa, componente não-linear, pois processos lineares tendem a preservar a freqüência e o comprimento de onda.

As velocidades dos vórtices através da escalas de decaimento exponencial espacial e temporal também foram comparadas à outras observações (Figura 5.12). As velocidades de propagação dos vórtices apresentaram uma tendência majoritariamente positiva quando comparadas àquelas obtidas por Chelton et al. (2007). A diferença apresentou uma média de 42%. As latitudes de 10,5°N e 20,5°N mostraram vórtices com velocidades superiores às das ondas de Rossby provavelmente amplia-

das pelo mecanismo de advecção das correntes de superfície nesta região. Um ponto a destacar é que no cálculo destas velocidades é baseado apenas nas observações das matrizes de correlação, enquanto que Chelton et al. (2007) utilizaram parâmetros intrínsecos à dinâmica destes vórtices para determinar suas posições e velocidades.

A diferença média entre $c_p$ e as velocidades de propagação dos vórtices utilizando os métodos citados acima é de 11% e sugere que, apesar de simplista, a metodologia aqui proposta é suficientemente robusta para distinguir entre diferentes sinais propagantes, principalmente em médias latitudes.

Assim como as correlações cruzadas entre ASM e TSM, o filtro FVC também é um método inovador no estudo de feições de mesoescala. Os mapas filtrados de ASM e TSM apresentaram resultados satisfatórios na separação dos vórtices e das ondas de Rossby em relação à detecção visual. Com relação à identificação dos vórtices circulares pode-se destacar dois padrões que se repetiram em todas as áreas. O Primeiro foi uma variação observada entre posição dos vórtices identificados através dos dados de altura e temperatura. Esta variação pode estar relacionada à física intrínseca na aquisição dos dados, uma vez que os dados de altura obtém informações integradas na coluna d'água e os dados de temperatura restringem-se a informações da superfície do oceano. Com essa informação integrada os dados de altimetria guardam consigo informações a respeito da dinâmica de sub-superfície, diferente da TSM que não necessariamente contém tais informações. Por fim, observou-se que alguns vórtices identificados pelo filtro FVC apresentaram uma redução aparente nas suas dimensões quando comparadas as dimensões observadas visualmente nos mapas. Tal redução ocorre em razão do filtro FVC selecionar apenas a parte circular das feições, obedecendo assim a definição operacional de vórtice adotada no presente trabalho com a finalidade de distingui-los de frentes de onda.

A conversão dos mapas filtrados pelo filtro FVC em diagramas zonais-temporais permitiu uma primeira análise visual sobre a propagação dos vórtices e das ondas de Rossby por cada 1/4 de latitude inserida nas três subáreas citadas na subseção 5.3

(Figuras 5.15, 5.16, 5.21, 5.22, 5.27, 5.28). Visualmente foram detectados vórtices tanto com propagação para leste quanto para oeste, além de alguns vórtices estacionários. As ondas de Rossby mostraram o padrão tipicamente inclinado com propagação para oeste que foi acompanhado por alguns vórtices. Os diagramas de ASM evidenciaram mais os vórtices e as ondas em comparação à TSM, em todas as áreas estudadas. Além do elevado ruído nos dados de TSM, os vórtices apresentaram uma descontinuidade em relação à sua propagação. A respeito destas descontinuidades foi possível levantar duas hipóteses; a incompatibilidade entre a resolução dos dados e o processo a ser observado ou a complexidade da dinâmica das feições estudadas. A resolução temporal pode ser incompatível com o monitoramento dos vórtices uma vez que observa-se um sinal intermitente ao longo do tempo. Os períodos sem registro do vórtice podem corresponder aos períodos em que não há dados para aquela latitude, uma vez que sua resolução temporal é de 10 dias. Na outra hipótese os vórtices podem estar oscilando entre as latitudes mais próximas a medida que se propagam. Estas oscilações meridionais acompanhando a variação do campo de vorticidade buscam um ajuste entre vorticidade relativa e planetária, da mesma forma que as ondas de Rossby curtas. Desta forma, ao mudar de latitude o seu sinal irá desaparecer do diagrama zonal-temporal de uma determinada latitude que também resultará em uma descontinuidade nos dados.

A análise dos diagramas de ASM da Corrente do Golfo mostraram um resultado de grande importância no estudos das feições propagantes de mesoescala (Figuras 5.27). Estes diagramas permitiram a observação de um exemplo típico de fenômenos ora identificados como ondas de Rossby (baseados nos valores de $c_p$, $\lambda$, $P$ e nas características não-dispersivas) sendo classificados como vórtices circulares. Nos diagramas zonais-temporais referentes aos vórtices e às ondas nota-se que alguns vórtices parecem transformar-se em ondas e vice-versa. Desde que a vorticidade e a energia destas feições seja conservada, o fluido geofísico parece permitir transições rápidas entre onda e vórtice e vice-versa. Estas observações podem dar um novo rumo a idéia de que ondas de Rossby não transportam matéria. Embora não haja um fluxo médio associado à passagem da onda, à medida que ela se propaga para oeste e se

converte num vórtice circular, a onda passa a transportar as partículas encerradas no vórtice.

O cálculo dos diagramas zonais-temporais médios representativos de cada uma das três áreas estudadas minimizou as descontinuidades observadas nos diagramas de cada latitude. Já a utilização de apenas metade da área para o cálculo da média buscou minimizar o efeito da suavização das amplitudes dos sinais. Os diagramas zonais-temporais médios mostraram uma melhora na observação dos vórtices e ondas de Rossby, principalmente nos diagramas de TSM cuja relação sinal-ruído é menor (Figuras 5.18, 5.24 e 5.30). Em todas as áreas os vórtices tiveram uma propagação predominantemente para oeste o que reforça a idéia de que os vórtices podem se propagar com velocidade significativamente igual às ondas de Rossby. No caso das ondas de Rossby não houve um ganho significativo na definição dos padrões inclinados nos diagramas médios de TSM. Já em relação aos diagramas médios de ASM observa-se uma melhora tanto da definição das ondas de Rossby quanto dos vórtices, apesar da redução na variância (Figuras 5.17, 5.23 e 5.29). Mesmo com o cálculo das médias, as transições vórtice–onda e onda–vórtice se mantém claras.

Evidências, ainda que qualitativas, mostram que a inclinação da topografia introduz padrões verticais regulares nos diagramas zonais-temporais da ASM na região da Corrente das Agulhas (Figura 5.17) e da Corrente do Golfo (Figura 5.29). Na região da CA predominam vórtices com propagação para oeste, entretanto vórtices majoritariamente estacionários são observados próximo de 20°E. Apesar de nenhuma relação estatística entre a amplitude dos vórtices e a inclinação do fundo ter sido analisada é possível que os vórtices estacionários observados nesta longitude estejam relacionados ao gradiente topográfico meridional observado nesta região. No caso da CG observou-se uma redução na variância dos vórtices e das ondas no intervalo entre 50–55°W. Nesta região encontra-se o conjunto de montanhas submarinas conhecido *Corner Rise seamounts*, sugerindo que a topografia exerce uma influência na variabilidade desta feições. De acordo com Barnier (1988) a topografia tem um importante efeito na propagação das ondas de Rossby baroclínicas pois geram no-

vos trens de ondas que também se propagam para oeste, porém com fases diferentes.

Os diagramas de TSM na região da CG apresentaram um padrão horizontal distinto do padrão característicos para estas ondas (Figura 5.30, painel direito). Baseado no conhecimento *a priori* da região é possível sugerir que perturbações geradas nos campos de TSM por fenômenos climáticos, e.g. furacões e tempestades tropicais, podem ter relação com este padrão observado. A região da CG está inserida na conhecida rota dos furacões o que torna plausível assumir que a interferência no sinal de ondas de Rossby tem relação com este fenômeno climático. Segundo Stramma et al. (1986); Nelson (1998), a passagem de furações pode causar uma intensa troca de calor latente resultando numa queda na TSM da região.

A dinâmica de superfície muda numa taxa muito mais rápida que a dinâmica de sub-superfície, desta forma a TSM é muito mais afetada que a ASM. A resolução dos dados de TSM utilizada no presente trabalho mostrou-se suficiente para localizar os vórtices nos mapas 2D, entretanto aparentemente apresenta deficiências para monitorar a propagação destas mesma feições ao longo do espaço-tempo. Em contrapartida os dados de ASM, por apresentarem gradientes mais suaves associados ao valor verticalmente integrado da anomalia de densidade, foram mais precisos e confiáveis nas determinações.

Por fim, baseado nas hipóteses levantadas na seção 1.3 e nos objetivos específicos traçados na seção 1.4 é possível afirmar que:

- A partir das análises de correlação cruzada dos sinais da anomalia da altura e da temperatura da superfície e nas inferências das velocidades realizadas através do filtro FVC constatou-se que os vórtices podem se propagar com velocidades semelhantes às velocidades de fase das ondas de Rossby do primeiro modo baroclínico. Sugere-se que a dinâmica que governa esta feições possibilita a conversão de ondas em vórtices e vice-versa, dando uma nova luz à questão das ondas de Rossby não transportarem matéria;

- Novamente citando as duas metodologias do item acima é possível separar o sinal dos vórtices propagantes e das ondas de Rossby mesmo que parcialmente. O filtro FVC utilizou um critério simples da geometria das duas feições obtendo resultados satisfatórios que serviram para compor os diagramas zonais-temporais utilizados para obter velocidades de propagação semelhantes para ambas as feições propagantes;

- A análise do *lag* das correlações cruzadas tornou possível a identificação de quais mecanismos dinâmicos estão por trás da conexão entre as anomalias da ASM e TSM. Assumindo as próprias hipóteses levantadas neste trabalho ficou claro que tanto a advecção horizontal quanto a vertical exercem papel importante na relação entre estes dois parâmetros. Porém, em diferentes latitudes estes papéis tem diferentes pesos.

# Capítulo 7

# Sugestões e Trabalhos Futuros

A partir dos resultados e conclusões aqui obtidos foi possível diagnosticar alguns pontos a serem considerados a curto e médio prazo. na primeira etapa posterior visa-se aprimorar a metodologia aplicada, principalmente em relação aos filtros FVC, e aumentar a robustez dos resultados obtidos nas diversas análises.

A primeira ação será obter uma nova base de dados de altímetro, onde serão utilizados os dados multi-satélites fornecidos pelo AVISO. Estes dados são composições de observações de pares de satélites altimétricos: TOPEX/ERS-1, TOPEX/ERS-2, Jason-1/ERS-2, Jason-1/Envisat e Jason-2/Envisat, na resolução espaço-temporal de $1/3° \times 1/3° \times 7$ dias. Também será obtida uma base de dados de temperatura de superfície cuja cobertura latitudinal ultrapasse os 40°N - 40°S. Uma alternativa seria utilizar dados do sensor *Advanced Microwave Scanning Radiometer* (AMSR) a bordo do satélite Aqua. Em ambos os casos, haverá uma redução no comprimento da série temporal entretanto o ganho em termos de resolução espaço-temporal pode justificar esta perda.

Ainda em relação aos dados de entrada, a saída de modelos globais como o *HYbrid Coordinate Ocean Model* (HYCOM) podem ser uma alternativa para a ausência de dados e as incompatibilidades de resolução entre os dados de satélites, uma vez que os modelos geram saídas co-localizadas dos principais parâmetros oceanográficos. A utilização de dados de modelos presume uma etapa inicial de validação dos mesmos

por comparação estatística com os dados de satélite aqui utilizados.

A validação da metodologia proposta à detecção automática e objetiva de vórtices é uma etapa de suma importância à aceitação da mesma. Pensando desta forma, a sua comparação com métodos relativamente recentes, Okubo-Weiss e *winding-angle* tornam-se necessárias. Uma outra análise comparativa de resultados poderá ser realizada entre as saídas do filtro de vórtices e as observações feitas por um especialista na detecção desta feições. Estas comparações não foram feitas neste trabalho exclusivamente por falta de tempo e devem ser concluídas *a posteriori* em curto prazo.

A médio prazo a utilização de um interpolador mais sofisticado em termos de estatística aplicado ao resíduo dos mapas filtrados assegurará um melhor resultado dos filtros associados às ondas de Rossby, minimizando as descontinuidades ora apresentadas neste documento e melhorando a detecção dos vórtices. Tal interpolador deve levar em consideração o efeito da propagação do sinal na matriz de autocorrelação, da mesma forma que o filtro proposto por Krieger (2008).

A médio/longo prazo a realização de um estudo quantitativo da topografia (e.g. Barnier, 1988) das regiões estudadas pode elucidar algumas especulações sugeridas aqui, como a influência de montanhas submarinas na propagação dos vórtices e até na mudança da variância das ondas de Rossby em algumas regiões.

# Referências Bibliográficas


Anderson, D. L. T. e A. E. Gill, 1975. Spin-up of a stratified ocean with applications to upwelling. *Deep-Sea Research*, **22**, 583–596.

Anderson, L. A. e A. R. Robinson, 2001. Physical and biological modeling in the Gulf Stream region Part II. Physical and biological processes. *Deep-Sea Research*, **48**, 1139–1168.

Arhan, M., H. Mercier e J. R. E. Lutjeharms, 1999. The disparate evolution of three Agulhas rings in the South Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research*, **104**, 20987–21005.

Auer, S. J., 1987. Five-year climatological survey of the gulf stream system and its associated rings. *Journal of Geophysical Research*, **11**, 11709–11726.

Barnier, B., 1986. *A numerical study of the influence of the Mid-Atlantic Ridge on nonlinear barotropic and first-mode baroclinic Rossby waves generated by seasonal winds*. Ph. D. thesis, Florida State University, 96 pp.

Barnier, B., 1988. A numerical study of the influence of the Mid-Atlantic Ridge on nonlinear barotropic and first-mode baroclinic Rossby waves generated by seasonal winds. *Journal of Physical Oceanography*, **18**, 417–433.

Benada, R., 1997. *Merged GDR TOPEX/Poseidon Users Handbook Version 2.0*. Jet Propulsion Lab. PO.DAAC. D-11007.

Biastoch, A., C. W. Böning e J. R. E. Lutjeharms, 2008. Agulhas leakage dynamics affects decadal variability in Atlantic overtuning circulation. *Nature*, **456**, 489–492. doi:10.1038/nature07426.

Biastoch, A., C. W. Böning, F. U. Schwarzkopf e J. R. E. Lutjeharms, 2009. Increase in Agulhas leakage due to poleward shift of Southern Hemisphere westerlies. *Nature*, **462**, 495–499. doi:10.1038/nature08519.

Bourles, B., R. L. Molinari, E. Johns e W. D. Wilson, 1999. Upper layer currents in the western tropical North Atlantic (1989-1991). *Journal of Geophysical Research*, **104**(C1), 1361–1375.

Brachet, S., P. Y. L. Traon e C. L. Provost, 2004. Mesoscale variability from a high-resolution model and from altimeter data in the north atlantic ocean. *Journal of Geophysical Research*, **109**. C12025, doi:10.1029/2004JC002360.

Carr, M.-E., 2002. Estimation of potential productivity in eastern boundary currents using remote sensing. *Deep-Sea Research*, **49**, 58–80.

Cazenave, A. e R. S. Nerem, 2004. Present-day sea level change: Observations and causes. *Reviews of Geophysics*, **42**. RG3001, 10.1029/2003RG000139.

Chaigneau, A., A. Gizolme e C. Grados, 2008. Mesoscale eddies off peru in altimeter records: Identification algorithms and eddy spatio-temporal patterns. *Progress in Oceanography*, **79**, 106–119.

Challenor, P. G., P. Cipollini e D. Cromwell, 2001. Use of the 3d radon transform to examine the properties of oceanic rossby waves. , **18**, 1558–1566.

Challenor, P. G., P. Cipollini, D. Cromwell, K. L. Hill, G. D. Quartly e I. S. Robinson, 2004. Characteristics of mid-latitude rossby wave propagation from multiple satellite datasets. *International Journal of Remote Sensing*, **25**, 1297–1302.

Charria, G., F. Melin, I. Dadou, M.-H. Radenac e V. Garcon, 2003. Rossby wave and ocean color: The cells uplifting hypothesis in the South Atlantic Subtropical Convergence Zone. *Journal of Geophysical Research*, **30**. 1125, doi:10.1029/2002GL016390.

Chelton, D., M. G. Schlax, R. M. Samelson e R. A. Szoeke, 2007. Global observations of large oceanic eddies. *Geophysical Research Letters*, **34**. L15606, doi: 10.1029/2007GL030812.

Chelton, D. B. e M. Schlax, 1996. Global observations of oceanic Rossby waves. *Science*, **272**, 234–238.

Cheney, R. E., J. G. March e B. D. Beckley, 1983. Global mesoscale variability from collinear tracks of Seasat altimeter data. *Journal of Geophysical Research*, **88**, 4343–4354.

Cipollini, P., P. G. Challenor, D. Cromwell, K. L. Hill, G. D. Quartly e I. S. Robinson, 2000. Remote sensing of oceanic Rossby waves: New techniques and results. In *Proceedings of International Geoscience and Remote Sensing Symposium*, Volume 5, pp. 1824–1826. IGARSS. Honolulu.

Cipollini, P., D. Cromwell, P. G. Challenor e S. Raffaglio, 2001. Rossby waves detected in global ocean color data. *Geophysical Research Letters*, **28**(2), 323–326.

Cipollini, P., D. Cromwell, M. S. Jones, G. D. Quartly e P. G. Challenor, 1997. Concurrent altimeter and infrared observations of Rossby wave propagation near 34°N in the northeast Atlantic. *Geophysical Research Letters*, **24**, 889–892.

Cipollini, P., D. Cromwell e G. D. Quartly, 1998. Observations of Rossby wave propagation in the Northeast Atlantic with TOPEX/Poseidon altimetry. *Advances in Space Research*, **22**(11), 1553–1556.

Cornillon, P., C. Gilman, L. Stramma, O. Brown, R. Evans e J. Brown, 1987. Processing and analysis of large volumes of satellite derived data. *Journal of Geophysical Research*, **92**, 12993–13002.

Cornillon, P., R. Weyer e G. Flierl, 1989. Translational velocity of warm-core rings relative to the Slope Water. *Journal of Physical Oceanography*, **19**, 1317–1332.

Crawford, W. R., J. Y. Cherniawsky e M. G. G. Foreman, 2000. Multi–year meanders and eddies in the alaskan stream as observed by TOPEX/Poseidon altimeter. *Geophysical Research Letters*, **27**, 1025–1028.

Cushman-Roisin, B., 1994. *Introduction to Geophysical Fluid Dynamics: Physical and Numerical Aspects* (1 ed.). Academic Press, 320p.

da Silveira, I. C. A., L. B. de Miranda e W. S. Brown, 1994. On the origins of the North Brazil current. *Journal of Geophysical Research*, **99**(C11), 22501–22512.

De Ruijter, W. P. M., A. Biastoch, S. S. Drijfhout, J. R. E. Lutjeharms, R. P. Matano, T. Pichevin, P. J. van Leeuwen e W. Weijer, 1999. Indian-atlantic inter-ocean exchange: dynamics, estimation and impact. *Journal of Geophysical Research*, **104**, 20885–20910.

Drijfhout, S. S., 1990. Ring genesis and the related transports of heat, momentum and vorticity: A parameter study. *Journal of Physical Oceanography*, **20**, 1645–1665.

Ducet, N., P. Y. L. Traon e G. Reverdin, 2000. Global high resolution mapping of ocean circulation from the combination of TOPEX/POSEIDON and ERS-1/2. *Journal of Geophysical Research*, **105**, 19477–19498.

Emery, W. e L. Magaard, 1976. Baroclinic Rossby waves as inferred from temperature fluctuations in the eastern Pacific. *Journal of Marine Research*, **34(3)**, 365–385.

Emery, W. J., A. C. Thomas, M. J. Collins, W. R. Crawford e D. L. Mackas, 1986. An objective procedure to compute advection from sequential infrared satellite images. *Journal of Geophysical Research*, **91**(C11), 12865–12879.

Emery, W. J. e R. E. Thomson, 2001. *Data Analysis Methods in Physical Oceanography* (second ed.). Elsevier Science B. V., 634 p.

Enfield, D. e D. Mayer, 1997. Tropical Atlantic sea surface temperature variability and its relation to El Niño-South Oscillation. *Journal of Geophysical Research*, **102**(C1), 929–945.

Eriksen, C. C. e E. J. Katz, 1987. Equatorial dynamics. *Reviews of Geophysics*, **25**, 217–226.

Fu, L.-L., 1983. On the wavenumber spectum of oceanic mesoscale variability observed by the seasat altimeter. *Journal of Geophysical Research*, **88**, 4331–4341.

Fu, L.-L., 2006. Pathways of eddies in the south atlantic ocean revealed from satellite altimeter observations. *Geophysical Research Letters*, **33**. L14610, doi:10.1029/2006GL026245.

Fu, L.-L. e B. Qiu, 2002. Low-frequency variability of the North Pacific Ocean: The roles of boundary- and wind-driven baroclinic Rossby waves. *Journal of Geophysical Research*, **107**. 3220, doi:10.1029/2001JC001131.

Fu, L.-L. e V. Zlotnicki, 1989. Observing oceanic mesoscale eddies from geosat altimetry: preliminary results. *Geophysical Research Letters*, **16**(5), 457–460.

Garrett, C. e W. Munk, 1975, January 20,). Space-time scales of internal waves: A progress report. *Journal of Geophysical Research*, **80**(3), 291–297.

Garzoli, S., 1993. Geostrophic velocity and transport variability in the brazil-malvinas confluence. *Deep-Sea Research*, **40**, 1379–1403.

Gill, A. E., 1982. *Atmosphere-Ocean Dynamics*, Volume 30 of *International Geophysics Series*. San Diego, Calif.: Academic Press Inc., 662p.

Goni, G., S. Kamholz, S. Garzoli e D. Olson, 1996. Dynamics of the Brazil-Malvinas Confluence based on inverted echo sounders and altimetry. *Journal of Geophysical Research*, **101**, 16273–16289.

Gordon, A. L., 1989. Brazil-malvinas confluence–1984. *Deep-Sea Research*, **36**, 359–384.

Gordon, A. L. e W. F. Haxby, 1990. Agulhas eddies invade the South Atlantic: Evidence from Geosat altimeter and shipboard conductivity-temperature-depth survey. *Journal of Geophysical Research*, **95**, 3117–3125.

Gould, W. J., 1985. Physical oceanography of the azores front. *Progress in Oceanography*, **14**, 167–190.

Halliwell, G. R., Jr., P. Cornillon e D. A. Byrne, 1991. Westward-propagating sst anomaly features in the Sargasso Sea. *Journal of Physical Oceanography*, **21**, 1982–1988.

Halliwell, G. R., Jr. e C. N. K. Mooers, 1979. The space-time structure and variability of the shelf water-slope water and gulf stream surface temperature fronts and associated warm-core eddies. *Journal of Geophysical Research*, 7707–7725.

Hastenrath, S., 1978. On modes of tropical circulation and climate anomalies. *Journal of Atmospheric Sciences*, **35**(12), 2222–2231.

Herrmann, P. e W. Krauß, 1989. Generation and propagation of annual Rossby waves in the North Atlantic. *Journal of Physical Oceanography*, **19**, 727–744.

Hill, K. L., I. S. Robinson e P. Cipollini, 2000. Observations of rossby wave characteristics from satellite-derived global sea surface temperature. *Journal of Geophysical Research*, **105**, 21927–21945.

Hogg, N. G., 1988. Stochastic wave radiation by the Gulf Stream. *Journal of Physical Oceanography*, **18**, 1687–1701.

Hooker, S. B. e J. W. Brown, 1994. Warm core ring dynamics derived from satellite imagery. *Geophysical Research Letters*, **99**, 25181–25194.

Hua, B. L., J. C. McWilliams e W. B. Owens, 1986. An objective analysis of the POLYMODE local dynamics experiment, part ii, streamfunction and potential vorticity fields during the intensive period. *Journal of Physical Oceanography*, **16**, 506–522.

Isern-Fontanet, J., E. García-Ladona e J. Font, 2003. Identification of marine eddies from altimetric maps. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **20**, 772–778.

Isern-Fontanet, J., E. García-Ladona e J. Font, 2006. Vortices of the Mediterranean Sea: an altimetric perspective. *Journal of Physical Oceanography*, **36**, 87–103.

Jacobs, G. A., C. N. Barron e R. C. Rhodes, 2001. Mesoscale characteristics. *Journal of Geophysical Research*, **106**(C9), 19581–19595.

Jacobson, A. R. e J. L. Spiesberger, 1998. Observations of El Niño Southern Oscillation induced Rossby waves in the Northeast Pacific using *in situ* data. *Journal of Geophysical Research*, **103**, 24585–24596.

Killworth, P. D. e J. R. Blundell, 2003a. Long extra-tropical planetary wave propagation in the present of slowly varying mean flow and bottom topography. Part I: The local problem. *Journal of Physical Oceanography*, **33**, 784–801.

Killworth, P. D. e J. R. Blundell, 2003b. Long extra-tropical planetary wave propagation in the present of slowly varying mean flow and bottom topography. Part II: Ray propagation and comparison with observations. *Journal of Physical Oceanography*, **33**, 802–821.

Killworth, P. D., D. B. Chelton e R. A. de Szoeke, 1997. The speed of observed and theoretical long extratropical planetary waves. *Journal of Physical Oceanography*, **27**, 1946–1966.

Killworth, P. D., P. Cipollini, B. M. Uz e J. R. Blundell, 2004. Physical and biological mechanisms for planetary waves observed in satellite-derived chlorophyll. *Journal of Geophysical Research*, **109**(C07002). doi: 10.1029/2000JC000607.

Klein, B. e G. Siedler, 1994. On the origin of the Azores Current. *Journal of Geophysical Research*, **94**, 6159–6168.

Kousky, V., M. Kayano e I. Cavalcanti, 1984. A review of the Southern Oscillation: oceanic–atmospheric circulation changes and related rainfall anomalies. *Tellus A*, **36**, 490–504.

Krauss, W., 1986. The North Atlantic Current. *Journal of Geophysical Research*, **91**, 5061–5074.

Krieger, S., 2008. *Estudo da variabilidade na distribuição espectral das ondas de Rossby baroclínicas no Atlântico e em particular na região do arquipélago de Abrolhos.* Master's thesis, Instituto Oceanográfico da Universidade de São Paulo. 105 pp.

Kuragano, T. e M. Kamachi, 2000. Global statistical space-time scales of oceanic variability estimated from the TOPEX/POSEIDON altimeter data. *Journal of Geophysical Research*, **105**(C1), 955–974.

LeBlond, P. H. e L. A. Mysak, 1978. *Waves in the Ocean.* Elsevier Oceanography Series 20. New York: Elsevier Scientific Publishing Company, 602p.

Lentini, C., D. Olson e G. Podestá, 2002. Statistics of brazil current rings observed from avhrr: 1993 to 1998. *Geophysical Research Letters*, **29**(1811). doi:10.1029/2002GL015221.

Lentini, C. A. D., G. J. Goni e D. B. Olson, 2006. Investigation of brazil current rings in the confluence region. *Journal of Geophysical Research*, **111**. C06013, doi:10.1029/2005JC002988.

Leterme, S. C. e R. D. Pingree, 2008. The Gulf Stream, rings and North Atlantic eddy structures from remote sensing (Altimeter and SeaWiFS). *Journal of Marine Systems*, **69**, 177–190.

Lim, J. S., 1990. *Two-dimensional signal and image processing.* Prentice Hall signal processing series. Prentice Hall Inc., 694 pp.

Logerwell, E. A., B. Lavaniegos e P. E. Smith, 2001. Spatially-explicit bioenergetics of Pacific sardine in the Southern California Bight: are mesoscale eddies areas of exceptional prerecruit production? *Progress in Oceanography*, **49**, 391–406.

Lutjeharms, J. R. E. e R. C. Van Ballegooyen, 1988. The retroflection of the Agulhas Current. *Journal of Physical Oceanography*, **18**, 1570–1583.

McGillicuddy, D. J., Jr., A. R. Robinson, D. A. Siegel, H. W. Jannasch, R. Johnsonk, T. D. Dickey, J. McNeil, A. F. Michaels e A. H. Knapk, 1998. Influence of mesoscale eddies on new production in the Sargasso Sea. *Nature*, **394**, 263–266.

McWilliams, J. C. e G. R. Flierl, 1976. Optimal, quasi-geostrophic wave analysis of MODE array data. *Deep-Sea Research*, **23**, 285–300.

McWilliams, J. C., W. B. Owens e B. L. Hua, 1986. An objective analysis of the POLYMODE local dynamics experiment, part i, general formalism and statistical model selection. *Journal of Physical Oceanography*, **16**, 483–504.

Merle, J., M. Fieux e P. Hisard, 1980. Annual signal and interannual anomalies of sea surface temperature in the eastern equatorial atlantic. *Deep-Sea Research*, **26**, 77–101. GATE suppl. II.

Molines, J. M., C. L. Provost, F. Lyard, R. D. Ray, C. K. Shum e R. J. Eanes, 1994. Tidal corrections in the TOPEX/Poseidon geophysic data record. *Journal of Geophysical Research*, **99**, 24,749–24,760.

Nelson, N. B., 1998. Spatial and temporal extent of sea surface temperature modifications by hurricanes in the Sargasso Sea during the 1995 season. *Monthly Weather Review*, **126**, 1364–1368.

Niiler, P. P. e W. S. Richardson, 1973. Seasonal variability of the florida current. *Journal of Marine Research*, **31**, 144–167.

Okubo, A., 1970. Horizontal dispersion of floatable particles in the vicinity of velocity singularities such as convergences. *Deep-Sea Research*, **17**, 445–454.

Olson, D. B. e R. H. Evans, 1986. Rings of the Agulhas Current. *Deep-Sea Research*, **33**, 27–42.

Olson, D. B., G. P. Podestá, R. H. Evans e O. B. Brown, 1988. Temporal variations in the separation of brazil and malvinas currents. *Deep-Sea Research*, **35**(12), 1971–1990.

Parke, M. E., R. L. G. Born, C. McLaughlin e C. Tierney, 1998. Altimeter sampling characteristics using a single satellite. *Journal of Geophysical Research*, **103**, 10513–10526.

Pedlosky, J., 2003. *Waves in the Ocean and Atmosphere: Introduction to Wave Dynamics* (1 ed.). Springer-Verlag, 260p.

Peterson, R. G. e L. Stramma, 1991. Upper-level circulation in the South Atlantic ocean. *Progress in Oceanography*, **26**, 1–76.

Polito, P. S. e P. Cornillon, 1997. Long baroclinic Rossby waves detected by TOPEX/Poseidon. *Journal of Geophysical Research*, **102**, 3215–3235.

Polito, P. S. e W. T. Liu, 2003. Global characterization of Rossby waves at several spectral bands. *Journal of Geophysical Research*, **108**(C1). 3018, doi: 10.1029/2000JC000607.

Polito, P. S., W. T. Liu e W. Tang, 2000. Correlation-based interpolation of NSCAT wind data. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **17**(8), 1016–1026.

Polito, P. S. e O. T. Sato, 2008. Global interannual trends and amplitude modulations of the sea surface height anomaly from the TOPEX/Jason-1 altimeters. *Journal of Climate*, **21**, 2824–2834.

Poularikas, A. D., 2000. *The Transforms and Applications Handbook* (2 ed.). CRC Press, 1336p.

Richardson, P. L. e D. Walsh, 1986. Mapping climatological seasonal variations of surface currents in the tropical Atlantic using ship drifts. *Journal of Geophysical Research*, **91**(C9), 10537–10550.

Richman, J. G., C. Wunsch e N. G. Hogg, 1977. Space and time scales of mesoscale motion in the western north atlantic. *Reviews of Geophysics*, **15**, 385–420.

Robinson, A. R., 1983. *Eddies in Marine Science*. New York: Springer, 609 pp.

Robinson, S. K., 1991. Coherent motions in the turbulent boundary layer. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **23**, 601–639.

Rossby, C. G., 1939. Relation between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the displacement of the semipermanent centers of action. *Journal of Marine Research*, **2**, 38–55.

Sadarjoen, I. A. e F. H. Post, 2000. Detection, quantification, and tracking of vortices using streamline geometry. *Computers & Graphics*, **24**, 333–341.

Saraceno, M., C. Provost, A. Piola, J. Bava e A. Gagliardini, 2004. Brazil Malvinas Frontal System as seen from 9 years of advanced very high resolution radiometer data. *Journal of Geophysical Research*, **109**. C05027, doi:10.1029/2003JC002127.

Schlax, M. G. e D. B. Chelton, 1994. Aliased tidal errors in TOPEX/Poseidon sea surface height data. *Journal of Geophysical Research*, **99**, 24,761–24,775.

Schmitz, W. J. e P. L. Richardson, 1991. On the sources of the Florida Current. *Deep-Sea Research*, **38**, 379–409.

Seki, M. P., R. L. Umpkin e P. Flament, 2002. Hawaii cyclonic eddies and blue marlin catches: The case study of the 1995 Hawaiian international billfish tournament. *Journal of Oceanography*, **58**, 739–745.

Servain, J., 1991. Simple climatic indices for the tropical Atlantic ocean and some applications. *Journal of Geophysical Research*, **96**(C8), 15137–15146.

Siegel, D. A., D. J. McGillicuddy, Jr. e E. A. Fields, 1999. Mesoscale eddies, satellite altimetry, and new production in the Sargasso Sea. *Journal of Geophysical Research*, **104**(C6), 13359–13379.

Smith, W. H. F. e P. Wessel, 1990. Gridding with a continuous curvature surface in tension. *Geophysics*, **55**, 293–305.

Souza, R. B., M. M. Mata, C. A. E. Garcia, M. Kampel, E. N. Oliveira e J. ao A. Lorenzzetti, 2006. Multi-sensor satellite and in situ measurements of a warm core ocean eddy south of the Brazil–Malvinas Confluence region. , **100**, 52–66.

Stammer, D., 1997. Global characteristics of ocean variability estimated from regional TOPEX/POSEIDON altimeter measurements. *Journal of Physical Oceanography*, **27**, 1743–1769.

Stramma, L., 1984. Geostrophic transport in the warm water sphere of the eastern subtropical North Atlantic. *Journal of Marine Research*, **42**, 537–558.

Stramma, L., P. Cornillion e J. F. Price, 1986. Satellite observation of sea surface cooling by hurricanes. *Journal of Geophysical Research*, **91**, 5031–5035.

Stramma, L., Y. Ikeda e R. Peterson, 1990. Geostrophic transport in the Brazil Current region north of 20°S. *Deep-Sea Research*, **37**(12), 1875–1886.

Stramma, L. e R. G. Peterson, 1990. The South Atlantic Current. *Journal of Physical Oceanography*, **20**(6), 846–859.

Subrahmanyam, B., D. M. Heffner, D. Cromwell e J. F. Shriver, 2009. Detection of Rossby waves in multi-parameters in multi-mission satellite observations and HYCOM simulations in the Indian Ocean. , **113**, 1293–1303.

Ullman, D. S. e P. C. Cornillon, 2000. Evaluation of front detection methods for satellite-derived SST data using in situ observations. , **17**, 1667–1675.

Van Aken, H., A. K. van Veldhoven, C. Veth, W. P. M. de Ruijter, P. J. van Leeuwen, S. S. Drijfhout, C. P. Whittle e M. Rouault, 2003. Observations of a young Agulhas ring, Astrid, during MARE, the Mixing of Agulhas Rings Experiment, in March 2000. *Deep-Sea Research*, **50**, 167–195.

Wang, G., J. Su e P. C. Chu, 2003. Mesoscale eddies in the South China Sea observed with altimeter data. *Geophysical Research Letters*, **30**(21). 2121, doi:10.1029/2003GL018532.

Weiss, J., 1991. The dynamics of enstrophy transfer in two-dimensional hydrodynamics. *Physica D*, **48**, 273–294.

Wentz, F. J., C. Gentemann, D. Smith e D. Chelton, 2000. Satellite measurements of sea surface temperature through clouds. *Science*, **288**, 847–850.

Wyrtki, K. J., L. Magaard e J. Hager, 1976. Eddy energy in the oceans. *Journal of Geophysical Research*, **81**(15), 2641–2646.

Zebiak, S., 1993. Air–sea interaction in the equatorial Atlantic region. *Journal of Climate*, **6**, 1567–1586.

Zlotnicki, V., L.-L. Fu e W. Patzert, 1989. Seasonal variability in global sea level observed with GEOSAT altimetry. *Journal of Geophysical Research*, **94**, 17959–17969.

# Apêndice A

# Teoria Linear

Apesar da teoria clássica ter sido desenvolvida para as ondas de Rossby, esta não é restritiva quanto a outros fenômenos propagantes para oeste. Vórtices de mesoescala propagando-se com velocidades semelhantes as velocidades de fase das ondas de Rossby baroclínicas têm sido observados em dados de altimétricos de alta resolução (Crawford et al., 2000; Chelton et al., 2007), e podem ser erroneamente identificados como ondas. Matematicamente esta ambigüidade é possível, porém dentro da estrutura da circulação de larga-escala o papel dos dois fenômenos é diferente. Ondas de Rossby livres são forçadas pelo vento de larga-escala nos contornos leste das bacias oceânicas, não são dispersivas e transportam uma grande quantidade de energia potencial para oeste (Chelton e Schlax, 1996), mantendo as correntes de contorno oeste (Anderson e Gill, 1975). Como as demais ondas, estas não possuem um transporte de massa significante na direção de sua propagação. Pedlosky (2003) define onda como um sinal em movimento, movendo-se tipicamente a uma taxa distinta do movimento do ambiente.

## A.1 As escalas do movimento

Antes de discorrer a respeito da física que envolve as ondas de Rossby é importante entender como funcionam as escalas de movimento no oceano. Considerando que $L$ e $H$ são as escalas horizontal e vertical do movimento, respectivamente, e $\delta = \dfrac{H}{L}$ é a razão de aspecto entre elas, em geral tem-se que $\delta \ll 1$ ou $H \ll L$. Um

parâmetro importante para ser levado em consideração em movimentos de meso e larga-escala é o raio de deformação de Rossby $R$. Ele estabelece a escala de comprimento a partir da qual a rotação da Terra é importante para um determinado fenômeno,

$$R = \frac{c}{|f|} = \frac{\sqrt{gH}}{|f|}, \tag{A.1}$$

onde $c$ é a velocidade de fase das ondas de gravidade, $g$ é a aceleração da gravidade e $f$ é o parâmetro de Coriolis, que corresponde a $2\Omega \sin\phi$. Aqui, $\Omega$ é a velocidade angular da terra e $\phi$ é a latitude.

Um outro parâmetro utilizado para avaliar o efeito da rotação da Terra sobre um fluxo qualquer é o número de Rossby $\varepsilon$, que leva em consideração o $L$ e a escala de velocidade horizontal $\mathbb{U}$,

$$\varepsilon = \frac{\mathbb{U}}{|f|L}. \tag{A.2}$$

Esta quantidade corresponde a razão entre a aceleração relativa do movimento e a aceleração de Coriolis. Se o fenômeno se desloca com uma velocidade $\mathbb{U}$ e cobre a distância $L$ em um tempo maior que o período de rotação da terra, isto é, se $\varepsilon \ll 1$ a rotação é importante.

## A.2 O modelo barotrópico

O modelo mais simplista que permite descrever a dinâmica das ondas de Rossby é o modelo de 1 camada ou barotrópico em um oceano invíscido, hidrostático e de águas rasas, cujas aproximações do plano beta e quase-geostrófica são válidas. Este modelo assume que o oceano se comporta homogeneamente desde a superfície até o fundo, ou seja, não há estratificação ao longo da coluna d'água.

A teoria que governa a dinâmica destas ondas parte do princípio da conservação da quantidade de movimento e da conservação de massa, através das equações do movimento em um referencial não-inercial (A.3) e da continuidade (A.4),

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} + 2\vec{\Omega} \times \vec{v} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \vec{g}, \tag{A.3}$$

onde $\vec{v}$ é o vetor velocidade, t é o tempo, $p$ é a pressão e $\rho$ é a densidade da água do mar, e,

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \tag{A.4}$$

onde $u$, $v$ e $w$ são as componentes do vetor velocidade nas dimensões $x$, $y$ e $z$, respectivamente.

Ondas de Rossby são feições de larga-escala e longo período, isto é, comprimentos de onda da ordem de $10^3$ km e período sub-inercial, $> 1$ dia. Considerando que seu movimento é quase-horizontal, $\delta \ll 1$, é razoável aproximar as equações que descrevem o movimento destas ondas para um modelo de águas rasas. Como conseqüência temos velocidades verticais $\mathbb{W}$ muito menores que $\mathbb{U}$, logo a aceleração $\frac{\partial w}{\partial t} \approx 0$. Partindo do princípio que todo movimento de águas rasas é hidrostático, ou seja,

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g, \tag{A.5}$$

e integrando a equação acima sem levar em consideração a pressão atmosférica sobre o oceano têm-se:

$$p = \rho g(H + \eta - z), \tag{A.6}$$

onde a equação A.5 é a própria equação hidrostática e toma o lugar da componente vertical do movimento em (1.7), $H$ é a espessura da coluna d'água em repouso, $\eta$ é a elevação da superfície livre e $z$ é a profundidade em relação ao fundo. Desta forma, o termo da aceleração do gradiente de pressão $-\frac{\nabla p}{\rho}$ da equação (A.3) pode ser escrito em função de $\eta$ e suas componentes horizontais passam a ser:

$$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} = -g\frac{\partial \eta}{\partial x}, \tag{A.7}$$

$$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} = -g\frac{\partial \eta}{\partial y}. \tag{A.8}$$

As componentes horizontais da equação do movimento em águas rasas podem ser escritas como:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} - fv = -g\frac{\partial \eta}{\partial x}, \tag{A.9}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} + fu = -g\frac{\partial \eta}{\partial y}. \tag{A.10}$$

Para completar o sistema de equações acima é necessário integrar a equação (A.4) ao longo da coluna d'água, com $z$ variando entre 0 e $H + \eta$. Têm-se então que,

$$(H+\eta)\frac{\partial u}{\partial x} + (H+\eta)\frac{\partial v}{\partial y} + w(\eta) - w(0) = 0, \tag{A.11}$$

onde $w(\eta)$ e $w(0)$ são as condições de contorno cinemáticas na superfície e no fundo, respectivamente. Substituindo $w(\eta) = \dfrac{d\eta}{dt}$ na equação (A.11), a equação da continuidade passa a ser escrita como,

$$(H+\eta)\frac{\partial u}{\partial x} + (H+\eta)\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \eta}{\partial t} + u\frac{\partial \eta}{\partial x} + v\frac{\partial \eta}{\partial y} = 0. \tag{A.12}$$

Considerando que $h = H+\eta$ é a espessura real da coluna d'água e negligenciando os termos não-lineares da equação (A.12) em virtude das pequenas amplitudes das ondas de Rossby, finalmente temos que a equação da continuidade em águas rasas e dada por:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + h\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) = 0. \tag{A.13}$$

## A.3 A conservação da vorticidade

A parte da variação espacial de velocidade de um fluido associada à rotação, ou seja, a vorticidade, exerce um papel importante na dinâmica dos movimentos de meso e larga-escala em um referencial não-inercial. Esta grandeza vetorial é expressa como o rotacional da velocidade, $\omega = \nabla \times \vec{v}$. A vorticidade absoluta de um fluido é $(\vec{\omega}_a)$ equivale então a soma entre a parcela da vorticidade associada a própria rotação da terra, vorticidade planetária $(2\vec{\Omega})$, e a parcela da vorticidade relativa $(\vec{\omega}_r)$ ou local, ou seja, $\vec{\omega}_a = \vec{\omega}_r + 2\vec{\Omega}$. Em águas rasas, $\delta \ll 1$, e as componentes horizontais da vorticidade são desprezadas, logo $\vec{\omega}_a$ pode ser escrita como:

$$(\omega_a)_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} + 2\Omega \sin\phi,$$

ou

$$(\omega_a)_z = \zeta + f, \tag{A.14}$$

onde $\zeta = \dfrac{\partial v}{\partial x} - \dfrac{\partial u}{\partial y}$ é a componente vertical do rotacional da velocidade.

Para simplificar a questão da esfericidade da terra e projetar as coordenadas esféricas em um plano cartesiano, utiliza-se a aproximação do plano-$\beta$. Assumindo a condição $\dfrac{y}{a} \ll 1$, onde $y$ é uma coordenada cartesiana na direção meridional e $a$ é o raio da terra (6371 km), o parâmetro de Coriolis pode ser expandido em série de Taylor:

$$f = 2\Omega \sin\phi_0 + 2\Omega \frac{y}{a} \cos\phi_0 + ..., \tag{A.15}$$

chegando-se a expressão

$$f = f_0 + \beta_0 y, \tag{A.16}$$

onde $f_0$ é o parâmetro de Coriolis local na latitude $\phi_0$ e o parâmetro $\beta_0$ corresponde ao parâmetro beta local:

$$\beta_0 = \frac{\partial f}{\partial y} = \frac{2\Omega \cos\phi_0}{a}. \tag{A.17}$$

Considerando a aproximação do plano beta e o vetor vorticidade essencialmente vertical, obtém-se a equação da vorticidade através do rotacional da velocidade vertical, ou seja $\frac{\partial}{\partial x}$ (A.10) $-\frac{\partial}{\partial y}$ (A.9), obtendo-se:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial v}{\partial x}-\frac{\partial u}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial x}\left[u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}\right]-\frac{\partial}{\partial y}\left[u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}\right]+...$$
$$...+f_0\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)+\beta v=0. \tag{A.18}$$

Substituindo $\zeta$ e rearranjando os termos da equação acima chega-se a equação da vorticidade para o modelo de águas rasas no plano beta,

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t}+u\frac{\partial \zeta}{\partial x}+v\frac{\partial \zeta}{\partial y}+(\zeta+f_0)\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)+\beta v=0. \tag{A.19}$$

O termo divergente da equação acima pode ser eliminado através da equação da continuidade (A.13), estendendo o efeito da vorticidade ao longo de toda a coluna d'água,

$$\frac{d\zeta}{dt}-\left(\frac{\zeta+f_0}{h}\right)\frac{dh}{dt}+\beta v=0, \tag{A.20}$$

onde $\frac{d\zeta}{dt}$ é a derivada total da vorticidade relativa e, considerando $\frac{df}{dt}=\beta v$ a equação (A.20) pode ser escrita na forma

$$\frac{d}{dt}(\zeta+f)-\left(\frac{\zeta+f_0}{h}\right)\frac{dh}{dt}=0, \tag{A.21}$$

ou

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\zeta+f}{h}\right)=0, \tag{A.22}$$

onde $\frac{\zeta+f}{h}$ é definida como vorticidade potencial. Esta é a equação da conservação da vorticidade potencial em um modelo de águas rasas, cuja a vorticidade independe da profundidade. Multiplicando a equação (A.21) por $h$ tem-se que

$$h\frac{d}{dt}(\zeta+f)-(\zeta+f_0)\frac{dh}{dt}=0. \tag{A.23}$$

Seja $h=H+\eta$, é possível expandir esta equação na forma

$$(H+\eta)\left(\frac{\partial\zeta}{\partial t}+u\frac{\partial\zeta}{\partial x}+v\frac{\partial\zeta}{\partial y}+\beta v\right)-(\zeta+f_0)\left(\frac{\partial\eta}{\partial t}+u\frac{\partial\eta}{\partial x}+v\frac{\partial\eta}{\partial y}\right)=0 \quad \text{(A.24)}$$

Nota-se que novamente foi utilizado aqui $\frac{df}{dt}=\beta v$. Linearizando a equação (A.24) tem-se que

$$H\frac{\partial\zeta}{\partial t}+H\beta v-f_0\frac{\partial\eta}{\partial t}=0 \quad \text{(A.25)}$$

## A.4 A aproximação quase-geostrófica

A versão quase-geostrófica da equação acima é obtida assumindo-se que as componentes horizontais do movimento estão aproximadamente em balanço geostrófico, isto é:

$$u_g \approx -\frac{g}{f_0}\frac{\partial\eta}{\partial y}, \quad \text{(A.26)}$$

$$v_g \approx \frac{g}{f_0}\frac{\partial\eta}{\partial x}. \quad \text{(A.27)}$$

Aplicando estas aproximações ao termo da vorticidade relativa, ou seja, à componente vertical do rotacional,

$$\zeta=\frac{g}{f_0}\left(\frac{\partial^2\eta}{\partial x^2}-\frac{\partial^2\eta}{\partial y^2}\right) \quad \text{(A.28)}$$

obtém-se

$$\frac{gH}{f_0}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial^2\eta}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\eta}{\partial y^2}\right)+\frac{gH\beta}{f_0}\frac{\partial\eta}{\partial x}-f_0\frac{\partial\eta}{\partial t}=0. \quad \text{(A.29)}$$

Da equação (A.1) tem-se que $c=\sqrt{gH}$, logo a equação (A.29) pode ser reescrita como

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial^2\eta}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\eta}{\partial y^2}-\frac{f_0^2}{c^2}\eta\right)+\beta\frac{\partial\eta}{\partial x}=0. \quad \text{(A.30)}$$

Esta é versão quase-geostrófica da equação da vorticidade linearizada que governa o fluxo dos movimentos de larga-escala onde a razão $R = \dfrac{c}{f_0}$ é o raio de deformação de Rossby.

## A.5 A solução ondulatória

Adota-se uma solução ondulatória para a equação (A.30) na forma

$$\eta = \eta_0 \, e^{i(kx+ly-\omega t)}, \tag{A.31}$$

onde $\eta_0$ é a amplitude, $k$ e $l$ são os números de onda zonal e meridional e $\omega$ é a freqüência. À relação entre $\omega$ e o número de onda dá-se o nome de relação de dispersão, que é obtida a partir da substituição da equação (A.31) em (A.30),

$$\omega = -\frac{\beta_0 k}{k^2 + l^2 + R^{-2}}. \tag{A.32}$$

As componentes zonal e meridional da velocidade de fase correspondem a

$$c_{p_x} = -\frac{\beta_0}{k^2 + l^2 + R^{-2}}, \tag{A.33}$$

$$c_{p_y} = -\frac{\beta_0 \left(\dfrac{k}{l}\right)}{k^2 + l^2 + R^{-2}}. \tag{A.34}$$

A velocidade de grupo ($c_g$) é definida pela variação de $\omega$ em relação ao número de onda em ambas as direções, ou seja,

$$c_g = \nabla_\kappa \omega = \left(\frac{\partial \omega}{\partial k}\vec{i} + \frac{\partial \omega}{\partial l}\vec{j}\right) \tag{A.35}$$

onde $\nabla_\kappa \omega$ é o gradiente de $\omega$ no espaço dos números de onda e $\vec{i}$ e $\vec{j}$ são os versores nas direções zonal e meridional, respectivamente.

Assumindo que no caso das ondas longas $\lambda \gg R$ e também que a propagação é apenas zonal ($l = 0$), os termos $k^2$ e $l^2$ podem ser desprezados na equação (A.32). Assim, a relação de dispersão para as ondas de Rossby longas passa a ser

$$\omega = -\beta_0 k R^2. \tag{A.36}$$

A freqüência máxima para estas ondas é dada por:

$$\omega_{max} = \frac{\beta_0 R}{2} = \frac{c}{2a} \cot \theta_0. \tag{A.37}$$

A equação (A.37) determina a latitude máxima em que ondas com determinado período podem ocorrer, definida como latitude crítica.

Negligenciando a equação (A.34) e utilizando a aproximação de ondas longas, i.e. $\frac{1}{k^2} \gg R^2$ na equação (A.33), tem-se que as cristas das ondas de Rossby viajam no espaço com celeridade igual a,

$$c_p = -\beta_0 R^2, \tag{A.38}$$

com dependência da latitude na forma $\frac{\cos\phi}{\sin^2\phi}$ e independente de $k$. Neste caso, têm-se que $c_g \equiv c_p$ e a energia viaja com a mesma velocidade das ondas de Rossby de maneira não-dispersiva, desde que $\frac{1}{k^2} \gg R^2$.

## A.6 Modelos estratificados

A exposição da teoria apresentada até o presente momento não considera a estratificação. Na representação de um oceano baroclínico é necessário considerar que as duas camadas tenham densidades diferentes, de modo que $\rho_2 > \rho_1$. Aqui serão abordados os modelos de $1\frac{1}{2}$ e 2 camadas.

O modelo de $1\frac{1}{2}$ camada ou equivalente barotrópico incorpora de maneira mínima o efeito da estratificação no oceano e se utiliza praticamente das mesmas equações do modelo barotrópico para explicar as perturbações que ocorrem na camada superior do oceano. Este modelo pode ser compreendido como uma variação do modelo barotrópico, onde uma camada superior pouco espessa e de menor densidade flutua sobre uma camada de maior densidade e espessura infinita, ou seja, neste modelo não

há condição de contorno do fundo (Figura A.1). Têm-se então que a camada inferior exerce efeito sobre a camada superior, entretanto a recíproca não é verdadeira.

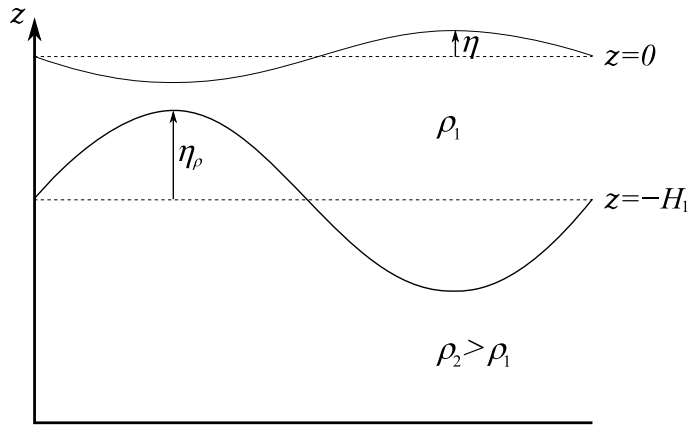


Figura A.1: Esquema de um modelo de $1\frac{1}{2}$ camada, onde as linhas contínuas indicam as interfaces entre as camadas dada uma determinada perturbação e as linhas tracejadas as interfaces para um oceano em repouso.

Para trabalhar com um modelo de $1\frac{1}{2}$ camada as equações (A.9) e (A.10) passam a adotar um modelo de gravidade reduzida $g' = g\dfrac{\Delta\rho}{\rho_0}$, onde $\Delta\rho$ é a diferença entre as densidades das duas camadas e $\rho_0$ é a densidade média da coluna d'água. O parâmetro $c$, que é a velocidade de fase das ondas de gravidade na interface, passa a ser calculado na forma $c_1 = \sqrt{g'H_1}$, onde $H_1$ é a espessura da camada superior.

Assumindo as mesmas aproximações do modelo barotrópico a relação de dispersão para as ondas de Rossby longas do primeiro modo baroclínico será,

$$\omega = -\beta_0 k R_1^2 \ , \tag{A.39}$$

onde o raio de deformação de Rossby passa a ser calculado como $R_1 = \dfrac{c_1}{f_0}$. Para este caso, a velocidade de fase será dada por:

$$c_p = -\beta_0 R_1^2 \ . \tag{A.40}$$

O modelo de duas camadas difere-se do equivalente barotrópico pelo fato de levar em consideração a espessura da camada inferior, não considerando-a mais uma camada infinita (Figura A.2).

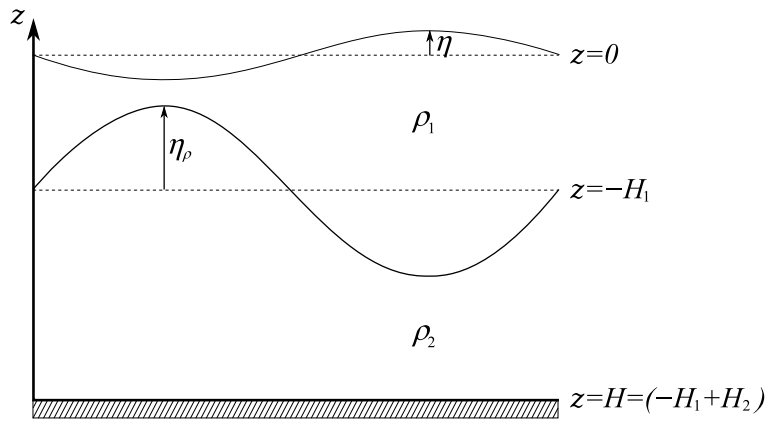


Figura A.2: Representação esquemática de um oceano baroclínico em duas camadas. As linhas contínuas indicam as interfaces entre as camadas dada uma determinada perturbação e as linhas tracejadas as interfaces para um oceano em repouso, ou a profundidade média das camadas.

Neste caso passa-se a trabalhar com um par de equações similares a (A.9) e (A.10) para cada camada. O raio de deformação de Rossby é dado por $R_m = \dfrac{c_m}{f_0}$. O parâmetro $c$ é calculado na forma $c = \sqrt{g' H_m}$, onde $H_m$ é a média harmônica das profundidades das duas camadas em repouso dada por $H_m = \dfrac{H_1 H_2}{H_1 + H_2}$. As relações de dispersão para o modelo de 2 camadas serão dadas pelas equações considerando novamente as aproximações do modelo barotrópico,

$$\omega = -\beta_0 k^{-1} \tag{A.41}$$

e

$$\omega = -\beta_0 k R_m^2 \ . \tag{A.42}$$

A primeira solução de $\omega$ corresponde ao modo barotrópico e a segunda ao modo baroclínico. As velocidades de fase para os dois modos acima serão respectivamente:

$$c_p = -\beta_0 k^{-2} \tag{A.43}$$

e

$$c_p = -\beta_0 R_m^2 \ . \tag{A.44}$$