Patrick Degret de Montezuma

Caracterização do acoplamento físico-biológico causado por ondas de Rossby baroclínicas

Dissertação apresentada ao Instituto Oceanográfico da Universidade de São Paulo, como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Ciências, Área de Oceanografia Física.

Orientador:
Prof. Dr. Paulo Simionatto Polito

São Paulo
2007

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO OCEANOGRÁFICO

Caracterização do acoplamento físico-biológico causado por ondas de Rossby baroclínicas

Patrick Degret de Montezuma

Dissertação apresentada ao Instituto Oceanográfico da Universidade de São Paulo, como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Ciências, Área de Oceanografia Física.

Julgada em _____ /_____ /_____

Prof. Dr.	Conceito
Prof. Dr.	Conceito
Prof. Dr.	Conceito

"Uma pessoa educada só se tornará nobre quando colocar em prática tudo que tiver aprendido, e não apenas através de suas palavras."

S. S. XIV Dalai Lama

Sumário

Agradecimentos **iii**

Resumo **iv**

Abstract **vi**

Lista de Figuras **xi**

Lista de Tabelas **xii**

1 Introdução **1**

1.1 Teoria 4

1.1.1 Ondas de Rossby 4

1.1.2 Produção Primária Marinha 14

1.2 Observações 23

1.2.1 O Sensor Altimétrico 24

1.2.2 O Sensor Cor do Oceano 27

1.3 Acoplamento Físico-Biológico 32

2 Objetivos **36**

3 Metodologia **38**

3.1 Pré-Processamento dos Dados 38

3.1.1 Concentração de Clorofila *a* 38

3.1.2 Anomalia da Altura da Superfície do Mar 41

3.2 Filtragem dos Dados 41

3.3 Análise 52

4 Resultados e Discussão **58**

4.1 Aspectos gerais dos dados filtrados 58

4.2 Análise 69

4.2.1 Oceano Atlântico Norte 69

4.2.2 Oceano Atlântico Sul 74

4.2.3 Oceano Índico 79

4.2.4 Oceano Pacífico Norte 82

4.2.5 Oceano Pacífico Sul 88

5 Conclusão **95**

6 Sugestões para Trabalhos Futuros **97**

Referências **98**

Agradecimentos

Aos professores e pesquisadores Dr. Paulo Simionatto Polito e Dra. Olga Tiemi Sato pela orientação científica, apoio e amizade que permitiram a realização deste trabalho e que contribuiram muito para meu crescimento e amadurecimento pessoal e profissional.

Aos respeitados professores, Dr. Ilson Carlos Almeida da Silveira, Dr. Belmiro Mendes de Castro Filho, Dr. Edmo José Dias Campos, Dr. Paulo Simionatto Polito e Dr. Salvador Airton Gaeta pelos conhecimentos e ensinamentos recebidos durante as aulas ministradas.

Ao Conselho Nacional de Pesquisa e Desenvolvimento (CNPq) pelo auxílio financeiro para realização da presente dissertação.

À *Goddard Space Flight Center* (GSFC) da *National Aeronautics and Space Administration* (NASA) pela disponibilização dos dados de cor do oceano.

Ao laboratório de Oceanografia por Satélites (LOS), em especial ao prof. Dr. Paulo Simionatto Polito, pela disponibilização dos dados de anomalia da altura da superfície do mar.

À Paul Wessel e Walter H. F. Smith pela disponibilização do software livre *Generic Mapping Tools* (GMT).

Aos amigos Olaf Duteil, Sebastian Krieger, Henrique Pedreira Goes e Saulo Muller Soares pelas diversas conversas, companheirismo, pelas boas risadas, pelo apoio nas horas mais difíceis, e todos os bons momentos que tivemos juntos.

À minha esposa, Isabel Mata Lemus, pela grande paciência e apoio na conclusão deste trabalho.

À minha família pelo apoio que demonstra na minha realização do meu amadurecimento profissional e ético.

Resumo

Ondas de Rossby do primeiro modo baroclínico em médias latitudes foram observadas em dados de anomalia da altura da superfície do mar dos radares altimétrico TOPEX/Jason-1 na última década. Entretanto, sinais similares são observados em dados de concentração de clorofila a obtidos através de dados na faixa espectral visível através do sensor SeaWiFs. Anomalias na concentração de clorofila que se propagam para oeste com períodos e comprimentos de onda característicos de ondas de Rossby, indicam que estas ondas induzem parte da variabilidade da produtividade primária em oceano aberto. O foco deste trabalho é o mecanismo de acoplamento físico-biológico causado pela passagem de ondas de Rossby e evidenciado pelos padrões regulares de aumento e diminuição de algas clorofiladas. Levamos em conta dois mecanismos principais: advecção vertical de nutrientes e/ou clorofila a e advecção horizontal de gradientes meridionais de clorofila a. No presente trabalho, nós investigamos esta influência através da correlação entre a anomalia da altura da superfície do mar ($AASM$) e do logaritmo da concentração de clorofila a ($CChl$). Foram estimados também a amplitude e a relação de fase entre ambos conjuntos de dados. Para tal, os dois conjuntos de dados foram interpolados numa grade regular de $1° \times 1° \times 9.9156$ dias e selecionados com base numa máscara de continentes que exclui a presença de regiões com menos de 1000 metros de profundidade, ilhas e mares zonalmente fechados para permitir o uso de filtros digitais. Os mapas globais de ambas variáveis foram reorganizados em diagramas zonais-temporais (ou de Hovmöller) para cada grau de latitude. A cada um destes diagramas foi aplicada uma série de filtros bidimensionais de resposta impulsiva finita (FIR-2D). Estes decompõem o sinal de cada variável em bandas espectrais associadas a ondas de Rossby de período aproximado de 24, 12 e 6 meses. A estimativa da velocidade de fase é baseada no método da transformada Radon; a do período (T) e do comprimento de onda (L) é baseada no ajuste de mínimos quadrados

de uma função senoidal. Correlação, fase e amplitude foram obtidas ao longo da extensão zonal das três principais bacias oceânicas (Atlântico, Índico e Pacífico) para cada grau de latitude. As latitudes selecionadas para análise apresentam diferenças nas estimativas de cp_{24}, cp_{12} e cp_6 baseadas na $AASM$ e $CChl$ estatísticamente similares com um intervalo de confiança de 95%. Foram escolhidas latitudes entre os giros subpolar e subtropical e na região central do giro subtropical em ambos hemisférios. Os resultados indicam que nas regiões entre giros oceânicos o processo de advecção horizontal de gradientes meridionais de clorofila predomina em relação ao de advecção vertical de nutrientes e/ou clorofila. Nas regiões centrais dos giros subtropicais a advecção vertical é mais propensa a acontecer em detrimento da advecção horizontal. Os resultados aqui apresentados indicam que as ondas de Rossby do primeiro modo baroclínico tem influência sobre a biomassa fitoplanctônica. Esta influência se dá por advecção horizontal ou vertical, dependendo da região oceânica.

Palavras chave: ondas de Rossby, clorofila a, termoclina, cor do oceano, altimetria.

Abstract

Rossby waves of first baroclinic mode in midlatitudes were observed in sea surface height anomaly data from the TOPEX/Jason-1 radar altimeter in the past decade. Nevertheless, similar signals are observed in clorophyll a concentration estimates based on the visible part of the spectrum collected by the SeaWiFS satellite sensor. Westward propagating anomalies with periods and wavelengths characteristic of first mode baroclinic Rossby waves are evident in satellite–borne chlorophyll a concentration data and suggest that these waves are partially responsible for the primary productivity variability in open ocean. The focus of this study is the physical-biological coupling caused by the passage of Rossby waves, evident in the regular patterns of increase and decrease of chlorophyll–rich algae. We took into account two main mechanisms: vertical advection of nutrients and/or chlorophyll a and horizontal advection of the background gradient of meridional chlorophyll concentration. In this work, these mechanisms were investigated through the correlation between sea surface height anomaly ($AASM$) and the logarithm of the chlorophyll a concentration ($CChl$). The amplitude and phase relation between data sets were estimated. To this end, both data sets were gridded to a $1° \times 1° \times 9.9156$ days mesh. A continental maks that excludes areas less than 1000 meters deep, islands, and zonally enclosed seas was applied to allow the use of digital filters. The global maps of both variables were rearranged into zonal-temporal (or Hovmöller) diagrams for each degree of latitude. To each one of these diagrams a series of bidimensional finite impulsive response filters (FIR-2D) was applied. These decompose the signal of each variable in spectral bands associated with Rossby waves with periods of approximately 24, 12 and 6 months. Phase speeds (c_p) were estimated based on the Radon transform method; periods (T) and wavelengths (L) were obtained by least squares fit of a sinusoidal function. Correlation, phase and amplitude were obtained along the zonal extension of the three

basins (Atlantic, Indian and Pacific) at each degree of latitude. The analyzed latitudes present cp_{24}, cp_{12} and cp_6 estimates based on $AASM$ and $CChl$ that are within the 95% confidence interval of each other. Latitudes between the subtropical and subpolar gyres and in the central region of the subtropical gyre were chosen for further analysis in both hemispheres. Results indicate that the horizontal advection of background meridional gradient of chlorophyll concentration prevails in relation to vertical advection of nutrients and/or chlorophyll in regions between oceanic gyres. In the central regions of the subtropical gyres the vertical advection prevails over the horizontal advection. The results presented in this study indicate that the first mode baroclinic Rossby waves have influence over the phytoplanktonic biomass. This influence operates through horizontal or vertical advection, depending on the oceanic region.

Keywords: Rossby waves, chlorophyll a, thermocline, oceancolor, altimetry.

Lista de Figuras

1.1 Perfil vertical da temperatura nas regiões tropical (A), temperada (B) e polar (C) 2

1.2 Perfil vertival médio da temperatura e densidade da água do mar em regiões tropicais e temperadas 3

1.3 Corte meridional e vertival da densidade média dos oceanos 3

1.4 Modelo de um oceano de duas camadas representando o primeiro modo baroclínico. $h(x, y, t)$ é o deslocamento da interface entre as duas camadas; $\eta(x, y, t)$ é o deslocamento da superfície livre; ρ_1 é a densidade da camada superior; e ρ_2 é a densidade da camada inferior. 4

1.5 Geração e propagação das ondas de Rossby no hemisfério sul 9

1.6 Penetração da energia luminosa no ambiente aquático. 16

1.7 Variação temporal da produtividade primária nas regiões tropical, temperada e polar no hemisfério sul. 19

1.8 Variação temporal da produtividade primária em regiões temperadas. 19

1.9 Esquema da divergência antártica com a Corrente Costeira Antártica fluindo para oeste e a Corrente Circumpolar Antártica fluindo para leste. 21

1.10 Esquema de um processo de ressurgência costeiro no hemisfério norte. 21

1.11 Modelo da espiral de Ekman. Sua integral da base até a superfície resulta no transporte de Ekman e é a 90° a direita (esquerda) do vento na superfície no hemisfério norte (sul). 22

1.12 Estrutura vertical de um movimento vortical de convergência e ressurgência no hemisfério sul. 22

1.13 Esquema de funcionamento de um satélite altimétrico 25

1.14 Esquema do geóide 26

1.15 O espectro eletromagnético. 28

1.16 Esquema de funcionamento de um sensor cor do oceano (modificado de Kampel and Novo 2005). 29
1.17 Advecção horizontal da concentração de clorofila a provocado pela passagem da onda de Rossby no hemisfério sul (modificado de Killworth et al. 2004). 33
1.18 Advecção vertical de nutrientes provocado pela passagem da onda de Rossby no hemisfério sul (modificado de Killworth et al. 2004). 34

2.1 Resumo do procedimento de trabalho. 37

3.1 Mapa global Climatológico médio da $CChl$ de Jan/1998 à Dez/2005 interpolado numa grade regular de $1° \times 1°$ ilustrando também a máscara que exclui profundidades menores que 1000 m, ilhas, mares interiores para possibilitar a filtragem dos dados. 40
3.2 Diagrama de Hovmöller global da $CChl$ na latitude de 26.5°S. 42
3.3 Similar a Figura (3.1) para a $AASM$ (em mm). 43
3.4 Diagrama de Hovmöller global da $AASM$ (em mm) na latitude de 26.5°S. . . . 44
3.5 Comparação de sinais filtrados através de filtros FIR-2D e não filtrados. A variância é obtida para cada um deles. 46
3.6 Exemplo de uma operação de convolução de uma matriz imagem (I) com uma matriz filtro (F). Os quadrados dentro de cada uma das matrizes representam os valores dos pixels que serão calculados 47
3.7 Autocorrelação-2D da matriz de $z(x,t)$ 50
3.8 Transformada Radon-2D 51
3.9 a) Advecção horizontal de gradientes meridionais positivos (Cy $>$ 0) e negativos (Cy $<$ 0) da $CChl$ nos hemisférios sul e norte. b) Advecção vertical de Nutrientes e de $CChl$. As cores cinza escuro e cinza claro representam alta concentração de $CChl$ e baixa concentração da mesma, respectivamente. Os sinais positivos (+) e negativos (-), bem como as barras na vertical, representam a crista (valores positivos) e cava (valores negativos) dos sinais $AASM$ e $CChl$. A fase está em relação a $AASM$ (modificado de Killworth et al. 2004). 57

4.1 Campos filtrados da $AASM$ no oceano Pacífico na latitude de 21.5°S. 59
4.2 Similar a Figura 4.1 para $CChl$. 60

4.3 Comparação dos parâmetros (velocidade de fase, período e comprimento de onda) das ondas de Rossby com período de aproximadamente, 24, 12 e 6 meses da *AASM* e *CChl* para o Oceano Atlântico. 62
4.4 Similar a Figura 4.3 para o Oceano Índico. 63
4.5 Similar a Figura 4.3 para o Oceano Pacífico. 64
4.6 Velocidade de fase das ondas de Rossby com período aproximado de 24, 12 e 6 meses para o Oceano Atlântico. As barras de erro indicam o intervalo de confiança de 95%. 66
4.7 Similar a Figura 4.6 para o Oceano Índico. 67
4.8 Similar a Figura 4.6 para o Oceano Pacífico. 68
4.9 Correntes superficiais do Oceano Atlântico e latitudes analisadas (retas horizontais). Abreviações são usadas para a Corrente Leste da Islândia (EIC), Corrente da Irminger (IC), Corrente Oeste da Groenlandia (WGC), Corrente das Antilhas (AC) e Contra-Corrente do Caribe (CCC). Abreviações das principais frentes são: Frente Jan Mayen (JMF), Frente da Corrente da Noruega (NCF), Frente dos Azores (AF), Frente Sub-Ártica (SAF), Frente Islândia-Faroe (IFF), Frente Angola-Benguela (ABF), Frente da Corrente do Brasil (BCF), Frente Subtropical (STF), Frente Subantártica (SAF), Frente Polar (PF), Limite da Água Continental (CWB), Limite do Giro de Weddell (WGB). Extraído de Tomczak and Godfrey 2003. 70
4.10 Análise de correlação cruzada normalizada, diferença de fase e amplitude do sinal entre *AASM* e *CChl* da componente anual na latitude de 40.5°N no Oceano Atlântico. 72
4.11 Similar a Figura 4.10 para a componente semianual na latitude de 29.5°N no Oceano Atlântico. 73
4.12 Similar a Figura 4.10 para a componente semianual na latitude de 16.5°N no Oceano Atlântico. 75
4.13 Similar a Figura 4.10 para a componente anual na latitude de 20.5°S no Oceano Atlântico. 77
4.14 Similar a Figura 4.10 para a componente anual na latitude de 23.5°S no Oceano Atlântico. 78

4.15 Similar a Figura 4.10 para a componente bianual na latitude de 42.5°S no Oceano Atlântico. 80
4.16 Similar a Figura 4.10 para a componente semianual na latitude de 14.5°S no Oceano Índico. 81
4.17 Similar a Figura 4.10 para a componente anual na latitude de 29.5°S no Oceano Índico. 83
4.18 Similar a Figura 4.10 para a componente anual na latitude de 42.5°S no Oceano Índico. 84
4.19 Correntes superficiais do Oceano Pacífico e latitudes analisadas (retas horizontais). Abreviações são usadas para Vórtice de Mindanao (ME), Vórtice de Halmahera (HE), Corrente Costeira da Nova Guiné (NGCC), Corrente do Pacífico Norte (NPC), Corrente Kamchatka (KC). Abreviações das principais frentes são: Frente Subtropical (STF), Frente Subantártica (SAF), Frente Polar (PF), Limite da Água Continental (CWB), Limite do Giro de Weddell (WGB). Extraído de Tomczak and Godfrey 2003. 85
4.20 Similar a Figura 4.10 para a componente anual na latitude de 39.5°N no Oceano Pacífico. 87
4.21 Similar a Figura 4.10 para a componente semianual na latitude de 20.5°N no Oceano Pacífico. 89
4.22 Similar a Figura 4.10 para a componente semianual na latitude de 11.5°N no Oceano Pacífico. 90
4.23 Similar a Figura 4.10 para a componente semianual na latitude de 16.5°S no Oceano Pacífico. 91
4.24 Similar a Figura 4.10 para a componente anual na latitude de 24.5°S no Oceano Pacífico. 93
4.25 Similar a Figura 4.10 para a componente anual na latitude de 38.5°S no Oceano Pacífico. 94

Lista de Tabelas

3.1 Tabela trigonométrica mostrando a diferença de fase e efeitos físicos-biológicos devido a passagem de ondas de Rossby 55

Capítulo 1

Introdução

As ondas de Rossby foram primeiro descritas por Carl-Gustav Rossby no final da década de 1930 como uma classe especial de ondas dependentes principalmente da rotação e da esfericidade do planeta Terra (Rossby 1939; Rossby 1940). Nos oceanos, elas se manifestam principalmente como perturbações verticais na estrutura da picnoclina em resposta a uma forçante externa.

A estrutura térmica da coluna de água, abaixo da superfície, pode ser dividida dentro de três zonas. A zona superior de aproximadamente 50 à 250 metros com temperaturas similares aos da superfície, chamada de camada de mistura, é influenciada pelo grau de turbulência gerado pela tensão de cisalhamento do vento sobre a lâmina de água superficial. Logo abaixo desta zona, de aproximadamente 200 à 800 metros, a temperatura decai rapidamente correspondendo à chamada zona da termoclina. Abaixo desta zona se encontra a zona profunda em que a temperatura varia muito pouco podendo ter um leve aumento devido a efeitos de compressibilidade da água com o aumento da profundidade (Pond and Pickard 1983).

O perfil térmico da coluna de água varia dependendo da latitude. Isto é, regiões equatoriais (aproximadamente 0° à 10° de latitude sul ou norte) e tropicais (aproximadamente 10° à 25° de latitude sul ou norte), e de médias latitudes (aproximadamente 25° à 50° de latitude sul ou norte), exibem um perfil térmico diferente das regiões polares (aproximadamente 50° à 90° de latitude sul ou norte). Nas regiões polares a temperatura do ar e da água variam de modo quase uniforme ao longo de todo o ano tendo um pequeno aumento nos meses de verão. Nestas regiões, a temperatura da água já é muito baixa

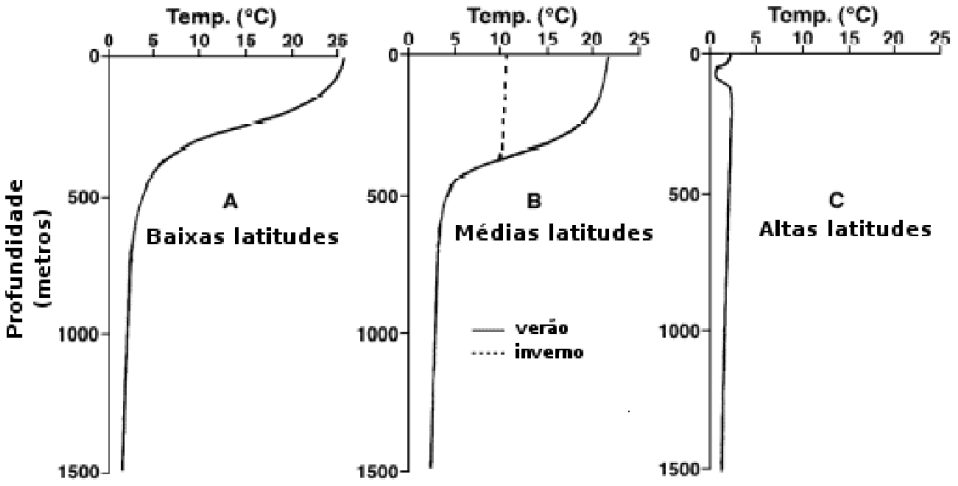

Figura 1.1: Perfil vertical da temperatura nas regiões tropical (A), temperada (B) e polar (C)

desde os primeiros metros da coluna de água. Nas regiões tropicais e de médias latitudes o perfil vertical de temperatura da água do mar exibe uma maior variação de temperatura entre a zona superior e a zona profunda caracterizando muito bem a zona de "quebra" da temperatura (zona da termoclina). A presença da termoclina permanente é evidente em regiões tropicais onde existe um balanço vertical entre o aquecimento superficial, devido à insolação, e o fluxo vertical de água fria profunda em direção à superfície. Tal balanço está em equilíbrio, e portanto tem-se a presença de uma termoclina permanente (Stommel 1958; Stommel et al. 1958). Nos meses de inverno em médias latitudes as temperaturas do ar, e conseqüentemente as da água, tornam-se menores. Isto aumenta a espessura da camada de mistura e assim diminui o contraste térmico entre a zona profunda e a superior. A característica sazonal da temperatura, tanto do ar como da água confere à estas regiões uma termoclina sazonal que varia de acordo com a estação do ano (Figura 1.1) (Pond and Pickard 1983; Tomczak and Godfrey 2003).

A distribuição vertical da densidade da água do mar varia dependendo da salinidade e da temperatura. Nas regiões tropicais e temperadas, e em oceano aberto, as variações de densidade nos primeiros 1000 metros de profundidade deve-se principalmente às variações de temperatura. A grandes profundidades, a salinidade passa a ter um peso maior. Em regiões estuarinas a salinidade é sempre o fator controlador na determinação da densidade em todas as profundidades. De um modo geral, o perfil vertical da densidade da água do

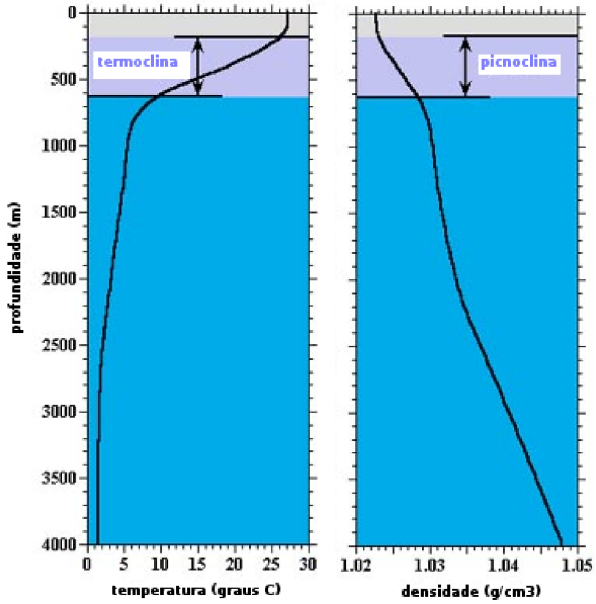

Figura 1.2: Perfil vertival médio da temperatura e densidade da água do mar em regiões tropicais e temperadas

mar aumenta linearmente com o aumento da profundidade (Pond and Pickard 1983).

Em função da temperatura ser o fator controlador da densidade em oceano aberto, podemos dizer que a distribuição vertical da densidade exibe regiões delimitadas de forma com as definidas pela variação da temperatura (Figura 1.2). Ou seja, em regiões tropicais e temperadas tal perfil exibe uma zona superior e uma zona inferior divididas por uma zona de rápida variação nos valores de densidade, chamada de picnoclina, que divide a água superficial menos densa da água profunda mais densa (Figura 1.3). Nestas regiões podemos aproximar o perfil vertical da densidade por um modelo de duas camadas que

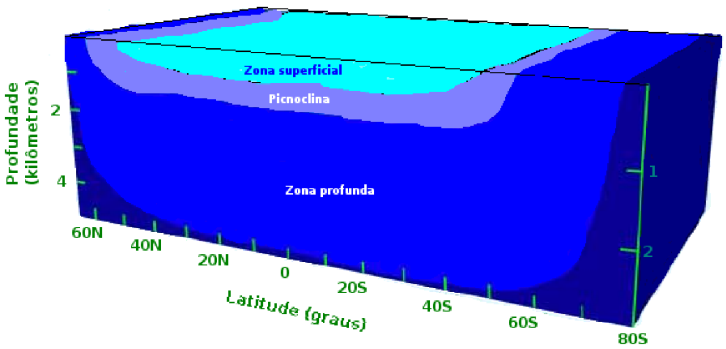

Figura 1.3: Corte meridional e vertival da densidade média dos oceanos

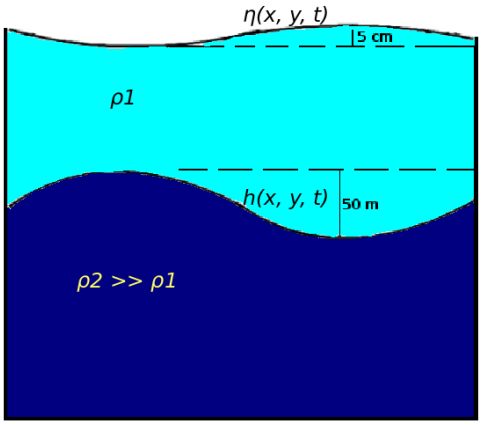

Figura 1.4: Modelo de um oceano de duas camadas representando o primeiro modo baroclínico. $h(x, y, t)$ é o deslocamento da interface entre as duas camadas; $\eta(x, y, t)$ é o deslocamento da superfície livre; ρ_1 é a densidade da camada superior; e ρ_2 é a densidade da camada inferior.

consiste de uma camada superior quente e menos densa do que a camada inferior fria e mais densa. A interface entre estas duas camadas é a região da picnoclina e/ou da termoclina (Figura 1.4).

Deslocamentos verticais da interface, no modelo de duas camadas, são provocados por efeitos de contração e expansão da coluna de água devido à ciclos de aquecimento e resfriamento, mudanças no rotacional do vento (bombeamento de Ekman) e no nosso caso pela propagação de ondas de Rossby do primeiro modo baroclínico. Uma importante característica deste modo é que variações na altura da superfície do mar refletem as variações da profundidade da interface (termoclina e/ou picnoclina). Esta relação é inversa e sendo bem maior (cerca de 50 metros) na interface do que na superfície (cerca de 5 centímetros), caso a diferença de densidade entre as duas camadas seja pequena (Kundu and Cohen 1990).

1.1 Teoria

1.1.1 Ondas de Rossby

A dinâmica das ondas de Rossby pode ser compreendida através da análise da versão quase-geostrófica da equação da conservação da vorticidade potencial em águas rasas. Para isso, parte-se das equações do movimento (componentes zonal (equação 1.1), meri-

dional (equação 1.2) e vertical (equação 1.3)) e da equação da continuidade linearizada (equação 1.4), segundo Kundu and Cohen (1990). Tais equações assumem que o oceano é incompressível, invíscido e homogêneo.

Por ora o modelo homogêneo será discutido. A transição para um modelo de duas camadas é bastante simples e será discutido mais adiante.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + w\frac{\partial u}{\partial z} - fv = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} \tag{1.1}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} + w\frac{\partial v}{\partial z} + fu = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} \tag{1.2}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u\frac{\partial w}{\partial x} + v\frac{\partial w}{\partial y} + w\frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} - \rho g \tag{1.3}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{1.4}$$

Como estamos interessados em movimentos cujo os comprimentos de onda são da ordem de 10^2 à 10^4 km, torna-se então necessário aproximar as equações (1.1), (1.2) e (1.3) para o modelo de águas rasas. A aproximação assume que os comprimentos de onda são muito maiores que a profundidade média do fluido, da ordem de 10^0 à 10^1 km:

$$H \ll L \tag{1.5}$$

onde,

- H é a profundidade média
- L é o comprimento de onda.

A escala da velocidade vertical está confinada na relação dada por:

$$W \lesssim \frac{H}{L}U$$

onde,

- W é a escala de movimento vertical
- U é a escala de movimento horizontal.

Em virtude de $H \ll L$, temos que

$$W \ll U. \tag{1.6}$$

Neste caso, os termos do lado esquerdo, na equação (1.3), tornam-se desprezíveis em relação aos do lado direito desta equação. Portanto a equação (1.3) é reduzida ao balanço hidrostático

$$0 = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} - \rho g. \tag{1.7}$$

Ainda neste contexto, os gradientes de pressão do lado direito das equações (1.1) e (1.2) são modificados por meio da aproximação hidrostática dada por

$$p = \rho g(H + \eta - z) \tag{1.8}$$

onde,

- ρ é a densidade média do fluido
- g é a gravidade
- H é a profundidade média
- η é a elevação da superfície livre
- z é a profundidade,

obtendo

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho g \frac{\partial \eta}{\partial x} \tag{1.9}$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \rho g \frac{\partial \eta}{\partial y} \tag{1.10}$$

Após estas aproximações, as equações (1.1) e (1.2), ficam

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + w\frac{\partial u}{\partial z} - fv = -g\frac{\partial \eta}{\partial x} \tag{1.11}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} + w\frac{\partial v}{\partial z} + fu = -g\frac{\partial \eta}{\partial y}. \tag{1.12}$$

Estas equações, (1.11) e (1.12), são a versão das equações do movimento aproximadas para o modelo de águas rasas.

Agora, considerando a equação da continuidade (equação 1.4), esta requer que w varie linearmente com z, de zero no fundo até o valor máximo na superfície livre. Para isso, integra-se a equação (1.4) ao longo de toda a coluna de água de $z = 0$ até $z = H + \eta$ sabendo que u e v independem de z. Esta integração resulta em:

$$(H + \eta)\frac{\partial u}{\partial x} + (H + \eta)\frac{\partial v}{\partial y} + w(\eta) - w(0) = 0 \tag{1.13}$$

onde $w(\eta)$ é a velocidade vertical na superfície e $w(0) = 0$ é a velocidade vertical no fundo. $w(\eta)$ é dado por:

$$w(\eta) = \frac{D\eta}{Dt} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + u\frac{\partial \eta}{\partial x} + v\frac{\partial \eta}{\partial y} \tag{1.14}$$

e a equação da continuidade (equação 1.13) torna-se:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(uh) + \frac{\partial}{\partial y}(vh) = 0 \tag{1.15}$$

onde $h = H + \eta$. Esta é a equação da continuidade integrada verticalmente e nos diz que a divergência do transporte horizontal ocasiona depressões na superfície livre.

Agora vamos obter a equação da conservação da vorticidade potencial em águas rasas a partir das equações (1.11), (1.12) e (1.15). Para isso devemos derivar as equações (1.11) e (1.12) com relação a y e a x, respectivamente e subtraír-las, ou seja, aplicar o cálculo da componente vertical da vorticidade relativa dada por:

$$\zeta \equiv \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}. \tag{1.16}$$

A aproximação do plano-β também é aplicada. Isto é, $f = f_0 + \beta y$, onde,

- $f_0 = 2\Omega \sin\theta_0$
- $\beta = df/dy$.

Estas manipulações algébricas nos rendem:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial v}{\partial x}-\frac{\partial u}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial x}\left[u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}\right]-\frac{\partial}{\partial y}\left[u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}\right]+f_0\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)+\beta v=0 \quad (1.17)$$

Introduzindo a componente vertical da vorticidade relativa (equação 1.16) na equação (1.17), rearranjamos os termos não lineares:

$$u\frac{\partial \zeta}{\partial x}+v\frac{\partial \zeta}{\partial y}+\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)\zeta, \quad (1.18)$$

para obter:

$$\frac{D\zeta}{Dt}+(\zeta+f_0)\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)+\beta v=0 \quad (1.19)$$

onde D/Dt é a derivada total:

$$\frac{D}{Dt}\equiv\frac{\partial}{\partial t}+u\frac{\partial}{\partial x}+v\frac{\partial}{\partial y}. \quad (1.20)$$

O termo de divergência na equação (1.19) pode ser eliminado por meio da utilização da equação da continuidade integrada verticalmente (1.15):

$$\frac{Dh}{Dt}+h\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)=0. \quad (1.21)$$

Assim, a equação (1.19) torna-se:

$$\frac{D\zeta}{Dt}=\frac{\zeta+f_0}{h}\frac{Dh}{Dt}-\beta v \quad (1.22)$$

que pode ser escrita de outra forma utilizando-se de

$$\frac{Df}{Dt}=v\frac{\partial f}{\partial y}=\beta v \quad (1.23)$$

obtendo-se

$$\frac{1}{\zeta+f_0}\frac{D(\zeta+f)}{Dt}=\frac{1}{h}\frac{Dh}{Dt} \quad (1.24)$$

Esta é a equação da vorticidade potencial num modelo de águas rasas. ζ é a vorticidade relativa ao eixo de rotação da Terra e f é a vorticidade planetária. A soma dos dois $(\zeta+f)$ dá a vorticidade absoluta. O lado direito da equação (1.24) quantifica o estiramento da

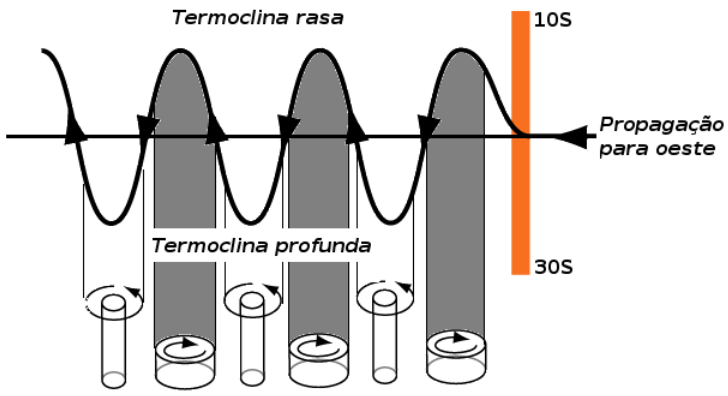

Figura 1.5: Geração e propagação das ondas de Rossby no hemisfério sul

coluna de água enquanto o lado esquerdo quantifica a taxa de rotação do fluido. No caso específico das ondas de Rossby esta equação é a base do entendimento do mecanismo de geração destas ondas. Suponhamos um oceano de duas camadas de densidades distintas com a camada superior sendo menos densa do que a camada inferior e que a topografia deste oceano seja uniforme. Caso a interface entre estas duas camadas for perturbada por algum fator, por exemplo variações no bombeamento de Ekman, em escalas espaciais maiores que o raio de deformação de Rossby e em escalas temporais significativamente maiores que o período inercial, parcelas de fluido tenderão a mover-se para sul ou para norte da latitude inicial. A parcela de fluido se deslocando para norte da latitude inicial no hemisfério sul, f aumentará e portanto esta parcela de fluido ganha vorticidade relativa negativa a fim de conservar a vorticidade potencial de acordo com a equação (1.24). Este movimento rotacional desloca parcelas de água para sul compensando o deslocamento para norte. Quando este movimento de água para sul começar a sentir diminuições na magnitude de f, conforme se aproxima do pólo sul, tal movimento de água ganhará vorticidade relativa positiva compensando o deslocamento para sul (Figura 1.5). Este efeito compensador é chamado de efeito β e num sentido mais específico este aplica-se mais para ondas de Rossby curtas com períodos entre 1 e 3 meses.

A equação (1.24) em função de η geostrófico é obtida por meio de algumas modificações algébricas. O primeiro passo é rearranjar a equação (1.24) obtendo:

$$h\frac{D}{Dt}(\zeta + f) - (\zeta + f)\frac{Dh}{Dt} = 0. \tag{1.25}$$

Agora precisamos expandir a derivada material e substituir $h = H + \eta$, onde H é a profundidade não perturbada da camada, e η é o deslocamento superficial. Esta manipulação nos dá

$$(H+\eta)\left(\frac{\partial\zeta}{\partial t} + u\frac{\partial\zeta}{\partial x} + v\frac{\partial\zeta}{\partial y} + \beta v\right) - (\zeta + f_0)\left(\frac{\partial\eta}{\partial t} + u\frac{\partial\eta}{\partial x} + v\frac{\partial\eta}{\partial y}\right) = 0 \tag{1.26}$$

Para pequenas perturbações podemos desprezar os termos de segunda ordem da equação (1.26) para obter:

$$H\frac{\partial\zeta}{\partial t} + H\beta v - f_0\frac{\partial\eta}{\partial t} = 0. \tag{1.27}$$

Esta é a forma linearizada da equação (1.24). Sua versão quase-geostrófica é obtida utilizando-se das expressões geostróficas aproximadas das velocidades:

$$u_g \simeq -\frac{g}{f_0}\frac{\partial\eta}{\partial y}, \tag{1.28}$$

$$v_g \simeq \frac{g}{f_0}\frac{\partial\eta}{\partial x} \tag{1.29}$$

e aplicar o rotacional (equação 1.16) nestas equações (1.28) e (1.29) para obter a componente vertical da vorticidade relativa:

$$\zeta_g = \frac{g}{f_0}\left(\frac{\partial^2\eta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\eta}{\partial y^2}\right). \tag{1.30}$$

Substituindo v_g e ζ_g na equação (1.27) obtemos:

$$\frac{gH}{f_0}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial^2\eta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\eta}{\partial y^2}\right) + \frac{gH\beta}{f_0}\frac{\partial\eta}{\partial x} - f_0\frac{\partial\eta}{\partial t} = 0. \tag{1.31}$$

Introduzindo a velocidade de fase de ondas de gravidade em águas rasas, $c = \sqrt{gH}$, a equação (1.31) torna-se:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial^2\eta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\eta}{\partial y^2} - \frac{f_0^2}{c^2}\eta\right) + \beta\frac{\partial\eta}{\partial x} = 0. \tag{1.32}$$

onde a razão c/f_0 é o raio de deformação de Rossby. Esta é a versão quase-geostrófica da equação da vorticidade linearizada que governa o fluxo dos movimentos de larga escala e baixa freqüência.

A relação de dispersão das ondas de Rossby, na sua forma genérica, pode ser obtida a partir da equação (1.32). A solução desta equação longe do equador assume a forma:

$$\eta = \eta_0 \cos(kx + ly - wt). \tag{1.33}$$

Inserindo esta solução na equação (1.32) obtemos a relação de dispersão das ondas de Rossby em médias latitudes:

$$\omega = -\frac{\beta k}{k^2 + l^2 + 1/r_e^2} \tag{1.34}$$

onde,

- $r_e = (gH/f^2)^{1/2}$ é o raio deformação de Rossby externo;
- $\beta = \partial f/\partial y = 2\Omega \cos\theta/R$. Sendo $f = f_0 + \beta y$ e θ a latitude;
- k e l, são os números de onda zonal e meridional;
- ω é a freqüência.

A velocidade de fase é a velocidade com que as cristas e cavados de uma onda individual deslocam-se no espaço. Velocidade de fase na direção zonal é dada por:

$$c_x = \frac{\omega}{k} \tag{1.35}$$

onde,

- ω é a freqüência da onda
- k é o número de onda zonal.

A velocidade de grupo é a velocidade com que os pacotes de ondas movimentam-se no espaço. Estes pacotes variam no espaço e tempo, e portanto são dispersivos. Na direção zonal a velocidade de grupo é dada por:

$$c_{gx} = \frac{\partial \omega}{\partial k}. \tag{1.36}$$

A relação de dispersão (equação 1.34) indica que a velocidade de fase zonal é sempre negativa, mostrando que a propagação da fase está direcionada para oeste, podendo

alcançar seu máximo quando $k^2 + l^2 \to 0$, correspondendo a comprimentos de onda muito grandes. Neste caso, na aproximação de ondas longas, a equação (1.34) é aproximada por

$$\omega = -\frac{\beta k c^2}{f_0^2} \tag{1.37}$$

e a velocidade de fase zonal fica portanto reduzida a:

$$c_x = -\frac{\beta}{f_0^2/c^2} \tag{1.38}$$

com a velocidade de grupo sendo igual no limite $k^2 + l^2 \to 0$. Desta maneira, a velocidade de fase, na aproximação de ondas longas, implica em ondas não dispersivas.

Ao inserir valores típicos para médias latitudes na equação (1.38), $\beta = 2 \cdot 10^{-11}$ $m^{-1}\ s^{-1}$, $c \cong 2\ m.s^{-1}$ e $f_0 = 10^{-4}\ s^{-1}$, obtem-se uma velocidade de fase $c_x \cong 10^{-2}\ m.s^{-1}$, ou seja, as ondas de Rossby podem levar anos para poder cruzar uma bacia oceânica em médias latitudes (Kundu and Cohen 1990). Próximo do equador, $f \to 0$, portanto as equações (1.34) e (1.38) tornam-se indeterminadas. Desta maneira, é necessário rever a teoria e trabalhar no plano β equatorial, cuja solução, além dos modos normais verticais, apresenta modos normais meridionais (Gill 1982; Philander 1989).

Na aproximação para ondas curtas, o termo k^2+l^2 da equação (1.34) é relativamente maior em relação ao termo f_0^2/c^2, e assim, tal equação é modificada por

$$\omega = -\frac{\beta k}{k^2 + l^2}, \tag{1.39}$$

e a velocidade de fase zonal torna-se:

$$c_x = -\frac{\beta}{k^2 + l^2}. \tag{1.40}$$

Neste caso as ondas de Rossby são dispersivas e a velocidade de grupo está direcionada tanto para oeste como para leste.

A relação de dispersão (equação 1.34) que nós obtivemos anteriormente é para ondas de Rossby barotrópicas. Para o modo baroclínico, num oceano de duas camadas (Figura 1.4), algumas modificações tem de ser feitas.

Para o primeiro modo baroclínico as equações do movimento em águas rasas (equa-

ções 1.11 e 1.12) são modificadas introduzindo o modelo de gravidade reduzida:

$$g' = g\frac{(\rho_2 - \rho_1)}{\rho_2}, \tag{1.41}$$

onde

- ρ_2 é a densidade da camada inferior;
- ρ_1 é a densidade da camada superior;
- g é a gravidade na superfície.

As equações (1.11) e (1.12) tornam-se:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + w\frac{\partial u}{\partial z} - fv = -g\frac{\Delta\rho}{\rho}\frac{\partial h}{\partial x} \tag{1.42}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} + w\frac{\partial v}{\partial z} + fu = -g\frac{\Delta\rho}{\rho}\frac{\partial h}{\partial y} \tag{1.43}$$

onde h é o deslocamento na interface (Figura 1.4).

A modificação das equações (1.11) e (1.12) para o primeiro modo baroclínico rende a relação de dispersão:

$$\omega = -\frac{\beta k}{k^2 + l^2 + 1/r_i^2} \tag{1.44}$$

onde,

- $r_i = (g'H/f^2)^{1/2}$ é o raio deformação de Rossby interno;
- $\beta = \partial f/\partial y = 2\Omega\cos\theta/R$. Sendo $f = f_0 + \beta y$ e θ a latitude;
- k e l, são os números de onda zonal e meridional;
- ω é a freqüência.

1.1.2 Produção Primária Marinha

A produção primária refere-se ao processo de conversão do carbono inorgânico em matéria orgânica realizado através do processo fotossintético, cuja equação geral é:

$$CO_2 + H_2O \rightarrow^{luz} \rightarrow [CH_2O] + O_2.$$

Em águas abertas dos oceanos a fotossíntese é governada pelo fitoplâncton. Em função de serem produtores de matéria orgânica, estes organismos autotróficos estão na base da cadeia alimentar marinha e assim desempenham um papel chave no fluxo de energia através dos subseqüentes níveis tróficos marinhos.

O fitoplâncton é um conjunto de organismos fotoautotróficos que dependem da luz como fonte de energia para realização da fotossíntese e portanto eles estão confinados na zona fótica do oceano. Eles estão distribuídos espacialmente na forma de grandes manchas chamadas de "*patches*". São organismos de pouca mobilidade e assim estão à mercê das correntes marinhas. Sua classificação é regida por seu tamanho:

- picoplâncton ($< 2\mu m$ de diâmetro);
- ultraplâncton (2 a 5 μm de diâmetro);
- nanoplâncton (5 a 20 μm de diâmetro);
- microfitoplâncton (20 a 200 μm de diâmetro) e
- macrofitoplâncton (> 200 μm de diâmetro).

Dentre estes, mais da metade das espécies são do ultraplâncton e do nanoplâncton. A diversidade de grupos também varia bastante. Dentre os principais podemos destacar:

- diatomáceas (família Bacillariophyceae);
- dinoflagelados (família Dinophyceae);
- cocolitoforídeos (família Prymnesiophyceae);
- silicoflagelados (família Chrysophyceae);
- algas verdes-azuis (família Cyanophyceae).

A fotossíntese é um processo pelo qual moléculas altamente energéticas são sintetizadas. Em ambientes aquáticos este processo varia em função principalmente de dois fatores: radiação luminosa e disponibilidade de nutrientes. A variação de um deste dois fatores acarreta em mudanças na produtividade primária. Ela é uma medida da quantidade de carbono fixado por unidade de área, volume, e por unidade de tempo (Parsons et al. 1983).

A disponibilidade de luz tem importância fundamental no aspecto biológico. Tanto a quantidade como a qualidade (distribuição espectral) da luz variam enormemente de magnitude, dependendo do período (diário, sazonal e anual), de diferentes localizações na Terra e na profundidade e de condições meteorológicas. O controle de muitos destes fatores originam-se acima da superfície ou na própria superfície. Por outro lado, as mudanças se originam dentro da coluna de água, tal como mudanças na difusão devido ao material em suspensão e mudança na composição espectral devido à absorção seletiva.

A luz é usualmente descrita de acordo com sua distribuição espectral. A luz de comprimento de onda maior que 760 nm (nanômetro) é considerada como luz infravermelha (IR), e a luz de comprimento de onda menor que 300 nm é designada como ultravioleta (UV). O intervalo de comprimentos de onda entre IR e UV é chamado de visível (VS). Este intervalo é fundamental para o processo fotossintético e o senso visual dos organismos de um modo geral (Parsons et al. 1983).

A luz que penetra dentro da água é reduzida pela absorção seletiva e espalhamento devido à própria água e ao material dissolvido e em suspensão. A redução da luminosidade na coluna de água pode ser expressa em termos de coeficiente de extinção vertical, k:

$$I_d = I_0 e^{-kd} \tag{1.45}$$

onde,

- I_0 é a intensidade luminosa incidente na superfície,
- I_d é a intensidade luminosa que penetra na coluna de água à uma distância d.

O valor de k varia com o comprimento de onda da luz, sendo grande para a luz UV e IR. Em águas oceânicas a luz verde-azul, com máximo em torno de 480 nm, pode penetrar a profundidades consideráveis. No entanto, abaixo de condições de turbidez, como em

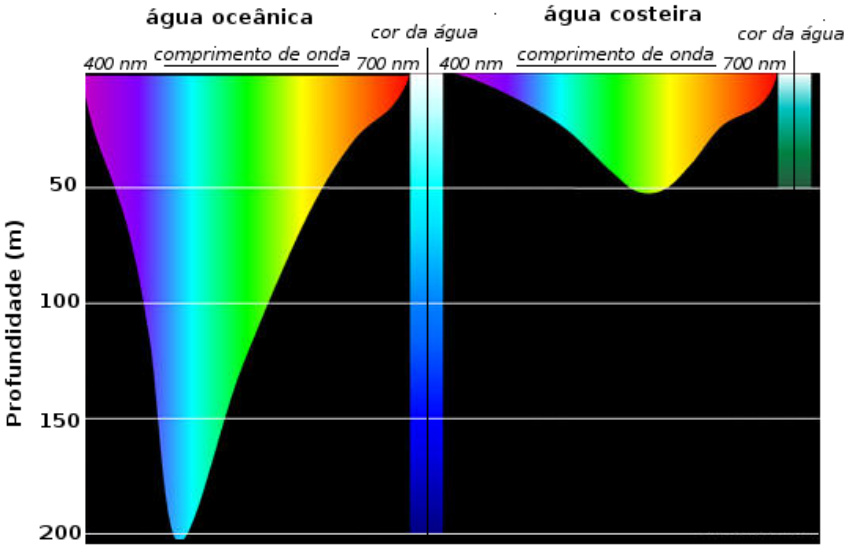

Figura 1.6: Penetração da energia luminosa no ambiente aquático.

águas costeiras, a luz azul é seletivamente espalhada e o pico espectral da luz transmitida é deslocado em direção ao vermelho, com máximo em torno de 550 nm (Figura 1.6). (Parsons et al. 1983).

De um modo geral a luz diminui exponencialmente com o aumento da profundidade. Neste contexto, podemos dividir a coluna de água de acordo com a penetração da luz:

- Zona fótica - a profundidade até à qual a luz é suficiente para se realizar fotossíntese,
- Zona disfótica - zona até onde a luz chega mas não é suficiente para existir um balanço positivo da fotossíntese (perda de material por respiração excede a produção fotossintética),
- Zona afótica - zona onde a luz da superfície não chega uma vez que é absorvida pela coluna de água; região da coluna de água abaixo da penetração da luz e permanentemente escura.

O nitrogênio e o fósforo são os principais nutrientes para o crescimento e reprodução das células fitoplanctônicas. Nos oceanos, o nitrogênio é encontrado principalmente nas formas químicas inorgânicas: nitrato (NO_3^-), nitrito (NO_2^-) e amônio (NH_4^+); o fósforo é encontrado na forma química de fosfato (PO_4^{3-}). Outro nutriente necessário para o crescimento fitoplanctônico é o silício. Este é principalmente requerido por diatomáceas

e silicoflagelados devido a formação de suas estruturas esqueléticas; este nutriente se encontra principalmente na forma química de dióxido de silício (SiO_2) (Knoppers and Gaeta 2002).

A distribuição vertical dos nutrientes ao longo da coluna de água é marcada por baixas concentrações próximas à superfície (zona fótica) e altas concentrações em profundidade (zona afótica). Na zona fótica o consumo de nutrientes pelas células fitoplanctônicas é extremamente elevado, limitando assim a taxa fotossintética através da diminuição da concentração de nutrientes. Na zona afótica a ausência de luz torna-se limitante à fotossíntese com altas concentrações de nutrientes (Knoppers and Gaeta 2002).

O desacoplamento vertical entre a disponibilidade de luz e nutrientes gera limitação na taxa fotossintética das células fitoplanctônicas, diminuindo assim a produtividade primária. Para que haja aumento na produtividade primária é necessário que ambos componentes, luz e nutrientes, estejam acoplados.

A diferença de densidade entre a água superficial e a água profunda deve-se à variações na temperatura e salinidade. Águas frias e salinas são mais densas que águas mornas e menos salinas, e portanto abaixo da zona fótica a água tende a ser mais fria e mais densa em relação a água superfícial iluminada. O grande reservatório de nutrientes situa-se abaixo da camada de mistura. Se esta camada estiver mais profunda que a zona fótica, nenhuma produção primária líquida (produção primária bruta menos a respiração) ocorrerá. No contrário, a camada de mistura estando em contato com a zona fótica, haverá um ganho líquido na produtividade primária. A ação dos ventos sobre a lâmina de água superficial é um dos mecanismos de liberação de nutrientes sub-superficial para a zona fótica. Este gera mistura parcial ou total entre ambas camadas, dependendo da intensidade do mesmo, causando assim o transporte da água sub-superficial, rica em nutrientes, para a zona fótica (Knoppers and Gaeta 2002).

A radiação luminosa varia dependendo da estação do ano e da localização geográfica (regiões tropicais, médias latitudes e polares). Logo, a produtividade primária é também função da localização geográfica (regiões tropicais, médias latitudes e polares) e do tempo. De um modo geral, em regiões polares há um único aumento na produtividade primária que é observado no verão em ambos os pólos, uma vez que há disponibilidade de luz e ventos soprando constantemente sobre a lâmina de água superficial, aumentando

a camada de mistura. Em médias latitudes se verificam dois picos, sendo um no outono e outro mais forte no início da primavera. Podemos entender o processo da seguinte maneira: no inverno a camada de mistura está relativamente profunda devido ao aumento na intensidade do vento sobre a superfície do mar e assim disponibilizando nutrientes para a camada fótica por meio do processo de convecção e difusão turbulenta. Porém, a luminosidade nesta época do ano é relativamente fraca e então a taxa fotossintética torna-se baixa. Na primavera, mais precisamente no início desta estação, a disponibilidade de luz aumenta com a camada fótica repleta de nutrientes devido a convecção de inverno. Com isso a taxa fotossintética aumenta rapidamente aumentando assim a biomassa fitoplanctônica. No verão, a intensidade da luz é máxima e o fator limitante à fotossíntese nesta época do ano são os nutrientes, uma vez que foram consumidos em grandes proporções na primavera e desta maneira os níveis de produtividade primária baixam. No outono, a intensidade dos ventos começa a aumentar disponibilizando nutrientes para a camada fótica e gerando um aumento na produtividade, porém menor do que o da primavera (Figura 1.8). Em regiões tropicais, a radiação luminosa ao longo do ano é aproximadamente uniforme e portanto variações na produtividade primária estarão acompanhadas com variações na disponibilidade de nutrientes (Valiela 1995; Knoppers and Gaeta 2002).

Os nutrientes são um fator limitante ao crescimento das células fitoplanctônicas. Logo, os fatores que os controlam são de vital importância na manutenção da produtividade primária marinha. Em regiões costeiras, o principal meio de disponibilização de nutrientes é através da drenagem continental que libera grandes quantidades de material particulado e dissolvido, incluindo nutrientes. Em regiões oceânicas a disponibilização de nutrientes se dá por diversos processos físicos que proporcionam a subida das isopicnais. As águas abaixo da camada de mistura representam um grande reservatório de nutrientes, uma vez que diminui a quantidade de organismos fitoplanctônicos com o aumento da profundidade e assim também o consumo de nutrientes. Além disso, a decomposição dos organismos por meio da atividade bacteriana libera nutrientes. Então, qualquer processo que eleva as isopicnais ricas em nutrientes para dentro da zona fótica resulta potencialmente num aumento da produtividade primária.

Podemos destacar dois principais processos físicos de elevação de nutrientes em águas oceânicas: turbulência na camada de mistura (mistura vertical) e ressurgência

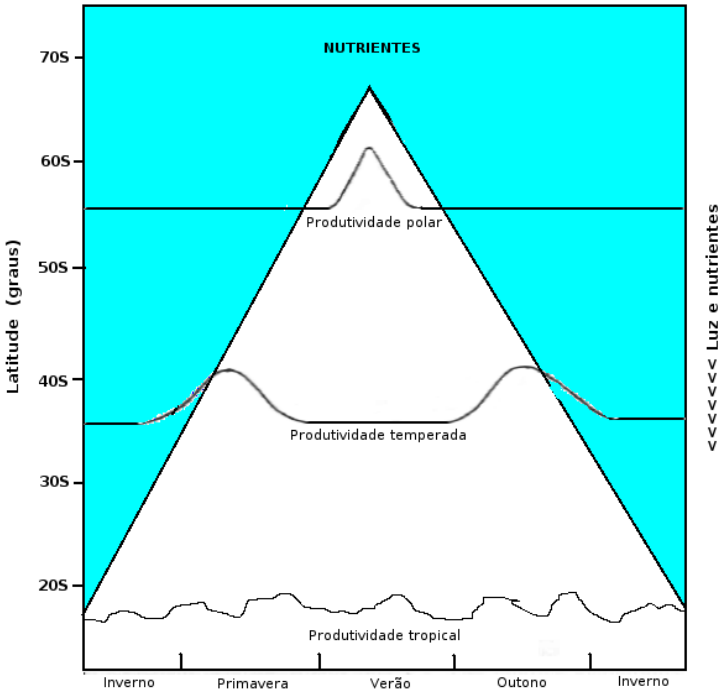

Figura 1.7: Variação temporal da produtividade primária nas regiões tropical, temperada e polar no hemisfério sul.

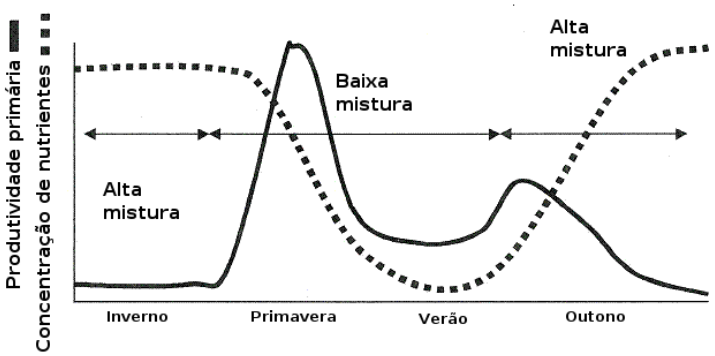

Figura 1.8: Variação temporal da produtividade primária em regiões temperadas.

(subida das isopicnais). O primeiro está principalmente relacionado com a intensidade dos ventos que geram turbulência na camada superior do oceano transferindo-a para as camadas inferiores. Este processo homogeniza e aprofunda a camada de mistura liberando assim os nutrientes para a zona fótica. O segundo processo também depende dos ventos. Porém, o processo de ressurgência pode-se desenvolver por diversos casos:

- Giros ciclônicos - O transporte de Ekman é resultado do efeito entre o vento e a rotação do planeta Terra (efeito Coriolis). Tal transporte resulta no deslocamento de parcelas de água superficial à direita (esquerda) do vento no hemisfério norte (hemisfério sul). Desta maneira, ocorre um fluxo líquido divergente de água formando um grande centro de águas frias ricas em nutrientes que gira no sentido anti-horário (horário) no hemisfério norte (hemisfério sul);

- Ressurgência costeira - O vento soprando paralelamente à costa desloca parcelas de água superficial em direção ao oceano aberto. Podemos entender o processo da seguinte maneira: considerando uma massa de água como um conjunto de camadas de água com a camada superior sendo impulsionada pelo vento. Em função do efeito de Coriolis atuar sobre a corrente superficial, esta deflete seu movimento com um ângulo de aproximadamente 45° à direita (esquerda) do vento no hemisfério norte (hemisfério sul). Se a intensidade do vento persistir, ou aumentar, as camadas inferiores à aquela da superfície começarão a defletirem também, porém em menor grau, até que a frição entre as camadas seja desprezível. O efeito resultante desta espiral é um transporte de água com um ângulo de aproximadamente 90° à direita (esquerda) do vento no hemisfério norte (hemisfério sul) (Figuras 1.10 e 1.11). Devido à conservação de massa, outra parcela de água deve ocupar o volume deixado por aquela que saiu. Neste processo água de fundo é deslocada para cima levando águas ricas em nutrientes a estarem em contato com a zona fótica;

- Divergência oceânica - São observadas quando há um encontro entre duas correntes que fluem em direções opostas conduzindo a um movimento divergente de águas. Um exemplo, é a divergência antártica, onde existe a Corrente Costeira Antártica fluindo para oeste e a Corrente Circumpolar Antártica fluindo para leste (Figura 1.9). Esta configuração permite que água de fundo ressurge aumentando assim os

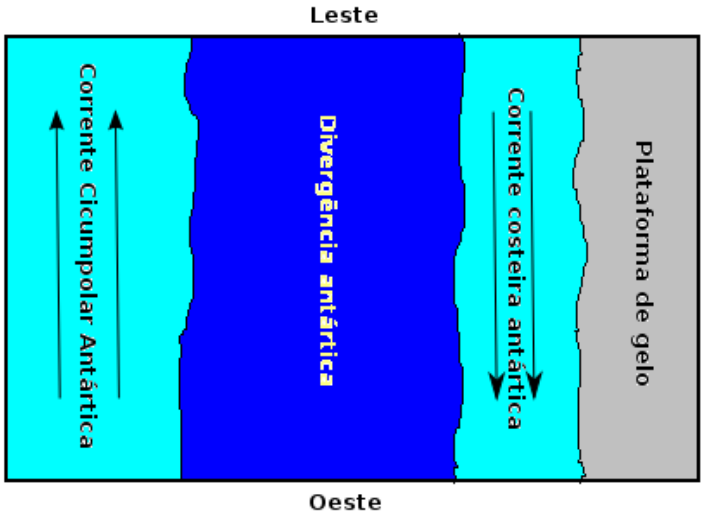

Figura 1.9: Esquema da divergência antártica com a Corrente Costeira Antártica fluindo para oeste e a Corrente Circumpolar Antártica fluindo para leste.

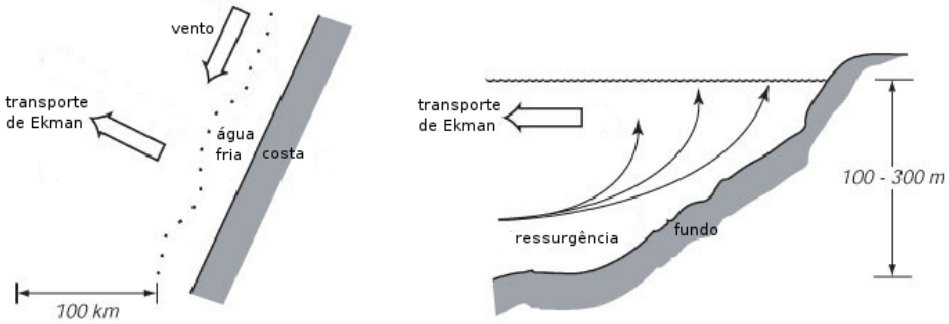

Figura 1.10: Esquema de um processo de ressurgência costeiro no hemisfério norte.

níveis de concentração de nutrientes e consequentemente da produtividade primária;

- Vórtices ciclônicos de mesoescala. O desenvolvimento de um movimento vortical acarreta subidas e descidas de água sub-superficial e superficial de acordo com a Figura 1.12. Na região de convergência a coluna de água expande fazendo descer as isopicnais em direção ao fundo do oceano. No caso contrário, de ressurgência, a coluna de água contrai elevando as isopicnais para a superfície do mar. Esta contração da coluna de água expõem os nutrientes das camadas inferiores em contato com a zona fótica tornando assim possível o desenvolvimento das células fitoplanctônicas.

  Na maioria das vezes esses vórtices são provocados por instabilidades dentro da

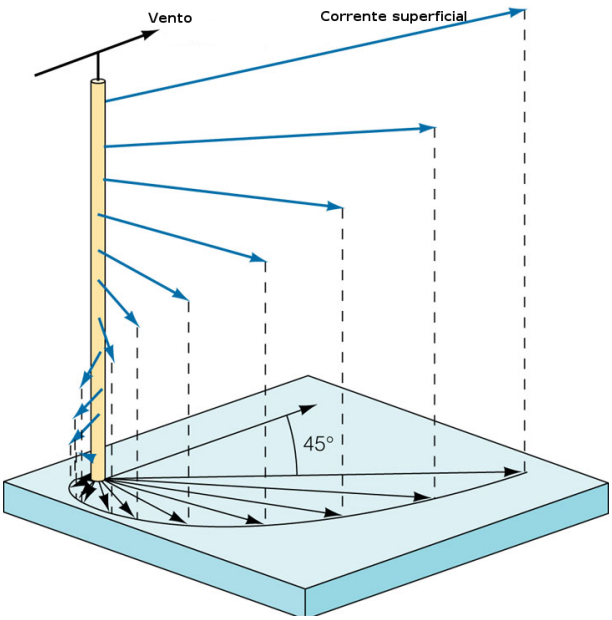

Figura 1.11: Modelo da espiral de Ekman. Sua integral da base até a superfície resulta no transporte de Ekman e é a 90° a direita (esquerda) do vento na superfície no hemisfério norte (sul).

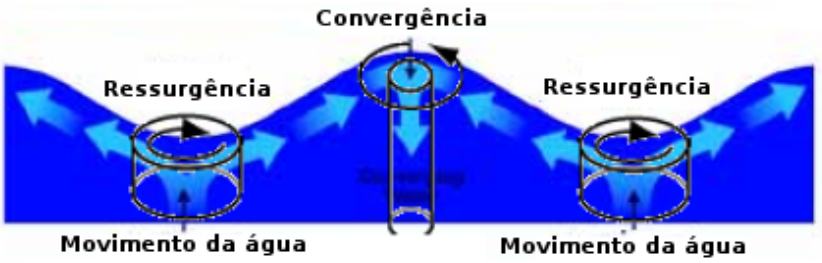

Figura 1.12: Estrutura vertical de um movimento vortical de convergência e ressurgência no hemisfério sul.

corrente marinha ao longo de seu trajeto. Muitos acreditam que vórtices de meso-escala podem contribuir no mantimento dos níveis de produtividade primária em oceano aberto através da liberação sub-superficial de nutrientes novos (Nitratos) para a camada fótica do oceano (McGillicuddy and Robinson 1997; McNeil et al. 1999; Siegel et al. 1999; Lee and Williams 2000).

Em algumas partes dos oceanos (cerca de 20% da área total), mais especificamente, no Pacífico Subártico, Pacífico Equatorial e Oceano Austral, o processo de ressurgência é dominante e conduz ao afloramento de águas profundas ricas em nutrientes como nitrato, fosfato e, em menor extensão, silicato. Nestas zonas o fitoplâncton apresenta baixos níveis de crescimento e por conseqüência baixa concentração de clorofila a, e assim são chamadas de regiões de HNLC (*High Nutrients Low Chlorophyll*). Martin (1992) sugeriu que estas áreas são limitadas pelo micronutriente ferro (Fe) que é parte integrante no crescimento das células fitoplanctônicas. Segundo o autor, estas regiões encontram-se muito afastadas dos grandes desertos e, por conseqüência, não recebem os fluxos de poeiras ricas em ferro. São conhecidos outros afloramentos similares à 40°N do Atlântico Norte perto da costa, mas estas zonas não são consideradas regiões HNLC porque recebem grandes quantidades de ferro proveniente das areias do Saara.

1.2 Observações

As ondas de Rossby nos oceanos foram inicialmente observadas nos contornos leste da bacias oceânicas associadas as variações anuais e interanuais no rotacional do vento e conseqüentemente no bombeamento de Ekman (Meyers 1979; White and Saur 1981; Kessler 1990).

Para se caracterizar a propagação dessas ondas na escala de bacia, é necessário uma cobertura ampla e quase-sinótica de dados. Neste contexto, satélites altimétricos, que medem a altura da superfície do mar, tem permitido um melhor detalhamento no estudo das ondas de Rossby do primeiro modo baroclínico (Chelton and Schlax 1996; Polito and Cornillon 1997; Cipollini et al. 1997). Outras variáveis coletadas remotamente por meio de satélites, com relativa sinopticidade de dados, tem também permitido caracterizar estas ondas. Uma delas é a temperatura da superfície do mar (Cipollini et al.

1997; Hill et al. 2000; Quartly et al. 2003; Challenor et al. 2004). A observação de sinais termais propagantes com escalas de comprimentos e de períodos típicos das ondas de Rossby do primeiro modo baroclínico evidência a importância destas ondas nos processos oceano-atmosféricos, tais como El Niño. A outra variável de interesse físico-biológico é a concentração de clorofila a. Esta variável possibilita obter a biomassa fitoplanctônica presente na superfície do mar. Alguns estudos recentes, utilizando imagens orbitais dos satélites SeaWiFs e MODIS, têm revelado que a propagação das ondas de Rossby baroclínicas do primeiro modo podem causar anomalias regulares na distribuição da concentração de clorofila a (Cipollini et al. 2001; Kawamiya and Oschlies 2001; Uz et al. 2001; Wilson and Adamec 2001; Charria et al. 2003; Dandonneau et al. 2003; Killworth et al. 2004; Sakamoto et al. 2004; Charria et al. 2006). Este fato elicia a seguinte pergunta: a perturbação provocada pelas ondas de Rossby, detectada através de anomalias da altura da superfície do mar e a sua concomitante detecção nos dados de cor do oceano implica que estas ondas exercem algum efeito dinâmico sobre a biologia do fitoplâncton? A seguir, aspectos teóricos do funcionamento dos sensores altimétrico e cor do oceano são discutidos.

1.2.1 O Sensor Altimétrico

O funcionamento básico de um altímetro baseia-se na emissão de um pulso de radar que intercepta a superfície do mar atingindo uma elipse cujo semi-eixo maior é de aproximadamente 30 km. Este pulso sofre reflexão aproximadamente especular na superfície do mar, pois a antena aponta diretamente para baixo. Parte de sua energia retorna à antena do altímetro após um intervalo de tempo Δt. De forma extremamente simplificada, a distância entre o altímetro e a superfície do mar pode ser obtida por meio da equação, $d = c\Delta t$, onde c é a velocidade da luz (Figura 1.13).

O altímetro é um instrumento ativo que emite pulsos na banda de micro-ondas do espectro eletromagnético (de aproximadamente 5 à 15 GHz; 1GHz = 10^9 Hz) (Figura 1.15). No caso específico dos satélites Topex/Poseidon (Ago/1992 - Out/2005) e Jason-1 (Dez/2001 - presente) a freqüência central de ambos é de 13.65 GHz. Nesta freqüência a transmitância da atmosfera ao sinal emitido pelo altímetro é de aproximadamente 0.97 na ausência de precipitação, e portanto o pulso de radar não sofre absorção pelas nuvens.

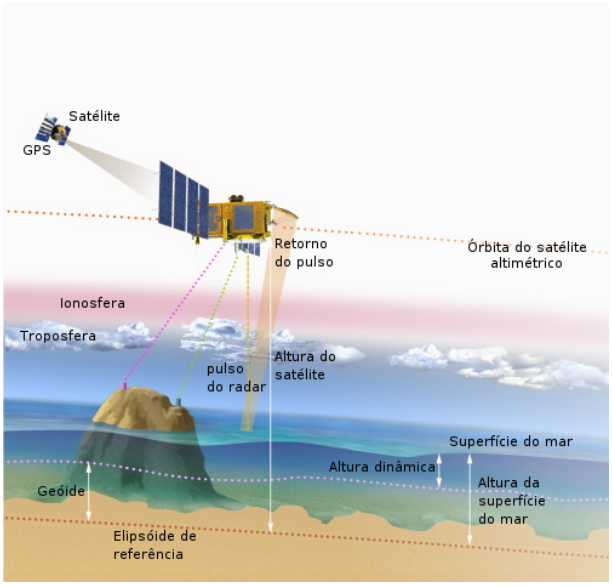

Figura 1.13: Esquema de funcionamento de um satélite altimétrico

Esta característica confere aos sensores altimétricos uma ampla aplicabilidade de trabalho comparado a sensores que operam na banda de freqüência do visível (de aproximadamente 4.3 x 10^{14} Hz à 7.5 x 10^{14} Hz do espectro eletromagnético), uma vez que sofrem muito com a presença de nuvens.

A altura do satélite é medida em relação a uma superfície fictícia que considera o planeta Terra como sendo um elipsóide achatado nos pólos. Esta superfície imaginária é chamada de elipsóide de referência. Seu raio médio é de 6.378 km.

A altura da superfície do mar contém as variações devido ao geóide marinho e da altura dinâmica. O primeiro é medido em relação ao elipsóide de referência e o segundo, de grande interesse oceanográfico, é medido em relação ao geóide. Portanto, o pulso de radar que retorna ao satélite contém informações sobre o geóide e a altura dinâmica.

Dependendo do fenômeno que se deseja estudar são efetuadas correções do pulso de radar que retorna ao altímetro.

Dentre as principais correções, podemos destacar o efeito do geóide (Figura 1.14). Este leva em conta que o campo gravitacional da Terra não é constante ao redor de todo o globo. O planeta Terra contém vales e montanhas que correspondem respectivamente a regiões de maior ou menor densidade da crosta terrestre. Esta variação de densidade causa deformações no campo gravitacional da Terra. Nos oceanos o geóide pode ser visto

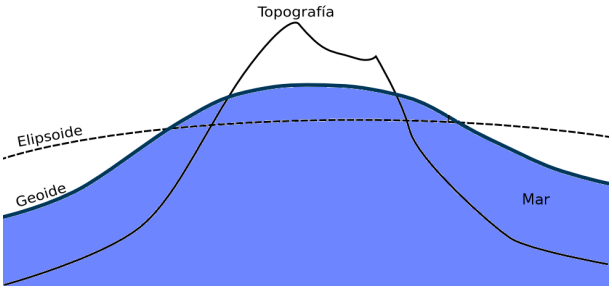

Figura 1.14: Esquema do geóide

como sendo a superfície média do mar, que tem ondulações decorrentes de anomalias gravitacionais e das correntes geostróficas médias (Polito 2005).

As marés oceânicas também introduzem variações na altura da superfície do mar. Elas são um fenômeno resultante da atração gravitacional exercida pela Lua sobre a Terra e, em menor grau, da atração gravitacional exercida pelo Sol sobre a Terra. A atração gravitacional e o movimento rotacional do sistema Terra-Lua-Sol em torno de um ponto que não coincide com o eixo de rotação da Terra produzem dois "calombos" nos oceanos em faces opostas da Terra. Um lado está sendo puxado na direção da Lua (ou do Sol) e o outro lado está sendo puxado na direção contrária. As marés são, em geral, muito maiores que o sinal da anomalia da altura da superfície do mar. A remoção deste sinal se baseia em modelos numéricos da maré (Molines et al. 1994). Esses modelos prevêem com relativa precisão as marés livres em águas profundas e falham em profundidades inferiores a 1.000 m, pois a influência topográfica nas marés torna-se grande, inviabilizando assim as medidas altimétricas (Polito 2005). Além das marés oceânicas existem ainda a maré da Terra sólida e a maré polar (ou "Chandler wobble"). Ambas são removidas com base em modelos e são uma a duas ordens de grandeza menores que as marés oceânicas.

A ação do peso da atmosfera sobre a superfície do oceano ocasiona depressões localizadas através do deslocamento vertical da coluna de água inteira. Este deslocamento é relativamente pequeno, da ordem de 1 cm, mas introduz uma pequena variabilidade nos dados altimétricos. A remoção deste efeito é obtido através de modelos meterológicos que simulam, com relativa precisão, as variações da pressão atmosférica ao nível do mar ao redor de todo o globo terrestre (Polito and Sato 2004).

As ondas de gravidade, aquelas que vemos nas praias e em mar aberto, introduzem

um viés negativo na determinação da altura. Elas são causadas pela ação do vento, e assim introduzem uma rugosidade na superfície do oceano. As ondas são assimétricas, a crista é mais aguda e o cavado mais suave, isto faz com que a reflexão no cavado seja mais eficiente e predominante, introduzindo um viés negativo na altura. Como a reflexão na crista da onda ocorre antes da reflexão no cavado, a duração do pulso refletido aumenta proporcionalmente com a altura da onda. Logo, podemos estimar a altura significante da onda através do altímetro. Sua definição leva em consideração a altura média das ondas, em uma dada área e em um período de 12 horas, de um terço das ondas cuja amplitude é máxima. A remoção do viés causado por estas ondas é feita com base nos dados coletados pelo próprio satélite altimétrico (Polito and Sato 2004).

Os vários níveis da atmosfera conferem ao pulso de radar emitido variações na sua velocidade e por conseguinte no tempo de retorno deste pulso até o sensor. A atmosfera superior contém uma quantidade grande de elétrons e íons, e é chamada de ionosfera. O número de elétrons livres na ionosfera varia diurna, sazonal e latitudinalmente e retarda de forma diferenciada ondas eletromagnéticas de freqüências diferentes. A medida desta "correção ionosférica" é feita através da amostragem por múltiplas bandas eletromagnéticas e é da ordem de 0.2 à 20 cm (Polito and Sato 2004; Polito 2005).

O mesmo caso se aplica aos gases e vapores presentes na troposfera. O índice de refração troposférica é proporcional à pressão (correção troposférica seca, da ordem de 2.30 m) e ao total de vapor dágua contido na coluna de ar (correção troposférica molhada, da ordem de 6 à 30 cm). A medida desta correção é feita por múltiplas bandas radiométricas (Polito and Sato 2004; Polito 2005).

1.2.2 O Sensor Cor do Oceano

O sensor de cor do oceano trabalha em modo passivo, ou seja, não emite pulsos eletromagnéticos e somente recebe a radiância vinda da Terra que esteja na faixa do visível do espectro eletromagnético (Figura 1.15). Basicamente, a radiação emitida do sol atravessa a atmosfera, interage com a camada sub-superficial dos oceanos e retorna à atmosfera atravessando-a novamente, sendo captada então pelo sensor. No entanto, a radiação solar pode seguir vários caminhos antes de alcançar o sensor. Na Figura (1.16) podemos distinguir pelo menos seis caminhos:

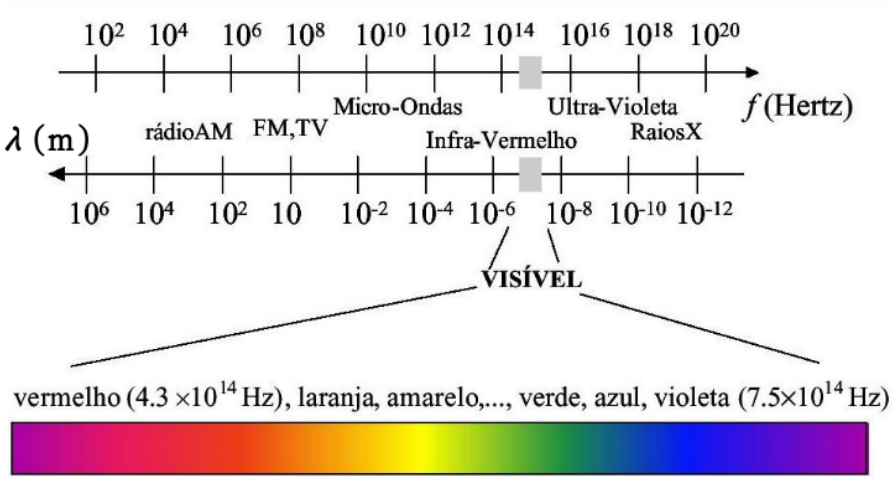

Figura 1.15: O espectro eletromagnético.

- (A) - Radiância espalhada e absorvida pela atmosfera,
- (B) - Reflecção especular da radiância direta sobre a superfície do mar,
- (C) - Radiância que deixa a superfície do mar devido à absorção e espalhamento pelo fitoplâncton,
- (D) - Radiância refletida devido as nuvens presentes na troposfera
- (E) - Radiância que deixa a superfície do mar devido à absorção e espalhamento por outros constituintes,
- (F) - Radiância espalhada pela atmosfera que alcança a superfície do mar e é refletida novamente, sem interagir com a camada superficial do mar.

Dos seis caminhos, somente os itens (C) e (E) são importantes, uma vez que levam informações sobre o mar até o sensor. A radiância que alcança o sensor pode ser categorizada como:

$$L_{sensor} = L_{atm} + L_w + L_{esp} \tag{1.46}$$

onde,

- $L_{atm} = L_r + L_a$, sendo L_r (Rayleigh) o espalhamento devido à moléculas e L_a (Mie) o espalhamento devido à aerosóis, poeira etc.

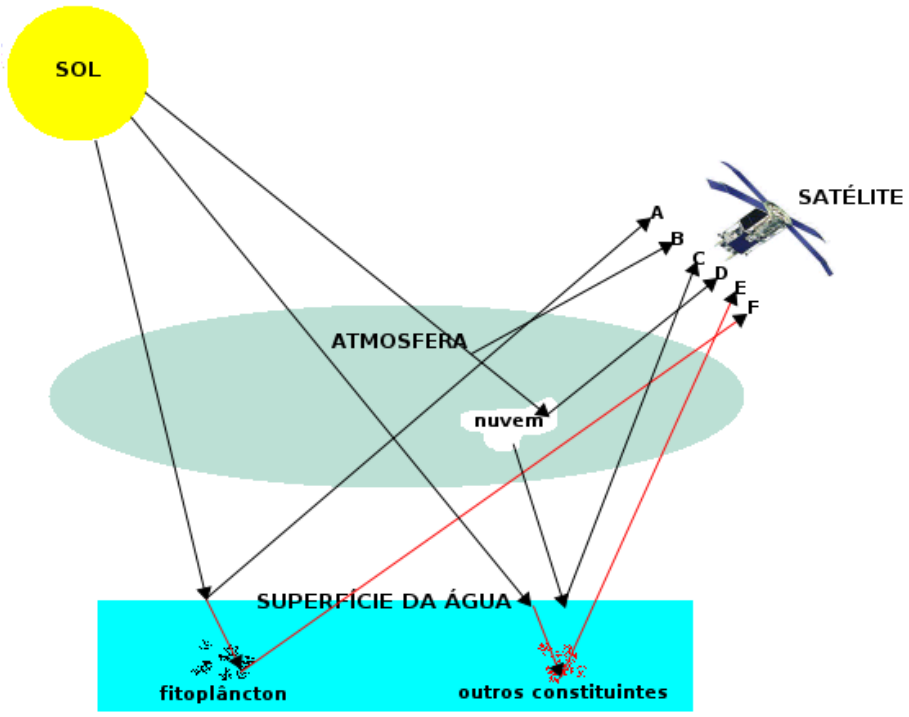

Figura 1.16: Esquema de funcionamento de um sensor cor do oceano (modificado de Kampel and Novo 2005).

- L_w é a radiância emergente da superfície do mar contendo informações espectrais dos constituintes, como fitoplâncton e materiais em suspensão, além da própria água.
- L_{esp} é o efeito da reflecção especular sobre a rugosidade da superfície do mar, provocada por ondas de pequena amplitude.

Os efeitos de L_{atm} são grandes em relação a L_w e L_{esp}. O efeito atmosférico chega a contribuir com cerca de 90% da radiância coletada pelo sensor, L_{sensor}, deixando cerca de somente 10% em L_w. L_{esp}, é considerado pequeno quando comparado a L_{atm} e é determinado comparando-o com modelos numéricos que simulam a tensão de cisalhamento do vento sobre a superfície do mar. Então qualquer variável que seja coletada através do sensor cor do oceano deve levar em conta os efeitos atmosféricos e subtraír-los dos dados obtidos por sensores remotos.

Examinando com mais detalhe a radiação emergente da superfície da água, L_w, observa-se que vários fatores influenciam este sinal. A radiação direta do sol e a que passa através da atmosfera (radiação difusa), atingindo a superfície do mar, podem ser

absorvidas ou espalhadas por moléculas de água, ou por uma variedade de materiais dissolvidos em suspensão na coluna de água. Em águas relativamente rasas e límpidas, uma parte significante da radiação solar alcança o fundo, e é refletida de volta para o sensor trazendo características deste fundo (arenoso, rochoso, coberto ou parcialmente por organismos bentônicos etc.). O principal objetivo do sensoriamento remoto da cor do oceano é analisar variações quantitativas e qualitativas de L_w com o intuito de obter informações quantitativas sobre os tipos de substâncias presentes na água e suas concentrações. Basicamente, devemos entender as propriedades ópticas do meio e assim poder quantificar cada um dos vários componentes presentes nele (IOCCG 2000; Kampel and Novo 2005).

Para podermos analisar as propriedades ópticas da água, primeiro devemos distinguir a água dos materiais contidos nela, uma vez que cada componente presente na água tem características ópticas inerentes, além também da própria água. Logo, o termo "água pura" pode ser utilizado para indicar um meio aqüoso hipotético sem a presença de materiais outros do que a própria água. De um modo geral, nós podemos reconhecer três principais componentes, em adição à água pura:

- Fitoplâncton - Esta componente inclui os organismos fitoplanctônicos e outros organismos microscópicos que estão na base da cadeia trófica marinha e que desempenham um papel chave no ciclo global do carbono (Kampel and Novo 2005). O pigmento clorofila a está presente em todos eles e possui um comportamento espectral bem definido: um pico de absorção na faixa do azul e uma região de pouca absorção na faixa do verde do espectro eletromagnético (Figura 1.15). Assim, quanto maior a concentração de células fitoplanctônicas num determinado local, mais luz azul é removida, comparativamente à luz verde (Ciotti 2005).

- Materiais em suspensão - Representam todos os materiais inorgânicos. Por exemplo, em águas costeiras, a ação das ondas e correntes ressuspendem sedimentos de fundo, modificando a coloração da coluna de água. A drenagem continental também influencia a coloração das águas costeiras próximas de rios, liberando enormes quantidades de material particulado de origem terrestre. Devemos observar que o termo "material em suspensão" não se aplica a um único material, mas de uma família de materiais de características ópticas diversas (Kampel and Novo 2005).

- Substâncias amarelas - Estes materiais orgânicos dissolvidos são considerados a terem uma coloração similar ao amarelo. Elas são produtos da degradação fitoplanctônica e outras partículas orgânicas de origem local ou distantes de sua origem (advecção para outros locais) (Kampel and Novo 2005).

As três componentes listadas acima e o efeito do tipo de fundo marinho podem influenciar os dados de cor do oceano. No entanto, a componente fitoplanctônica é a principal motivação de estudo em dados de cor do oceano. Desta maneira, algoritmos para interpretação das radiâncias em vários canais são construídos comparando-os e calibrando-os de acordo com as mudanças na concentração de clorofila a das camadas superficiais do oceano obtidas localmente em cruzeiros oceanográficos. Algoritmos mais simples se ajustam melhor em águas oceânicas abertas, longe da costa, pois nestas áreas a concentração de material dissolvido, além do fitoplâncton, estão em níveis extremamente baixos, deixando assim a maior parte do sinal devido a componente fitoplanctônica. Por outro lado, tais algoritmos têm uma alta probabilidade de falharem em águas costeiras ou próximas de drenagens fluviais em que o material particulado (não fitoplanctônico) e substâncias amarelas, ou ainda efeitos do fundo, exercem uma importante influência nos dados remotos. Neste contexto, torna-se útil então estabelecer um estudo prévio do local de trabalho a fim de poder escolher um algoritmo que atenda as exigências de um determinado local ou região costeira (IOCCG 2000).

Vimos anteriormente que o poder de atenuação da radiação através da atmosfera, L_{atm}, é relativamente grande contribuindo de forma significativa nos dados de cor do oceano. Esta atenuação é provocada através dos processos de absorção e espalhamento. No caso específico da cor do oceano, o processo de espalhamento é o maior contribuidor. Os dois principais tipos de espalhamento são: espalhamento de Rayleigh e espalhamento de Mie. O primeiro diz respeito ao espalhamento por partículas que são muito menores do que o comprimento de onda da radiação. O efeito de espalhamento de Rayleigh é inversamente proporcional à quarta potência do comprimento de onda. Portanto, existe uma tendência relativamente mais forte a este tipo de espalhamento para os comprimentos de onda menores do que para os maiores. No caso do espalhamento de Mie, este ocorre quando o diâmetro das partículas (fumaça, gotas de água e de sulfatos de hidrogênio, poeira, e uma variedade de formas e tamanhos de partículas em suspensão na atmosfera)

for essencialmente igual ou maior do que o comprimento de onda.

1.3 Acoplamento Físico-Biológico

Trabalhos realizados por Uz et al. (2001) e Killworth et al. (2004) sugerem pelo menos dois mecanismos pelos quais a onda de Rossby afeta a concentração de clorofila a detectada pelo sensor de cor do oceano. O primeiro deles é a advecção horizontal de clorofila a devido a passagem da onda. Para ondas longas, a interface superior do oceano pode ser aproximada como uma camada rígida (Gill 1982), fazendo com que a advecção na superfície seja puramente horizontal. Neste caso, uma anomalia da concentração de clorofila a pode somente aparecer se já existe um gradiente meridional desta variável pré-estabelecido. Considere a situação ilustrada na Figura 1.17a, onde um gradiente meridional da concentração de clorofila a foi esquematizado como uma frente. Na figura 1.17b um campo de ondas de Rossby propagantes para oeste é sobreposto ao gradiente da concentração de clorofila a. Devido ao balanço geostrófico, as velocidades meridionais têm sinais alternados e irão distorcer por advecção meridional a frente de concentação de clorofila a como mostrado na Figura 1.17c. Estas anomalias no campo da concentração de clorofila a se propagam para oeste com um ângulo de fase de aproximadamente 90° em relação a inclinação da altura da superfície do mar.

O segundo mecanismo é a advecção vertical de nutrientes e/ou da concentração de máxima clorofila a para a superfície iluminada. O movimento vertical de água associado com a passagem da onda de Rossby cria anomalias da concentração de nutrientes e/ou da concentração de máxima clorofila a em oposição de fase (um ângulo de aproximadamente 180°) com a crista das ondas propagando-se com velocidades muito próximas à da onda (Figura 1.18).

Vários trabalhos demonstram que em regiões oligotróficas do oceano, como por exemplo nos grandes giros subtropicais, o crescimento e a concentração de células fitoplanctônicas são limitados pela ausência de nutrientes inorgânicos na camada fótica (Williams and Follows 1998; Hernandez-Leon et al. 1999; Maranon et al. 2003). A concentração de clorofila a nestas regiões é regulada e mantida mais pela regeneração de nutrientes do que pela produção nova que é favorecida pela injeção de nutrientes novos,

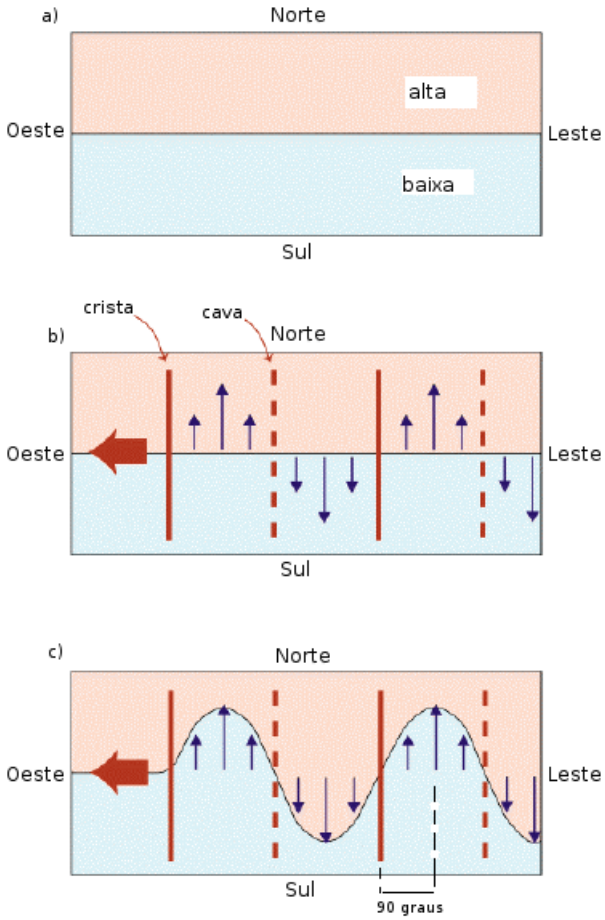

Figura 1.17: Advecção horizontal da concentração de clorofila *a* provocado pela passagem da onda de Rossby no hemisfério sul (modificado de Killworth et al. 2004).

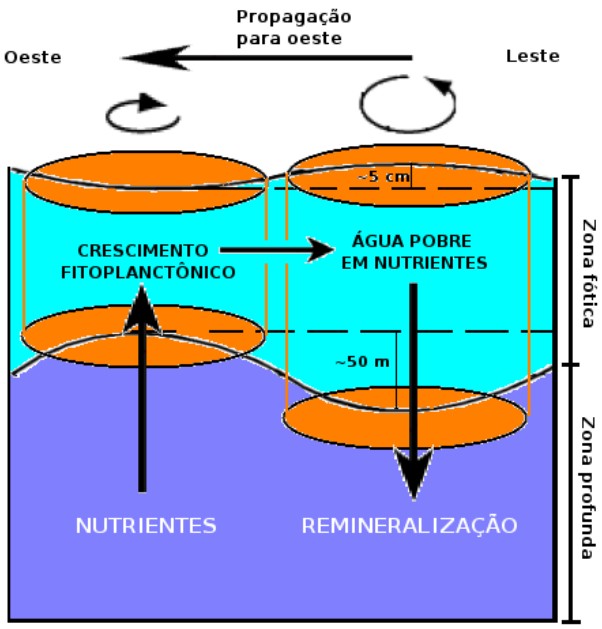

Figura 1.18: Advecção vertical de nutrientes provocado pela passagem da onda de Rossby no hemisfério sul (modificado de Killworth et al. 2004).

ainda não utilizados, vindos das camadas profundas da coluna de água.

As concentrações de nutrientes relativamente baixas, observadas em oceano aberto, não tem sido muito bem explicadas em termos de mecanismos tradicionais, tais como convecção de inverno, quebra da termoclina e ressurgência de nutrientes devido ao vento (Jenkins 1991; McGillicuddy et al. 1998). Outros processos devem então suprir a falta de nutrientes nessas regiões.

Alguns estudos tem revelado que vórtices ciclônicos de mesoescala no hemisfério norte poderiam bombear nutrientes novos para a camada fótica e assim favorecer a manutenção dos níveis observados de produtividade primária em oceano aberto (McGillicuddy and Robinson 1997; McNeil et al. 1999; Siegel et al. 1999; Lee and Williams 2000). Por exemplo, a formação de vórtices ciclônicos, em ambos hemisférios, proporciona o soerguimento das isopicnais, levando águas ricas em nutrientes para dentro da zona fótica, propiciando assim a rápida assimilação dos nutrientes pelo fitoplâncton. No caso de vórtices anticiclônicos, as águas ricas em nutrientes se aprofundam e conseqüentemente levam consigo águas superficiais pobres em nutrientes e repletas de organismos fitoplanctônicos em direção ao fundo do oceano. Portanto, o mecanismo de advecção vertical provocado

pelas ondas de Rossby poderia exercer um papel similar ao dos vórtices de mesoescala, mas com uma diferença chave: enquanto que um vórtice ciclônico retém a água em seu núcleo e assim libera os nutrientes somente quando ele se dissipa, as ondas de Rossby iriam então bombear nutrientes para a superfície durante seu movimento ciclônico (crista da onda) (Figura 1.18) ao longo de todo seu trajeto de propagação oeste cruzando as bacias oceânicas (Uz et al. 2001; Killworth et al. 2004; Sakamoto et al. 2004). Desta maneira, na região de crista das ondas de Rossby a produção nova deve aumentar devido a subida da nutriclina para a zona fótica.

Capítulo 2

Objetivos

A hipótese científica que este trabalho visa testar é se existe influência das ondas de Rossby na concentração de clorofila a. Neste contexto podemos destacar as principais etapas:

- verificar se existe um sinal compatível com o previsto na teoria linear de ondas de Rossby nos dados de anomalia da altura da superfície do mar e concentração de clorofila a;
- nos locais onde tais sinais existem, verificar se os mesmos estão em bandas espectrais semelhantes;
- nos locais onde tais sinais ocorrem em bandas espectrais semelhantes estimar a correlação com atraso de fase;
- dentre estes locais, analisar a diferença de fase frente aos possíveis mecanismos de acoplamento físico-biológico.

De um modo geral, o procedimento de trabalho visa obter observações globais da presença de ondas de Rossby baroclínicas do primeiro modo em dois conjuntos de dados: anomalia da altura da superfície do mar e concentração de clorofila a. A presença das ondas é caracterizada através da aplicação de uma mesma rotina de filtros de resposta impulsiva finita de duas dimensões a ambos os conjuntos de dados. Os filtros decompõem o sinal em bandas espectrais de 24, 12 e 6 meses. Para cada local e componente espectral é calculada a correlação cruzada, diferença de fase e amplitude dos sinais filtrados. Destas

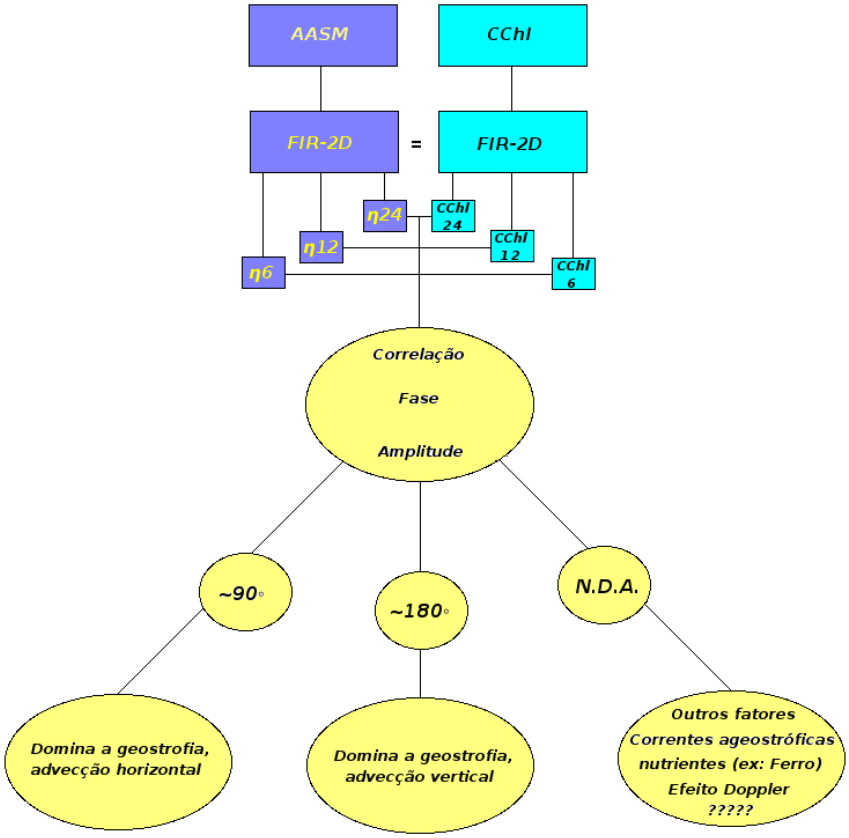

Figura 2.1: Resumo do procedimento de trabalho.

relações podemos discernir qual dos mecanismos acima descritos é localmente dominante (Figura 2.1).

Capítulo 3

Metodologia

3.1 Pré-Processamento dos Dados

3.1.1 Concentração de Clorofila a

Os dados da concentração de clorofila a são provenientes do satélite SeaWiFs. Esses dados são obtidos gratuitamente e sem necessidade de cadastro via internet no site do *OceancolorWeb*: `ftp://oceans.gsfc .nasa.gov/SeaWiFS/Mapped/8Day/CHLO/`. Este serviço é mantido pelo *Goddard Space Flight Center* (GSFC) da *National Aeronautics and Space Administration* (NASA). Os dados estão no formato *Standard Mapped Image Format*, que são composições de imagens em projeção cilíndrica eqüidistante. Cada arquivo de dados, no formato HDF, *Hierarchical Data Format*, contém uma composição de valores máximos da concentração de clorofila a em $mg.m^{-3}$, com uma grade regular de 9 $km \times 9$ $km \times 8$ dias. O período de coleta dos dados vai do início de 1998 até o final de 2005, correspondendo a um período exato de 8 anos.

Os valores da concentração de clorofila a seguem uma distribuição aproximadamente lognormal (Campbell 1995). Portanto, os dados foram convertidos para o logaritmo decimal:

$$CChl = log_{10}(Chla) \tag{3.1}$$

onde,

- $Chla$ é a concentração de clorofila a em $mg.m^{-3}$.

Após este procedimento, os dados foram submetidos a um controle de qualidade. Isto é,

foram selecionados os pixels no intervalo de confiança de 95% da distribuição convertida para lognormal.

Os satélites que operam na faixa visível do espectro eletromagnético, como no caso do SeaWiFs, sofrem o efeito da opacidade das nuvens, dificultando o monitoramento contínuo e global da concentração de clorofila a nos oceanos. Neste contexto, cada arquivo de imagem contém uma variedade de valores fixos (flags) no espaço que marca a presença de nuvens. Uma das premissas básicas no processamento de imagens envolvendo filtros digitais é a continuidade da matriz de dados. Neste contexto, a interpolação torna-se necessária no processamento inicial destas imagens a fim de eliminar as descontinuidades. Utilizamos o método de interpolação das mínimas curvaturas (Smith and Wessel 1990), disponibilizado como parte do software livre *Generic Mapping Tools* (GMT).

Outro fator que gera descontinuidades nas imagens de satélites são as bordas dos continentes, pequenas ilhas e mares fechados como por exemplo, o Mar Negro e o Mar Mediterrâneo. Em imagens da cor do oceano, as concentrações de clorofila a ao longo das bordas dos continentes são extremamente elevadas (por exemplo, regiões de ressurgência costeira, drenagem continental etc.) comparado ao restante do oceano. As pequenas ilhas e mares fechados são também propensos à terem altos valores de concentração de clorofila a devido ao material em suspensão de origem terrestre. Estes fatores podem ser minimizados através da aplicação de uma máscara de continentes que possa excluir estas zonas de descontinuidades. Neste contexto, os dados da $CChl$ foram submetidos à uma máscara cuja característica atende as necessidades aqui mencionadas, deixando somente a variabilidade da $CChl$ em oceano aberto (Figura 3.1). Vale salientar que este procedimento foi aplicado antes da interpolação e portanto as descontinuidades mencionadas neste parágrafo não influenciaram a interpolação dos dados.

Os dados das respectivas imagens da $CChl$ foram interpolados para uma grade regular de $1° \times 1° \times 9.9156$ dias. O objetivo de transformar os dados para esta grade é compatibilizá-los com os dados da anomalia da altura da superfície do mar para fins de comparação. Por fim, os mapas interpolados da $CChl(x, y)$ foram reorganizados em diagramas de Hovmöller de $CChl(x, t)$ para cada grau de latitude. Diagrama de Hovmöller, também chamado de diagrama zonal-temporal, é uma forma interessante de plotar os dados com o objetivo de observar algum tipo de propagação através da observação de

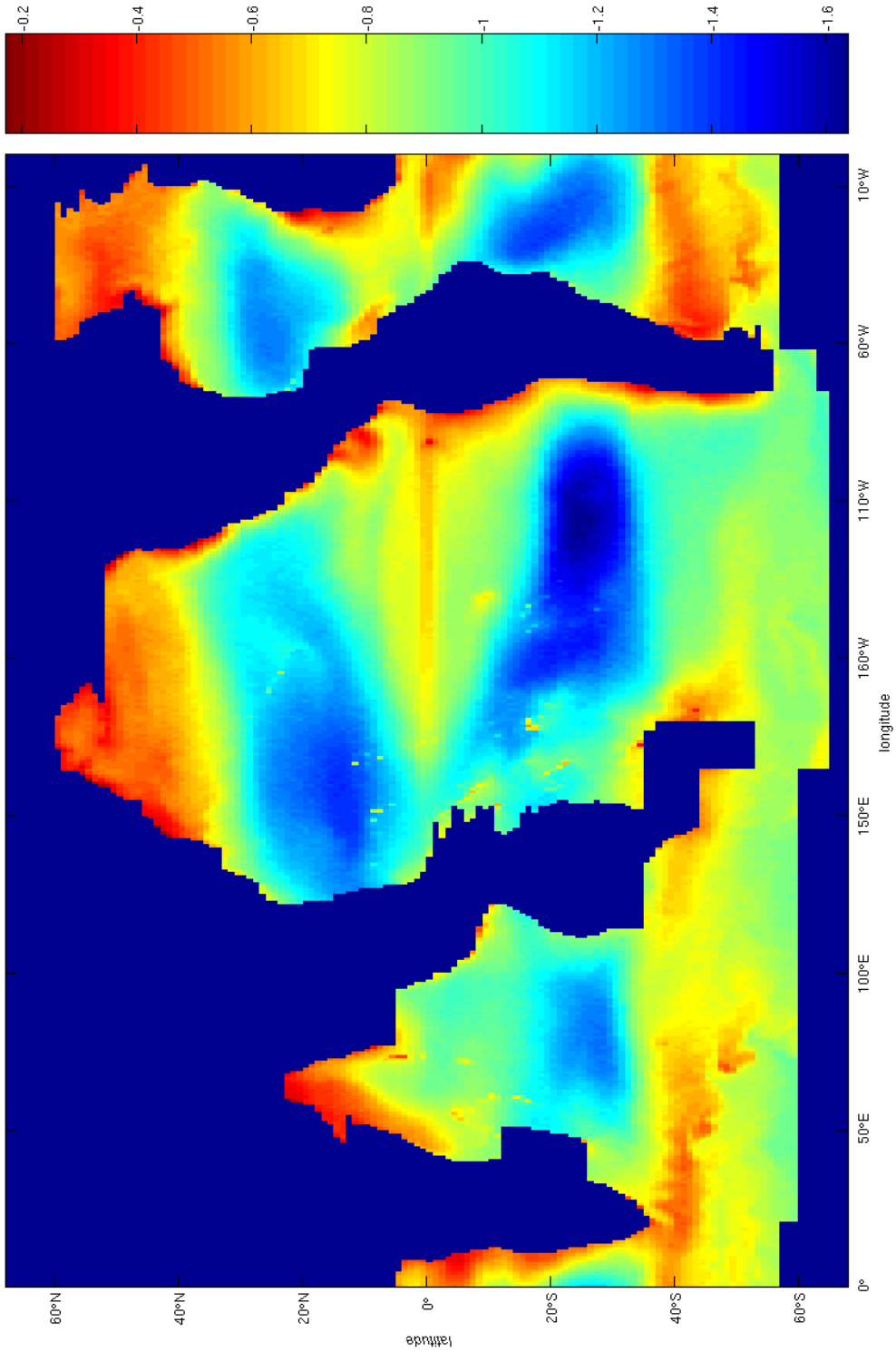

Figura 3.1: Mapa global Climatológico médio da *CChl* de Jan/1998 à Dez/2005 interpolado numa grade regular de $1^\circ \times 1^\circ$ ilustrando também a máscara que exclui profundidades menores que 1000 m, ilhas, mares interiores para possibilitar a filtragem dos dados.

padrões dispostos na diagonal. Estes padrões são importantes para quem deseja observar propagação de ondas como no nosso caso. A Figura 3.2 mostra um exemplo deste tipo de diagrama. As barras escuras na vertical representam a interceptação dos continentes na latitude de 26.5°S. Observa-se também que o sinal sazonal da *CChl* é dominante mascarando qualquer outra variabilidade devido a outros fatores.

3.1.2 Anomalia da Altura da Superfície do Mar

Dados da anomalia da altura da superfície do mar (*AASM*) são provenientes da combinação de dois satélites: TOPEX-Poseidon e Jason-1. Estes são originalmente disponibilizados pelo *Physical Oceanography Distributed Active Archive Center* (PO.DAAC). No presente caso, estes dados foram obtidos junto ao Laboratório de Oceanografia por Satélites do Instituto Oceanográfico da Universidade de São Paulo (LOS) via internet no site http://www.io.usp.br/los. Estes já estão interpolados pelo método das mínimas curvaturas (Smith and Wessel 1990) numa grade regular de $1° \times 1° \times 9.9156$ dias e organizados em diagramas de Hovmöller globais de $\eta(x,t)$ para cada grau de latitude (Figura 3.4). A máscara de continentes utilizada é idêntica à que foi utilizada para os dados do SeaWiFS, facilitando assim a comparação (Figura 3.3). Vale aqui ressaltar, que dados provenientes da faixa espectral de microondas do espectro eletromagnético não sofrem a interferência de nuvens. O intervalo utilizado de amostragem vai do início de 1998 até o final de 2005, correspondendo a um período exato de 8 anos.

3.2 Filtragem dos Dados

Os dados da *AASM* e da *CChl* são filtrados por meio de filtros de Resposta Impulsiva Finita (FIR) de duas dimensões, que decompõem o sinal em várias bandas espectrais definidas. Os filtros são aplicados aos dados organizados como nas Figuras (3.4 e 3.2), para cada grau de latitude e bacia:

$$\eta_0 = \eta_t + \eta_{24} + \eta_{12} + \eta_6 + \eta_r \tag{3.2}$$

onde,

- η_0 representa o sinal original, antes da aplicação dos filtros;

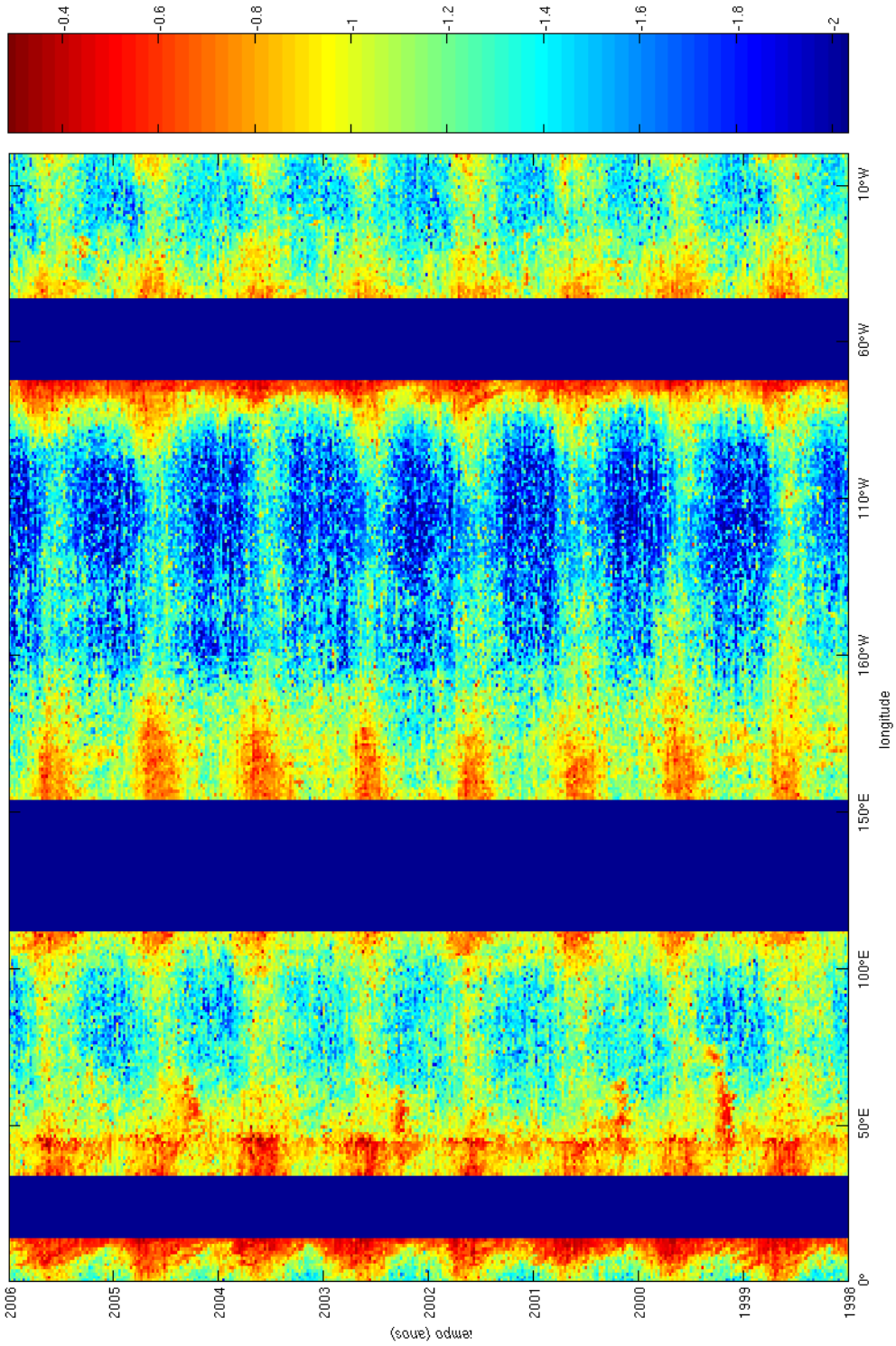

Figura 3.2: Diagrama de Hovmöller global da $CChl$ na latitude de 26.5°S.

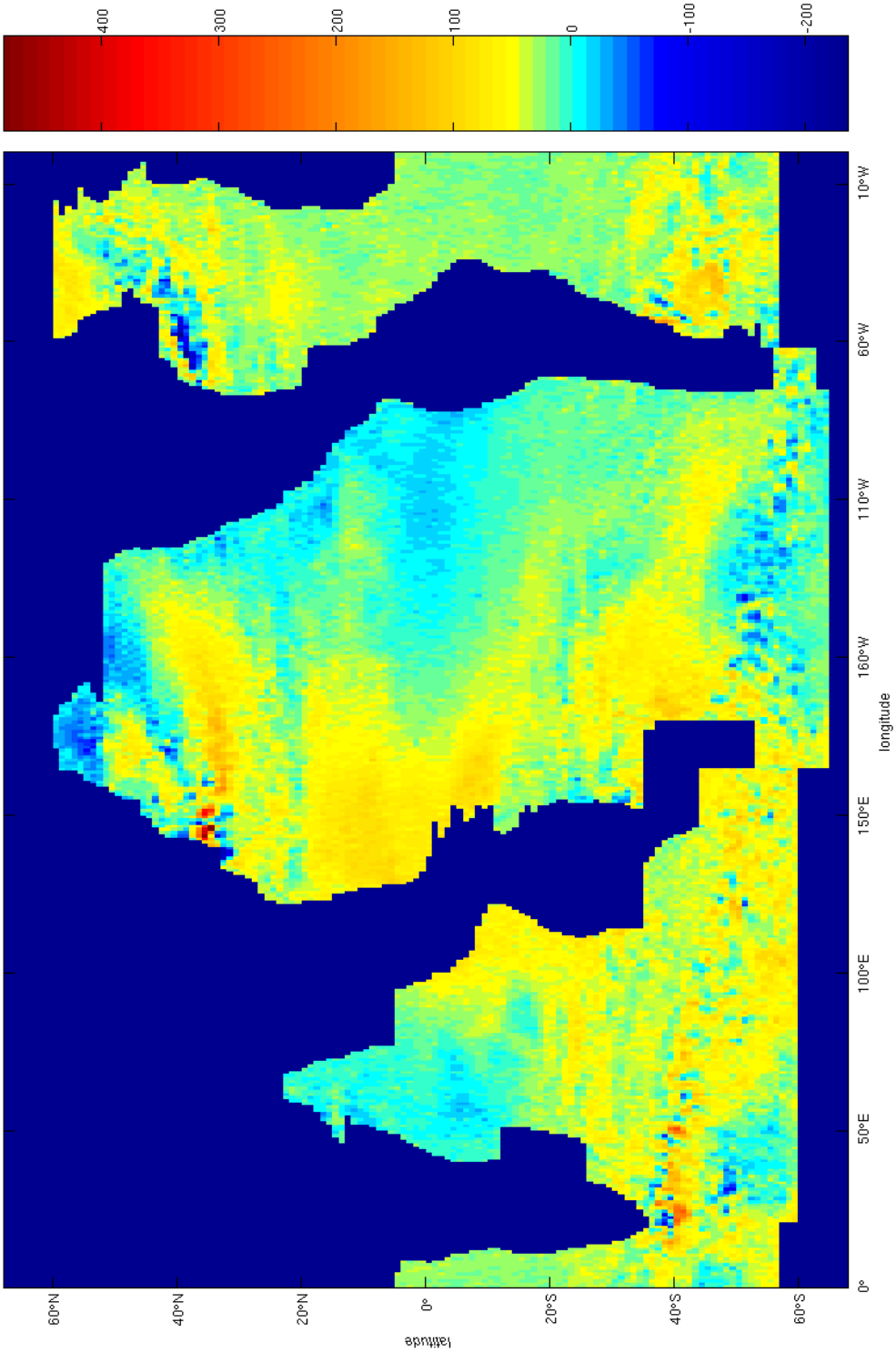

Figura 3.3: Similar a Figura (3.1) para a $AASM$ (em mm).

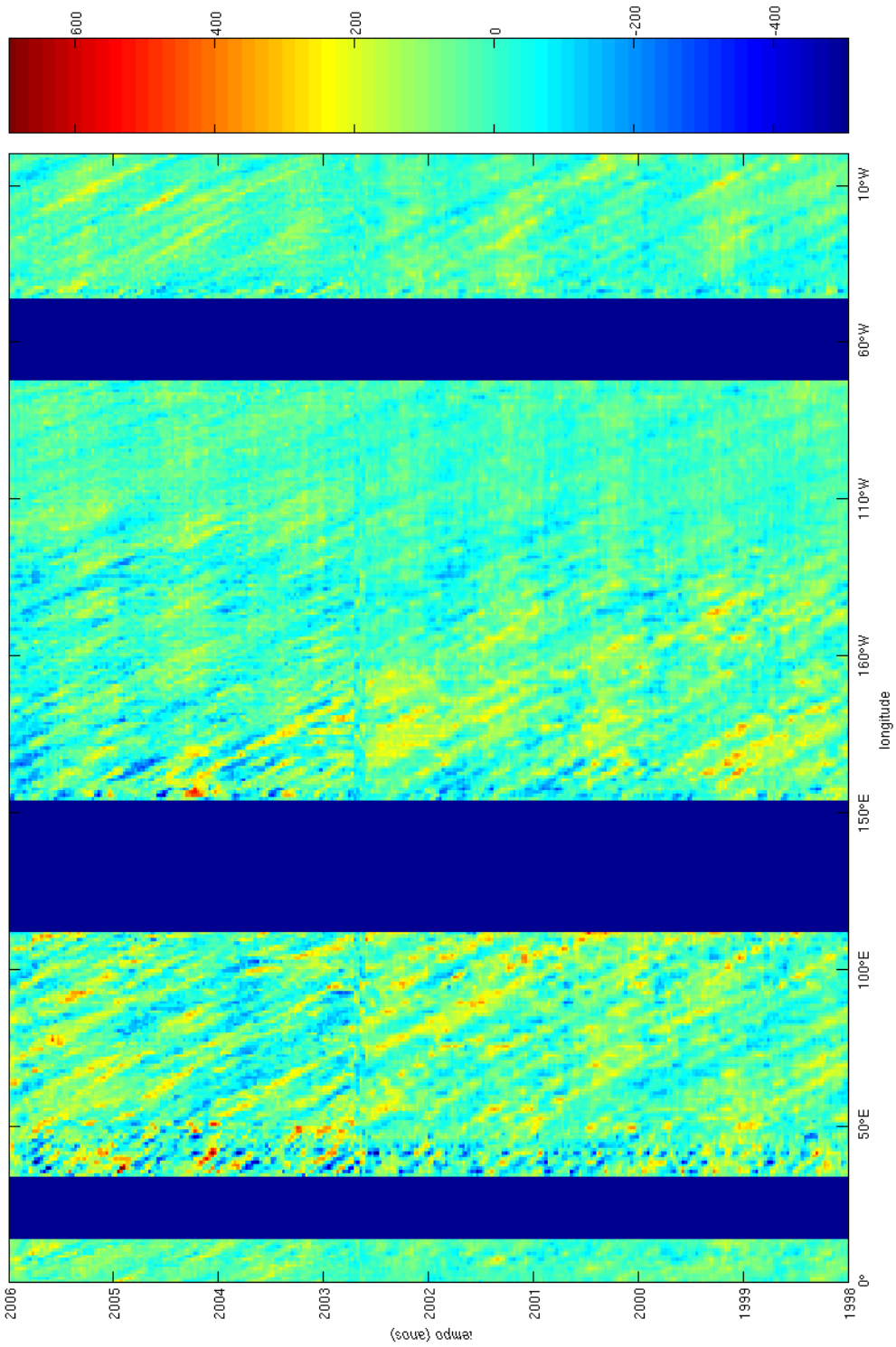

Figura 3.4: Diagrama de Hovmöller global da $AASM$ (em mm) na latitude de 26.5°S.

- η_t representa o sinal não-propagante de larga escala e baixa freqüência que inclui a variabilidade sazonal e interanual;

- η_{24}, η_{12} e η_6 representam o sinal propagante para oeste com periodicidades aproximadas de 24, 12 e 6 meses. Estes são característicos das ondas longas de Rossby do primeiro modo baroclínico;

- η_r representa o sinal residual dominado por sinais ondulatórios de período inferior a 6 meses, vórtices de meso e de pequena escala, além de erros inerentes ao instrumento de medição.

Filtros FIR operam por meio de convolução de duas seqüências, o dado original η_0, e o filtro f, resultando num dado filtrado η_f. Neste estudo $\eta_0(x,t)$ é função da longitude e do tempo, e assim, o filtro $f(i,j)$ é função do lag i longitudinal e do lag j temporal. A matriz filtrada $\eta_f(x,t)$ é obtida da seguinte maneira:

$$\eta_f(x,t) = \frac{\sum_{i=-m}^{m} \sum_{j=-n}^{n} \eta_0(x+i, t+j) f(i,j)}{N}, \tag{3.3}$$

onde N é soma dos pesos absolutos e $2m+1$ e $2n+1$ são as dimensões do filtro.

A principal vantagem de se trabalhar com filtros FIR bidimensionais em comparação com filtros unidimensionais é poder obter a distinção entre propagação para leste ou para oeste em relação a sinais não propagantes. Os filtros bidimensionais contém, na inclinação dos padrões, informação sobre a velocidade de fase. Os valores de m e n controlam a largura da banda de cada filtro, portanto controlam a faixa de velocidade de fase que não será atenuada.

A performance dos filtros FIR-2D em decompor o sinal original em sinal propagante e não-propagante é mostrada na Figura 3.5. Para o presente caso, os sinais propagantes são para oeste e leste. Comparando-se a variância obtida entre os sinais filtrados: propagante para oeste (d), propagante para leste (f) e não-propagante (h); e os não filtrados: propagante para oeste (c), propagante para leste (e) e não-propagante (g) observamos que a variabilidade dos sinais filtrados é relativamente mais baixa em comparação aos sinais não filtrados. Logo, a capacidade de filtragem dos filtros FIR-2D pode ser considerada realística do ponto de vista espectral.

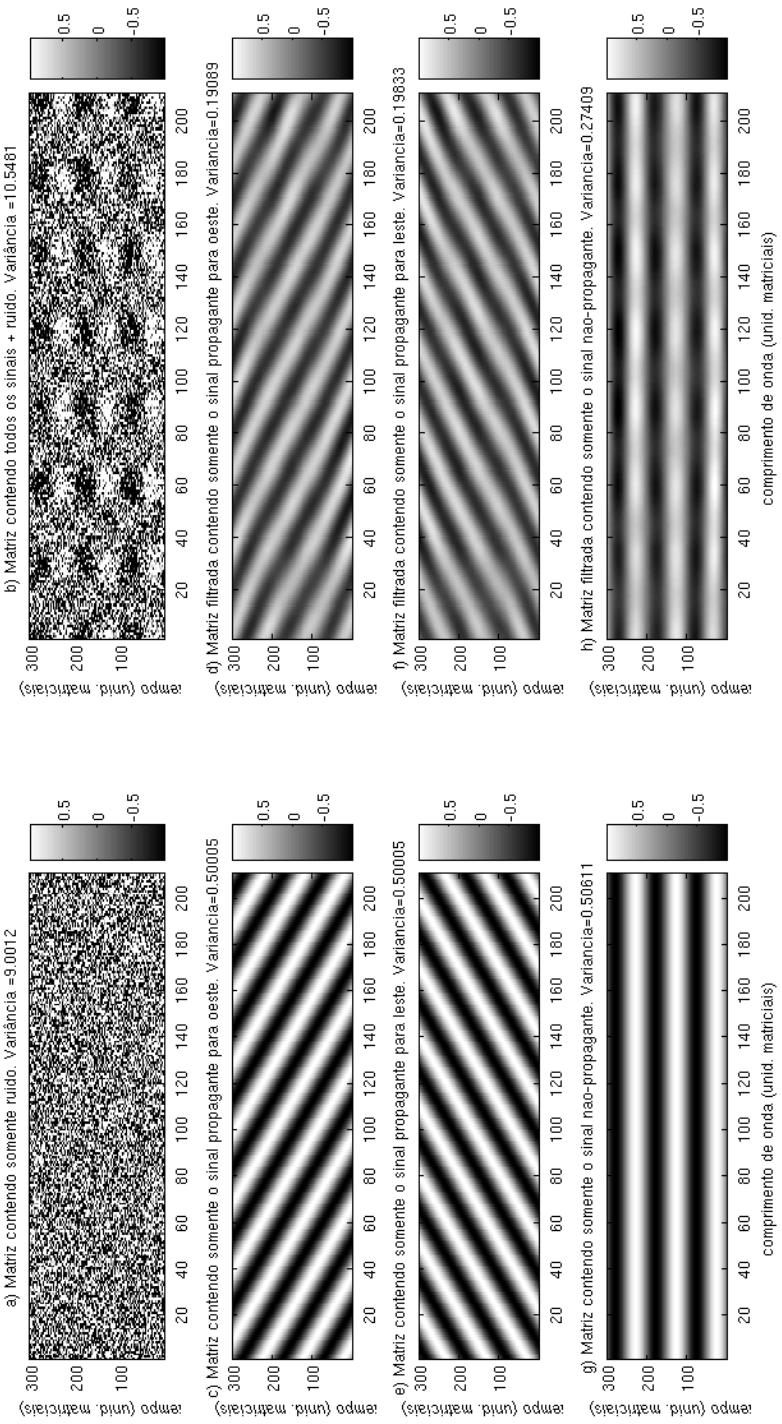

Figura 3.5: Comparação de sinais filtrados através de filtros FIR-2D e não filtrados. A variância é obtida para cada um deles.

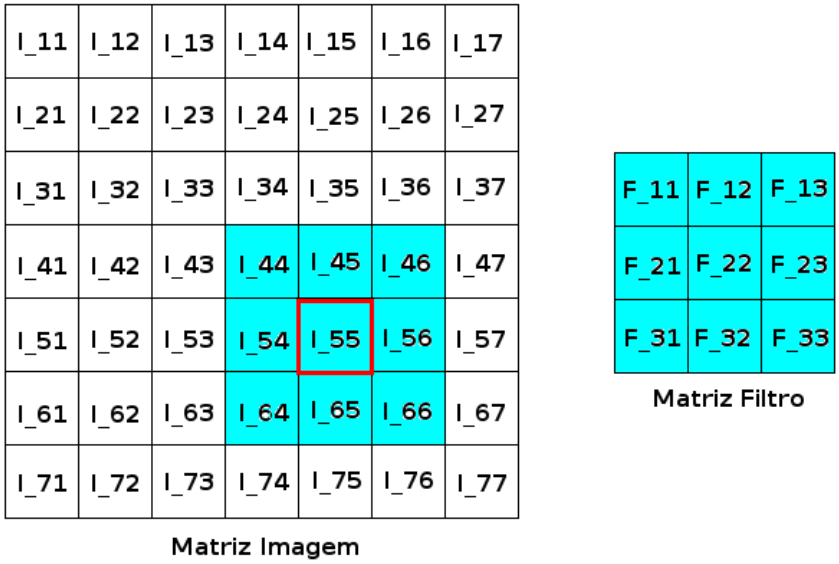

Figura 3.6: Exemplo de uma operação de convolução de uma matriz imagem (I) com uma matriz filtro (F). Os quadrados dentro de cada uma das matrizes representam os valores dos pixels que serão calculados

A operação de convolução dos filtros FIR resulta no realce de uma dada banda de freqüências e comprimentos de onda de uma imagem pela substituição do valor de cada pixel da imagem pela média entre o pixel e seus vizinhos, ponderada por valores pré-estabelecidos dispostos em uma matriz filtro, $f(i, j)$. Tomando como exemplo a Figura 3.6 onde a convolução é inicializada sobrepondo-se a matriz filtro (F) á matriz imagem (I). O resultado da operação de convolução é colocado na matriz O. Conforme a matriz (F) se move ao longo de todas as posições da matriz (I) cada valor da posição da matriz (F), correspondente à da matriz (I), é multiplicado e depois todos os produtos são somados para então se obter um único valor central:

$$O_{55} = \frac{I_{44}F_{11} + I_{45}F_{12} + I_{46}F_{13} + I_{54}F_{21} + I_{55}F_{22} + I_{56}F_{23} + I_{64}F_{31} + I_{65}F_{32} + I_{66}F_{33}}{9} \tag{3.4}$$

onde O_{55} é o valor central. A obtenção de todos os valores centrais calculados pela convolução gera uma matriz filtrada O de tamanho:

$$M - m + 1 \text{ linhas} \tag{3.5}$$

$$N - n + 1 \text{ colunas} \tag{3.6}$$

onde,

- M e N são as linhas e colunas da matriz (I)
- m e n são as linhas e colunas da matriz (F)

A componente não-propagante η_t é obtida por meio de um filtro gaussiano simétrico, cuja a região central máxima é igual a 1 (um) e as bordas igual a 0 (zero):

$$f(i,j) = \frac{e^{-0.5[(\pi i/m)^2+(\pi j/n)^2]}}{N} \tag{3.7}$$

onde N é

$$\sum_{i=-m}^{m} \sum_{j=-n}^{n} f(i,j) = 1. \tag{3.8}$$

O tamanho do filtro, controlado pelo comprimento de onda, L, e o período, T, são utilizados com o mesmo comprimento da bacia oceânica, e centrado em 183 dias, respectivamente. A idéia é capturar sinais com freqüência anual ou interanual e de escala de bacia.

Os limites das bandas dos filtros utilizados para se obter η_{24}, η_{12} e η_6 são obtidos fixando-se o período T em 730, 365 e 183 dias, respectivamente, e calculando-se o comprimento de onda L. L é estimado com base na velocidade de fase:

$$c_p = -A \cdot \frac{\cos(\theta)}{\sin^2(\theta)}, \tag{3.9}$$

onde θ é a latitude e A é o coeficiente de ajuste.

O coeficiente de ajuste, A, é obtido empiricamente baseado nos valores de c_p obtidos do trabalho de Chelton and Schlax (1996). Tais valores são submetidos a uma primeira rodada para assim obter novos valores de c_p. Aos valores de c_p obtidos desta primeira rodada foi ajustada uma curva da forma de (3.9). Cabe aqui ressaltar que a banda de passagem destes filtros é relativamente larga permitindo que valores de c_p variem entre $[c_p/2$ e $2c_p]$.

As componentes de η_0 são filtradas na seguinte ordem: η_t, η_{24}, η_{12} e η_6. Cada sinal filtrado é removido do sinal original ou sinal filtrado anteriormente, antes que o próximo

filtro seja aplicado. Ou seja, η_{24} é obtido pela filtragem de $\eta_0 - \eta_t$; η_{12} é obtido pela filtragem de $\eta_0 - \eta_t - \eta_{24}$; η_6 é obtido pela filtragem de $\eta_0 - \eta_t - \eta_{24} - \eta_{12}$; e $\eta_r = \eta_0 - \eta_{24} - \eta_{12} - \eta_6$. Para evitar contaminações entre as bandas filtradas, a parte correlacionada de cada banda é removida de todas as outras através de um ajuste de mínimos quadrados.

O cálculo de c_p

A metodologia usada na obtenção de c_p consiste em dividir a imagem filtrada $\eta_i(x,t)$ em pequenas matrizes, $z(x,t)$, que medem L por T, e usando-se cada uma destas pequenas matrizes é calculada a função de autocorrelação em duas dimensões, $c(x_l, t_l)$:

$$c(x_l, t_l) = \frac{\sum_x \sum_t z(x,t) z(x + x_l, t + t_l)}{\sqrt{\sum_x \sum_t z(x,t)^2 \sum_x \sum_t z(x + x_l, t + t_l)^2}} \tag{3.10}$$

onde,

- x_l é o lag longitudinal
- t_l é o lag temporal.

Um exemplo está mostrado na Figura 3.7, em que, a partir de uma pequena matriz, $\eta_i(x,t)$, é calculada sua autocorrelação. O resultado é uma região de alta correlação centrada na origem, $c(0,0)$. A inclinação da região central de alta correlação que contém $c(0,0)$ representa a melhor estimativa da velocidade de fase. O método para se calcular tal inclinação baseia-se na transformada Radon da matriz $c(x_l, t_l)$ (Lim 1990).

A transformada Radon consiste em girar no sentido anti-horário, com um determinado ângulo θ, um par de eixos cartesianos fixos em relação aos eixos de uma matriz e integrar os valores ao longo do eixo vertical que não gira. No presente caso (Figura 3.8), o par de eixos cartesianos (x_r, t_r) é relativo a matriz $c(x_l, t_l)$, cujos coeficientes, estão em função de x_l (lag longitudinal) e t_l (lag temporal):

$$x_l = x_r \cos\theta - t_r \sin\theta \tag{3.11}$$

$$t_l = x_r \sin\theta - t_r \cos\theta \tag{3.12}$$

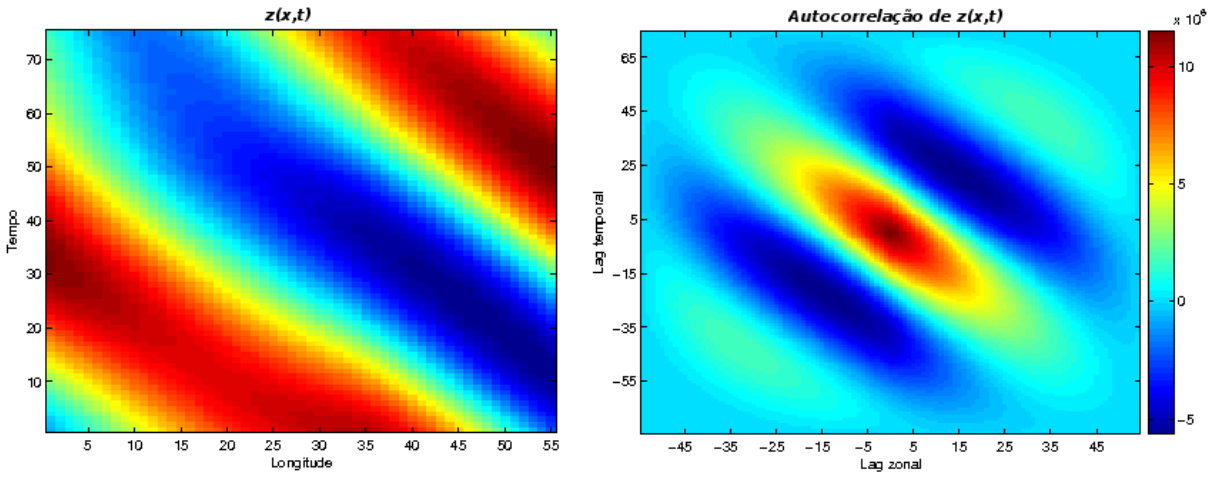

Figura 3.7: Autocorrelação-2D da matriz de $z(x,t)$

A transformada Radon, $P(x_r, \theta)$ de $c(x_l, t_l)$ é a soma de $c(x_r, t_r)$ projetado sobre o eixo x_r:

$$P(x_r, \theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} c(x_r, t_r) dt_r \tag{3.13}$$

$P(x_r, \theta)$ é a soma dos coeficientes da autocorrelação, $c(x_l, t_l)$, na direção t_r, perpendicular a x_r. Quando ocorrer o alinhamento da região de alta correlação da matriz $c(x_l, t_l)$ com o eixo t_r, a amplitude da transformada Radon será máxima e o seu desvio padrão ao longo do eixo x_r será maximizado. A tangente do ângulo θ, associado a este alinhamento, será uma estimativa de c_p baseada em todos os pontos de $z(x,t)$, o que confere robustez estatística a esta estimativa.

T e L são estimados via ajuste senoidal de mínimos quadrados na região de origem da matriz de autocorrelação, $c(0,0)$. Tal modelo de ajuste segue da equação:

$$y = A_0 + A_1 \cos(w_0 t) + B_2 \sin(w_0 t) \tag{3.14}$$

que se encaixa no modelo linear

$$y = a_0 z_0 + a_1 z_1 + a_2 z_2 + \ldots + a_n z_n \tag{3.15}$$

onde,

- $n = 2$

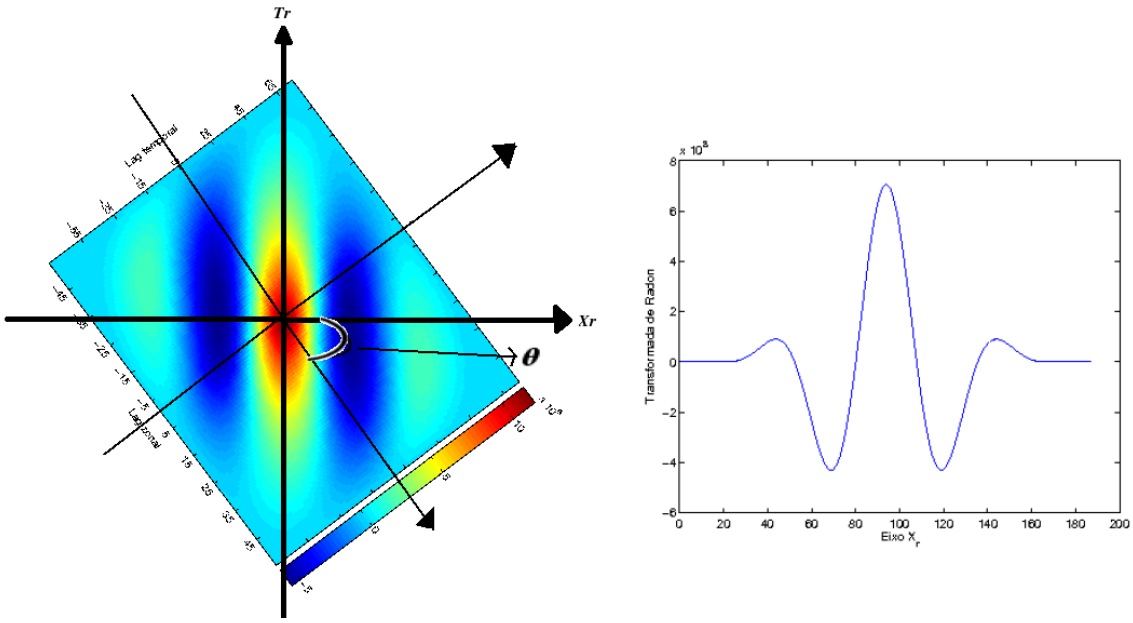

Figura 3.8: Transformada Radon-2D

- $z_0 = 1$
- $z_1 = \cos(w_0 t)$
- $z_2 = \sin(w_0 t)$

O ajuste é obtido com a determinação dos coeficientes A_1 e B_2 por

$$S_r = \sum_{i=1}^{n} \{y_1 - [A_0 + A_1 \cos(w_0 t) + B_2 \sin(w_0 t)]\}^2. \tag{3.16}$$

A amplitude A é obtida assumindo uma onda senoidal. Logo podemos obter A através de:

$$A = \frac{\sigma(z(x,t))}{(\sqrt{2}/2)}, \tag{3.17}$$

onde σ é o desvio padrão.

Uma vez estimados c_p, T, A e L em cada pequena matriz de $z(x,t)$ da imagem original, obtêm-se a amplitude média das matrizes. Matrizes com amplitudes abaixo desta média são descartadas. O objetivo é eliminar regiões de baixa amplitude (ou de baixa relação sinal/ruído) dos cálculos que se seguem. Após isto, calcula-se a média e o desvio padrão de c_p das matrizes que restaram. Neste caso, matrizes cujo c_p está fora do intervalo

de confiança de 95% em relação a média, são descartados. Novamente recalcula-se a média de c_p, T e L entre as matrizes que restaram, obtendo-se um valor médio para cada um dos parâmetros da onda nas regiões onde a onda está bem caracterizada.

O processo de filtragem descrito até aqui é aplicado para cada latitude e bacia oceânica, ou seja, para cada latitude e bacia oceânica é gerado um arquivo.

3.3 Análise

A análise baseia-se primeiramente na obtenção das latitudes filtradas da $AASM$ e $CChl$ que estão fora do intervalo de 10.5°S à 10.5°N. A exclusão da faixa equatorial deve-se à imprecisão da transformada Radon em obter estimativas de c_p nesta região. Conforme nos aproximamos do equador as ondas vão se tornando cada vez mais rápidas e assim os padrões em diagonal, observados nos diagramas de Hovmöller de $z(x,t)$ (Figura 3.7), ficam mais horizontais em relação ao eixo das longitudes. Como o cálculo de c_p está baseado na inclinação destes padrões, a obtenção de c_p pela transformada Radon pode alcançar valores cujo erro absoluto, para os propósitos deste estudo, é grande demais.

Para cada componente espectral e bacia oceânica extrai-se uma latitude onde c_p obtida dos dados de $CChl$ esteja dentro de ±5% de variação em relação à c_p estimada dos dados de $AASM$. Este processo é realizado para todas as latitudes obtendo assim um conjunto de latitudes que referenciamos como 5%. Uma vez obtidas tais latitudes, é escolhida uma latitude representativa por região oceânica dos oceanos Atlântico, Índico e Pacífico. Foram escolhidas latitudes próximas de 15.5°, 25.5° e 42.5° de latitude sul e norte, respectivamente. As imagens filtradas da $AASM$ e $CChl$ de tais latitudes de 5% são submetidas a análise de correlação cruzada normalizada, diferença de fase e amplitude senoidal (equação 3.17). Estas análises são realizadas ao longo de toda extensão zonal da bacia oceânica.

A correlação cruzada normalizada é dada por:

$$r = \frac{\sum_{i=1}^{n}(x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^{n}(x_i - \bar{x})^2}\,\sqrt{\sum_{i=1}^{n}(y_i - \bar{y})^2}} \tag{3.18}$$

onde x_1, x_2, ..., x_n e y_1, y_2, ..., y_n são valores medidos de ambas as variáveis e:

$$\bar{y} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} y_i \tag{3.19}$$

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} x_i. \tag{3.20}$$

O coeficiente de correlação (r) pode ser compreendido da seguinte maneira para o presente caso: $AASM$ e $CChl$ filtrados assumem os valores das variáveis x e y respectivamente, e r está normalizado no intervalo [-1 1]. Uma correlação próxima à zero indica que as duas variáveis não estão relacionadas. Uma correlação positiva indica que as duas variáveis crescem juntas, e a correspondência torna-se maior quanto mais a correlação se aproxima de 1. Uma correlação negativa indica que as duas variáveis crescem em direções opostas, e que a correspondência torna-se mais evidente quanto mais próxima de -1 a correlação ficar. Neste contexto, de acordo com a Figura (1.18), podemos esperar uma diferença de fase de 180° entre $CChl$ e $AASM$. Isto é, a passagem da onda poderia proporcionar o soerguimento das isopicnais para a zona eufótica, nas zonas de ressurgência da onda expondo os nutrientes e/ou a zona de máxima clorofila a em contato com a zona fótica do oceano ocorrendo assim a multiplicação das células fitoplanctônicas.

A diferença de fase é obtida por meio do espectro cruzado que mede a potência da parte comum a dois sinais periódicos em função da freqüência (Emery and Thomson 2001). No presente estudo, esses dois sinais são a $AASM$ e $CChl$. Uma vez que os dois conjuntos de dados foram filtrados de forma idêntica é razoável supor que as componentes destas duas variáveis tenham aproximadamente a mesma banda de freqüências, mas com amplitudes (A_{AASM}, A_{CChl}) e fases (ϕ_{AASM}, ϕ_{CChl}) diferentes. Para cada uma das variáveis temos:

$$x_k(t) = A_k \cos(2\pi f_0 t + \phi_k), \quad k = CChl, AASM. \tag{3.21}$$

A transformada de Fourier para cada uma das variáveis no intervalo $-T/2 \leq t \leq T/2$ é:

$$X_k(f) = \frac{A_k}{2} \left\{ e^{i\phi_k} \frac{\sin[\pi(f - f_0)T]}{\pi(f - f_0)} + e^{-i\phi_k} \frac{\sin[\pi(f - f_0)T]}{\pi(f - f_0)} \right\}, \tag{3.22}$$

com

- $i = AASM, CChl$.

O espectro cruzado entre duas séries temporais é definido por:

$$S_{1,2}(f) = \frac{1}{T}[X_1(f)X_2^*(f)] \tag{3.23}$$

onde X_2^* é o complexo conjugado de X_2. Desta expressão, o espectro cruzado entre $AASM$ (1) e $CChl$ (2) é:

$$S_{1,2}(f) = \frac{A_1(f)A_2(f)}{T}[e^{i(\phi_2(f)-\phi_1(f))}]. \tag{3.24}$$

Conseqüentemente, a co-variância entre $AASM$ e $CChl$ pode ser descrita pela fase espectral:

$$F_{1,2}(f) = \phi_2(f) - \phi_1(f), \tag{3.25}$$

e a amplitude espectro cruzado:

$$A_{1,2}(f) = \frac{A_1(f)A_2(f)}{T}. \tag{3.26}$$

A fase espectral, $F_{1,2}$, mostra que as frequências da $AASM$ estão defasadas em relação às frequências da $CChl$. Do mesmo modo, a amplitude espectro cruzado, $A_{1,2}(f)$, mostra que a amplitude da $AASM$, numa dada frequência, está associada com uma grande ou pequena amplitude da $CChl$ na mesma frequência.

No presente estudo, para cada componente espectral das três principais bacias oceânicas é obtido o espectro cruzado janelado. O tamanho da janela da FFT (*Fast Fourier Transform*) é obtido dividindo-se o número de dias da respectiva componente espectral (730, 360 e 183 dias) pela freqüência de amostragem dos dados interpolados, neste caso, 9.9156 dias.

Para cada componente espectral é extraído o ângulo da fase na frequência de pico do espectro cruzado da respectiva componente. Extraída tal frequência, o ângulo de fase é obtido em radianos e convertido em graus e discretizado em múltiplos de $\pi/2$ para facilitar a análise (Tabela 3.1).

A obtenção do ângulo de fase, para o nosso caso, torna-se útil uma vez que as duas explicações conceituais, ilustradas pelas Figuras 1.17 e 1.18, demonstram alguma peculiaridade na fase entre ambos sinais, $AASM$ e $CChl$.

Tabela 3.1: Tabela trigonométrica mostrando a diferença de fase e efeitos físicos-biológicos devido a passagem de ondas de Rossby

Graus	Radianos	Diferença de fase	Efeito físico-biológico	Direção do gradiente
$-180°$	$-\pi$	oposição de fase	advecção vertical	
$-90°$	$-\pi/2$	em quadratura	advecção horizontal	HN:Cy>0 e HS:Cy<0
$0°$	0	em fase	efeito desconhecido	
$90°$	$\pi/2$	em quadratura	advecção horizontal	HN:Cy<0 e HS:Cy>0
$180°$	π	oposição de fase	advecção vertical	

Suponhamos uma onda senoidal propagando-se para oeste assumindo que não há propagação meridional significativa (Polito and Cornillon 1997):

$$\eta = A \sin(k_x - wt) \tag{3.27}$$

onde,

- A é a amplitude
- k_x é o número de onda zonal
- w é a frequência
- t é o tempo

Considerando aproximação geostrófica (equação 1.29):

$$v_g \simeq \frac{g}{f_0}\frac{\partial \eta}{\partial x} \tag{3.28}$$

e substituindo (3.27) em (3.28) com relação a η obtemos a seguinte expressão:

$$v_g \simeq \frac{g}{f} A k_x \cos(k_x - wt) \tag{3.29}$$

Disto resulta que v_g é proporcional ao cosseno e este por sua vez está defasado 90° em relação ao seno. Logo, a velocidade geostrófica, v_g, advectará o gradiente meridional de

$CChl$ para sul ou para norte de uma determinada latitude com uma diferença de fase de aproximadamente 90° em relação a η.

Dependendo da direção do gradiente meridional médio de $CChl$ (Cy $= \partial CChl/\partial y$) e do hemisfério a fase do sinal de $CChl$ pode estar adiantada ou atrasada de 90° em relação a η. Na Figura 3.9a observamos gradientes meridionais positivos (Cy > 0) e negativos (Cy < 0) da $CChl$, em ambos hemisférios sul e norte, propagando-se para oeste. No hemisfério norte, com Cy < 0, a $CChl$ está adiantada 90° em relação a η, e com Cy > 0 a $CChl$ torna-se atrasada de $-90°$ em relação a η. No hemisfério sul, com Cy < 0, a $CChl$ está atrasada de $-90°$ em relação a η, e com Cy > 0, a $CChl$ está adiantada 90° em relação a η.

No caso de advecção vertical de nutrientes (Figuras 1.18 e 3.9b), o sinal relativamente mais forte da $CChl$ está em oposição de fase em relação a η. Isto é, conforme as ondas se propagam nutrientes são bombeados para a zona fótica para então serem assimilados pelas células fitoplanctônicas. Neste processo, é razoável supor que a $CChl$ esteja defasada entre aproximadamente $\pm 90°$ e $\pm 180°$ em relação a η, pois o processo de floração da $CChl$ não é instantâneo.

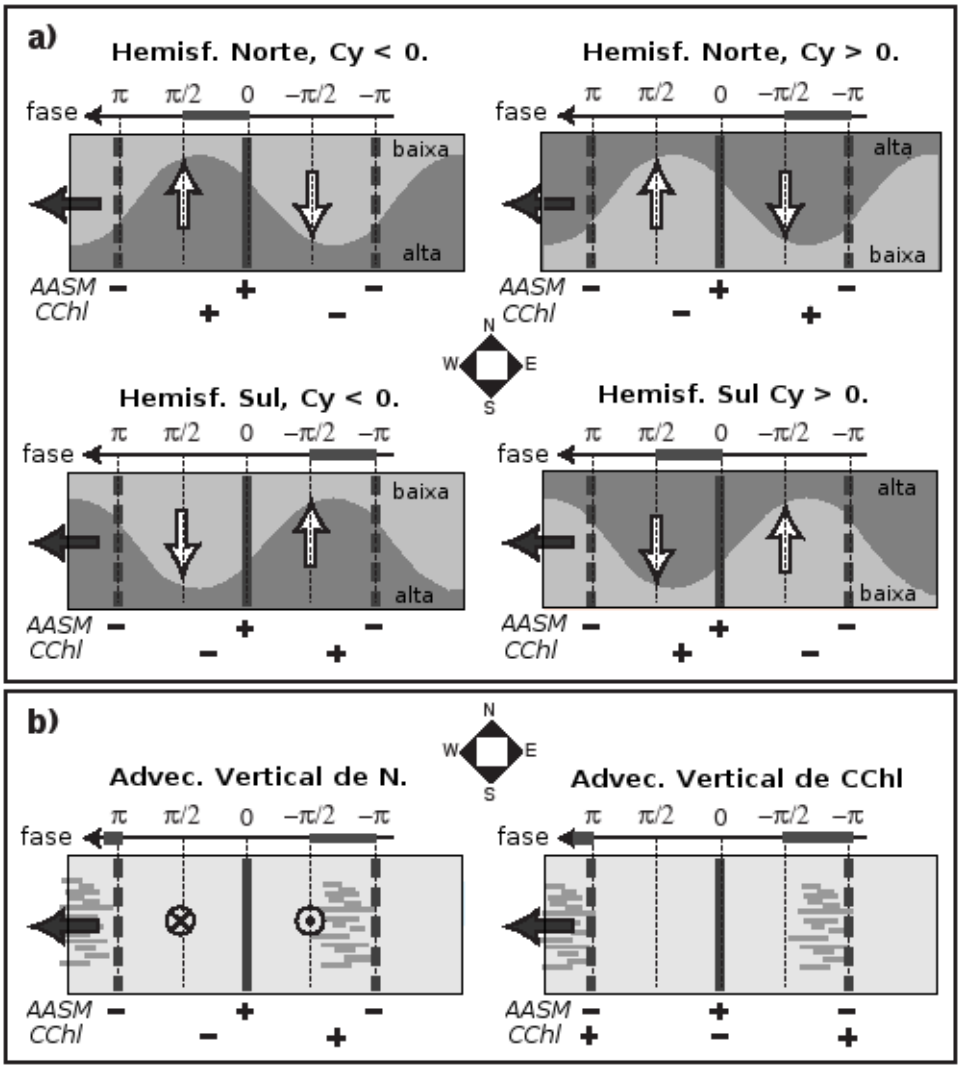

Figura 3.9: a) Advecção horizontal de gradientes meridionais positivos (Cy > 0) e negativos (Cy < 0) da *CChl* nos hemisférios sul e norte. b) Advecção vertical de Nutrientes e de *CChl*. As cores cinza escuro e cinza claro representam alta concentração de *CChl* e baixa concentração da mesma, respectivamente. Os sinais positivos (+) e negativos (-), bem como as barras na vertical, representam a crista (valores positivos) e cava (valores negativos) dos sinais *AASM* e *CChl*. A fase está em relação a *AASM* (modificado de Killworth et al. 2004).

Capítulo 4

Resultados e Discussão

4.1 Aspectos gerais dos dados filtrados

Os dados filtrados da *AASM* e *CChl* são mostrados nas Figuras 4.1 e 4.2 para a latitude de 21.5°S no oceano Pacífico. Tais figuras são um exemplo do método de filtragem aplicado neste trabalho. η_s é a soma das componentes filtradas ($\eta_0 = \eta_s + \eta_r$) e η_r é o sinal devido a ruídos inerentes ao instrumento de medição, sinais de freqüência superior a 1 ciclo a cada 6 meses e de pequena escala. Fazendo uma comparação entre η_0 e η_s, observamos que a performance do filtro não interfere significativamente nas características dos dados, ou seja, ele preserva o sinal de meso a larga escala. Os padrões em diagonais observados nas componentes η_{24}, η_{12} e η_6, fornecem a base para a estimativa da velocidade de fase. A inclinação de tais padrões tem uma relação inversa com a velocidade de fase: quanto maior for a inclinação menor será a velocidade de fase e vice-versa. A confiabilidade do método de filtragem foi estabelecida através da comparação com dados hidrográficos em termos de armazenamento de calor oceânico (Polito et al. 2000). Em geral, a maior parte da variabilidade observada em ambos conjuntos de dados em latitudes médias está associada ao sinal sazonal, η_t, seguida dos sinais propagantes para oeste. Porém, em certas localidades o sinal das ondas de Rossby é dominante (Polito and Liu 2003).

Estimativas dos parâmetros da onda da *AASM* e *CChl* para as três bacias oceânicas e componentes filtradas estão mostradas nas Figuras 4.3, 4.4 e 4.5 em função da latitude. A faixa equatorial foi excluída pelos motivos já mencionados na seção 3.3. Tais estimativas estão baseadas na transformada de Radon dependendo da inclinação dos

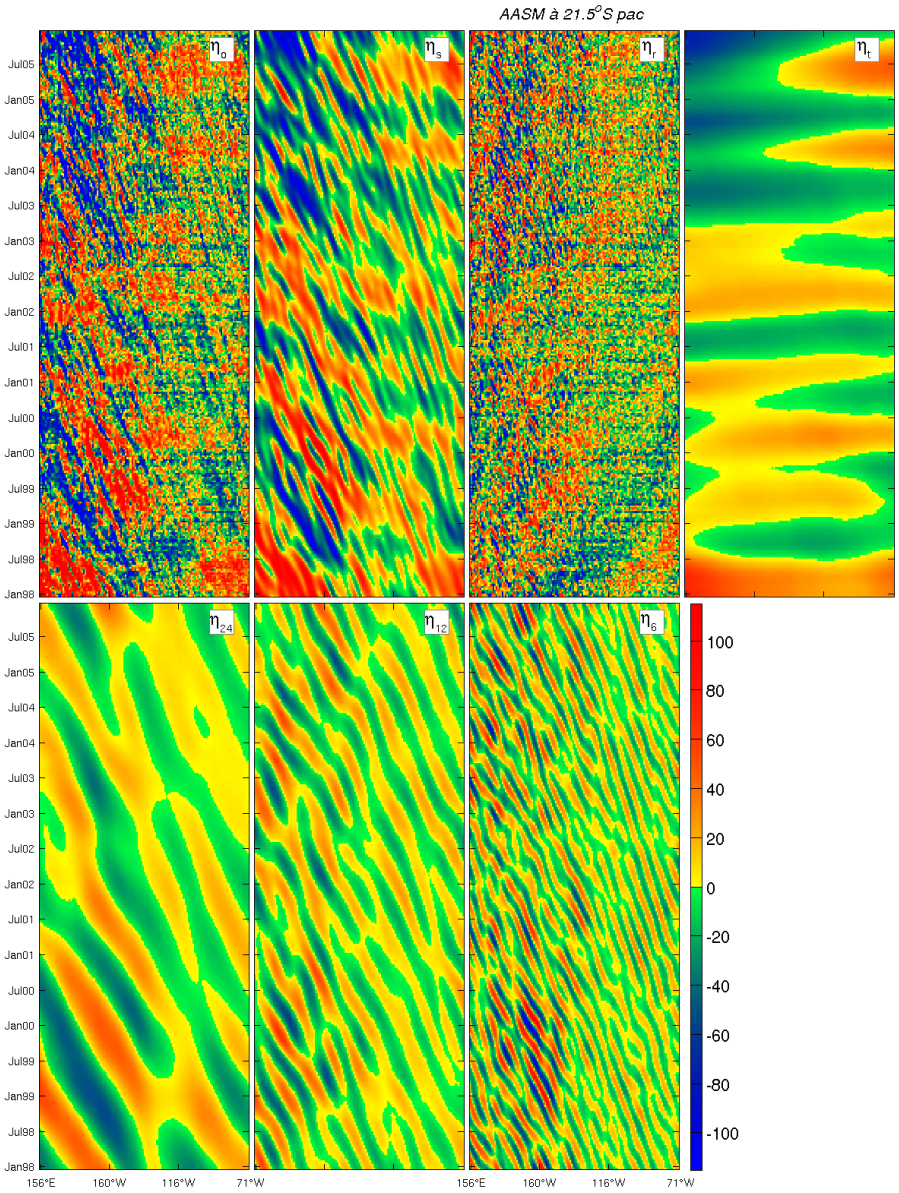

Figura 4.1: Campos filtrados da *AASM* no oceano Pacífico na latitude de 21.5°S.

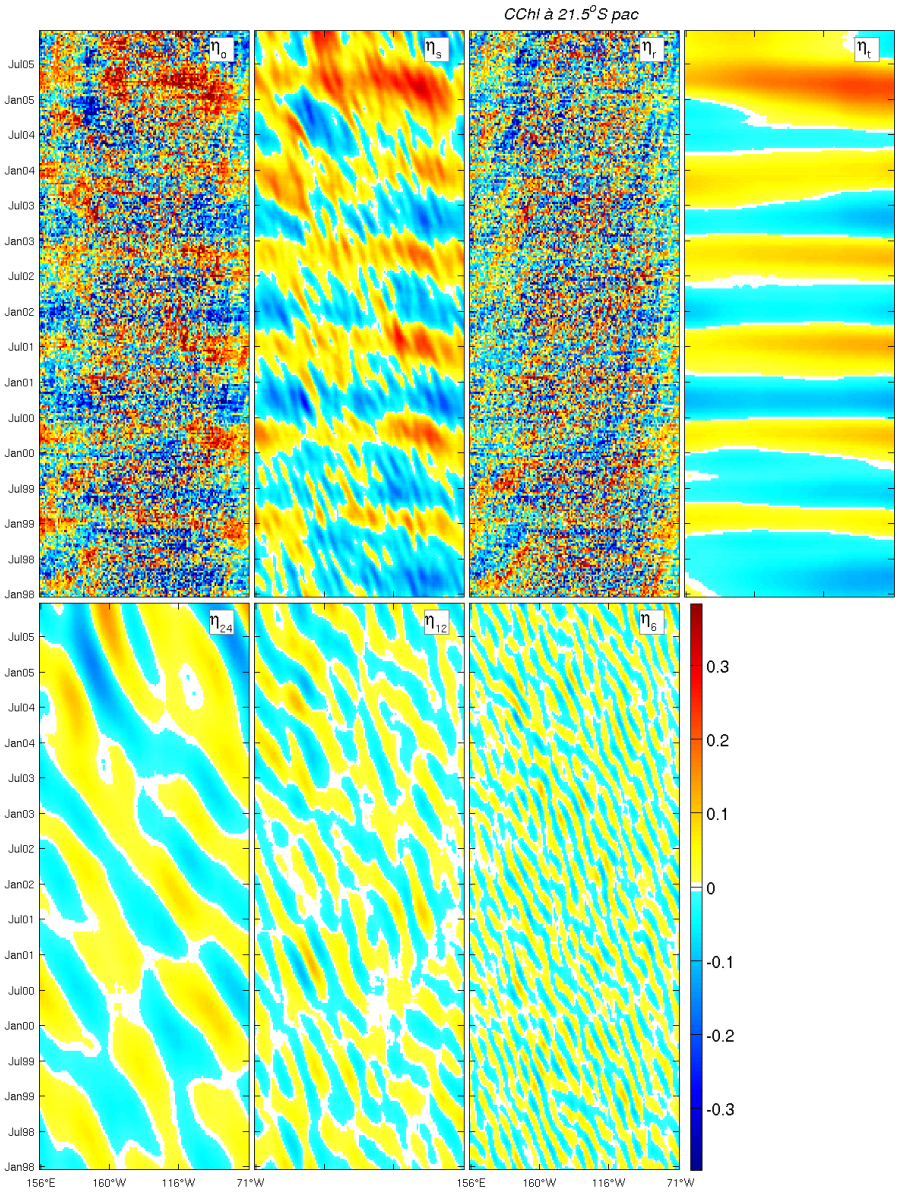

Figura 4.2: Similar a Figura 4.1 para *CChl*.

padrões de mesma fase observados nas Figuras 4.1 e 4.2. Estes resultados estão em concordância com Polito and Liu (2003) para estas latitudes e bacias oceânicas. Isto é esperado uma vez que o método de filtragem usado neste estudo é similar ao utilizado por estes autores. A concordância entre $AASM$ e $CChl$ é evidente para todas as componentes. As diferenças são, em geral, pequenas principalmente levando em consideração que os dados são 100% independentes. Isto pode indicar que: (a) os métodos estão condicionando os resultados, ou (b) há um único processo causando a variabilidade observada na $AASM$ e $CChl$. A hipótese (a) foi testada por Polito and Liu (2003) através da comparação da amplitude dos dados altimétricos e de ruído branco com a mesma variância. A componente filtrada do ruído branco é quase 20 ordens de grandeza menor que a do altímetro. Desta forma a hipótese (a) pode ser rejeitada nas regiões onde a amplitude do sinal é significativamente superior ao erro do instrumento.

A hipótese (b) pode ser entendida da seguinte maneira: a $CChl$ é limitada pela disponibilidade de luz e nutrientes na camada fótica do oceano e a propagação de ondas de Rossby do primeiro modo baroclínico modificam a estrutura térmica da parte superior da coluna de água gerando anomalias de temperatura na região da termoclina que são observadas na $AASM$. Estas anomalias podem mover nutrientes da região abaixo da zona fótica para a camada fótica causando um sinal claro da $CChl$ em dados de cor do oceano. Portanto, qualquer perturbação adiabática que ocorra na estrutura térmica da coluna de água em oceano aberto estará potencialmente associada a deslocamentos verticais de nutrientes e/ou clorofila a para a camada fótica do oceano. Estes resultados (Figuras 4.3, 4.4 e 4.5) confirmam a capacidade do método de filtragem em obter estimativas dos parâmetros da onda para o conjunto de dados da $CChl$ em médias latitudes.

Para quantificar a diferença de fase entre $AASM$ e $CChl$, é necessário que nos dois conjuntos de dados obtenhamos sinais robustos nas bandas espectrais de interesse. Além disso é crucial para o cálculo da correlação cruzada normalizada que T e L sejam similares. Neste estudo optamos por comparar os valores de c_p, entre $AASM$ e $CChl$, uma vez que nós limitamos o valor de T em torno de períodos pré-estabelecidos e também, devido ao método da transformada Radon ser mais robusto que o de mínimos quadrados. Neste contexto, procuramos latitudes onde c_p, obtido por meio do satélite SeaWiFs, esteja dentro de um intervalo de confiança de 95% da variação de c_p obtido através dos

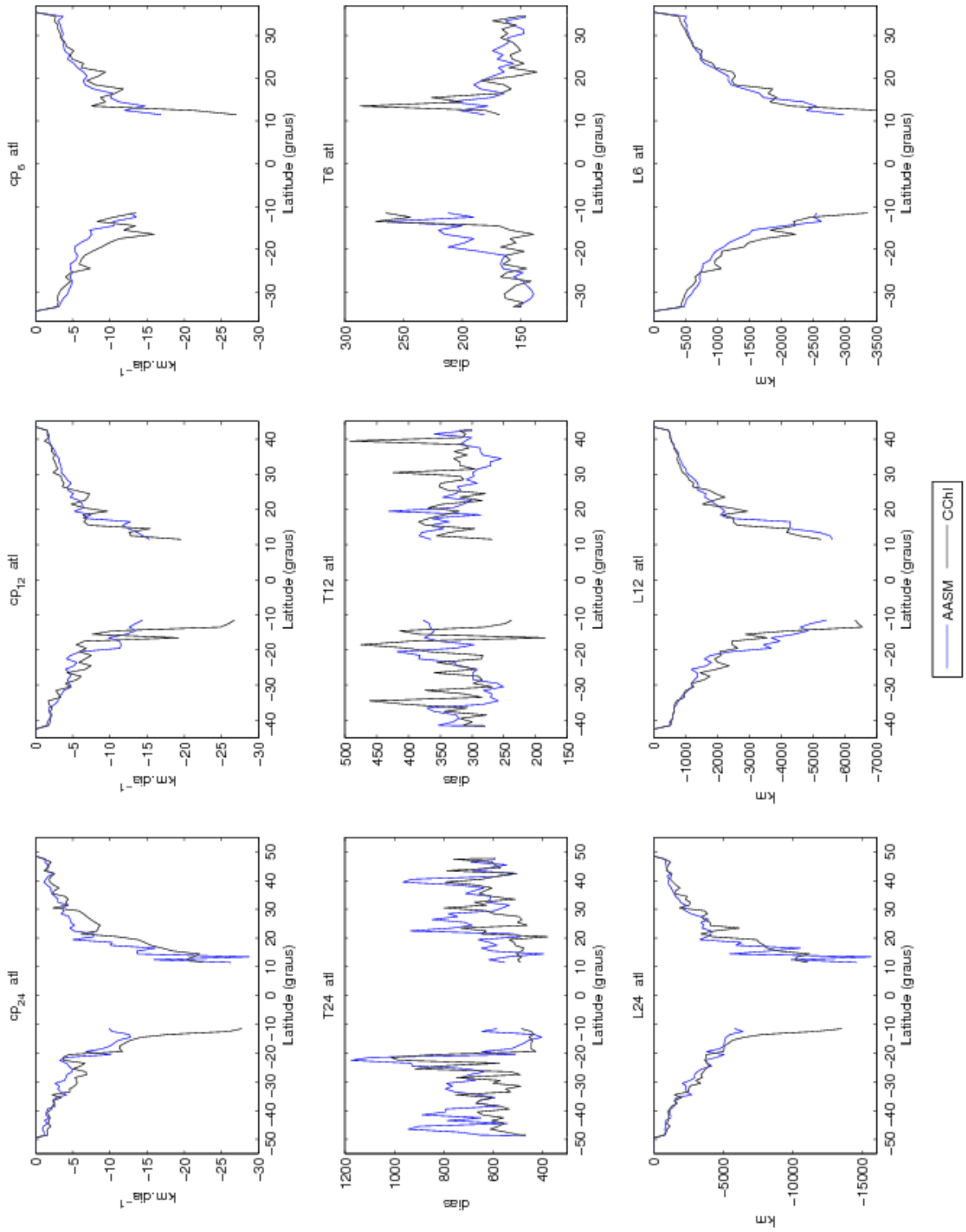

Figura 4.3: Comparação dos parâmetros (velocidade de fase, período e comprimento de onda) das ondas de Rossby com período de aproximadamente, 24, 12 e 6 meses da $AASM$ e $CChl$ para o Oceano Atlântico.

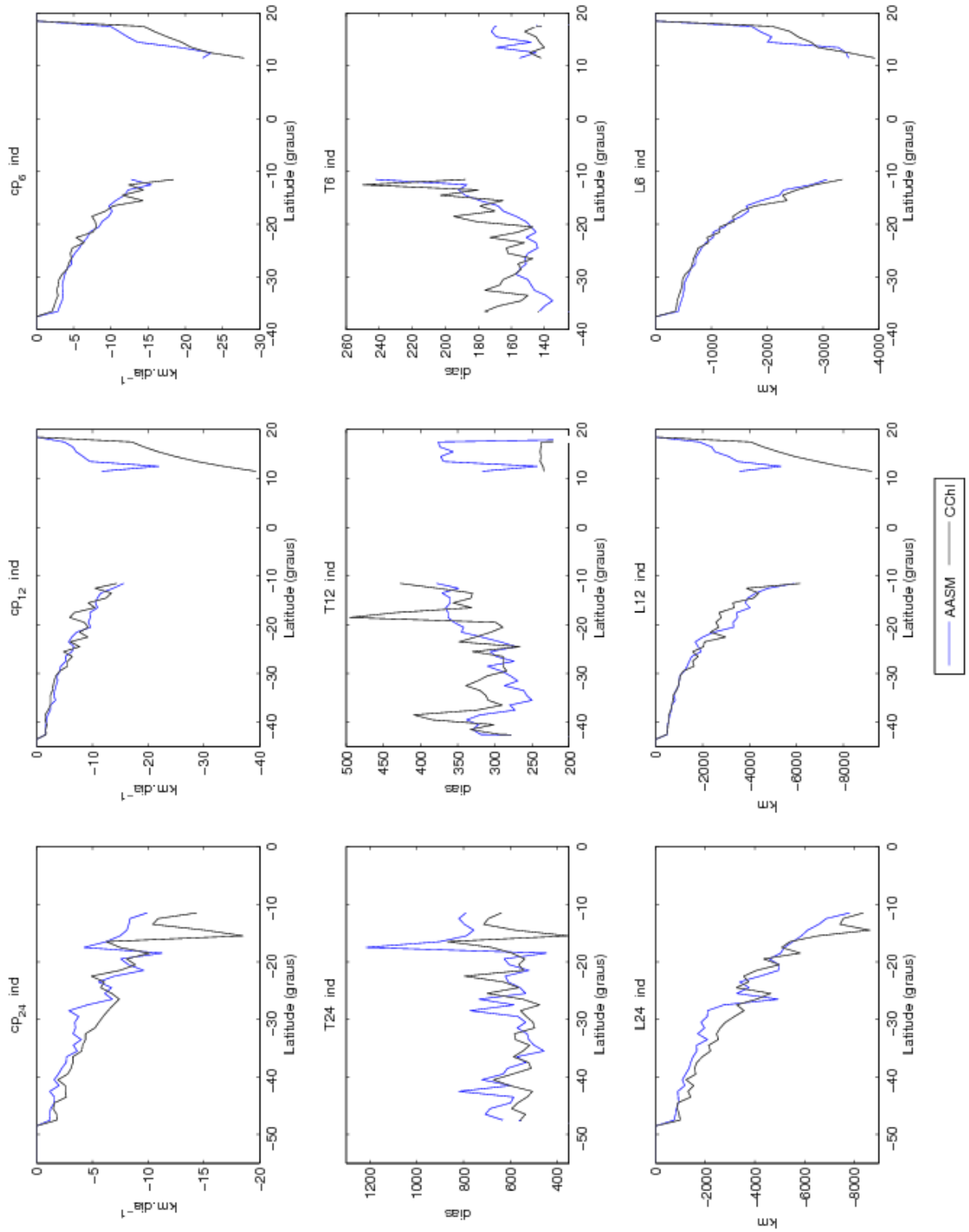

Figura 4.4: Similar a Figura 4.3 para o Oceano Índico.

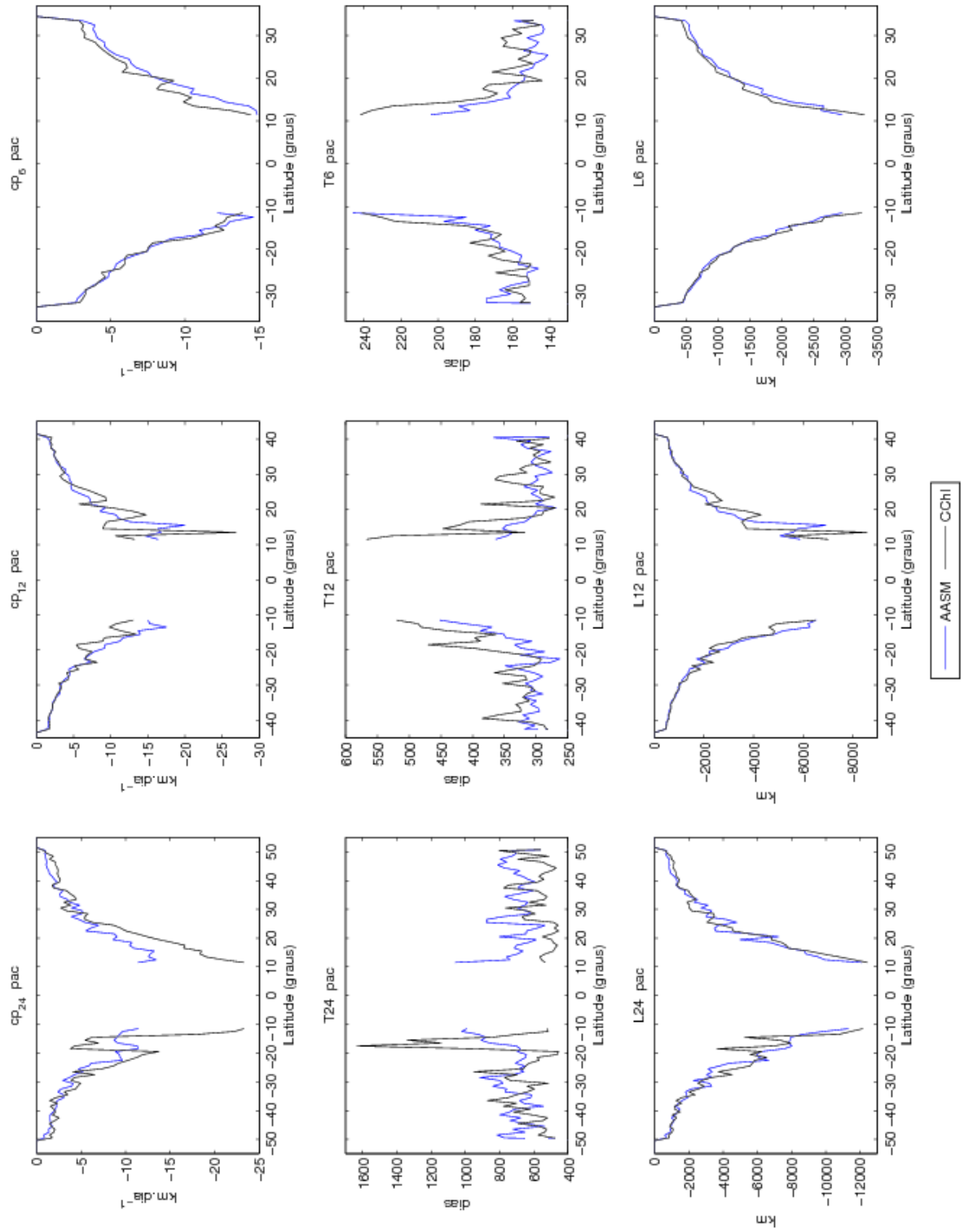

Figura 4.5: Similar a Figura 4.3 para o Oceano Pacífico.

satélites TOPEX/Jason-1 para cada bacia oceânica e componente espectral. Ou seja, as velocidades de fase obtidas para ambos conjunto de dados devem ser similares para que se possa analisar o processo que deve estar atuando. As Figuras 4.6, 4.7 e 4.8 mostram tais latitudes onde a velocidade de fase de ambas variáveis ($AASM$ e $CChl$) estão dentro de 5% de variação uma em relação a outra para os oceanos Atlântico, Índico e Pacífico respectivamente.

Fazendo uma análise global das três principais bacias oceânicas, observa-se que o Oceano Pacífico não obteve resultados positivos para a componente bianual da velocidade de fase apresentando somente as outras duas componentes, 12 e 6 meses. Nota-se ainda que o Oceano Índico quase não obteve tal componente, ou seja, somente duas amostragens da velocidade de fase para cada uma das variáveis, $AASM$ e $CChl$. As barras de erro associadas às velocidades de fase da $AASM$ e $CChl$ na componente bianual, observadas nos oceanos Índico e Atlântico, são relativamente maiores em relação as outras duas componentes. Isto demonstra que nesta componente a variabilidade de c_p entre ambos conjuntos de dados é relativamente grande.

A pouca representatividade da componente bianual nos oceanos Atlântico, Índico e Pacífico deve-se a sua amplitude. A amplitude da $CChl$ nesta escala temporal é relativamente baixa devido a sua variação ser predominantemente anual e semianual. Além disso, uma baixa amplitude resulta em maior variabilidade na obtenção de c_p.

Próximo ao equador, as barras de erro das velocidades de fase, em ambos conjuntos de dados, tendem a aumentar. Este aumento na variabilidade de c_p em baixas latitudes deve-se ao método de sua obtenção através da transformada Radon que diminui sua performance próximo do equador (ver seção 3.3). No Oceano Pacífico a concordância das velocidades de fase entre $AASM$ e $CChl$ é relativamente robusta com pequenos desvios na obtenção de seus valores em ambas componentes espectrais, 12 e 6 meses. No oceano Atlântico ela diminui um pouco e está mais dispersa entre ambos hemisférios, diferentemente dos oceanos Pacífico e Índico onde a concordância das velocidades de fase entre ambos conjuntos de dados ocorre preferencialmente no hemisfério sul. No caso do Oceano Índico isto é natural pois este oceano está limitado geograficamente.

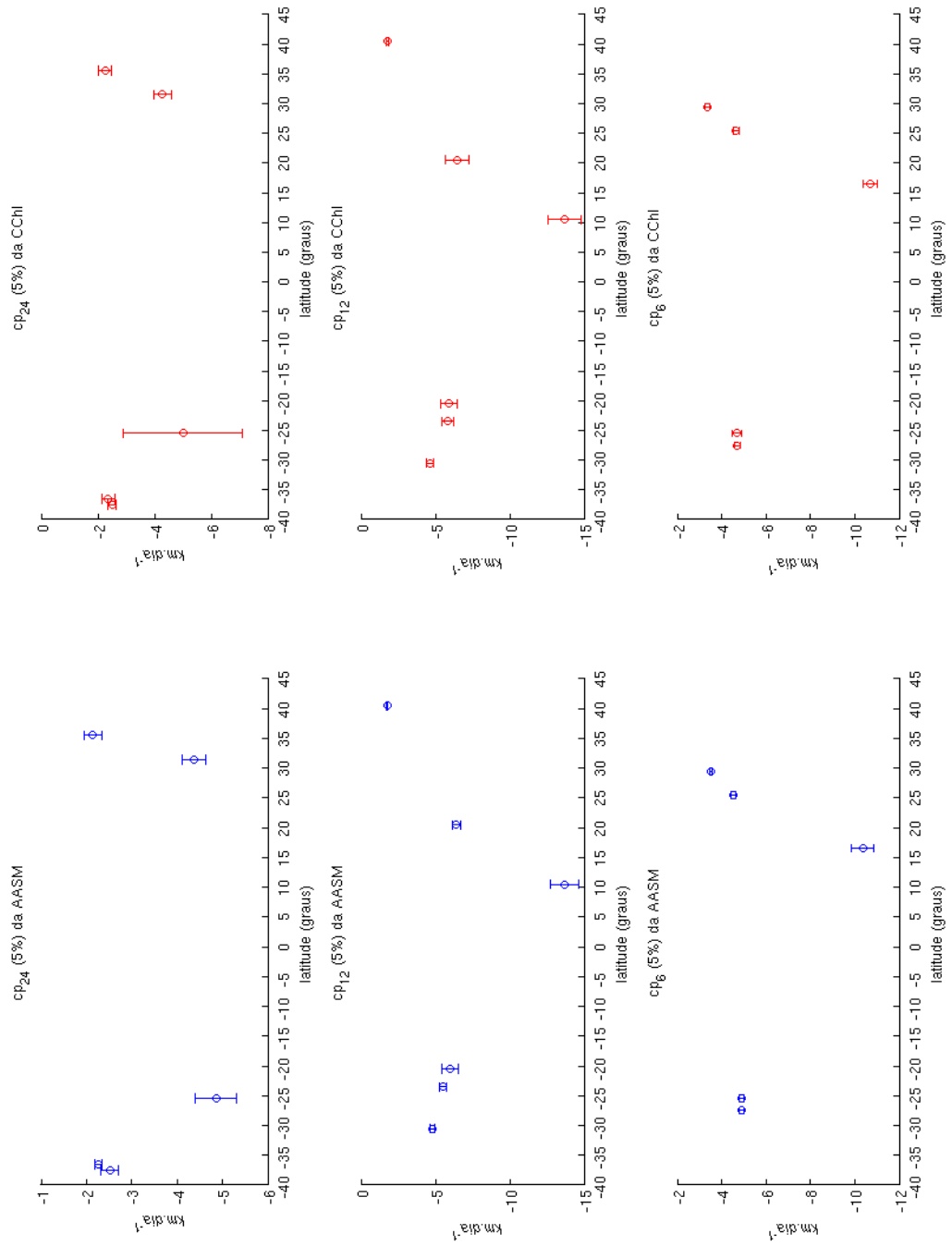

Figura 4.6: Velocidade de fase das ondas de Rossby com período aproximado de 24, 12 e 6 meses para o Oceano Atlântico. As barras de erro indicam o intervalo de confiança de 95%.

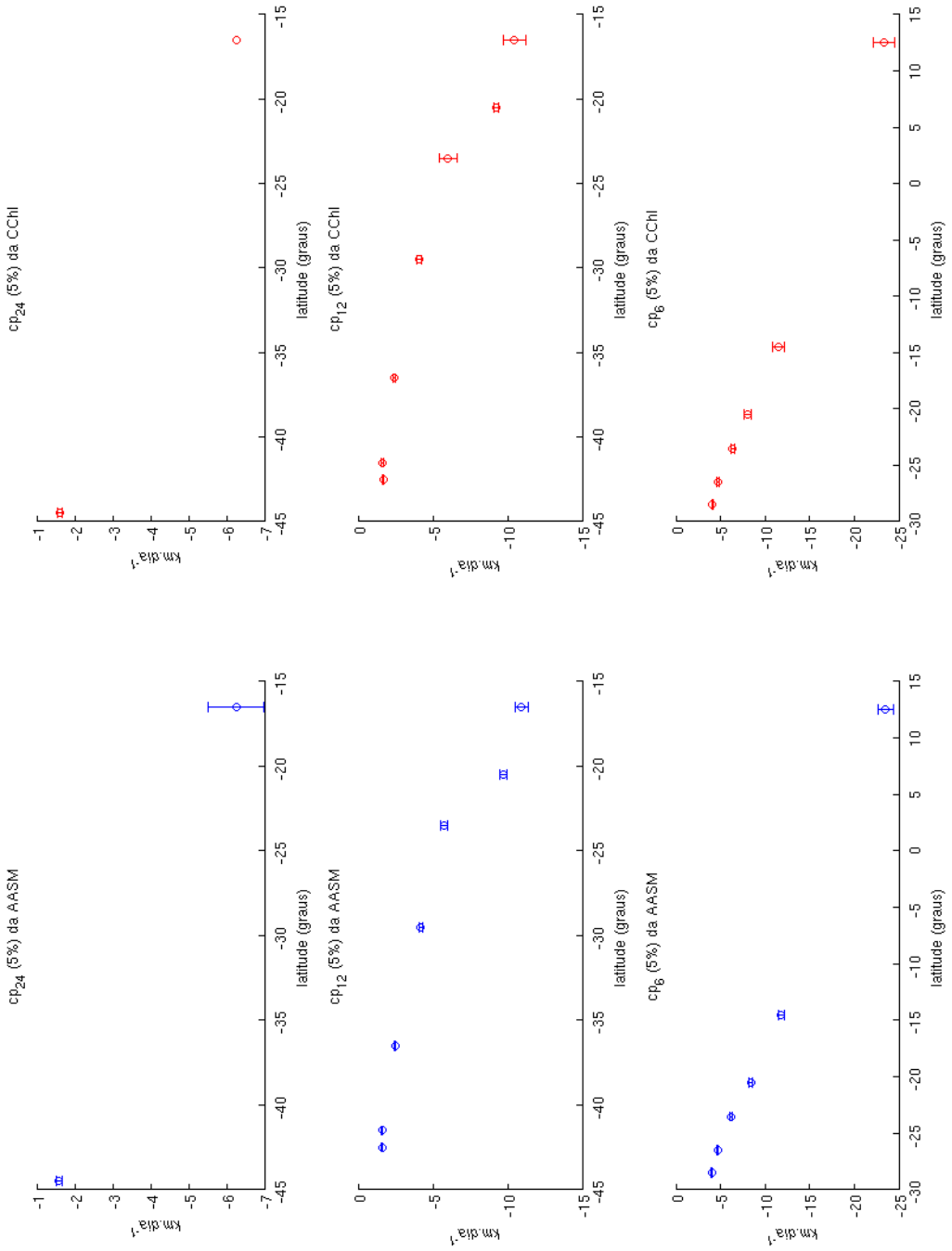

Figura 4.7: Similar a Figura 4.6 para o Oceano Índico.

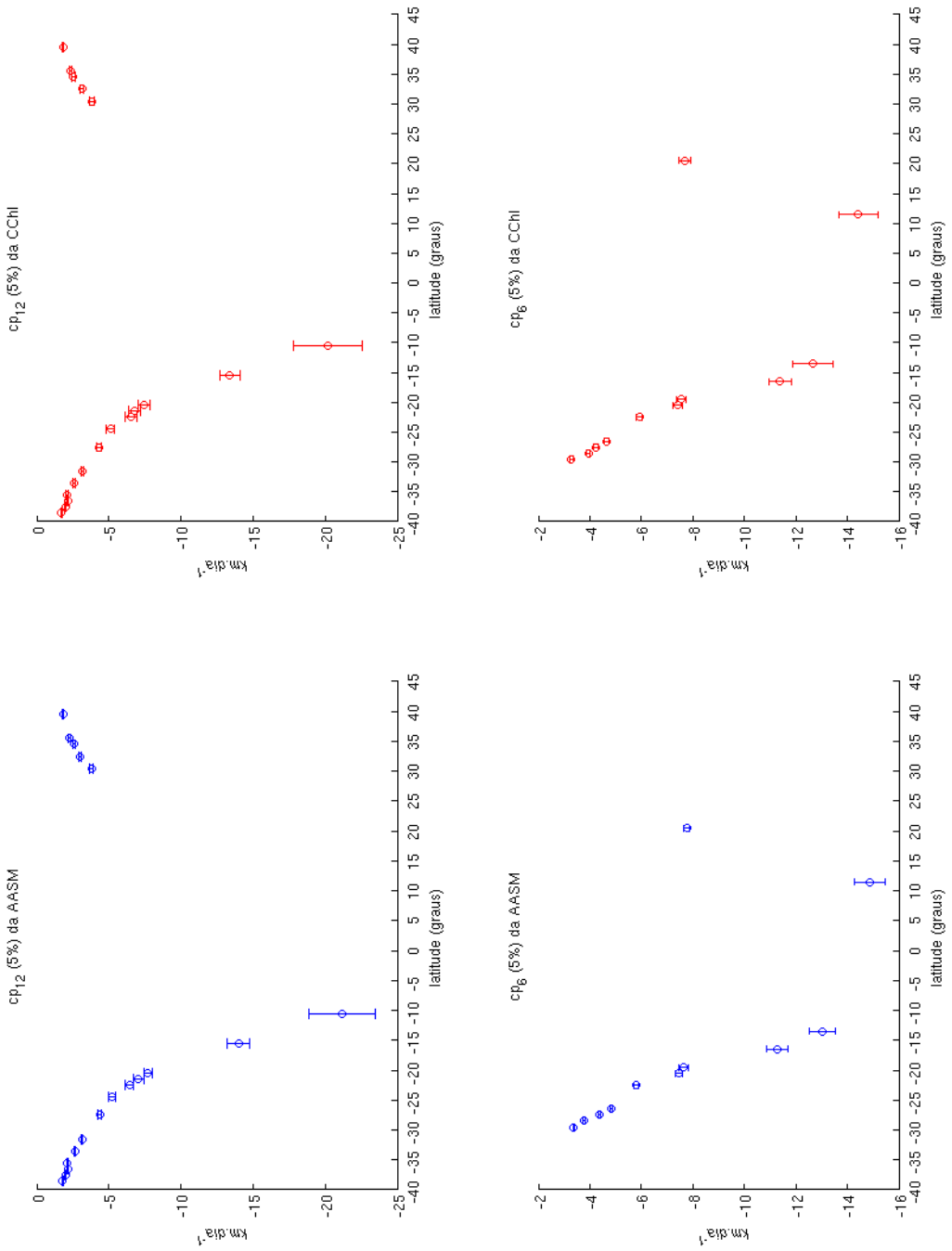

Figura 4.8: Similar a Figura 4.6 para o Oceano Pacífico.

4.2 Análise

As análises de correlação cruzada normalizada, diferença de fase e amplitude entre *AASM* e *CChl* são obtidas para as três bacias oceânicas e componentes espectrais baseadas nas latitudes das Figuras 4.6, 4.7 e 4.8. Tais análises visam quantificar a relação existente entre ambos conjuntos de dados ao longo da extensão zonal da bacia oceânica de uma determinada latitude. Se analisássemos todas as latitudes das Figuras 4.8, 4.6 e 4.7, o presente trabalho teria demasiadas figuras sem que acrescentassem nada novo às conclusões. Neste caso, escolhemos (a) uma latitude em cada bacia oceânica (Atlântico, Índico e Pacífico) que passe sobre os extremos sul e norte dos giros subtropicais em cada um dos hemisférios sul e norte e (b) uma latitude que passe na região central deste giro anticiclônico em ambos hemisférios. Nem todas as componentes espectrais são obtidas nestas latitudes e portanto é analisada somente a componente espectral que passe na latitude de interesse ou próxima dela para ambos *AASM* e *CChl*. No caso do oceano Índico somente são analisadas as latitudes do hemisfério sul devido a limitação geográfica ao norte do equador imposta pelo continente asiático. A interpretação dos resultados baseia-se na observação de duas componentes espectrais de semelhante período (24, ou 12, ou 6 meses), uma para *AASM* e outra para *CChl*, extraídas na latitude da região de interesse. A apresentação destes resultados é feita através de figuras contendo os resultados da análise de correlação cruzada normalizada, diferença de fase, amplitude do sinal filtrado de ambos conjuntos de dados (neste caso, a amplitude do sinal da *CChl* é multiplicada por 10^3 por ser baixo comparado com a amplitude do *AASM*), e um diagrama de Hovmöller de contornos da *AASM* (coloração negra corresponde a valores negativos e coloração branca corresponde a valores positivos) sobreposto a um diagrama de Hovmöller da *CChl*.

4.2.1 Oceano Atlântico Norte

As latitudes analisadas nas regiões de interesse para este oceano estão mostradas nas Figuras 4.10, 4.11 e 4.12 das componentes espectrais com períodos de 12 (40.5°N), 6 (29.5°N) e 6 (16.5°N) meses, respectivamente.

A região do extremo norte do giro subtropical do Oceano Atlântico Norte, na

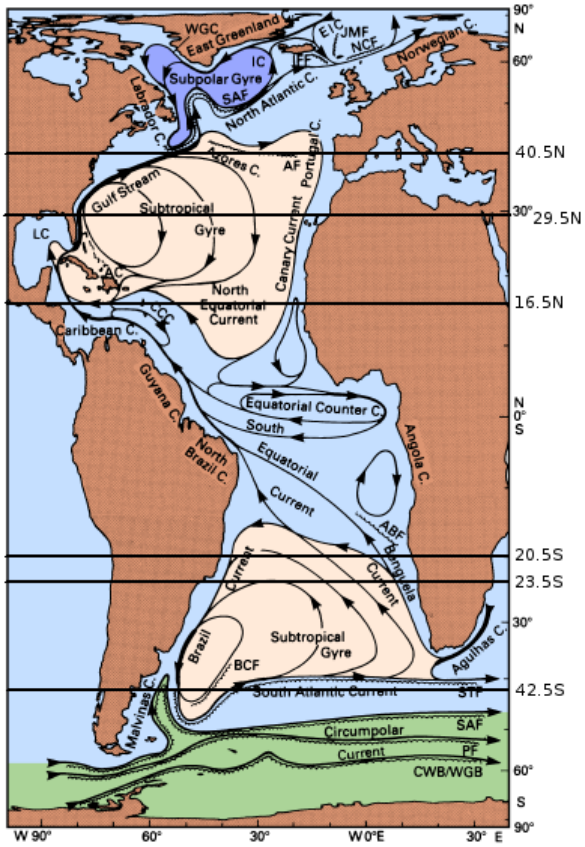

Figura 4.9: Correntes superficiais do Oceano Atlântico e latitudes analisadas (retas horizontais). Abreviações são usadas para a Corrente Leste da Islândia (EIC), Corrente da Irminger (IC), Corrente Oeste da Groenlandia (WGC), Corrente das Antilhas (AC) e Contra-Corrente do Caribe (CCC). Abreviações das principais frentes são: Frente Jan Mayen (JMF), Frente da Corrente da Noruega (NCF), Frente dos Azores (AF), Frente Sub-Ártica (SAF), Frente Islândia-Faroe (IFF), Frente Angola-Benguela (ABF), Frente da Corrente do Brasil (BCF), Frente Subtropical (STF), Frente Subantártica (SAF), Frente Polar (PF), Limite da Água Continental (CWB), Limite do Giro de Weddell (WGB). Extraído de Tomczak and Godfrey 2003.

latitude de 40.5°N, e a região quase central deste giro, na latitude de 29.5°N, as correlações são baixas (Figuras 4.10A e 4.11A) com a diferença de fase variando entre 0° e ±90°, com alguns picos entre ±90° e ±180° à 40.5°N (Figuras 4.10B e 4.11B).

Na Figura 3.1, entre 30°N e 45°N, observamos um forte gradiente meridional da *CChl* formando uma frente: águas produtivas ao norte e águas menos produtivas ao sul. Esta frente se estende desde aproximadamente 30°N, sobre a plataforma americana, para até aproximadamente 45°N distante da Europa, apresentando uma variabilidade meridional de sua posição de acordo com a estação do ano. De Janeiro à Junho, o limite sul da frente se desloca mais para sul chegando entre aproximadamente 30°N e 35°N. De Julho à Dezembro, seu limite sul se encontra ao norte de 35°N. A diferença de fase obtida entre 0° e ±90° à 29.5°N (Figura 4.11B) e 40.5°N (Figura 4.10B) pode estar conectada com a posição da frente. Isto é, à 29.5°N, no inverno, deslocamentos horizontais do limite sul da frente da *CChl*, através do mecanismo de advecção horizontal provocado pela passagem das ondas de Rossby, (Figura 1.17) podem estar ocorendo. No verão o limite sul da frente migra mais para norte, até aproximadamente 35°N, e assim, à 40.5°N, o processo de advecção horizontal da ondas de Rossby poderia atuar também nesta latitude, bem como o de advecção vertical de nutrientes (Figura 1.18), porém menos expressivo que o de advecção horizontal (Charria et al. 2006).

No extremo sul do giro subtropical do Oceano Atlântico Norte, na latitude 16.5°N (Figura 4.12), as correlações entre *AASM* e *CChl* são baixas (Figura 4.12A), com a diferença de fase variando entre 0° e ±90° em toda a extensão zonal da bacia (Figura 4.12B). A amplitude da *AASM* (Figura 4.12C) não mostra grandes desvios, enquanto que a da *CChl* a amplitude aumenta em ambos extremos da bacia.

A Figura 3.1, nas latitudes próximas de 16.5°N, ilustra um forte gradiente meridional da *CChl*. A diferença de fase obtida nesta latitude varia entre 0° e ±90°. Possivelmente, deslocamentos horizontais do gradiente meridional da *CChl*, acoplados com a propagação para oeste das ondas de Rossby do primeiro modo baroclínico, podem estar atuando no meio da bacia através do mecanismo ilustrado na Figura 1.17. Tais resultados foram observados também por Charria et al. (2006) ao sul de 28°N (mais especificamente 19.5°N e 23.5°N) com coerências entre *AASM* e concentrações de clorofila *a* relativamente fracas, com a diferença de fase variando entre 0° e ±90°, corroborando os resultados aqui

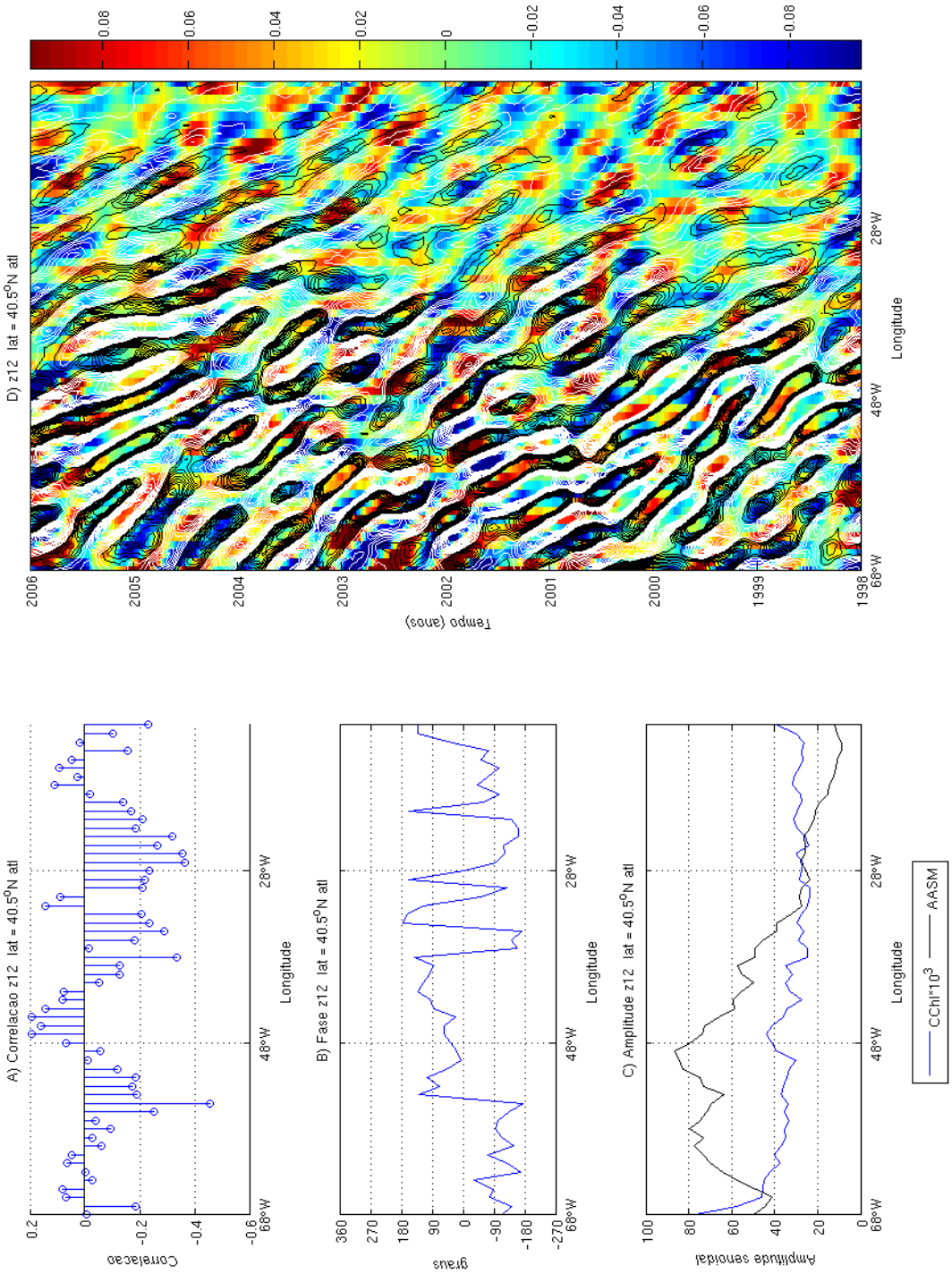

Figura 4.10: Análise de correlação cruzada normalizada, diferença de fase e amplitude do sinal entre $AASM$ e $CChl$ da componente anual na latitude de 40.5°N no Oceano Atlântico.

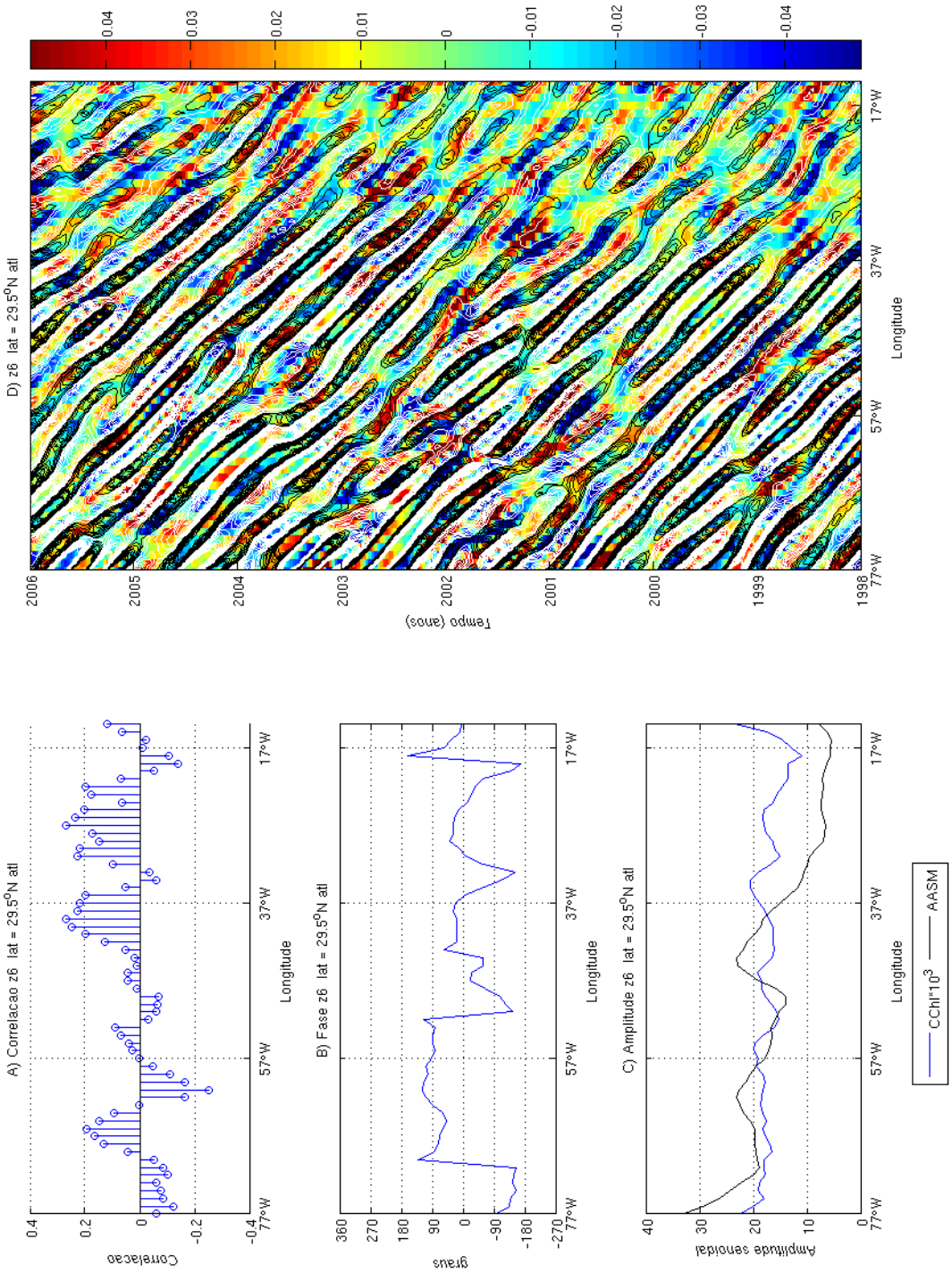

Figura 4.11: Similar a Figura 4.10 para a componente semianual na latitude de 29.5°N no Oceano Atlântico.

apresentados.

O aumento da amplitude da *CChl* em ambos extremos leste e oeste da bacia, na latitude de 16.5°N, não parece ser ocasionada através da dinâmica de propagação das ondas de Rossby baroclínicas. À leste da bacia situa-se o Domo da Guiné e a oeste da mesma situa-se a região de influência das drenagens dos rios Amazonas e Orinoco.

O Domo da Guiné é influenciado por uma forte ressurgência de águas profundas ricas em nutrientes. Tal mecanismo é provocado por efeito dos ventos alísios de Nordeste que defletem, com um ângulo aproximado de 45° à direita do vento, a corrente das Canárias (Figura 4.9. Como vimos nas Figuras 1.10 e 1.11 da seção 1.1.2 o transporte da água superficial para longe da costa, por efeito da tensão de cisalhamento do vento sobre a lâmina de água superficial, acarreta a subida das isopicnais para a superfície expondo assim os nutrientes sub-superficiais em contato com a zona fótica. Portanto, nesta região o sinal da *CChl* torna-se forte.

Na região de drenagem dos rios Amazonas e Orinoco a termoclina é mais profunda em relação ao outro extremo da bacia, e portanto o aumento da amplitude da *CChl*, observado nesta região, não parece ser devido a dinâmica de Ekman. Müller-Karger et al. (1995) explicam que a grande quantidade de material em suspensão, incluindo material orgânico colorido, liberado pelas bacias do Amazonas e Orinoco, influenciam na medição da concentração de clorofila *a* dos sensores cor do oceano. O resultado disto seria uma sobre-estimação dos níveis de clorofila *a* existentes nesta parte da bacia.

4.2.2 Oceano Atlântico Sul

As latitudes analisadas nas regiões de interesse para este oceano estão mostradas nas Figuras (4.13), (4.14) e (4.15) das componentes espectrais de período aproximado de 12 (20.5°S), 12 (23.5°S) e 24 (42.5°S) meses, respectivamente. Vale ressaltar que entre as latitudes de 10.5°S e 20.5°S a velocidade de fase das componentes filtradas de períodos com 24, 12 e 6 meses, entre *AASM* e *CChl*, variaram mais que 5%. Logo as latitudes neste intervalo de 10.5°S e 20.5°S não foram obtidas (Figura 4.6). Neste caso, associamos a região do extremo norte do giro subtropical do Oceano Atlântico Sul a 20.5°S.

As correlações da componente anual na latitude de 20.5°S explicam cerca de 60% da correlação entre *AASM* e *CChl* próximo de 29°W com correlações positivas nesta parte

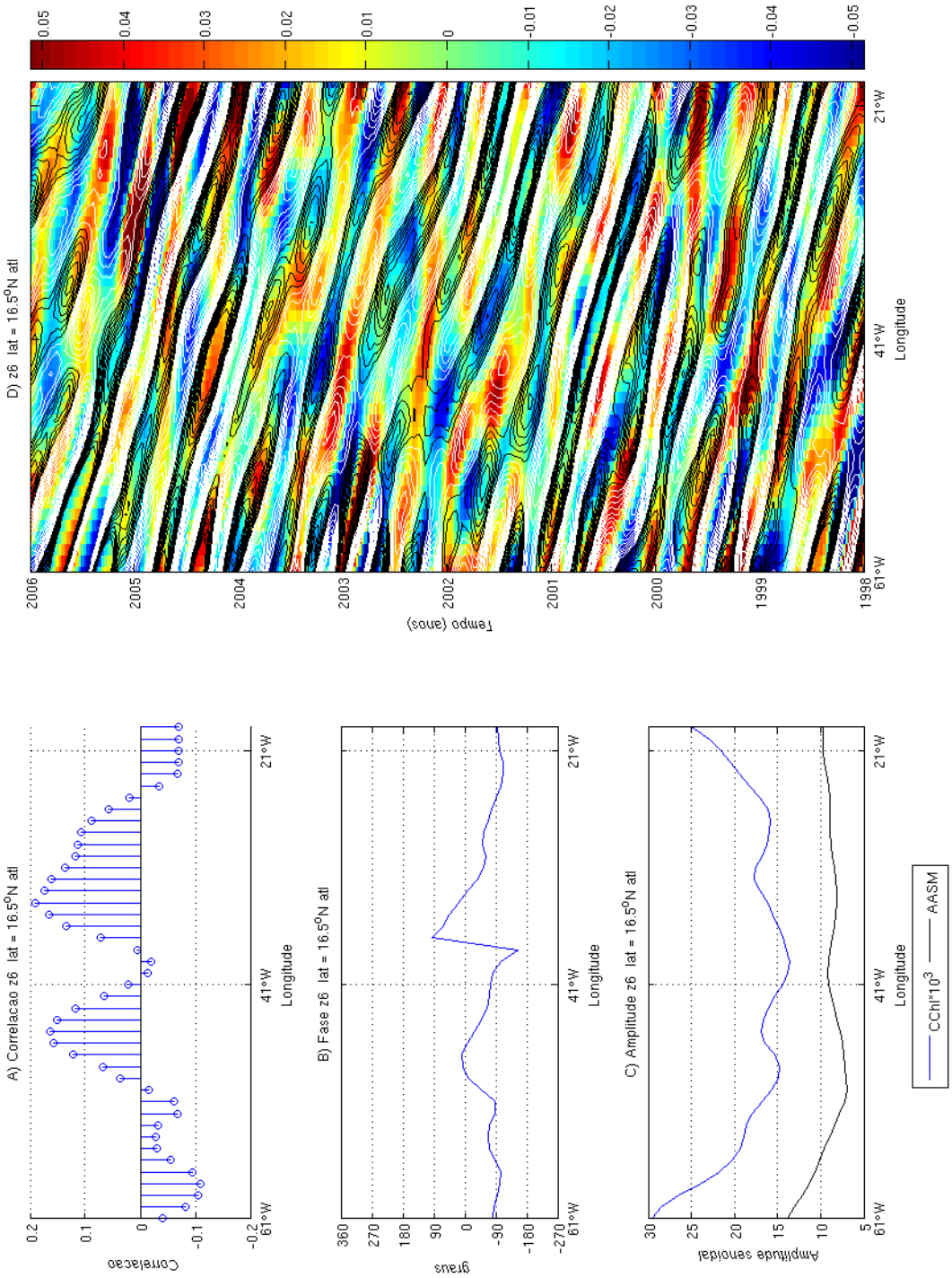

Figura 4.12: Similar a Figura 4.10 para a componente semianual na latitude de 16.5°N no Oceano Atlântico.

da bacia. Correlações variando em torno de zero são observadas de leste até próximo de 20°W (figura 4.13A).

A 20.5°S observamos que existe um forte sinal da $CChl$ no extremo leste da bacia (Figura 3.1). Esta região é influenciada pela ressurgência equatorial através da dinâmica de Ekman (Figuras 1.10 e 1.11) que afasta a Corrente da Benguela da costa africana (Figura 4.9).

Conforme nos distanciamos da costa africana até aproximadamente 10°W a diferença de fase, entre $AASM$ e $CChl$, varia em torno de $-90°$ (Figura 4.13B). Nesta região o processo de advecção horizontal do gradiente meridional da $CChl$ deve estar atuando (Figura 1.17). Se observarmos a Figura (3.1), gradientes meridionais da $CChl$ são vistos entre aproximadamente 10.5°S e 20.5°S, e de 10°W até a borda leste da bacia. Neste caso, a frente da $CChl$ poderia ser deslocada meridionalmente com a passagem da onda de Rossby.

Na latitude de 23.5°S, ou seja, no centro do giro subtropical do Oceano Atlântico Sul, observamos correlações ao redor de 20% entre $AASM$ e $CChl$. A amplitude de ambos sinais têm uma forma variável relativamente parecida, exceto na borda leste da bacia onde a ressurgência costeira é atuante nesta região conduzindo a um aumento no sinal da $CChl$ com $AASM$ negativa (Figura 4.14C).

As correlações negativas e a diferença de fase obtida entre 90° e 180°, ambas destacadas pelas elipses nas Figuras 4.14A e 4.14B, bem como a Figura 4.14D, aumentada na região de 22°W, demonstram que o mecanismo de advecção vertical das ondas de Rossby do primeiro modo baroclínico provavelmente deve estar atuando nesta região do oceano. Este mecanismo libera pulsos verticais de nutrientes para a zona fótica, mais precisamente nas regiões da cava da onda (Figura 1.18), ao longo de sua propagação para oeste.

A 42.5°S, A amplitude da $AASM$ e $CChl$ demonstra três zonas distintas: duas áreas caracterizadas por sinais relativamente energéticos: o contorno oeste entre 58°W e 38°W incluindo a Confluência das Correntes Brasil-Malvinas e o sistema de correntes das Agulhas à leste de 2°E, ilustrados na Figura 4.9 e uma região no centro caracterizada por um sinal relativamente baixo em ambas variáveis (Figura 4.15C).

A diferença de fase obtida entre aproximadamente 0° e $\pm 90°$ indica que o processo de advecção horizontal de gradientes meridionais da $CChl$ é dominante na região central

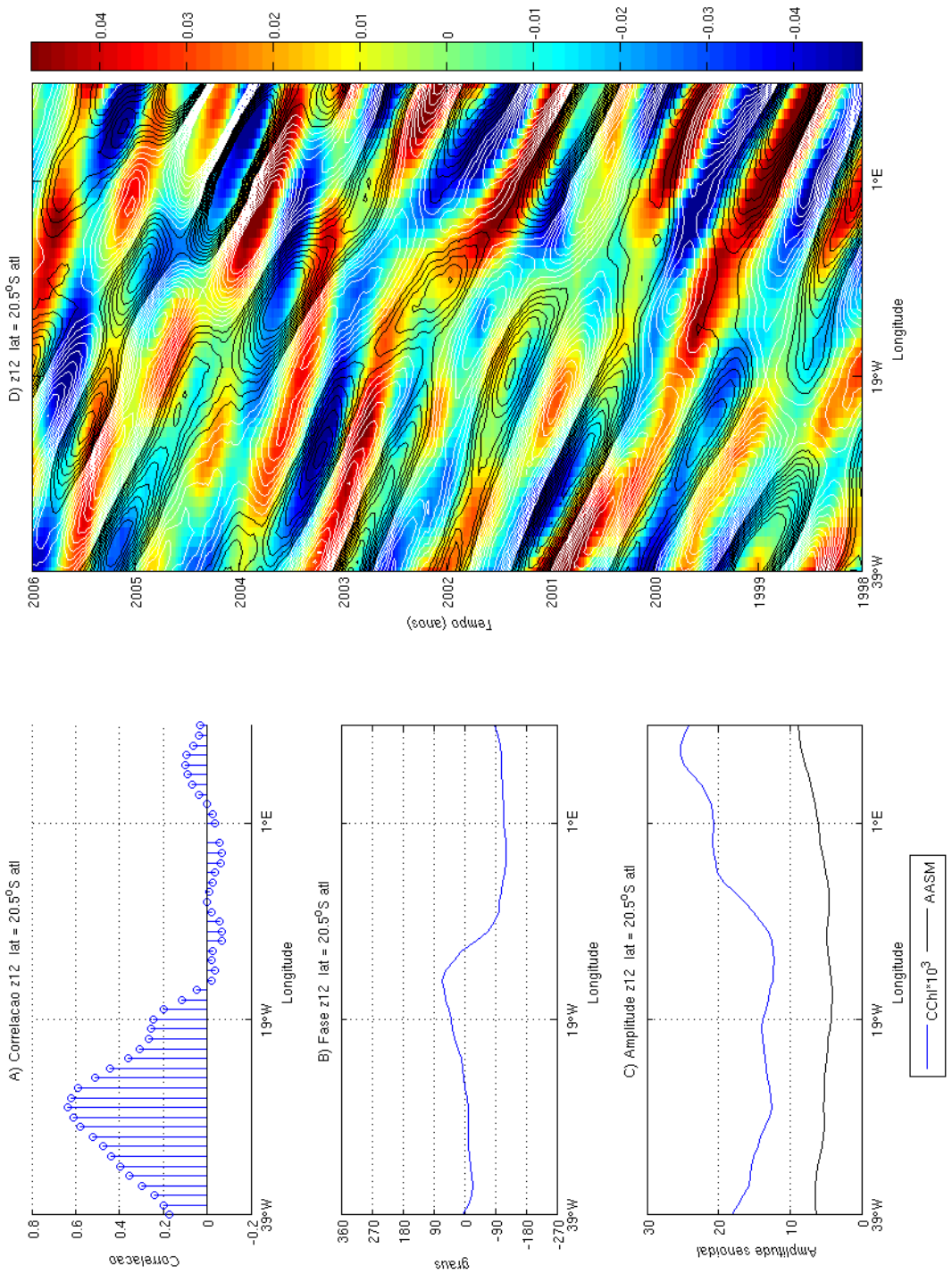

Figura 4.13: Similar a Figura 4.10 para a componente anual na latitude de 20.5°S no Oceano Atlântico.

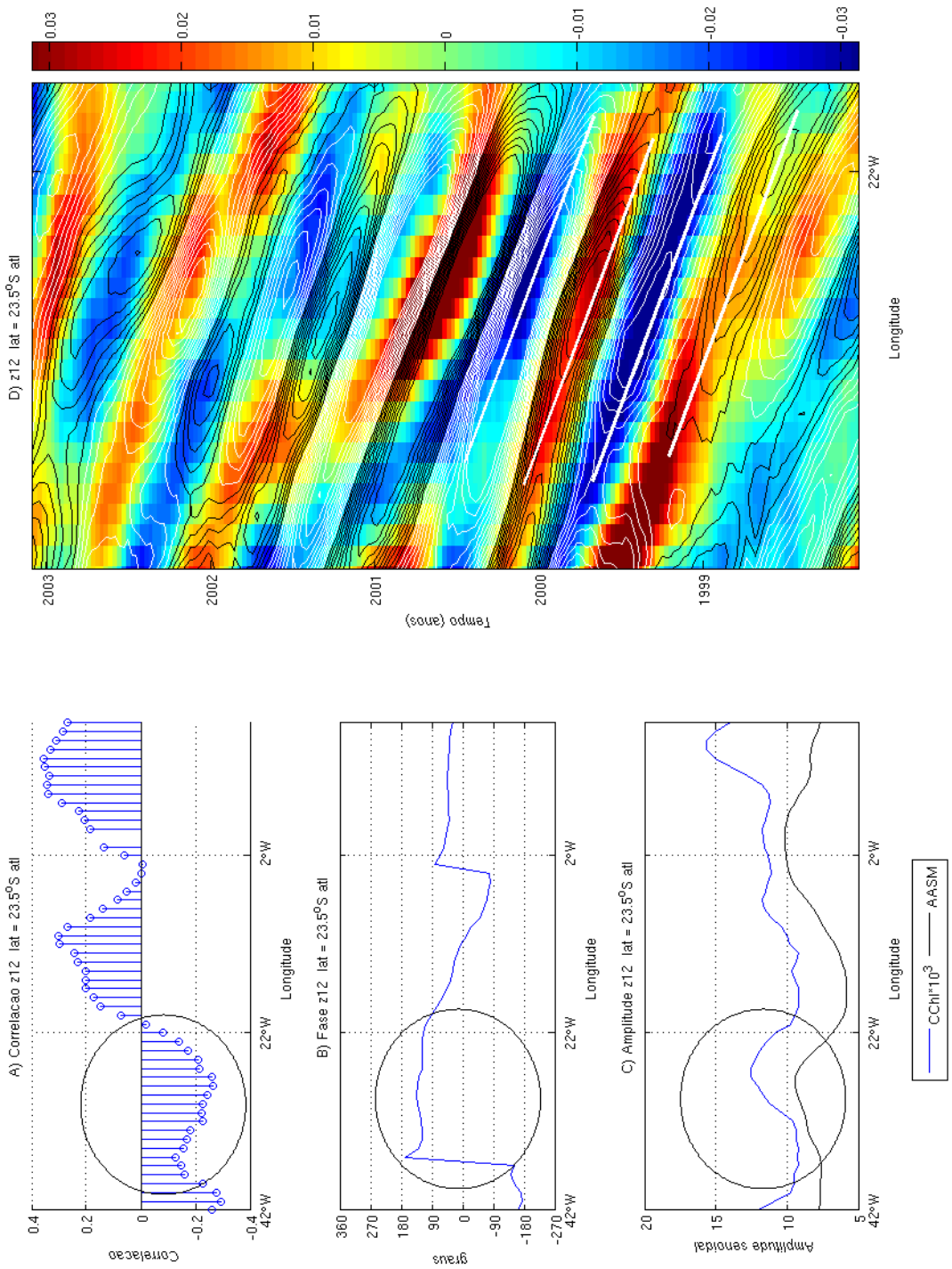

Figura 4.14: Similar a Figura 4.10 para a componente anual na latitude de 23.5°S no Oceano Atlântico.

da bacia (Figura 4.15B). Nesta região existe forte gradiente meridional da *CChl* (Figura 3.1) e portanto deslocamentos horizontais, devido à propagação oeste das ondas de Rossby, devem estar acontecendo nesta parte do oceano.

Nos extremos leste e oeste da bacia, atividades de mesoescala provavelmente devem interagir com as ondas de Rossby, e assim a *CChl* pode ser influenciada, não somente pela propagação das ondas de Rossby, mas também por vórtices de mesoescala associados ao sistema de correntes de ambos extremos leste e oeste da bacia. Na parte central da bacia, movimentos horizontais do gradiente meridional da *CChl*, devido a propagação para oeste das ondas de Rossby, devem proporcionar variação na *CChl* nesta banda zonal da bacia de acordo com a diferença de fase entre 0° e ±90° (Figura 4.15B).

4.2.3 Oceano Índico

As latitudes analisadas nas regiões de interesse são mostradas nas Figuras 4.16, 4.17 e 4.18 das componentes espectrais 6 (14.5°S), 12 (29.5°S) e 12 (42.5°S) meses, respectivamente. De um modo geral observa-se em todas as figuras que as correlações são baixas (em média de 20% à 40%)(Figuras 4.16A, 4.17A e 4.18A).

Próximo a região de 92°E na latitude de 14.5°S a amplitude da *AASM* está em elevação com uma biomassa fitoplanctônica relativamente baixa, limitada pela disponibilização de nutrientes na camada fótica do oceano (Figura 4.16C). De acordo com as correlações negativas (Figura 4.16A) e a diferença de fase entre 0° e 180°, ao redor de 92°E (Figura 4.16B), o mecanismo de advecção vertical (Figura 1.18), provocado pelas ondas de Rossby baroclínicas, deve estar contribuindo na manutenção da atual biomassa fitoplanctônica. Esta observação pode ser confirmada através da análise do diagrama de Hovmöller, aumentado para esta região (Figura 4.16D), que mostra a oposição de fase entre *AASM* e *CChl*, principalmente entre os anos de 2002 e 2003.

Ao redor de 72°E as correlações diminuem até próximas de zero com a diferença de fase variando entre 0° e ±90°. Possivelmente, advecção horizontal de gradientes meridionais da *CChl* deve estar atuando. Gradientes meridionais da *CChl* tendem a aumentar de aproximadamente 72°E para o extremo oeste da bacia (Figura 3.1) e assim devem sofrer deslocamentos horizontais conforme as ondas passam sobre eles.

A região do giro subtropical anticiclônico, na latitude de 29.5°S (Figura 4.17), a

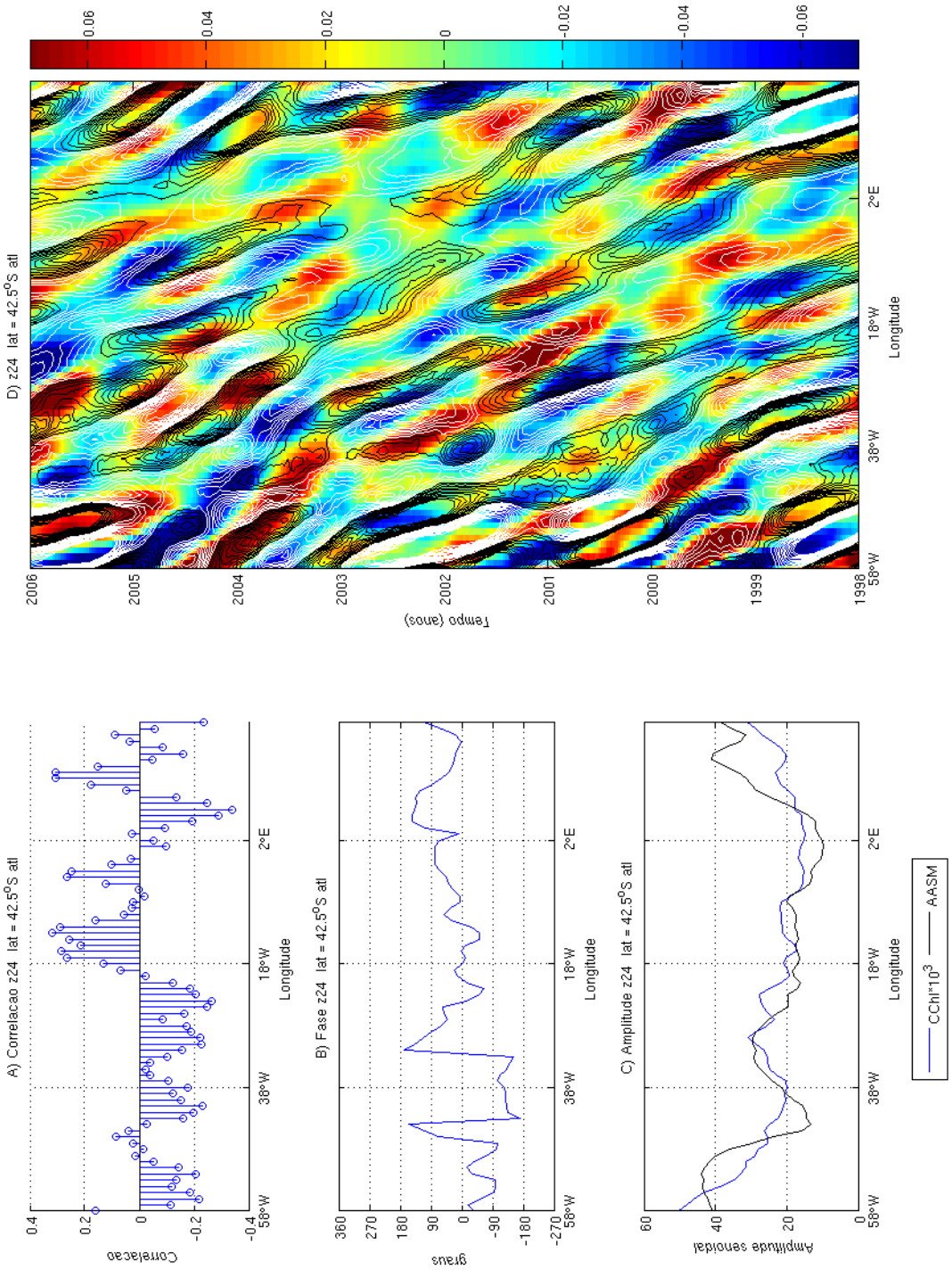

Figura 4.15: Similar a Figura 4.10 para a componente bianual na latitude de 42.5°S no Oceano Atlântico.

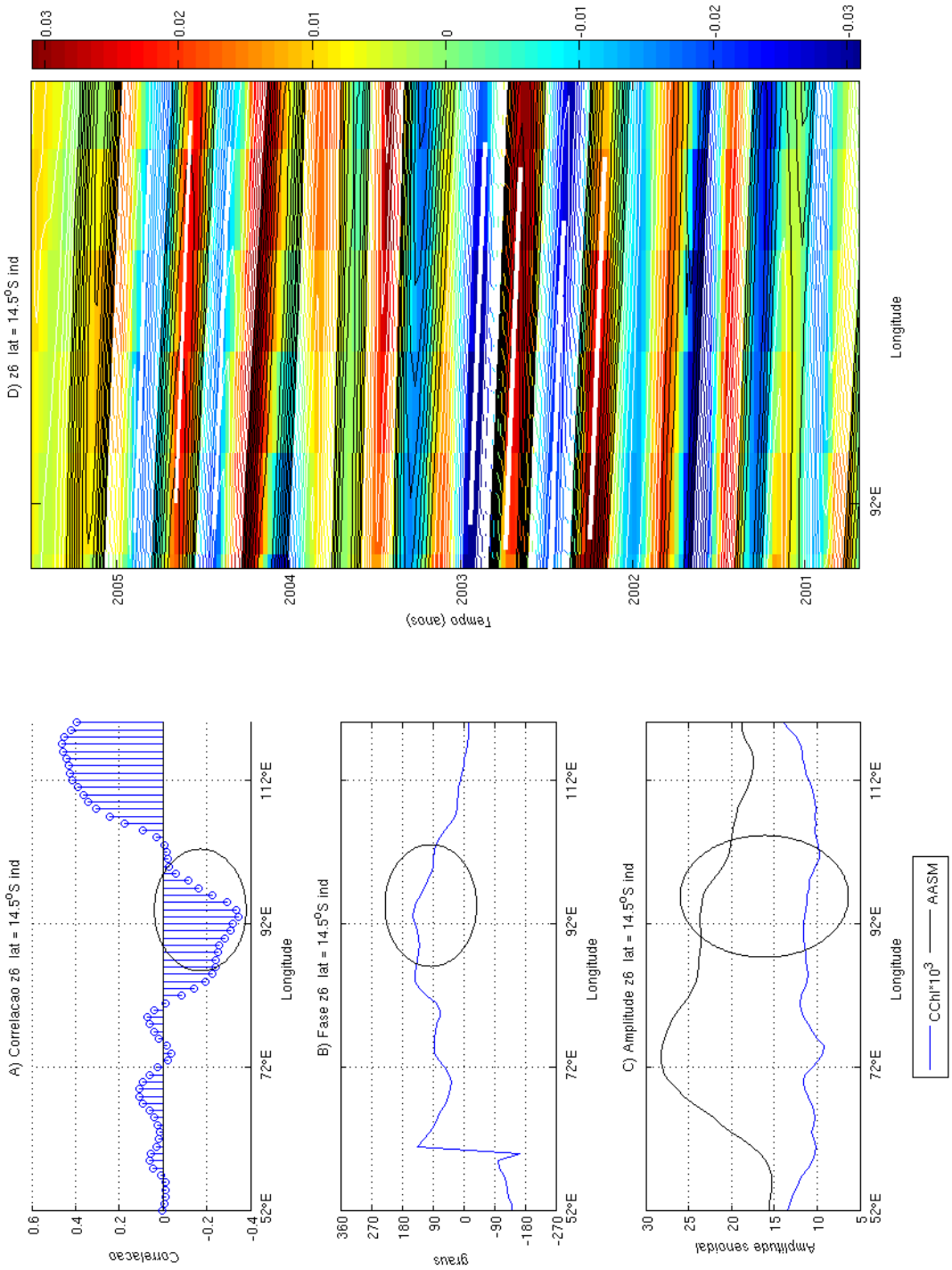

Figura 4.16: Similar a Figura 4.10 para a componente semianual na latitude de 14.5°S no Oceano Índico.

amplitude da *CChl* varia moderadamente, enquanto que a da *AASM* é mais variável indicando um sinal energético mais forte das ondas de Rossby nesta latitude (Figura 4.17C). As correlações são baixas até ao redor de 53°E com a diferença de fase variando entre ±180° em alguns locais nesta banda zonal do oceano (Figuras 4.17A e 4.17B). Possivelmente o mecanismo de advecção vertical das ondas de Rossby baroclínicas deve estar ocorrendo.

A diferença de fase próxima de ±180° torna-se mais evidente ao redor de 53°E com correlações negativas sendo relativamente maiores. Nesta região, a hipótese de bombeamento vertical, devido a ondas de Rossby baroclínicas, domina na banda zonal de 29.5°S. Isto também é observado por White et al. (2004) em 28°S nesta mesma bacia.

À 42.5°S (Figura 4.18), no extremo sul do giro subtropical anticiclônico, há muita descontinuidade zonal nas correlações (Figura 4.18A). A diferença de fase varia entre 0° e ±90° em algumas partes desta banda zonal (Figura 4.18B). Nesta região existe forte gradiente meridional da *CChl* (Figura 3.1) com um sinal relativamente forte da *AASM* próximo à 62°E (Figuras 3.3 e 4.18C). É de se esperar que nesta região da bacia o mecanismo de advecção horizontal das ondas de Rossby esteja dominando em relação ao de advecção vertical.

A região ao redor de 42°E pode ser considerada dominada pelo mecanismo de advecção horizontal da *CChl*. Nesta região, o gradiente meridional da *CChl* é ainda mais forte em relação ao restante da banda zonal (Figuras 3.1 e 4.18B). Tal observação está de acordo com trabalho de White et al. (2004) que também observaram a dominância do mecanismo de advecção horizontal de gradientes meridionais da concentração de clorofila *a* ao sul do giro subtropical do Oceano Índico.

4.2.4 Oceano Pacífico Norte

As latitudes analisadas nas regiões de interesse para este oceano estão mostradas nas Figuras 4.20, 4.21 e 4.22 das componentes espectrais com períodos de 12 (39.5°N), 6 (20.5°N) e 6 (11.5°N) meses, respectivamente.

À 39.5°N ocorre uma frente de *CChl* bem marcada separando o giro subpolar, com elevada *CChl*, do giro subtropical, com baixa *CChl* (Figuras 3.1 e 4.19). Esta frente se desloca meridionalmente de acordo com a estação do ano. No inverno ela varia entre

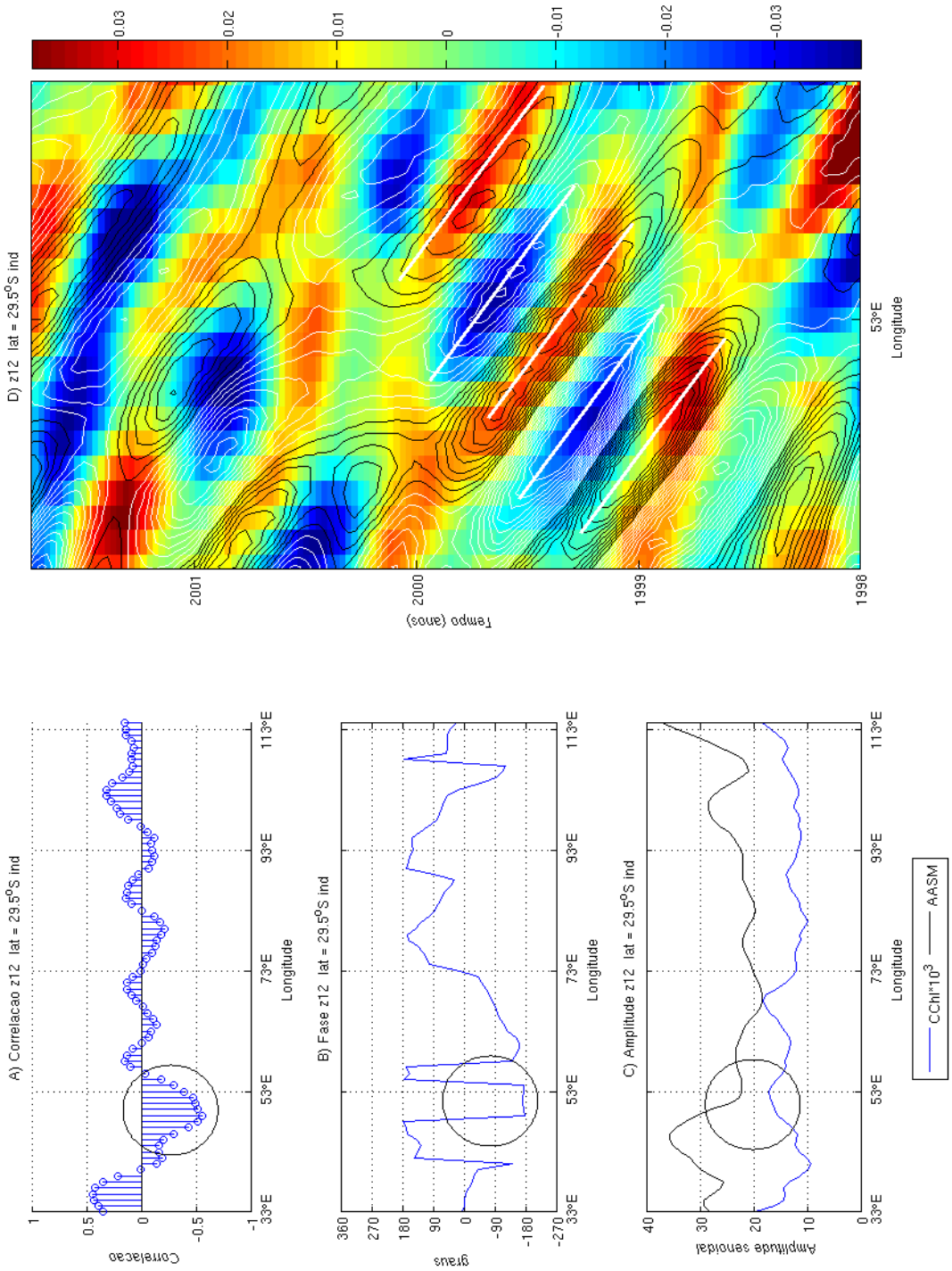

Figura 4.17: Similar a Figura 4.10 para a componente anual na latitude de 29.5°S no Oceano Índico.

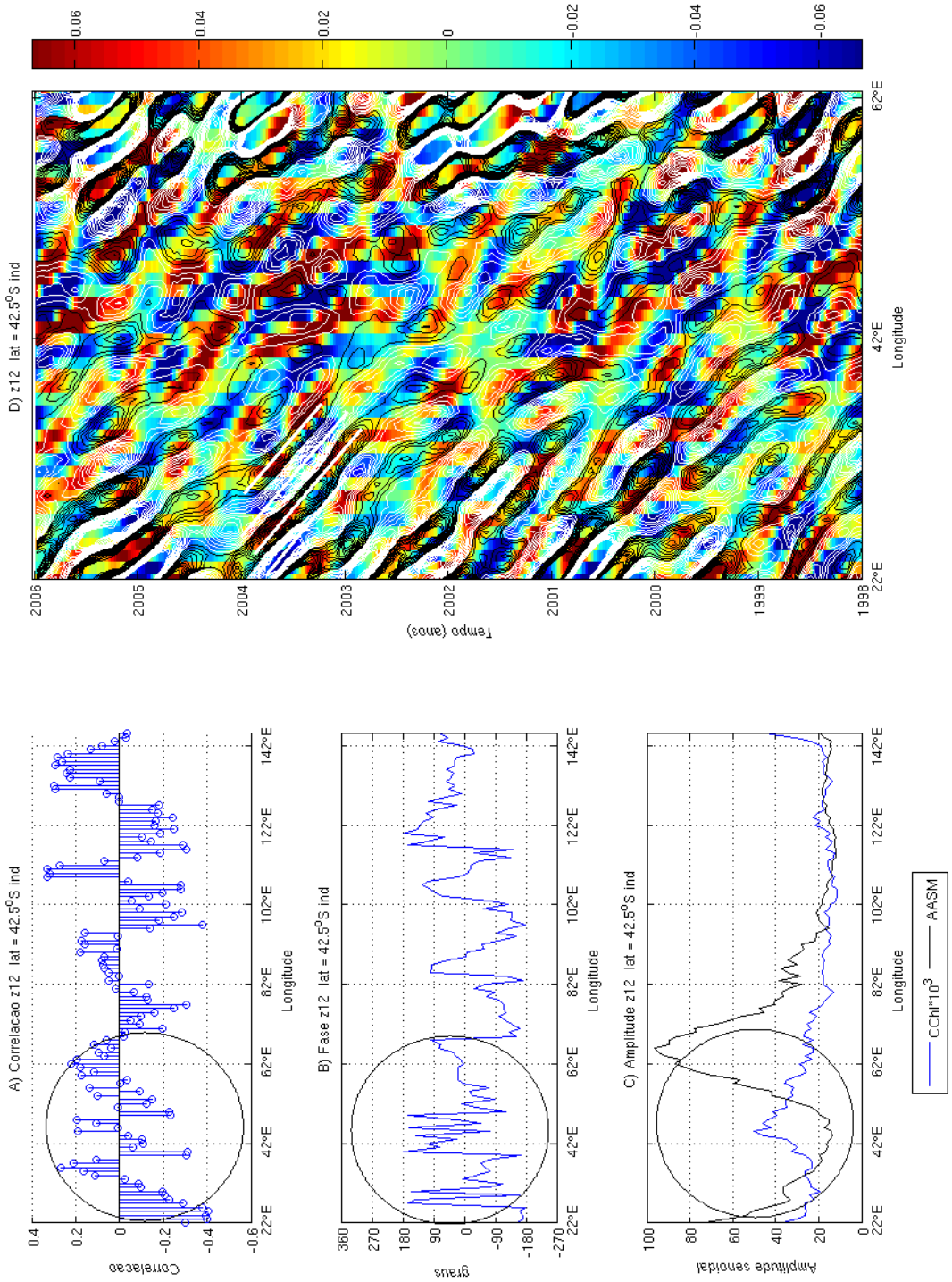

Figura 4.18: Similar a Figura 4.10 para a componente anual na latitude de 42.5°S no Oceano Índico.

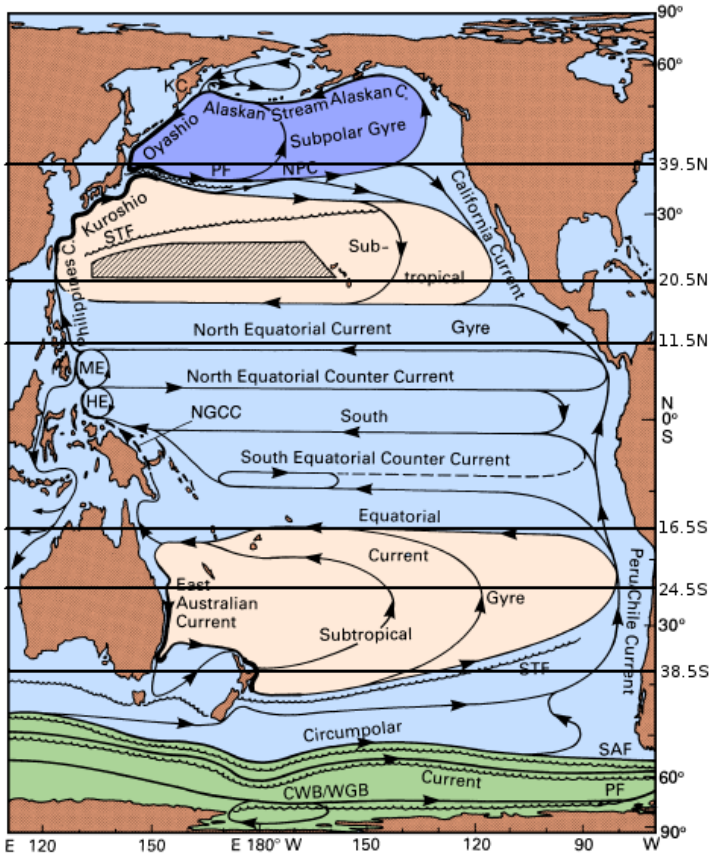

Figura 4.19: Correntes superficiais do Oceano Pacífico e latitudes analisadas (retas horizontais). Abreviações são usadas para Vórtice de Mindanao (ME), Vórtice de Halmahera (HE), Corrente Costeira da Nova Guiné (NGCC), Corrente do Pacífico Norte (NPC), Corrente Kamchatka (KC). Abreviações das principais frentes são: Frente Subtropical (STF), Frente Subantártica (SAF), Frente Polar (PF), Limite da Água Continental (CWB), Limite do Giro de Weddell (WGB). Extraído de Tomczak and Godfrey 2003.

aproximadamente 30°N e 35°N e no verão entre aproximadamente 40°N e 45°N (Bograd et al. 2004).

Na banda zonal de 39.5°N, a diferença de fase não demonstra que a *CChl* seja influenciada somente por ondas de Rossby. Nesta região há grande turbulência associada à advecção pelas Correntes do Pacífico Norte e Kuroshio, cujo cisalhamento vertical é grande. Neste caso, nossa fase não permiti-nos concluir com relativa exatidão todos os processos que devem estar ocorrendo.

Nos extremos leste e oeste de 39.5°N a diferença de fase, bem como a amplitude da *CChl*, não parecem ser explicadas pela dinâmica de propagação das ondas de Rossby (Figuras 4.20B e 4.20C). No leste, a Corrente do Pacífico Norte se bifurca em duas: para sul flui a Corrente da Califórnia e para norte a Corrente do Alaska (Figura 4.19). Este bifurcamento gera elevação dos níveis de *CChl* devido a água de fundo ocupar a região de divergência (Tomczak and Godfrey 2003). Neste processo nutrientes novos são liberados para dentro da zona fótica fazendo com que haja aumento na produtividade primária nesta região (Mann and Lazier 1996). No oeste, existe o encontro das correntes de Kuroshio, quente e pobre em nutrientes vinda de sul, e Oyashio, fria e rica em nutrientes vinda de norte (Figura 4.19). O encontro destas duas correntes, próximo à 40°N, gera um fluxo meandrante para leste que dá origem a Corrente do Pacífico Norte. Dependendo da intensidade do meandramento da corrente, vórtices ciclônicos e anticiclônicos de mesoescala são criados (Figura 1.12) (Tomczak and Godfrey 2003). Vórtices ciclônicos (anti-horário no hemisfério norte) são importantes para a produtividade primária uma vez que geram velocidades verticais positivas em seu núcleo elevando as isopicnais para a superfície. Esta característica proporciona o contato dos nutrientes com a zona fótica elevando assim os níveis de produtividade primária dentro da estrutura vortical (Mann and Lazier 1996).

No centro do giro subtropical do Oceano Pacífico Norte, à 20.5°N, observamos correlações negativas em vários locais da banda zonal (Figura 4.21A). Em todas elas, observamos uma diferença de fase de aproximadamente ±180° (Figura 4.21B). Esta observação corrobora a hipótese de advecção vertical (Figura 1.18) como mecanismo dominante sobre a *CChl*. É razoável supor que com a passagem da onda de Rossby baroclínica do primeiro modo, a termoclina principal seja soerguida para a zona fótica expondo assim o fitoplâncton com os nutrientes sub-superficiais, liberando assim pulsos intermitentes de

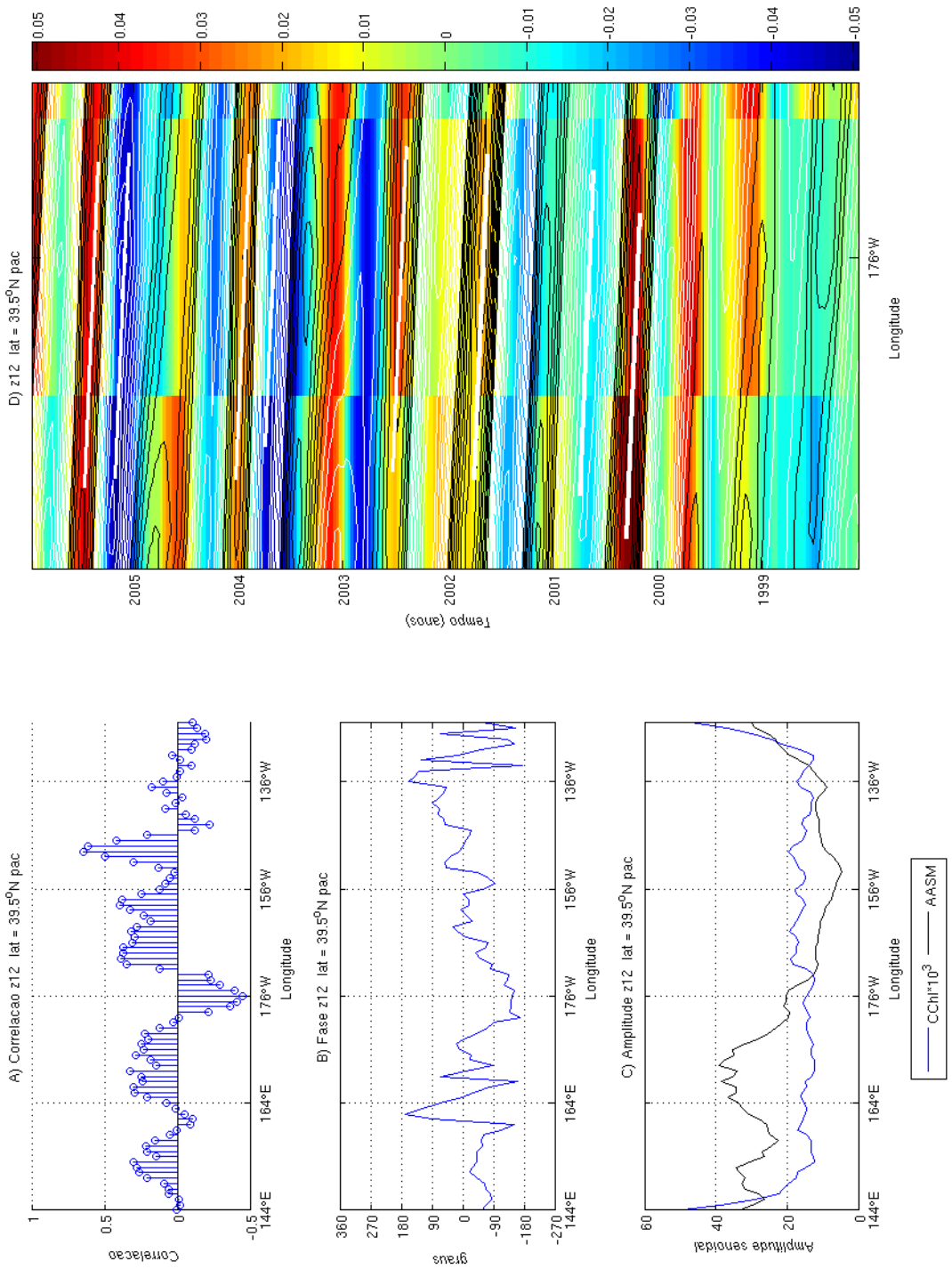

Figura 4.20: Similar a Figura 4.10 para a componente anual na latitude de 39.5°N no Oceano Pacífico.

aumento de $CChl$ (Figura 4.21C).

Ao sul do giro subtropical do oceano Pacífico Norte, na latitude de 11.5°N, é nítido o gradiente zonal e meridional da $CChl$ (Figura 3.1). Esta parte da bacia é influenciada pelo processo de ressurgência equatorial. A Corrente da Califórnia, chegando próxima a esta latitude, se desloca em direção ao interior do oceano devido ao efeito de Coriolis (Figura 4.19) (Tomczak and Godfrey 2003). O deslocamento de água superficial para o interior do oceano faz com que a água profunda, rica em nutrientes, suba para a superfície propiciando o aumento da produtividade primária (Mann and Lazier 1996).

A diferença de fase entre aproximadamente 0° e −90° de 113°W à 173°W demonstra que a advecção horizontal do gradiente meridional da $CChl$ deve estar dominando nesta parte da bacia (Figura 4.22B). De 173°W à 147°E a diferença de fase fica aproximadamente em ±180°. Nesta parte da bacia o gradiente meridional da $CChl$ é menos forte em relação a porção leste e portanto advecção vertical domina (Figuras 3.1e 1.18).

4.2.5 Oceano Pacífico Sul

As latitudes extraídas nas regiões de interesse para este oceano estão mostradas nas Figuras 4.23, 4.24 e 4.25 das componentes espectrais com períodos de 6 (16.5°S), 6 (24.5°S) e 12 (38.5°S) meses, respectivamente.

No extremo norte do giro subtropical do Oceano Pacífico Sul, à 16.5°S, são observados gradientes meridionais da $CChl$: altos valores são encontrados na região de ressurgência equatorial e baixos valores são encontrados ao sul desta região (Figura 3.1). Nesta banda zonal a circulação é parecida com o que ocorre na latitude de 11.5°N deste oceano (4.2.4), porém, nesta latitude a corrente que se desloca para o interior do oceano é a Corrente do Perú/Chile (Figura 4.19).

A diferença de fase na banda zonal de 16.5°S varia em torno de ±90° no interior do oceano, longe da costa (Figura 4.23B). Neste caso podemos esperar que a advecção horizontal do gradiente meridional da $CChl$ deve estar atuando conforme as ondas de Rossby passam sobre ele (Figura 1.17). Na costa leste a diferença de fase varia aproximadamente em ±180° demonstrando o caso típico de ressurgência costeira próximo à costa do Perú com a $AASM$ sendo negativa e a $CChl$ sendo positiva (Figuras 3.3 e 3.1).

Na latitude de 24.5°S, correlações negativas são obtidas em vários locais da banda

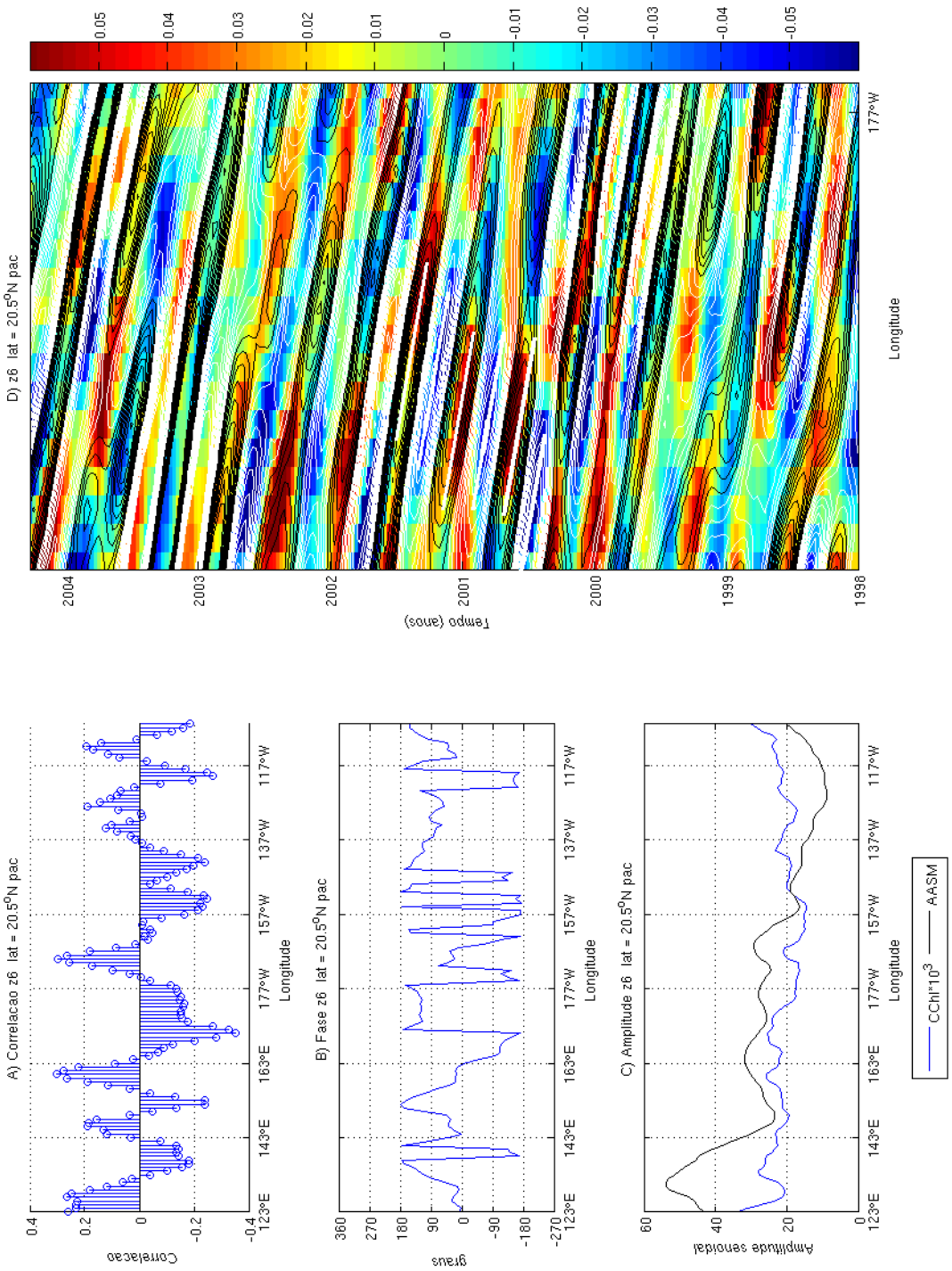

Figura 4.21: Similar a Figura 4.10 para a componente semianual na latitude de 20.5°N no Oceano Pacífico.

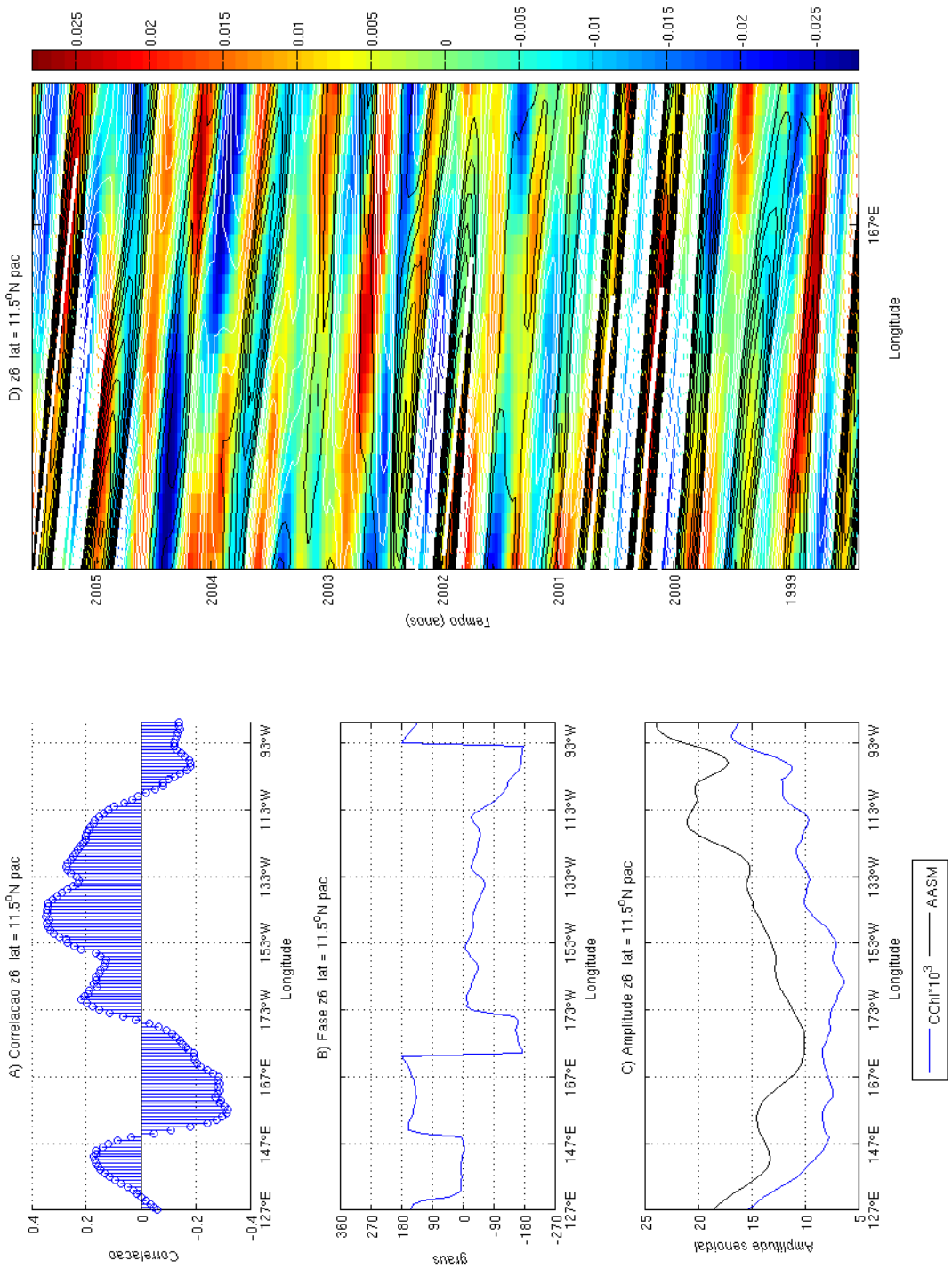

Figura 4.22: Similar a Figura 4.10 para a componente semianual na latitude de 11.5°N no Oceano Pacífico.

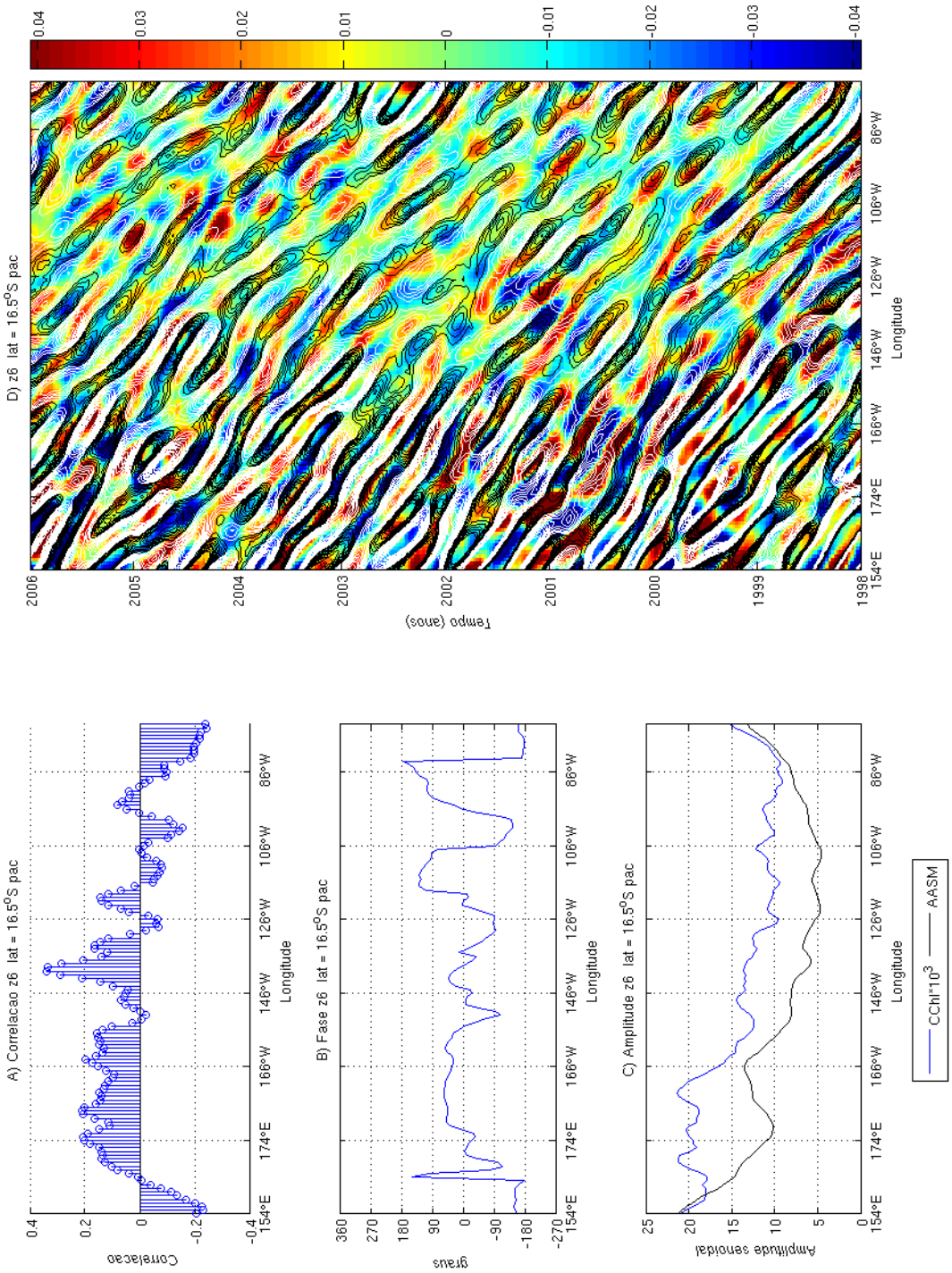

Figura 4.23: Similar a Figura 4.10 para a componente semianual na latitude de 16.5°S no Oceano Pacífico.

zonal (Figura 4.24A). Ainda que sejam relativamente baixas, elas demonstram que $CChl$ e $AASM$ estão acopladas com uma diferença de fase que varia aproximadamente em $\pm 180°$ (Figura 4.24B). Logo, advecção vertical de nutrientes deve atuar nesta região (Figura 1.18). A Figura 4.24D, aumentada na região assinalada pela elipse das Figuras 4.24A e 4.24B, demonstra que em alguns anos a oposição de fase entre $CChl$ e $AASM$ é evidente. Pode-se dizer então que o mecanismo dominante de atuação das ondas de Rossby sobre a $CChl$ é predominantemente vertical.

No extremo sul do giro subtropical do Oceano Pacífico Sul, na latitude de 38.5°S, se encontra a Frente Subtropical, cujo gradiente meridional da $CChl$ é relativamente forte (Figuras 4.19 e 3.1). A diferença de fase, nesta região, varia entre aproximadamente $\pm 90°$ de leste até aproximadamente 149°W (Figura 4.25B). Portanto, deslocamentos horizontais do gradiente da $CChl$ devem estar atuando devido à passagem das ondas de Rossby.

A oeste de aproximadamente 149°W, na latitude de 38.5°S, a fase parece demonstrar instabilidades de mesoescala devido ao encontro das Correntes: Leste de Auckland e Circumpolar Antártica (Figuras 4.19 e 4.25B). Logo, nesta parte da bacia, ondas de Rossby vindas de leste devem interagir com a dinâmica local.

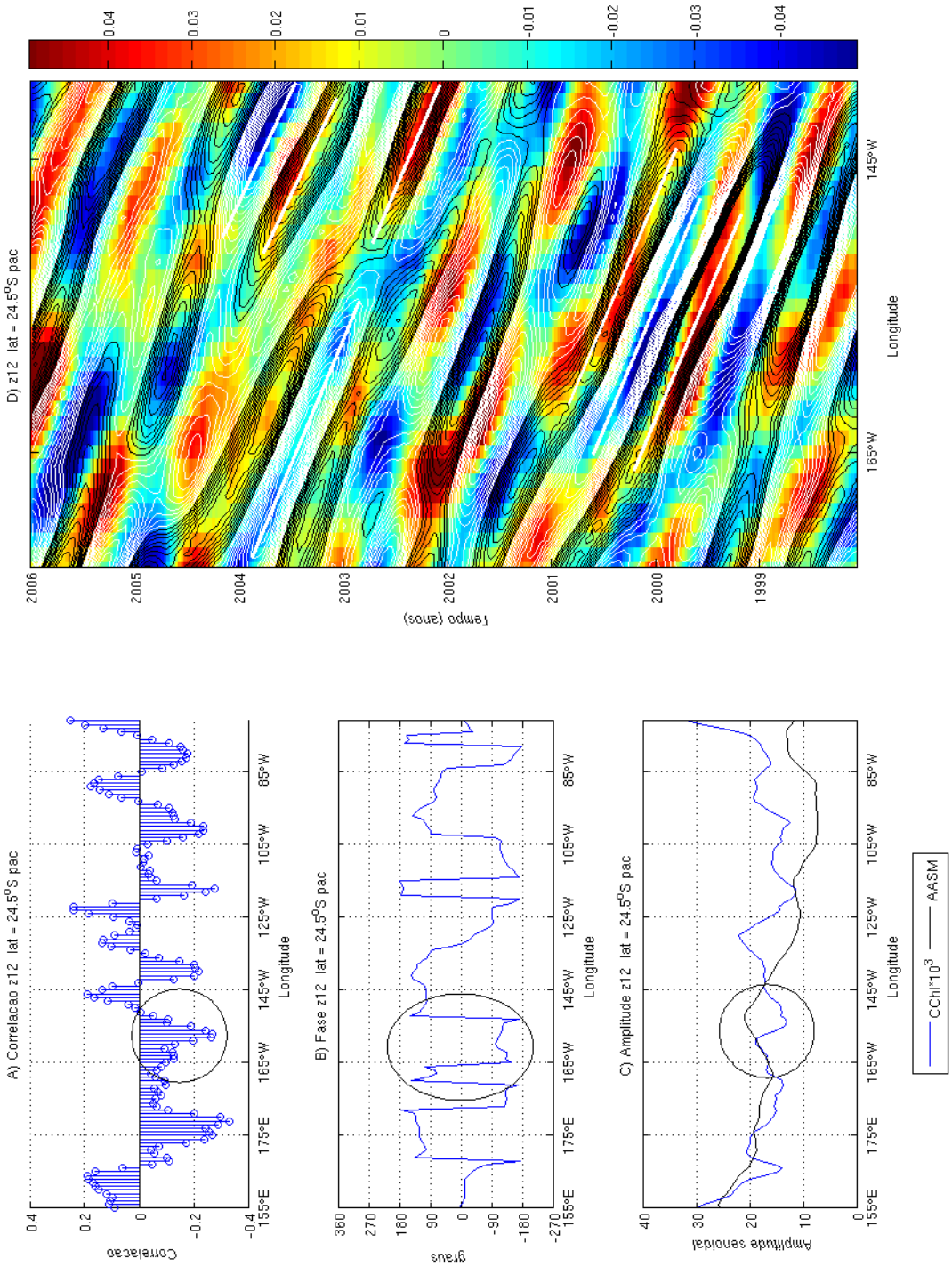

Figura 4.24: Similar a Figura 4.10 para a componente anual na latitude de 24.5°S no Oceano Pacífico.

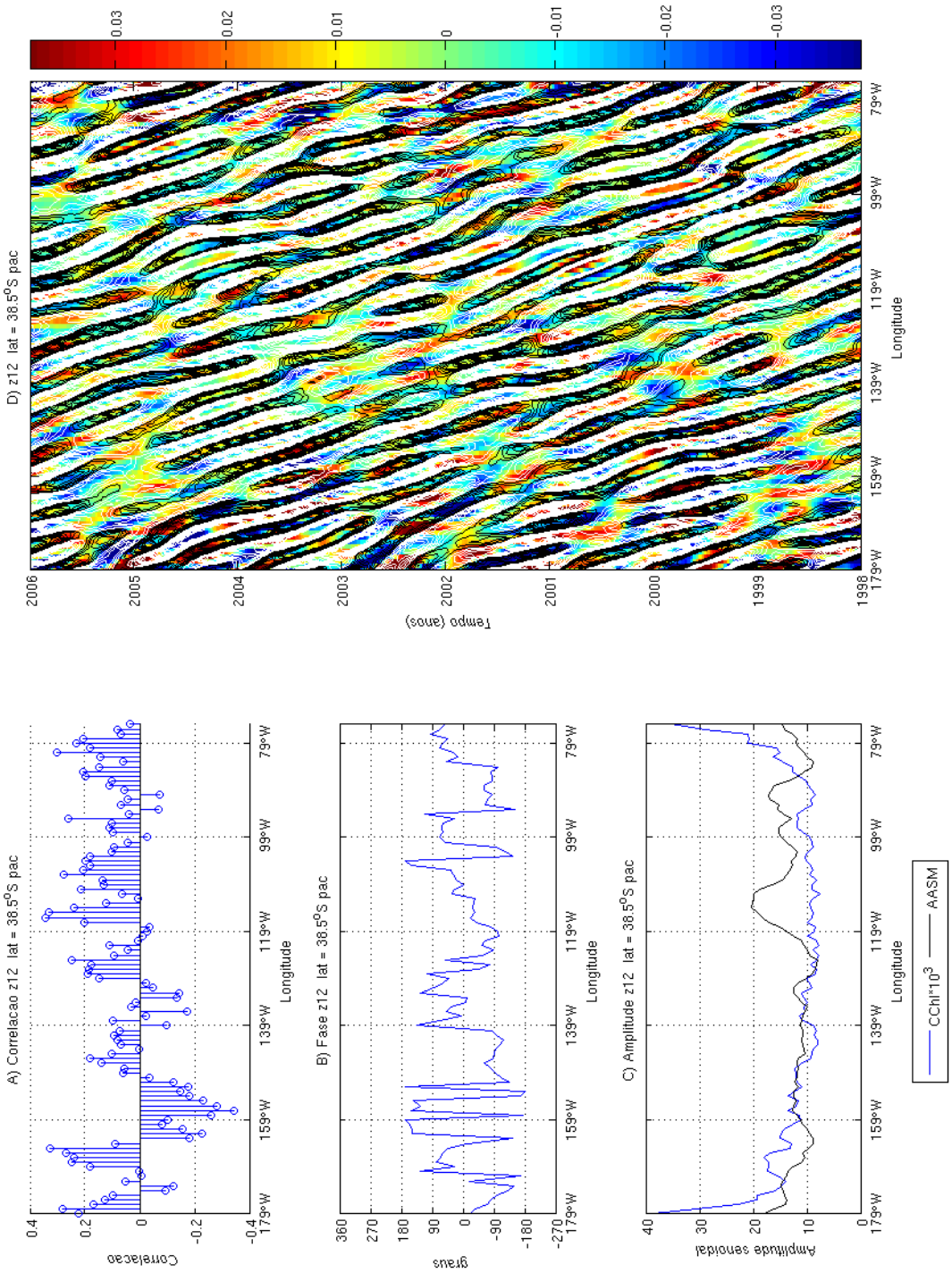

Figura 4.25: Similar a Figura 4.10 para a componente anual na latitude de 38.5°S no Oceano Pacífico.

Capítulo 5

Conclusão

Neste trabalho encontramos ondas de Rossby com períodos de 24, 12 e 6 meses influenciando a biomassa fitoplanctônica nos oceanos Atlântico, Índico e Pacífico durante os anos compreendidos entre 1998 e 2005. Os parâmetros c_p, L e T, estimados da $CChl$, mostraram serem relativamente compatíveis com a teoria linear das ondas de Rossby do primeiro modo (Figuras 4.3, 4.4 e 4.5). Isto indica que as ondas de Rossby, em especial a do primeiro modo, ocasionam mudanças na biomassa fitoplanctônica através dos dois principais mecanismos: advecção vertical (Figura 1.18) e advecção horizontal (Figura 1.17).

Nos três oceanos das latitudes analisadas (Atlântico: 40.5°N, 29.5°N, 16.5°N, 20.5°S, 23.5°S e 42.5°S; Índico: 14.5°S, 29.5°S e 42.5°S; Pacífico: 39.5°N, 20.5°N, 11.5°N, 16.5°S, 24.5°S e 38.5°S) os resultados demonstraram que nas latitudes entre giros oceânicos (Atlântico: 40.5°N, 16.5°N, 20.5°S e 42.5°S; Índico: 14.5°S e 42.5°S; Pacífico: 39.5°N, 11.5°N, 16.5°S e 38.5°S) o mecanismo de advecção horizontal (Figura 1.17) é dominante, uma vez que gradientes meridionais da $CChl$ são intensos devido a circulação do oceano nestas regiões. Nas latitudes centrais dos giros subtropicais (Atlântico: 29.5°N e 23.5°S; Índico: 29.5°S; Pacífico: 20.5°N e 24.5°S) advecção vertical (Figura 1.18) torna-se dominante.

Os resultados deste estudo demonstraram a habilidade do método de filtragem em decompor o sinal da $AASM$ e $CChl$ em bandas espectrais pré-definidas, obtendo assim estimativas coerentes dos principais parâmetros das ondas de Rossby, c_p, T, e L, para ambas variáveis. Os resultados também confirmaram que as ondas de Rossby anuais e

semianuais exercem uma influência relativamente maior sobre a biomassa fitoplanctônica, de acordo com as latitudes analisadas em cada bacia oceânica.

A principal contribuição científica deste trabalho foi de explicar o acoplamento físico-biológico causado por ondas de Rossby baroclínicas do primeiro modo com periodicidade de 24, 12 e 6 meses. Os resultados deste estudo são corroborados com trabalhos já publicados (Cipollini et al. 2001; Siegel 2001; Uz et al. 2001; Charria et al. 2003; Quartly et al. 2003; Challenor et al. 2004; Killworth et al. 2004; Sakamoto et al. 2004; White et al. 2004; Charria et al. 2006).

Capítulo 6

Sugestões para Trabalhos Futuros

As sugestões para trabalhos futuros são:

- Obter correlações mais robustas. Restringir as correlações a cada 24, 12 e 6 meses da série temporal pode ser interessante, já que em alguns anos as correlações tendem a ser mais robustas;

- Obter, além da $AASM$ e $CChl$, as variáveis: Temperatura e nutrientes, integradas da superfície até a base da termoclina principal em médias latitudes. Por exemplo, estas outras variáveis poderiam complementar nosso estudo, justificando se existe aumentos na concentração de nutrientes, ou diminuições nos valores da temperatura da água nas regiões de ressurgência das ondas.

- Por fim, tentar modelar a propagação das ondas de Rossby mostrando sua influência na advecção horizontal de gradientes meridionais do $CChl$.

Referências

Bograd, S. J., D. G. Foley, F. B. Schwing, C. Wilson, R. M. Laurs, J. J. Polovina, E. A. Howell, and R. E. Brainard (2004). On the seasonal and interanual migrations of the tranzition zone chlorophyll front. *Geophysical Research Letters 31(17)*, L17204.

Campbell, J. W. (1995). The lognormal distribution as a model for bio-optical variability in the sea. *Journal of Geophysical Research 100*(C7), 13.237–13.254.

Challenor, P. G., P. Cipollini, D. Cromwell, K. L. Hill, G. D. Quartly, and I. S. Robinson (2004). Global characteristics of Rossby wave propagation from multiple satellite datasets. *International Journal of Remote Sensing 25*(7-8), 1297–1302.

Charria, G., I. Dadou, P. Cipollini, M. Drevillon, P. De Mey, and V. Garcon (2006). Understanding the influence of Rossby waves on surface chlorophyll concentrations in the North Atlantic Ocean. *Journal of Marine Research 64*, 43–71.

Charria, G., F. Melin, I. Dadou, M.-H. Radenac, and V. Garcon (2003). Rossby wave and ocean color: The cells uplifting hypothesis in the South Atlantic Subtropical Convergence Zone. *Geophysical Research Letters 30*(3), 662–682.

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

Ciotti, A. M. (2005). Fundamentos e aplicações de dados bio-ópticos em oceanografia biológica. In R. B. de Souza (Ed.), *Oceanografia por satélites*, Chapter 14, pp. 205–219. São Paulo: Oficina de Textos.

Cipollini, P., D. Cromwell, P. G. Challenor, and 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, and 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.

Dandonneau, Y., A. Vega, H. Loisel, Y. du Penhoat, and C. Menkes (2003). Oceanic Rossby waves acting as a hay rake for ecosystem floating by-products. *Science 302*, 1548–1551.

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

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

Hernandez-Leon, S., L. Postel, J. Aristegui, M. Gomez, M. F. Montero, S. Torres, C. Almeida, E. Kuhner, U. Brenning, and E. Hagen (1999). Large-scale and mesoscale distribution of plankton biomass and metabolic activity in the northeastern Central Atlantic. *Journal of Oceanography 55*, 471–482.

Hill, K. L., I. S. Robinson, and P. Cipollini (2000). Propagation characteristics of extratropical planetary waves observed in the ATSR global sea surface temperature record. *Journal of Geophysical Research 105*(C9), 21,927–21,945.

IOCCG (2000). Remote sensing of ocean color in coastal, and other optically-complex, waters. Reports of the International Ocean-Colour Coordinating Group 3, IOCCG, Dartmouth, Canada.

Jenkins, W. J. (1991). Determination of isopycnal diffusivity in the Sargasso Sea. *Journal of Physical Oceanography 21(7)*, 1058–1061.

Kampel, M. and E. M. L. M. Novo (2005). Sensoriamento remoto da cor da água. In R. B. de Souza (Ed.), *Oceanografia por satélites*, Chapter 12, pp. 179–196. São Paulo: Oficina de Textos.

Kawamiya, M. and A. Oschlies (2001, November). Formation of a basin-scale surface chlorophyll pattern by Rossby waves. *Journal of Geophysical Research 28*(21), 4139–4142.

Kessler, W. S. (1990). Observations of long Rossby waves in the northern tropical Pacific. *Journal of Geophysical Research 95*(C4), 5183–5217.

Killworth, P. D., P. Cipollini, B. M. Uz, and J. R. Blundell (2004). Physical and

biological mechanisms for planetary waves observed in satellite-derived chlorophyll. *Journal of Geophysical Research 109*(C07002), 10.1029/2003JC001768.

Knoppers, B. and S. A. Gaeta (2002). Produção primária marinha. In R. C. Pereira and A. Soares-Gomes (Eds.), *Biologia Marinha*, Chapter 10, pp. 195–227. Rio de Janeiro: Interciência.

Kundu, P. K. and I. M. Cohen (1990). *Fluid Mechanics*. San Diego, Calif.: Academic Press.

Lee, M.-M. and R. G. Williams (2000). The role of eddies in the isopycnic transfer of nutrients and their impact on biological production. *Journal of Marine Research 58*, 895–917.

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

Mann, K. H. and J. R. N. Lazier (1996). *Dynamics of marine ecosystems: biological-physical interactions in the oceans* (2 ed.). Oxford: Blackwell Science.

Maranon, E., M. J. Behrenfeld, N. Gonzalez, B. Mourino, and M. V. Zubkov (2003). High variability of primary production in oligotrophic waters of the Atlantic Ocean: uncoupling from phytoplankton biomass and size structure. *Marine Ecology Progress Series 257*, 1–11.

Martin, J. (1992). Iron as a limiting factor in oceanic productivity. In P. G. Falkowski and A. D. Woodhead (Eds.), *Primary productivity and biogeochemical cycles in the sea*, pp. 123–138. New York: Plenum Press.

McGillicuddy, D. J. and A. D. Robinson (1997). Eddy-induced nutrient supply and new production in the Sargasso Sea. *Deep-Sea Research 44*(8), 1427–1450.

McGillicuddy, D. J., A. R. Robinson, D. A. Siegel, H. W. Jannasch, and . others (1998). Influence of mesoscale eddies of new production in the Sargasso Sea. *Nature 394*, 263–266.

McNeil, M. D., H. W. Jannasch, T. Dickey, D. J. McGillicuddy, M. Brzezinski, and C. M. Sakamoto (1999). New chemical, bio-optical and physical observations of upper ocean response to the passage of a mesoscale eddy off Bermuda. *Journal of Geophysical Research 104(C7)*, 15.537–15.548.

Meyers, G. (1979). On the annual Rossby wave in the tropical North Pacific Ocean. *Journal of Physical Oceanography 9*, 663–674.

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

Müller-Karger, F., P. L. Richardson, and D. J. McGillicuddy (1995). On the offshore dispersal of the Amazon's Plume in the North Atlantic. *Deep-Sea Research 42*(11/12), 2127–2137.

Parsons, T. R., M. Takahashi, and B. Hargrave (1983). *Biological oceanographic processes* (3 ed.). Pergamon Press.

Philander, S. G. (1989). *El Niño, La Niña and the southern oscillation.* Academic Press Inc.

Polito, P. S. (2005). Utilização de dados de altímetro em oceanografia. In R. B. de Souza (Ed.), *Oceanografia por satélites*, Chapter 2, pp. 32–49. São Paulo: Oficina de Textos.

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

Polito, P. S. and 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. and O. T. Sato (2004). Apostila do curso de oceanografia por satelites. Disponivel na internet, orion.io.usp.br/los.

Polito, P. S., O. T. Sato, and W. T. Liu (2000). Characterization and validation of heat storage variability from TOPEX/Poseidon at four oceanographic sites. *Journal of Geophysical Research 105*(C7), 16,911–16,921.

Pond, S. and G. L. Pickard (1983). *Introductory Dynamical Oceanography* (2nd ed.). New York: Pergamon press.

Quartly, G. D., P. Cipollini, D. Cromwell, and P. G. Challenor (2003). Rossby waves: synergy in action. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A 361*,

57–63.

Rossby, C. G. (1939). Relations between variations in the intensity of the zonal circulation of atmosphere and the displacement of the semi-permanent centers of action. *Journal of Marine Research 2*, 38–55.

Rossby, C. G. (1940). Planetary flow patterns in the atmosphere. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society 66*, 68–87.

Sakamoto, C. M., D. M. Karl, H. W. Jannasch, R. R. Bidigare, R. M. Letelier, P. M. Walz, J. P. Ryan, P. S. Polito, and K. S. Johnson (2004). Influence of Rossby waves on nutrient dynamics and the plankton community structure in the North Pacific subtropical gyre. *Journal of Geophysical Research 109*, 10.1029/2003JC001976.

Siegel, D. A. (2001). The Rossby rototiller. *Nature 409*, 576–577.

Siegel, D. A., D. J. McGillicuddy Jr, and E. A. Fields (1999). Mesoscale eddies, satellite altimetry, and new production in the Sargasso sea. *Journal of Geophysical Research 104(C6)*, 13.359–13.379.

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

Stommel, H. (1958). The abyssal circulation. *Deep-Sea Research 5*, 80–82.

Stommel, H., A. B. Arons, and A. J. Faller (1958). Some examples of stationary planetary flow patterns in bounded basins. *Tellus 10*, 179–187.

Tomczak, M. and J. S. Godfrey (2003). *Regional Oceanography: An Introduction* (2 ed.). Delhi: Daya Publishing House.

Uz, B. M., J. A. Yoder, and V. Osychny (2001). Pumping of nutrients to ocean surface waters by the action of propagating planetary waves. *Nature 409*, 597–600.

Valiela, I. (1995). *Marine Ecological Processes* (2nd ed.). New York: Springer-Verlag.

White, W. B., K. A. Gloersen, F. Marsac, and Y. M. Tourre (2004). Influence of coupled Rossby waves on primary productivity and tuna abundance in the Indian ocean. *Journal of Oceanography 60*, 531–541.

White, W. B. and J. F. T. Saur (1981). A source of annual baroclinic waves in the eastern subtropical North Pacific. *Journal of Physical Oceanography 11*, 1452–1462.

Williams, R. G. and M. J. Follows (1998). Eddies make ocean deserts bloom. *Nature 394*, 228–229.

Wilson, C. and D. Adamec (2001). Correlations between surface chlorophyll and sea surface height in the tropical Pacific during the 1997-1999. El Nino-Southern Oscillation event. *Geophysical Research Letters 106(C12)*, 31.175–31.188.