

**Universidade Federal do Rio Grande – FURG**

**Instituto de Oceanografia**

Programa de Pós-Graduação em Oceanologia

**VARIABILIDADE DA CORRENTE DE  
CONTORNO OESTE PROFUNDA AO LARGO  
DA COSTA NORDESTE BRASILEIRA**

**ANDRÉ LOPES BRUM**

Tese apresentada ao  
Programa de Pós-Graduação em  
Oceanologia, como parte dos  
requisitos para obtenção do Título de  
Doutor.

Orientador: *Prof. Dr.* José Luiz Lima de Azevedo  
Universidade Federal do Rio Grande (FURG), Brasil

Rio Grande, RS, Brasil

Novembro 2021

# **VARIABILIDADE DA CORRENTE DE CONTORNO OESTE PROFUNDA AO LARGO DA COSTA NORDESTE BRASILEIRA**

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Oceanologia, como  
parte dos requisitos para obtenção do Título de Doutor

por

**ANDRÉ LOPES BRUM**

Rio Grande, RS, Brasil

Novembro 2021

© A cópia parcial e a citação de trechos desta tese são permitidas sobre a condição de que qualquer pessoa que a consulte reconheça os direitos autorais do autor. Nenhuma informação derivada direta ou indiretamente desta obra deve ser publicada sem o consentimento prévio e por escrito do autor.

BRUM, ANDRÉ LOPES

Variabilidade da Corrente de Contorno Oeste Profunda ao largo da costa nordeste brasileira./ André Lopes Brum – Rio Grande: FURG, 2021.

Número de páginas p.157

Tese (Doutorado) – Universidade Federal do Rio Grande. Doutorado em Oceanologia. Área de Concentração: Física dos Oceanos e Clima

1. Corrente de Contorno Oeste Profunda. 2. Vórtices de mesoescala. 3. Variabilidade Sazonal. 4. Interações entre o fluxo médio e turbulento. I. Variabilidade da Corrente de Contorno Oeste Profunda ao largo da costa nordeste brasileira.



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE - FURG  
IO – INSTITUTO DE OCEANOGRAFIA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM OCEANOLOGIA  
E-mail: [ccpofgg@furg.br](mailto:ccpofgg@furg.br) – home-page: [www.ppggo.furg.br](http://www.ppggo.furg.br)



### ATA ESPECIAL DE DEFESA DE TESE DE DOUTORADO – 06/2021

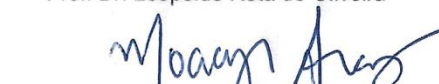
Às 08 h do dia 25 de novembro do ano de dois mil e vinte e um, por videoconferência, reuniu-se a Comissão Examinadora da Tese de **DOUTORADO** intitulada "**Variabilidade da corrente de contorno oeste profunda ao largo da costa nordeste brasileira**", do **Acad. André Lopes Brum**. A Comissão Examinadora foi composta pelos seguintes membros: Prof. Dr. José Luiz Lima de Azevedo – Orientador (IO/FURG), Prof. Dr. Mauricio Magalhães Mata (IO/FURG), Prof. Dr. Leopoldo Rota de Oliveira (IO/FURG), Prof. Dr. Igor Oliveira Monteiro (IMEF/FURG) e Prof. Dr. Moacyr Cunha de Araújo Filho (UFPE). Dando início à reunião, o Orientador e Presidente da sessão, Prof. Dr. José Luiz Lima de Azevedo, agradeceu a presença de todos e fez a apresentação da Comissão Examinadora. Logo após esclareceu que o Candidato teria um tempo de 45 a 60 min para explanação do tema, e cada membro da Comissão Examinadora, um tempo máximo de 30 min para perguntas. A seguir, passou à palavra ao Candidato que apresentou o tema e respondeu às perguntas formuladas. Após ampla explanação, a Comissão Examinadora reuniu-se em reservado para discussão do conceito a ser atribuído ao Candidato. Foi estabelecido que as sugestões de todos os membros da Comissão Examinadora, que seguem em pareceres em anexo, foram aceitas pelo Orientador/Candidato para incorporação na versão final da Tese. Finalmente, a Comissão Examinadora considerou o candidato APROVADO, por unanimidade. Nada mais havendo a tratar, foi lavrada a presente ATA que após lida e aprovada, será assinada pela Comissão Examinadora, pelo Candidato e pelo Coordenador Adjunto do Programa de Pós-Graduação em Oceanografia.

Prof. Dr. José Luiz Lima de Azevedo  
Presidente

  
Prof. Dr. Mauricio M. Mata

  
Prof. Dr. Leopoldo Rota de Oliveira

  
Prof. Dr. Igor Oliveira Monteiro

  
Prof. Dr. Moacyr Cunha de Araújo Filho

  
Prof. Dr. Gilberto Fillmann  
Coordenador Adjunto PPGO

  
Acad. André Lopes Brum

“It’s not the destination, it’s the journey”.

Kobe Bryant

Aos meus pais, que nunca  
mediram esforços para possibilitar  
que este sonho se realizasse.

Dedico este trabalho ao meu avô.  
(in memorian)

# ÍNDICE

|                                                           |              |
|-----------------------------------------------------------|--------------|
| <b>AGRADECIMENTOS .....</b>                               | <b>X</b>     |
| <b>LISTA DE FIGURAS .....</b>                             | <b>XII</b>   |
| <b>LISTA DE TABELAS .....</b>                             | <b>XVIII</b> |
| <b>LISTA DE ACRÔNIMOS E ABREVIACÕES .....</b>             | <b>XIX</b>   |
| <b>RESUMO.....</b>                                        | <b>20</b>    |
| <b>ABSTRACT.....</b>                                      | <b>22</b>    |
| <b>CAPÍTULO I. INTRODUÇÃO.....</b>                        | <b>24</b>    |
| 1.1 A CIRCULAÇÃO NOS OCEANOS .....                        | 24           |
| 1.2 A VARIABILIDADE DA CCOP NO OCEANO ATLÂNTICO SUL ..... | 30           |
| 1.3 OS VÓRTICES DA CCOP .....                             | 40           |
| 1.4 RESERVATÓRIOS DE ENERGIA NA CCOP.....                 | 44           |
| 1.5 LACUNAS CIENTÍFICAS .....                             | 49           |
| 1.6 ESTRUTURA DA TESE .....                               | 50           |
| <b>CAPÍTULO II. HIPÓTESE .....</b>                        | <b>51</b>    |
| <b>CAPÍTULO III. OBJETIVOS.....</b>                       | <b>52</b>    |
| 3.1 OBJETIVO GERAL.....                                   | 52           |
| 3.2 OBJETIVOS ESPECÍFICOS .....                           | 52           |
| <b>CAPÍTULO IV. CONJUNTO DE DADOS.....</b>                | <b>53</b>    |
| 4.1 DADOS OBSERVACIONAIS .....                            | 53           |
| 4.2 SAÍDAS DE MODELO NUMÉRICO .....                       | 56           |
| <b>CAPÍTULO V. METODOLOGIA.....</b>                       | <b>60</b>    |

|                                              |                                                                                                |           |
|----------------------------------------------|------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| 5.1                                          | ÁREA DE ESTUDO .....                                                                           | 60        |
| 5.2                                          | VALIDAÇÃO DO MODELO OFES .....                                                                 | 62        |
| 5.3                                          | DEFINIÇÕES ESPACIAIS RELACIONADAS COM A CCOP .....                                             | 63        |
| 5.4                                          | IDENTIFICAÇÃO DOS VÓRTICES .....                                                               | 65        |
| 5.5                                          | ANÁLISES ESPECTRAIS.....                                                                       | 68        |
| 5.6                                          | ANÁLISE DA FORMAÇÃO DO TREM DE VÓRTICES .....                                                  | 71        |
| 5.7                                          | ANÁLISES ENERGÉTICAS .....                                                                     | 71        |
| 5.7.1                                        | DECOMPOSIÇÃO DOS CAMPOS TOTAIS DE VELOCIDADE E DENSIDADE .....                                 | 72        |
| 5.7.2                                        | DEFINIÇÕES ENERGÉTICAS.....                                                                    | 73        |
| 5.7.3                                        | DIAGRAMAS ENERGÉTICOS.....                                                                     | 77        |
| <b>CAPÍTULO VI. ARTIGOS CIENTÍFICOS.....</b> |                                                                                                | <b>79</b> |
| 6.1                                          | ARTIGO 1: DEEP WESTERN BOUNDARY CURRENT EDDIES AND VARIABILITY<br>OFF NORTHEASTERN BRAZIL..... | 80        |
| 6.1.1                                        | ABSTRACT .....                                                                                 | 82        |
| 6.1.2                                        | PLAIN LANGUAGE SUMMARY .....                                                                   | 82        |
| 6.1.3                                        | INTRODUCTION.....                                                                              | 83        |
| 6.1.4                                        | DATA AND METHODS .....                                                                         | 86        |
| 6.1.4.1                                      | OBSERVATIONAL DATA.....                                                                        | 86        |
| 6.1.4.2                                      | DATA ANALYSIS METHODS .....                                                                    | 87        |
| 6.1.4.3                                      | OCEAN CIRCULATION MODEL .....                                                                  | 88        |
| 6.1.5                                        | RESULTS .....                                                                                  | 89        |
| 6.1.5.1                                      | MODEL EVALUATION .....                                                                         | 89        |
| 6.1.5.2                                      | STATISTICS OF DWBC EDDIES .....                                                                | 90        |
| 6.1.5.3                                      | SEASONAL VARIABILITY OF THE DWBC EDDIES.....                                                   | 92        |
| 6.1.5.4                                      | DWBC ANNUAL CYCLE .....                                                                        | 93        |

|         |                                                                                                                        |            |
|---------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 6.1.5.5 | SEASONAL AND INTRASEASONAL VARIABILITY BETWEEN 6°S AND 8°S .....                                                       | 95         |
| 6.1.5.6 | BOUNDARY LAYER SEPARATION .....                                                                                        | 97         |
| 6.1.6   | DISCUSSION .....                                                                                                       | 99         |
| 6.1.7   | DATA AVAILABILITY STATEMENT .....                                                                                      | 102        |
| 6.1.8   | ACKNOWLEDGMENTS.....                                                                                                   | 102        |
| 6.2     | ARTIGO 2: ENERGETICS OF EDDY-MEAN FLOW INTERACTIONS IN THE DEEP<br>WESTERN BOUNDARY CURRENT BETWEEN 5°S AND 16°S ..... | 104        |
| 6.2.1   | ABSTRACT .....                                                                                                         | 106        |
| 6.2.2   | INTRODUCTION.....                                                                                                      | 107        |
| 6.2.3   | THEORETICAL FRAMEWORK .....                                                                                            | 110        |
| 6.2.3.1 | ENERGY DEFINITIONS .....                                                                                               | 110        |
| 6.2.3.2 | ENERGY DIAGRAMS .....                                                                                                  | 112        |
| 6.2.4   | DATA & METHODS.....                                                                                                    | 113        |
| 6.2.4.1 | AVAILABLE DATA .....                                                                                                   | 113        |
| 6.2.4.2 | METHODS.....                                                                                                           | 116        |
| 6.2.5   | RESULTS .....                                                                                                          | 118        |
| 6.2.6   | DISCUSSION AND CONCLUSIONS .....                                                                                       | 123        |
| 6.2.7   | APPENDIX.....                                                                                                          | 128        |
|         | <b>CAPÍTULO VII. SÍNTESE DA DISCUSSÃO E CONCLUSÕES .....</b>                                                           | <b>133</b> |
| 7.1     | SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS.....                                                                                  | 136        |
|         | <b>CAPÍTULO VIII. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....</b>                                                                 | <b>137</b> |

## AGRADECIMENTOS

Primeiramente à minha família, eterno suporte em todos os momentos e necessidades, jamais medindo esforços para me ajudar nesta caminhada, sempre acreditando no sucesso e na importância desta etapa.

À Taís, melhor companheira de vida que eu poderia encontrar. Parte fundamental no meu crescimento humano durante esse período, e suporte emocional indispensável nos momentos de fragilidade. Todo o período que passamos longe durante meu doutorado sanduíche não foi em vão, sabíamos que não seria fácil, mas que valeria a pena. Muito obrigado pela paciência, por acreditar em mim, e principalmente, em nós.

Ao Zé Luiz, mais uma vez sendo meu orientador e parte da minha evolução como pesquisador. Desde o meu TCC em 2011, nunca diminuiu sua vontade em ajudar, resolver problemas, encontrar soluções, corrigir minuciosamente cada texto, e agregar muito conhecimento aos trabalhos. O teu incentivo à minha ida para a Alemanha fazer meu doutorado sanduíche foi fundamental para que eu atingisse essa meta.

To my supervisor in Germany, Dr. Marcus Dengler, always helpful and friendly, the best supervisor I've could ever ask for to support me during my internship at GEOMAR. There was not a single time he wasn't available to help me. Much of my evolution as a researcher in this period is due to your guidance. I would also like to thank my Colleges from GEOMAR Rodrigue, Arthur, Fehmi, Philip, Josefine, Jan, and Dr. Peter Brandt that have made my stay in Kiel more cozy and friendly.

Aos meus colegas de LEOC, especialmente no período pré-pandemia, pelas ajudas, conversar e risadas, sempre bem vindas para diminuir a pressão do trabalho.

Aos meus amigos, pelo suporte psicológico durante essa caminhada, tirando o foco exagerado ao trabalho, e afastando meu pensamento de problemas, fundamental no controle emocional em uma trajetória tão longa.

Ao Laboratório de Estudos dos Oceanos e Clima (LEOC - FURG) e ao Centro de Pesquisa GEOMAR Helmholtz Centre for Ocean Research Kiel, que proporcionaram a estrutura necessária para o desenvolvimento deste trabalho.

Aos membros da banca de avaliação, Prof. Dr. Moacir Araújo, Prof. Dr. Maurício Mata, Prof. Dr. Leopoldo Oliveira, Prof. Dr. Igor Monteiro, pela disposição em ler, corrigir, avaliar e acrescentar conhecimento a esta tese.

À CAPES (projeto nº 88882.158624/2017-07 – CIMAR II / REMARSUL, projeto nº 88881.189840/2018-01 – PSDE, e projeto nº 88887.371659/2019-00 PROEX / PPGO-FURG), pelas bolsas de estudo fornecidas que me possibilitaram dedicação exclusiva ao desenvolvimento desta tese de doutorado. E principalmente pelo privilégio de desenvolver parte deste trabalho no exterior.

## LISTA DE FIGURAS

**FIGURA 1.1** – ILUSTRAÇÃO ESQUEMÁTICA DEMONSTRANDO AS CÉLULAS DE CIRCULAÇÃO PROFUNDA (LINHAS E SETAS EM AZUL) E SUPERFICIAL (LINHAS E SETAS EM LARANJA), DIRIGIDAS POR FLUXOS DE DENSIDADE. OS CÍRCULOS HACHURADOS REPRESENTAM REGIÕES DE AFUNDAMENTO DE MASSAS D'ÁGUA. FONTE: IPCC [2001]. ..... 26

**FIGURA 1.2** – BATIMETRIA DO OCEANO ATLÂNTICO COM A REPRESENTAÇÃO ESQUEMÁTICA DO PRINCIPAL CAMINHO DO JATO DA CORRENTE DE CONTORNO OESTE PROFUNDA (CCOP) INDICADO POR LINHAS PRETAS E SETAS. SETAS COM LINHAS TRACEJADAS INDICAM AS PRINCIPAIS INCURSÕES DE CORRENTE PARA O INTERIOR DA BACIA. A REGIÃO DE QUEBRA DA CCOP EM VÓRTICES MIGRATÓRIOS É REPRESENTADA POR DOIS CÍRCULOS CUJAS SETAS INDICAM SENTIDO DE GIRO ANTICICLÔNICO DAS FEIÇÕES. PRÓXIMO À 18°S, PARTE DA CCOP MIGRA PARA O INTERIOR DA BACIA E A PARTE RESTANTE SEGUE O SEU PERCURSO PARA SUL. PONTOS E LINHAS TRACEJADAS EM VERMELHO INDICAM OS PRINCIPAIS LOCAIS ESTUDADOS NA LITERATURA (COM DADOS OBSERVACIONAIS) E CITADOS NESTA TESE. .... 31

**FIGURA 1.3** – ESQUEMA DO RAMO PROFUNDO DA AMOC NO OCEANO ATLÂNTICO NORTE. A AMPLA ÁREA SOMBREADA, LIMITADA POR UMA LINHA FINA EM PRETO, REPRESENTA O CONTORNO APROXIMADO DA REGIÃO DE VORTICIDADE POTENCIAL HOMOGÊNEA EM UMA ISOPICNAL PROFUNDA. AS LINHAS TRACEJADAS EM CINZA ESCURO INDICAM OS CAMINHOS DE CIRCULAÇÃO MÉDIOS EM PROFUNDIDADE: A CCOP (NO TALUDE CONTINENTAL), OS GIROS DE RECIRCULAÇÃO PROFUNDA (NO INTERIOR DA BACIA), E UM CAMINHO PARA O EQUADOR PELO INTERIOR. SETAS FINAS EM PRETO REPRESENTAM LOCAIS ONDE A ÁGUA É VARRIDA PARA FORA DA CCOP PARA O INTERIOR DA BACIA. A LINHA FINA EM VERMELHO REPRESENTA UMA POSSÍVEL TRAJETÓRIA DE UMA PARCELA INDIVIDUAL DE ÁGUA QUE NÃO NECESSARIAMENTE PRECISA SEGUIR OS CAMINHOS MÉDIOS. A BATIMETRIA ESTÁ SOMBREADA COM QUATRO INTERVALOS REPRESENTANDO PROFUNDIDADES MENORES QUE 500 M, ENTRE 500 E 1000 M, ENTRE 1000 E 2000 M, E ENTRE 2000 E 3000 M, DA COR MAIS ESCURA PARA A MAIS CLARA. FONTE: GARY ET AL. [2011]. ..... 32

**FIGURA 1.4** – MAGNITUDE DA VELOCIDADE HORIZONTAL INSTANTÂNEA (EM  $\text{M.S}^{-1}$ ) EM 1900 M DE PROFUNDIDADE NO DIA 19/07/1987 ATRAVÉS DE SAÍDAS DO MODELO OFES. SETAS PRETAS INDICAM A DIREÇÃO E SENTIDO DOS VETORES DE VELOCIDADE INSTANTÂNEA DA CORRENTE DE CONTORNO OESTE PROFUNDA NA REGIÃO, EVIDENCIANDO A PRESENÇA DOS VÓRTICES DA CCOP. AS LINHAS BRANCAS TRACEJADAS INDICAM O DOMÍNIO DE ESTUDO ABORDADO NESTE TRABALHO. ÁREAS EM CINZA CLARO REPRESENTAM REGIÕES COM PROFUNDIDADE IGUAL OU MENOR QUE 1900 M. .... 37

**FIGURA 1.5** – DIAGRAMA ENERGÉTICO CRIADO A PARTIR DAS EQUAÇÕES DE BALANÇO ENERGÉTICO DAS ENERGIAS CINÉTICA E POTENCIAL APRESENTADAS NA SEÇÃO DE APÊNDICE DO ARTIGO 2. O RETÂNGULO DE LINHAS PRETAS TRACEJADAS DELIMITA OS RESERVATÓRIOS E OS PROCESSOS DE CONVERSÃO DE ENERGIA DENTRO DO DOMÍNIO OCEÂNICO LOCAL. O RETÂNGULO VERMELHO (AZUL) MOSTRA O RESERVATÓRIO DE

ENERGIA CINÉTICA (POTENCIAL) E OS PROCESSOS DE CONVERSÃO DE ENERGIA QUE AFETAM CADA FORMA DE ENERGIA. A CAIXA LARANJA (AZUL) REPRESENTA O RESERVATÓRIO ATMOSFÉRICO (OCEÂNICO) DE ENERGIA EXTERNO AO DOMÍNIO OCEÂNICO LOCAL. A CAIXA VERDE REPRESENTA O RESERVATÓRIO DE ENERGIA INTERNA. AS CAIXAS AMARELAS EXIBEM OS RESERVATÓRIOS (ESTOQUES) DE ENERGIA CINÉTICA E POTENCIAL. FONTE: [BRUM ET AL. \[2017\]](#)..... 45

**FIGURA 4.1** – MAPA BATIMÉTRICO COM A LOCALIZAÇÃO DOS FUNDEIOS K1 À K5 (PONTOS EM VERMELHO) INSTALADOS PELA UNIVERSIDADE DE KIEL (ALEMANHA). AS LINHAS PRETAS REPRESENTAM AS ISÓBATAS DE 1000, 2000, 3000, E 4000 M..... 55

**FIGURA 4.2** – DISTRIBUIÇÃO VERTICAL DOS INSTRUMENTOS MEDIDORES DE CORRENTE INSTALADOS NA LINHA DE FUNDEIOS K1 ATÉ K5 PRÓXIMOS À 11°S DURANTE OS DOIS PERÍODOS ANALISADOS (INDICADOS PELAS DUAS BARRAS SOMBREADAS EM CADA FUNDEIO) DE 2002-2004 E 2013-2018. AS BARRAS HORIZONTAIS EM AZUL ESTÃO DISTRIBUIDAS NAS PROFUNDIDADES ONDE ESTÃO INSTALADOS OS INSTRUMENTOS. OS ESPAÇOS ENTRE BARRAS DEMONSTRAM PERÍODOS SEM REGISTROS. ADAPTADO DE [SCHOTT ET AL. \[2005\]](#)..... 56

**FIGURA 5.1** – MAGNITUDE (CÓDIGO DE CORES) E VETORES (SETAS EM PRETO) DA VELOCIDADE HORIZONTAL (EM  $\text{m.s}^{-1}$ ) MÉDIA (A) E INSTANTÂNEA (B) DA CCOP EM 1900 M DE PROFUNDIDADE, A PARTIR DOS DADOS DO MODELO OFES. (A) VELOCIDADE PROMEDIADA SOBRE OS 36 ANOS DE SAÍDAS DO MODELO ENTRE 1980 – 2015, OS VETORES DE VELOCIDADE REPRESENTAM O CAMINHO DO JATO DA CCOP, OS TERMOS PP, IB E RC INDICAM A POSIÇÃO DAS FEIÇÕES GEOGRÁFICAS PLATÔ DE PERNAMBUCO, BAÍA DE ILHÉUS E BANCO ROYAL CHARLOTTE, RESPECTIVAMENTE. (B) VELOCIDADE INSTANTÂNEA NO DIA 19 DE JULHO DE 1987 DO MODELO. AS REGIÕES EM CINZA CLARO REPRESENTAM ÁREAS COM PROFUNDIDADE IGUAIS OU MENORES DO QUE 1900 M. AS LINHAS TRACEJADAS EM BRANCO CIRCUNDAM O DOMÍNIO DE ESTUDO. AS QUATRO CAIXAS ROTULADAS EM MARRON SÃO OS SUBDOMÍNIOS DEFINIDOS PARA ANALISAR AS INTERAÇÕES ENTRE O FLUXO MÉDIO E O CAMPO TURBULENTO: A REGIÃO A MONTANTE DOS VÓRTICES (UPS), A REGIÃO DE GERAÇÃO DOS VÓRTICES (GEN), A REGIÃO DO CAMINHO PERCORRIDO PELOS VÓRTICES (EDDY) E A REGIÃO A JUSANTE DA CCOP (DWS)..... 62

**FIGURA 5.2** – SÉRIES TEMPORAIS DE CORRENTE FILTRADAS COM FILTRO PASSA-BAIXA DE 40-HORAS EM 1900 M DE PROFUNDIDADE. COMPONENTES DA VELOCIDADE PARALELA (AZUL) E PERPENDICULAR (VERMELHO) À COSTA NAS ESTAÇÕES K3 (PAINEL SUPERIOR) E K4 (PAINEL INFERIOR). ÁREAS SOMBREADAS INDICAM INTERVALOS ONDE NENHUM VÓRTICE DA CCOP PODE SER IDENTIFICADO PELO ALGORITMO IDENTIFICADOR DE VÓRTICES. DEMARCAÇÕES AO LONGO DO EIXO TEMPORAL INDICAM O INÍCIO DO RESPECTIVO ANO..... 64

**FIGURA 5.3** – MAGNITUDE DA VELOCIDADE HORIZONTAL INSTANTÂNEA EM 1900 M DE PROFUNDIDADE (CÓDIGO DE CORES) COM OS VETORES DA VELOCIDADE (SETAS EM PRETO) DA CCOP OBTIDOS A PARTIR DE SAÍDAS DO MODELO OFES NO DIA 3 DE DEZEMBRO DE 1982. OS VETORES DE VELOCIDADE DA CCOP EVIDENCIAM O JATO SIMPLES AO NORTE DE 8°S E A POSTERIOR GERAÇÃO E MIGRAÇÃO DE VÓRTICES AO SUL DE 9°S. A POSIÇÃO DA LINHA DE FUNDEIOS PRÓXIMO À 11°S, RESPONSÁVEL PELAS SÉRIES TEMPORAIS DE VELOCIDADE ANALISADAS NESTE TRABALHO, É INDICADA PELOS PONTOS EM PRETO E REVELA A CAPACIDADE ESPACIAL DE REGISTRAR POR

COMPLETO A MIGRAÇÃO DOS VÓRTICES DA CCOP. A ÁREA EM CINZA CLARO REPRESENTA REGIÕES COM PROFUNDIDADES IGUAIS OU MAIS RASAS DO QUE 1900 M, E AS LINHAS BRANCAS REPRESENTAM AS ISÓBATAS DE 1000, 2000, 3000 E 4000 M... 66

**FIGURA 5.4 –** MAGNITUDE DA VELOCIDADE HORIZONTAL INSTANTÂNEA (EM  $\text{M.S}^{-1}$ ) EM 1900 M DE PROFUNDIDADE COM OS VETORES DE VELOCIDADE DENTRO DE UM DOS VÓRTICES DA CCOP (SETAS EM PRETO), A PARTIR DAS SAÍDAS DO MODELO OFES. AS DATAS ESTÃO INDICADAS EM CADA PAINEL. OS CIRCULOS PRETOS PREENCHIDOS COM CINZA INDICAM A LOCALIZAÇÃO DOS FUNDEIOS K1 – K5 PRÓXIMOS À 11°S. O CONTORNO DA FEIÇÃO EM PRETO DELIMITA A ÁREA EFETIVA DO VÓRTICE PELA ISOLINHA DE VELOCIDADE DE  $0,15 \text{ M.S}^{-1}$ . AS REGIÕES EM CINZA CLARO REPRESENTAM ÁREAS COM PROFUNDIDADES MENORES OU IGUAIS A 1900 M. .... 67

**FIGURA 5.5 –** DIAGRAMA ENERGÉTICO SIMPLIFICADO COM OS RESERVATÓRIOS ENERGÉTICOS E OS TERMOS DE CONVERSÃO DE ENERGIA ENTRE OS FLUXOS MÉDIO E TURBULENTO ANALISADOS NESTE ESTUDO. AS SETAS INDICAM A DIREÇÃO DA CONVERSÃO DE ENERGIA: (i) SETAS EM AZUL INDICAM PROCESSOS DE INSTABILIDADE, ONDE AS LINHAS CONTÍNUAS REPRESENTAM A INSTABILIDADE BAROCLÍNICA ( $\text{EPM} \rightarrow \text{EPT} \rightarrow \text{ECT}$ ) E AS LINHAS TRACEJADAS REPRESENTAM A INSTABILIDADE BAROTRÓPICA ( $\text{ECM} \rightarrow \text{ECT}$ ); E (ii) SETAS EM VERMELHO INDICAM AS RESPECTIVAS CASCATAS INVERSAS DE ENERGIA. OS SINAIS POSITIVOS E NEGATIVOS NOS TERMOS DE CONVERSÃO REPRESENTAM A DIREÇÃO DOS FLUXOS DE ENERGIA. O RETÂNGULO TRACEJADO EM PRETO DELIMITA OS RESERVATÓRIOS ENERGÉTICOS E OS TERMO DE CONVERSÃO ANALISADOS DENTRO DO DOMÍNIO DE ESTUDO. OS RETÂNGULOS EM VERMELHO (AZUL) DELIMITAM OS RESERVATÓRIOS DE ENERGIA CINÉTICA (POTENCIAL), ONDE AS CAIXAS AMARELAS REPRESENTAM CADA UM DOS QUATRO RESERVATÓRIOS. A CAIXA LARANJA (AZUL) REPRESENTA O RESERVATÓRIO DE ENERGIA ATMOSFÉRICA (OCEÂNICA) FORA DO DOMÍNIO OCEÂNICO LOCAL. A CAIXA VERDE REPRESENTA O RESERVATÓRIO DE ENERGIA INTERNA. .... 78

**FIGURE 6.1.** HORIZONTAL DISTRIBUTION OF HORIZONTAL VELOCITY AMPLITUDE (COLOR-CODED) AND VECTORS (BLACK ARROWS) AT 1,900 M DEPTH FROM THE OGCM FOR THE EARTH SIMULATOR (OFES) USED IN THIS STUDY. BLACK DOTS MARK THE POSITIONS OF THE FIVE MOORINGS K1-K5 AT WHICH VELOCITY TIME SERIES ARE AVAILABLE. WHITE LINES INDICATE 1,000-, 2,000-, 3,000-, 4,000-, AND 5,000-M ISOBATHS..... 84

**FIGURE 6.2.** TIME SERIES OF 40-H LOW-PASSED ALONGSHORE (BLUE) AND CROSS-SHORE (RED) VELOCITY FROM THE WESTERN BOUNDARY AT 11°S IN A DEPTH OF 1,900 M. UPPER (LOWER) PANELS SHOW VELOCITIES FROM MOORING POSITION K3 (K4) WITHIN THE WESTERN FLANK OF THE EDDY (CLOSE TO THE EDDY CENTERS). LEFT (RIGHT) PANELS SHOW THE FIRST (SECOND) DEPLOYMENT PERIOD. TICK MARKS ALONG THE TIME AXIS DENOTE THE BEGINNING OF THE YEAR. GREY BACKGROUND INDICATES INTERVALS WHERE DWBC EDDIES COULD NOT BE DETERMINED..... 87

**FIGURE 6.3.** DEPTH-CROSS SHORE SECTION AT 11°S FROM THE MOORED VELOCITY TIME SERIES (LEFT PANELS) AND THE OFES MODEL (RIGHT PANELS). (A,B) MEAN ALONGSHORE VELOCITY; (C,D) INSTANTANEOUS ALONGSHORE VELOCITY DURING THE PRESENCE OF A DWBC EDDY. POSITIVE (NEGATIVE) ALONGSHORE VELOCITIES INDICATE NORTHEASTWARD (SOUTHWESTWARD) FLOW. COLORED DOTS IN (A) MARK THE POSITION OF MOORED VELOCITY RECORDERS, WHILE THE COLOR CODES REFER TO

THE INSTRUMENT DEPLOYMENT PERIOD (BLACK DOTS: 2000-2018, BLUE DOTS: 2000-2004, BLUE CIRCLES: 2000-2002, RED DOTS: 2013-2018). THE LOWER FOUR PANELS SHOW MEAN (E,F) AND EDDY (G,H) KINETIC ENERGY (30-110 DAYS BAND-PASS FILTERED). ..... 90

**FIGURE 6.4.** SEASONAL CYCLE OF WAVELET ENERGY SPECTRA (IN  $\text{cm}^2 \text{s}^2$ ) OF ALONGSHORE VELOCITY AT K3 (UPPER PANELS) AND CROSS-SHORE VELOCITY AT K4 (LOWER PANELS) AT 1,900 M DEPTH CALCULATED FROM OBSERVED (LEFT PANELS) AND MODEL (RIGHT PANELS) VELOCITY DATA. .... 93

**FIGURE 6.5.** VERTICAL DISTRIBUTION OF THE ANNUAL HARMONIC OF ALONGSHORE VELOCITY (CONTOURS AND COLOR-CODED) AND PHASES (NUMBERS IN WHITE SQUARE INDICATE MONTH OF MAXIMUM POLEWARD FLOW) AT  $11^\circ\text{S}$  FROM (A) THE OBSERVATIONS AND (B) MODEL DATA. WHITE SHADING IN (A) INDICATES NON-EXISTING DATA FROM K5 MOORING. .... 94

**FIGURE 6.6.** (A) HORIZONTAL DISTRIBUTION OF THE ANNUAL HARMONIC AMPLITUDE OF VELOCITY (MEAN VELOCITY ARROWS IN BLACK) AT 1,900 M FROM OFES DATA. (B) PHASE (MONTH) OF THE MAXIMUM POLEWARD VELOCITY OF THE ANNUAL HARMONIC BETWEEN  $5^\circ\text{S} - 13^\circ\text{S}$ . .... 95

**FIGURE 6.7.** WAVELET ENERGY SPECTRA (IN  $\text{cm}^2 \text{s}^2$ ) CALCULATED FROM OFES MODEL VELOCITY DATA. (A) HORIZONTAL DISTRIBUTION OF THE 64-DAY WAVELET ENERGY OF MERIDIONAL VELOCITY AT 1,900 M DEPTH. THE LIGHT GRAY AREA REPRESENTS REGIONS SHALLOWER THAN 1,900 M DEPTH, THE BLACK LINE MARKS THE POSITIONS OF MAXIMUM ALONGSHORE VELOCITY USED FOR THE WAVELET ANALYSIS IN PANEL (B) AND THE WHITE LINE AT  $11^\circ\text{S}$  INDICATES THE MOORING ARRAY POSITION. (B) DWBC ALONGSHORE VELOCITY ENERGY SPECTRUM AT 1,900 M BETWEEN  $5^\circ\text{S} - 13^\circ\text{S}$ . (C) ENERGY SPECTRUM FROM THE WATER COLUMN AT  $7.5^\circ\text{S}$  AND  $32.5^\circ\text{W}$  (CYAN CIRCLE IN PANEL A). .... 96

**FIGURE 6.8.** HORIZONTAL DISTRIBUTION OF MERIDIONAL VELOCITY ANOMALY AT 1,900 M DEPTH (COLOR-CODED CONTOURS) FOR 4 DIFFERENT TIME STEPS FROM THE OFES MODEL. VELOCITY ANOMALIES WERE CALCULATED WITH RESPECT TO THE LONG-TERM MEAN VELOCITY DATA. GREEN DOTS MARK THE POSITIONS OF THE FIVE MOORINGS K1-K5. BLACK VECTORS DEPICT BOUNDARY CURRENT SPEED. NOTE THAT THE THICK BLACK CONTOUR LINE ENCLOSES BOUNDARY CURRENT VELOCITIES LARGER THAN  $20 \text{ cm s}^{-1}$ . .... 98

**FIGURE 6.9.** HORIZONTAL DISTRIBUTION OF THE MEAN (A) AND INSTANTANEOUS (B) VELOCITY AMPLITUDE (COLOR-CODED, IN  $\text{m s}^{-1}$ ) AT 1900 M DEPTH WITH VELOCITY VECTORS OF THE DWBC (BLACK ARROWS) FROM OFES MODEL DATA. (A) THIRTY-SIX-YEAR VELOCITY DATA AVERAGED BETWEEN 1980 AND 2015, VELOCITY VECTORS REPRESENT THE DWBC PATHWAY DEFINED IN SECTION 3.2, AND THE POSITIONS OF THE PERNAMBUCO PLATEAU, ILHÉUS BIGHT, AND ROYAL CHARLOTTE BANK ARE REPRESENTED BY PP, IB, AND RC. (B) SNAPSHOT OF THE MODEL ON JULY 19, 1987. THE LIGHT-GRAY AREAS REPRESENT REGIONS SHALLOWER THAN 1900 M DEPTH. DASHED WHITE LINES ENCLOSE THE STUDY DOMAIN. FOUR LABELED BROWN BOXES ARE THE SUBDOMAINS EXAMINED IN THIS STUDY: THE UPSTREAM DWBC (UPS), THE EDDY GENERATION (GEN) AREA, THE TRAIN OF EDDIES (EDDY) AREA, AND THE DOWNSTREAM DWBC (DWS). .... 108

**FIGURE 6.10.** SIMPLIFIED ENERGY DIAGRAM OF KINETIC AND POTENTIAL ENERGY RESERVOIRS AND CONVERSION TERMS ASSOCIATED WITH BAROTROPIC AND BAROCLINIC INSTABILITIES. ARROWS INDICATE THE ENERGY CONVERSION DIRECTION: (i) BLUE ARROWS INDICATE INSTABILITY PROCESSES WHERE SOLID LINES REPRESENT BAROCLINIC INSTABILITY ( $MPE \rightarrow EPE \rightarrow EKE$ ) AND DASHED LINES REPRESENT BAROTROPIC INSTABILITY ( $MKE \rightarrow EKE$ ); AND (ii) RED ARROWS INDICATE THE RESPECTIVE INVERSE ENERGY CASCADE. POSITIVE (NEGATIVE) SIGNS INDICATE THE DOWNGRADIENT (UPGRADIENT) FLUX DIRECTION, AND REPRESENT THE DIRECTION OF ENERGY FLUXES. THE DASHED BLACK RECTANGLE ENCLOSSES THE RESERVOIRS AND ENERGY EXCHANGES ANALYZED HERE WITHIN THE STUDY DOMAIN. THE RED (BLUE) RECTANGLE SHOWS THE KINETIC (POTENTIAL) ENERGY RESERVOIR, AND THE YELLOW BOXES DEPICT EACH ENERGY BUDGET. THE ORANGE (BLUE) BOX REPRESENTS THE ATMOSPHERIC (OCEANIC) ENERGY RESERVOIR OUTSIDE OF THE LOCAL OCEAN DOMAIN. THE GREEN BOX REPRESENTS THE INTERNAL ENERGY RESERVOIR. ADAPTED FROM BRUM ET AL. [2017]. ..... 112

**FIGURE 6.11.** (A) BATHYMETRY (COLOR-CODED, IN METERS DEPTH) AND LOCATION OF K1 – K5 MOORINGS WITH 1000-, 2000-, 3000- AND 4000-M ISOBATHS INDICATED BY BLACK LINES; WHITE ARROWS INDICATE INSTANTANEOUS VELOCITY VECTORS AT 1900 M DEPTH, EMPHASIZING THE SOUTHWESTWARD MIGRATION OF THE DWBC TRAIN OF EDDIES THROUGH THE MOORED ARRAY. .... 114

**FIGURE 6.12.** MEAN SECTIONS AT  $11^\circ\text{S}$  OF ALONGSHORE VELOCITY (A-B) AND EKE (C-D) FROM MOORING DATA (A-C) AND OFES MODEL DATA (B-D). THE K1–K5 NOTATIONS IN (A-B) REFER TO EACH MOORING LOCATION DISTANCE FROM THE CONTINENTAL SHELF (ALSO FOR (C-D) BUT NOT MARKED). INSTRUMENT LOCATIONS ARE MARKED BY BLACK DOTS IN (A). THE WHITE AREA IN THE RIGHT UPPER CORNER OF (A-C) INDICATES NONEXISTENT OBSERVATIONAL DATA. .... 115

**FIGURE 6.13.** SEASONAL CYCLE AT MOORING K3 BASED ON OBSERVATIONAL (BLUE) AND OFES MODEL (RED) DATA AT 1900 M DEPTH. (A) MONTHLY MEAN ALONGSHORE VELOCITIES (SHADED AREAS DENOTE INTERANNUAL FLUCTUATIONS). (B) MONTHLY MEAN MKE (SOLID LINES) AND EKE (DASHED LINES). (C) ANNUAL AND SEMIANNUAL HARMONICS OF THE EKE TIME SERIES WITH THE LINEAR TREND REMOVED. TICK MARKS ALONG THE TIME AXIS DENOTE THE AVERAGE VALUE FOR EACH MONTH IN (A, B) AND THE BEGINNING OF THE MONTH IN (C). .... 116

**FIGURE 6.14.** VARIANCE- PRESERVING POWER SPECTRA DENSITY - PSD (SOLID BLACK LINE) OF THE MAXIMUM SOUTHWARD DWBC MERIDIONAL VELOCITY AT 1900 M DEPTH AT  $6^\circ$ ,  $11^\circ$ , AND  $15^\circ\text{S}$  FROM MODEL DATA. RESPECTIVE PSD LATITUDES ARE INDICATED IN EACH PLOT. SOLID GRAY LINES INDICATE THE RESPECTIVE 95% CONFIDENCE LIMITS. THE UPPER PANEL REPRESENTS THE UPSTREAM DWBC REGION, THE MIDDLE PANEL REPRESENTS THE EDDY PATHWAY REGION, AND THE LOWER PANEL REPRESENTS THE DOWNSTREAM REGION (NOTE THE DIFFERENT SCALES OF EACH PLOT). .... 117

**FIGURE 6.15.** SEASONAL DEPTH-LATITUDE PLOTS OF THE ZONAL-MEAN MKE ( $\text{J m}^{-3}$ ), BTC ( $\text{W m}^{-3}$ ), EKE ( $\text{J m}^{-3}$ ), BCC ( $\text{W m}^{-3}$ ), AND VEDF ( $\text{W m}^{-3}$ ) TERMS. SEASONS ARE RELATED TO AUSTRAL SEASONS. DASHED BLACK LINES INDICATE THE SUBDOMAIN BOUNDARIES (LABELED ON THE BTC PLOT). .... 118

**FIGURE 6.16.** SEASONAL CYCLE OF THE MKE ( $\text{J m}^{-3}$ ), BTC ( $\text{W m}^{-3}$ ), EKE ( $\text{J m}^{-3}$ ), BCC ( $\text{W m}^{-3}$ ), AND VEDF ( $\text{W m}^{-3}$ ) TERMS AT 1900 M DEPTH. DASHED BLACK LINES INDICATE THE SUBDOMAIN BOUNDARIES (LABELED IN THE BTC PLOT). LATITUDE-TIME DIAGRAMS ARE BASED ON MONTHLY COMPOSITES COMPUTED FROM 3-DAY OFES MODEL DATA THROUGHOUT 1980 – 2015 ZONALLY AVERAGED INSIDE THE BOXES INDICATED IN FIGURE 1. .... 119

**FIGURE 6.17.** HORIZONTAL DISTRIBUTIONS OF THE LONG-TERM MEAN MKE ( $\text{J m}^{-3}$ ), BTC ( $\text{W m}^{-3}$ ), EKE ( $\text{J m}^{-3}$ ), BCC ( $\text{W m}^{-3}$ ), AND VEDF ( $\text{W m}^{-3}$ ) TERMS AT 1000, 1900, AND 3000 M DEPTHS. DWBC MEAN VELOCITY VECTORS AT THE CORE DEPTH (1900 M) ARE INDICATED BY BLACK ARROWS. SOLID BLACK BOXES INDICATE THE DWBC SUBDOMAINS DEFINED IN SECTION 1 AND FIGURE 1. THE LIGHT GRAY AREA REPRESENTS REGIONS SHALLOWER THAN THE REFERRED DEPTH. DATA FROM THE OFES MODEL ARE AVERAGED FROM JANUARY 1980 TO DECEMBER 2015. THE COLOR SCALES IN BTC, BCC, AND VEDF ARE SATURATED TO REVEAL REGIONS OF MODERATE CONVERSION ACTIVITY. .... 122

**FIGURE 6.18.** SIMPLIFIED ENERGY DIAGRAMS OF THE EDDY-MEAN FLOW ENERGY BUDGETS (AREA-MEAN) OVER THE FOUR SUBDOMAINS INDICATED IN FIG. 1. EACH TERM HAS THREE VALUES THAT CORRESPOND TO THE UPPER (1000 M), CORE (1900 M), AND LOWER (3000 M) LAYERS IN BLUE, BLACK, AND RED, RESPECTIVELY. THE BLACK ARROWS INDICATE THE ENERGY CONVERSION DIRECTIONS OF THE CORRESPONDING CONVERSION TERMS AT 1900 M (DWBC JET CORE DEPTH). ENERGY RESERVOIRS ARE IN UNITS OF  $\text{J m}^{-3}$ , AND ENERGY CONVERSION TERMS ARE IN UNITS OF  $10^{-6} \text{W m}^{-3}$ ... 124

**FIGURE 6.19.** HORIZONTAL STRUCTURE OF THE TRANSITION ZONE BETWEEN THE UPSTREAM TRAIN OF EDDIES AND THE DOWNSTREAM SINGLE JET AT 1900 M DEPTH FROM OFES MODEL DATA. (A) BATHYMETRY WITH 1000-, 2000-, 3000- AND 4000-M ISOBATHS INDICATED BY BLACK LINES; (B) MKE; AND (C, D, E) INSTANTANEOUS VELOCITY AMPLITUDES AT 1900 M DEPTH (CORRESPONDING MODEL DATES ARE INDICATED ON EACH PLOT). THE WHITE AND BLACK ARROWS IN PANELS (A) AND (B) REPRESENT THE 36-YEAR AVERAGE DWBC VELOCITY VECTORS, WHILE IN PANELS (C, D, AND E), THE BLACK ARROWS REPRESENT INSTANTANEOUS VELOCITY VECTORS. THE GRAY LINES IN PANELS (B, C, D, AND E) REPRESENT STREAMLINES, AND THE LIGHT-GRAY AREAS REPRESENT REGIONS SHALLOWER THAN 1900 M DEPTH..... 127

**FIGURE 6.20. – A.1.** ENERGY DIAGRAM ASSOCIATED WITH EDDY-MEAN FLOW INTERACTIONS FROM KE AND PE BALANCE EQUATIONS. ARROWS INDICATE THE ENERGY CONVERSION DIRECTION. THE LARGE SOLID ARROWS IN DARK BLUE AND RELATED BLUE-LABELED TERMS HIGHLIGHT THE TERMS ANALYZED IN THIS STUDY. THE DASHED BLACK RECTANGLE ENCLOSSES THE RESERVOIRS AND ENERGY EXCHANGES ANALYZED WITHIN THE STUDY DOMAIN. THE RED (BLUE) RECTANGLE SHOWS THE KE (PE) RESERVOIR, WITH YELLOW BOXES DEPICTING EACH ENERGY BUDGET. THE ORANGE (BLUE) BOX REPRESENTS THE ATMOSPHERIC (OCEANIC) ENERGY RESERVOIR OUTSIDE OF THE LOCAL OCEAN DOMAIN. THE GREEN BOX REPRESENTS THE INTERNAL ENERGY RESERVOIR. ADAPTED FROM BUM ET AL. [2017]. .... 131

## LISTA DE TABELAS

|                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                      |    |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| TABLE 1. SEASONAL STATISTICS OF THE DWBC EDDIES FROM THE OBSERVATIONS AND OFES MODEL SHOWING THE NUMBER OF EDDIES IDENTIFIED IN EACH SEASON (EDDIES), AVERAGE EDDY PERIODS (PERIOD), AND AVERAGE MAXIMUM ALONGSHORE VELOCITY (VELOCITY). UNCERTAINTIES ARE GIVEN AS STANDARD ERROR (STANDARD DEVIATION / (NUMBERS OF EDDIES) <sup>1/2</sup> ). ..... | 92 |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|

# LISTA DE ACRÔNIMOS E ABREVIACÕES

## A

**ADCP** – *Acoustic Doppler Current Profiler*

**AMOC** – *Atlantic Meridional Overturning Circulation*

**APAN** – *Água Profunda do Atlântico Norte*

**APANc** – *Água Profunda do Atlântico Norte Central*

**APANi** – *Água Profunda do Atlântico Norte Inferior*

**APANs** – *Água Profunda do Atlântico Norte Superior*

## C

**CBC** – *Conversão Baroclínica*

**CBT** – *Conversão Barotrópica*

**CLIVAR** – *Climate Variability and Predictability*

**CCO** – *Corrente de Contorno Oeste*

**CCOP** – *Corrente de Contorno Oeste Profunda*

**CFCs** – *Clorofluorcarbonetos*

**CG** – *Corrente do Golfo*

**CNB** – *Corrente Norte do Brasil*

**CTD** – *Conductivity, Temperature, and Depth*

## D

**DWBC** – *Deep Western Boundary Current*

## E

**ECM** – *Energia Cinética Média*

**ECT** – *Energia Cinética Turbulenta*

**EPM** – *Energia Potencial Média*

**EPT** – *Energia Potencial Turbulenta*

## F

**FLAME** – *Family of Linked Atlantic Model Experiments*

**FVD\_ET** – *Fluxos Verticais de Densidade pelo Escoamento Turbulento*

## I

**IBC** – *Instabilidade Baroclínica*

**IBT** – *Instabilidade Barotrópica*

## M

**MOC** – *Meridional Overturning Circulation*

**MOM** – *Modular Ocean Model*

## N

**NADW** – *North Atlantic Deep Water*

**NOAA** – *National Oceanic & Atmospheric Administration*

## O

**OAN** – *oceano Atlântico Norte*

**OAS** – *oceano Atlântico Sul*

**OFES** – *OGCM For the Earth Simulator*

**OGCM** – *Ocean General Circulation Model*

## P

**POCM** – *Parallel Ocean Climate Model*

**PSD** – *Power Spectra Density*

## V

**V<sub>PC</sub>** – *Velocidade Paralela à Costa*

**V<sub>PP</sub>** – *Velocidade Perpendicular à Costa*

## W

**WOCE** – *World Ocean Climate Experiment*

## RESUMO

A Corrente de Contorno Oeste Profunda (CCOP) é conhecida como o principal caminho do ramo profundo da célula de revolvimento meridional no oceano Atlântico, sendo diretamente relacionada com o clima global. Esta corrente é responsável pelo transporte inter-hemisférico da Água Profunda do Atlântico Norte (APAN) desde o oceano Atlântico Norte até altas latitudes do oceano Atlântico Sul. Na região do Atlântico tropical em 8°S, a CCOP “se quebra” em um trem de vórtices anticiclônicos e que são responsáveis pelo transporte local da APAN rumo ao sul. Nesta tese, séries temporais de velocidade oriundas de dados fundeados em 11°S, juntamente com saídas do modelo oceânico de circulação global – OFES, são utilizados para investigar a variabilidade da CCOP entre 5°S e 16°S. A partir destes dados, análises da variabilidade intrasazonal e sazonal desta corrente e dos seus vórtices migratórios, bem como as interações entre o fluxo médio e o campo turbulento na região, são realizadas. Além disso, este trabalho sugere um possível mecanismo para a geração destes vórtices.

Os principais resultados obtidos sugerem uma média de 5 vórtices sendo gerados por ano com um período médio de 62 dias e velocidade máxima no seu núcleo de cerca de  $14 \text{ cm.s}^{-1}$ , em média. Comparando os dados observacionais com as saídas do modelo, ambos apresentaram velocidades semelhantes nos vórtices, porém os vórtices modelados apresentaram períodos menores e uma menor frequência de geração. Além disso, a presença de um ciclo sazonal na amplitude da variabilidade intrasazonal foi observada em ambos conjuntos de dados (observacional e simulado), com maiores

amplitudes da variabilidade intrasazonal durante o inverno. Entretanto, o modelo indicou uma intensificação desta variabilidade intrasazonal mais cedo do ano, entre maio e agosto, contra uma intensificação entre junho e novembro dos dados observacionais. Energeticamente, a CCOP é caracterizada por um fluxo médio elevado a montante do local de formação dos vórtices, seguido por um aumento na intensidade do campo turbulento ao sul desta região. O ciclo sazonal da energia cinética corrobora a conclusão de que períodos de maior fluxo médio a montante estão associados com maior intensidade do campo turbulento a jusante. Além disso, a instabilidade barotrópica foi observada como a principal via de transferência de energia entre o fluxo médio e o campo turbulento na profundidade do núcleo da CCOP (~2000 m). Entretanto, nos seus limites superior (acima de 1500 m) e inferior (abaixo de 2500 m) o processo de instabilidade baroclínica pode apresentar intensidade comparável à instabilidade barotrópica. Com a utilização de saídas do modelo OFES, foi sugerido que a CCO deve separar-se do contorno da linha de costa nas proximidades de 8,3°S (Platô de Pernambuco) e induzir a geração dos vórtices a partir de um limiar de velocidade meridional.

**Palavras-chave:** Corrente de Contorno Oeste Profunda, Vórtices de mesoescala, Variabilidade Sazonal, Separação da Camada de Contorno, Interações entre o fluxo médio e turbulento, Costa Nordeste Brasileira.

## ABSTRACT

The Deep Western Boundary Current (DWBC) is the primary pathway of the lower limb of the Atlantic Meridional Overturning Circulation and is directly related to the state of global climate. This stream is responsible for the interhemispheric southward transport of North Atlantic Deep Water (NADW) toward high latitudes of the South Atlantic. In the tropical Atlantic at 8°S, the DWBC breaks-up into anticyclonic migrating eddies carrying NADW southward. Here, velocity records from a mooring array at 11°S and the output of an eddy-resolving Ocean General Circulation Model – OFES, are used to investigate the variability of the DWBC between 5°S and 16°S. From these data, seasonal and intraseasonal variability analyses of the DWBC and its eddies, as well as the energetics of the eddy-mean flow interaction in the region, were performed. Furthermore, this thesis proposes a possible eddy generation mechanism.

Main results suggest a near-continuous presence of DWBC eddies at the mooring position, an average of 5 eddies per year having an average period of 62 days and average maximum core velocities of about  $14 \text{ cm.s}^{-1}$ . Overall, the comparison between model and observational data showed comparable DWBC eddy's velocities and phase-locked seasonal cycle with maximum amplitudes during austral winter. Nevertheless, while in the observations the DWBC eddy intensify from June through November, simulated DWBC eddy intensification occurs earlier in the year from May to August. Energetically, the DWBC presents a stronger mean flow upstream of the eddy generation region followed by an increase in eddy field southwards. The kinetic energy seasonal cycle corroborates with the conclusion that the stronger upstream DWBC is

associated with enhanced eddy activity downstream. Moreover, barotropic instability is observed as the main energy exchange pathway from the mean flow to the eddy field in the DWBC core depth (~2000 m). Nonetheless, in the upper (above 1500 m) and lower (below 2500 m) DWBC layers baroclinic instability can be of comparable importance. Our model analysis suggests that a sharp change of the orientation of the continental slope at 8,3°S leads to a detachment of the DWBC from the boundary when its flow speed is elevated during austral winter which leads to eddy formation.

**Keywords:** Deep Western Boundary Current, Mesoscale Eddies, Seasonal Variability, Boundary Layer Separation, Eddy-mean flow interactions, Northeastern Brazilian Coast.

## CAPÍTULO I

### INTRODUÇÃO

**E**sta introdução tem como objetivo apresentar uma contextualização teórica, fornecendo ao leitor a compreensão de como este trabalho contribui no avanço do conhecimento sobre os processos físicos no oceano. Para isto, primeiramente a circulação global será direcionada até a área de estudo. Além disso, trabalhos sobre o estado da arte da variabilidade da Corrente de Contorno Oeste Profunda (CCOP) na área de estudo e a importância de analisar os reservatórios de energia na região também são abordados neste capítulo. Por fim, as lacunas de conhecimento associadas ao presente estudo são apresentados.

#### 1.1 A CIRCULAÇÃO NOS OCEANOS

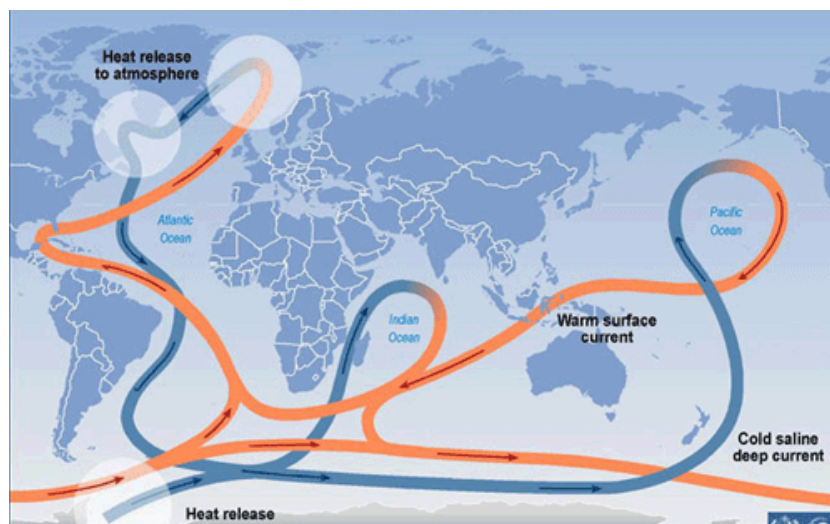
A circulação oceânica global tem como uma de suas características a absorção de calor atmosférico nas camadas superficiais, principalmente em regiões tropicais e equatoriais, com a subsequente distribuição desta forma de energia para regiões profundas, em especial as polares. Esta capacidade de armazenar calor é uma propriedade fundamental dos oceanos, sendo diretamente relacionada com a distribuição de temperatura em todo o planeta através da interação oceano-atmosfera, possibilitando o resfriamento

(aquecimento) de regiões quentes (frias). Assim sendo, alterações na temperatura observada das correntes oceânicas podem servir como um índice de mudanças climáticas e aquecimento global. No passado, eventos de alterações na temperatura atmosférica causaram efeitos drásticos nas correntes oceânicas, resultando em um enfraquecimento no transporte oceânico de calor para o pólo norte [e.g. [Broecker 1987](#), [Aguiar et al. 2021](#)].

A circulação global entre a superfície e o fundo ocorre principalmente através de fluxos de densidade (Figura 1.1). Estes fluxos são capazes de transportar massas de água e suas propriedades características desde a sua região de formação até diferentes sítios, interhemisfericamente, pelo planeta [e.g. [Rahmstorf 2003](#), [Wunsch 2015](#)]. Com isso, podemos dividir a circulação global em duas partes: superficial e profunda. A circulação superficial é caracterizada pelo transporte de águas menos densas, usualmente ricas em oxigênio (devido ao seu recente contato com a atmosfera), nutrientes e calor. Na região entre os trópicos e o equador, a maior incidência de raios solares e temperatura atmosférica eleva a temperatura das correntes oceânicas superficiais [e.g. [White et al. 1997](#)]; porém, nos pólos, a circulação superficial é caracterizada principalmente pelo afundamento de águas superficiais muito densas, fruto do degelo de polínias costeiras<sup>1</sup> [e.g. [Tamura et al. 2008](#)]. A circulação profunda é principalmente responsável pela advecção de águas recém submersas para regiões distantes. As águas recém submersas são capazes de transportar propriedades fundamentais para diferentes regiões profundas no oceano, como oxigênio, calor e nutrientes.

---

<sup>1</sup> Polínias costeiras são piscinas de águas frias que se formam no meio do gelo marinho.



**Figura 1.1** – Ilustração esquemática demonstrando as células de circulação profunda (linhas e setas em azul) e superficial (linhas e setas em laranja), dirigidas por fluxos de densidade. Os círculos hachurados representam regiões de afundamento de massas d'água. Fonte: [IPCC \[2001\]](#).

O cinturão global de circulação termohalina, conhecido como “*Ocean Conveyor Belt*” [[Broecker 1991](#)], é amplamente estudado como o maior conjunto de correntes oceânicas profundas e superficiais, responsáveis pela advecção constante de calor e outras propriedades por todo oceano global [e.g. [Richardson 2008](#), [Lozier 2010](#)]. Esta célula de revolvimento meridional, também conhecida como MOC (do termo em inglês *Meridional Overturning Circulation*), é amplamente utilizada pela comunidade científica para referir-se à circulação global unindo as partes dirigidas por gradientes de densidade e as partes dirigidas pelo vento [e.g. [Richardson 2008](#), [Marshall & Speer 2012](#)]. Esta circulação global é caracterizada pelo afundamento de águas superficiais através de duas células interconectadas: uma na região norte do oceano Atlântico Norte (OAN) e mares Nórdicos, e outra ao longo da região sul do oceano Antártico [[Marshall & Speer 2012](#), [Talley 2013](#)].

A célula termohalina no OAN é uma parte essencial do sistema climático global, e seus transportes e caminhos sempre merecem mais estudos que os

caracterizem com clareza, especialmente na região equatorial [Schott et al. 1993]. Esta região possui maior complexidade devido à mudança de sinal na vorticidade planetária [Edwards & Pedlosky 1998], grandes advecções zonais de massas d'água para o interior da bacia [Richardson & Fratantoni 1999] e transformações de massas d'água [Lux et al. 2001].

A parte da célula de revolvimento meridional relacionada com o oceano Atlântico é conhecida como AMOC (*Atlantic Meridional Overturning Circulation*, em inglês). Os trabalhos de Ganachaud & Wunsch [2000] e de Lumpkin & Speer [2003] estimaram o transporte da AMOC em toda a bacia do oceano Atlântico entre 15 – 18 Sv ( $1 \text{ Sv} \equiv 10^6 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ ). Próximo à 26°N, uma linha de fundeios chamada RAPID-AMOC monitora mudanças na AMOC desde o ano de 2002. Entre as principais descobertas, sobre a AMOC, observadas com estes dados podemos destacar: uma variabilidade anual acima do esperado, um prominente ciclo sazonal, um grande declínio entre 2009 e 2010, além de um gradual declínio na última década [Bryden et al. 2014; McCarthy et al. 2015; Srokosz & Bryden 2015].

A célula de circulação da AMOC envolve o transporte de águas quentes e salinas do oceano Índico, advectadas para noroeste através do corredor de vórtices da Corrente das Agulhas [Beal et al. 2011], que atravessam o oceano Atlântico Sul (OAS) até chegar na sua borda oeste por advecção da Corrente Sul Equatorial, onde passam a ser transportadas pela Corrente Norte do Brasil (CNB) cruzando o equador [Rühs et al. 2013]. Ao norte da região equatorial, o ramo quente superficial da AMOC é advectado pela Corrente do Golfo (CG). Esta flui para nordeste como uma intensa corrente de contorno oeste (CCO), inicialmente bordejando à costa leste dos Estados Unidos desde o Estreito da

Flórida até a região de Cape Hatteras, onde se separa da costa e flui para leste em direção ao interior da bacia [Kang & Curchister 2015, referido como KC15 no restante do trabalho], caracterizando a sua região de extensão ao norte do OAN como estando compreendida entre 38°N – 50°N [e.g. Greatbatch et al. 2010].

A CG, caracterizada por águas quentes e ricas em nutrientes [Pelegrí & Csanady 1991], quando chega até a região norte do OAN e mares Nórdicos adjacentes, sofre um resfriamento superficial devido à baixa temperatura atmosférica local e afunda através de processos como subducção e convecção profunda [Ivanov et al. 2004, Steinfeldt et al. 2009, Jullion et al. 2014]. Deste processo, inicia-se a formação, em níveis profundos, da Água Profunda do Atlântico Norte (APAN) que flui para sul advectada pela CCOP [Rhein & Stramma 2005].

A APAN pode ser considerada como um dos principais componentes da circulação termohalina global [Smethie Jr. & Fine 2001], responsável pelo caminho principal do ramo frio inferior (profundo) da AMOC [Meinen et al. 2012], e um fator chave para uma melhor compreensão das mudanças climáticas [Stocker & Broecker 1992]. Registros paleoclimáticos [Broecker 1995] e de modelos climáticos [Manabe & Stouffer 1988] sugerem que as taxas de formação da APAN eram menores em períodos glaciais do que são hoje, demonstrando a importância em se compreender e quantificar a formação da APAN e seus componentes.

Rica em oxigênio (devido à recente ventilação pelo contato com a atmosfera) e nutrientes, a APAN é composta por quatro diferentes massas d'água: Água do Mar de Labrador (*Labrador Sea Water*), Água do Estreito da

Dinamarca (*Denmark Strait Overflow Water*), Água da Islândia-Escócia (*Island Scotland Overflow Water*) e Água do Mediterrâneo (*Mediterranean Water*) [e.g. [Dengler et al. 2004](#), referido como [D04](#) no restante do trabalho, [Ferreira & Kerr 2017](#)].

A formação da CCOP ocorre de forma integrada com a composição da APAN. Ao longo do talude continental à leste da Groelândia, a CCOP é primeiramente constituída, em uma camada mais profunda, por massas de água densas e frias do transbordamento do Estreito da Dinamarca, caracterizando a APAN inferior (APANi). Acima desta camada, as águas do transbordamento das soleiras da Islândia-Escócia entram pela bacia oeste através da zona da Fratura de Gibbs na Cadeia Meso-Atlântica e constituem a APAN central (APANc). Durante a passagem da CCOP pela borda do Mar de Labrador, a Água do Mar de Labrador formada por convecção se une à CCOP, caracterizando a APAN superior (APANs) [[D04](#)].

Tipicamente, as águas da APAN são caracterizadas por baixas temperaturas ( $\pm 3^\circ \text{C}$ ), alta salinidade (acima de 34,8 psu) e altos níveis de oxigênio dissolvido (acima de  $240 \mu\text{mol.kg}^{-1}$ ) ao longo da borda oeste entre  $11^\circ\text{S} - 30^\circ\text{S}$  [[Koltermann et al. 2011](#)]. Além disso, a APAN já foi observada sendo advectada para o sul na borda oeste do Atlântico tropical (próximo à  $35^\circ\text{S}$ ) entre os níveis de densidade neutra de  $27,9 - 28,1 \text{ kg.m}^{-3}$  [[Schmitz & McCartney 1993](#), [Meinen et al. 2012](#), [Preu et al. 2013](#)]. [Koltermann et al. \[2011\]](#) analisaram estações de CTD (do termo em inglês *Conductivity, Temperature and Depth*) no OAS através do experimento WOCE (*World Ocean Climate Experiment*) em  $11^\circ\text{S}$ ,  $19^\circ\text{S}$  e  $30^\circ\text{S}$ , e encontraram massas de água com características da APAN na margem oeste da bacia entre 1500 – 3000 m de

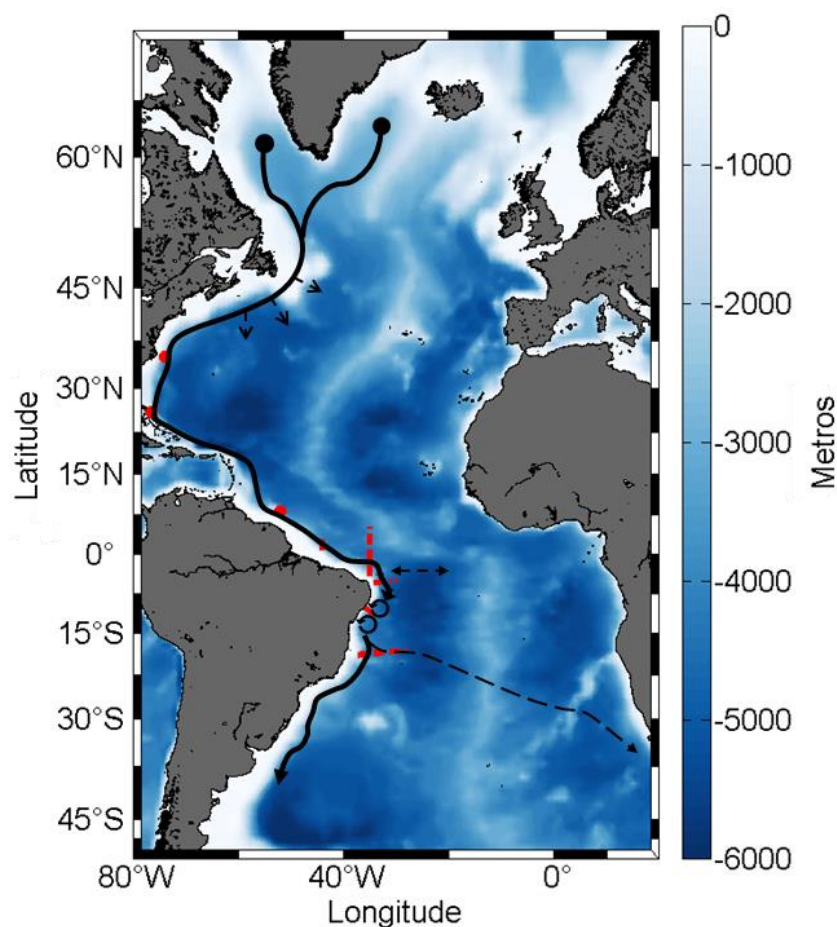
profundidade. A APAN também pode ser rastreada procurando-se por águas com altas concentrações de clorofluorcarbonetos (CFCs) [Fine et al. 2002]. Como a APAN foi recentemente ventilada, devido ao seu mais recente contato com a atmosfera que as águas mais antigas em profundidade, ela carrega concentrações mais elevadas de CFCs.

Estudos passados, tanto de modelagem computacional quanto observacionais, têm mostrado que importantes transformações de massas d'água ocorrem no OAS [e.g. Garzoli & Matano 2011]. Estas regiões de transformação de massas de água tanto influenciam quando sofrem influência dos caminhos da CCOP enquanto ela flui através do OAS, o que tem impactos significativos na estabilidade da AMOC, que mostrou estar diretamente relacionada com os fluxos meridionais de sal entre o OAS e as bacias adjacentes [e.g. Bryden et al. 2011, Drijfhout et al. 2011, Garzoli et al. 2013]. Portanto, estabelecer um conhecimento detalhado dos caminhos da porção profunda da AMOC é de crucial importância na quantificação de fluxos de calor, água fresca e CO<sub>2</sub> no OAS e, conseqüentemente, na avaliação da estabilidade da AMOC.

## 1.2 A VARIABILIDADE DA CCOP NO OCEANO ATLÂNTICO SUL

A CCOP é caracterizada como um jato inter-hemisférico que transporta a APAN desde o norte do OAN até altas latitudes do OAS [Meinen et al. 2012, Figura 1.2]. Estudos sobre a CCOP na margem oeste do oceano Atlântico Tropical têm recebido crescente atenção da comunidade científica nas últimas

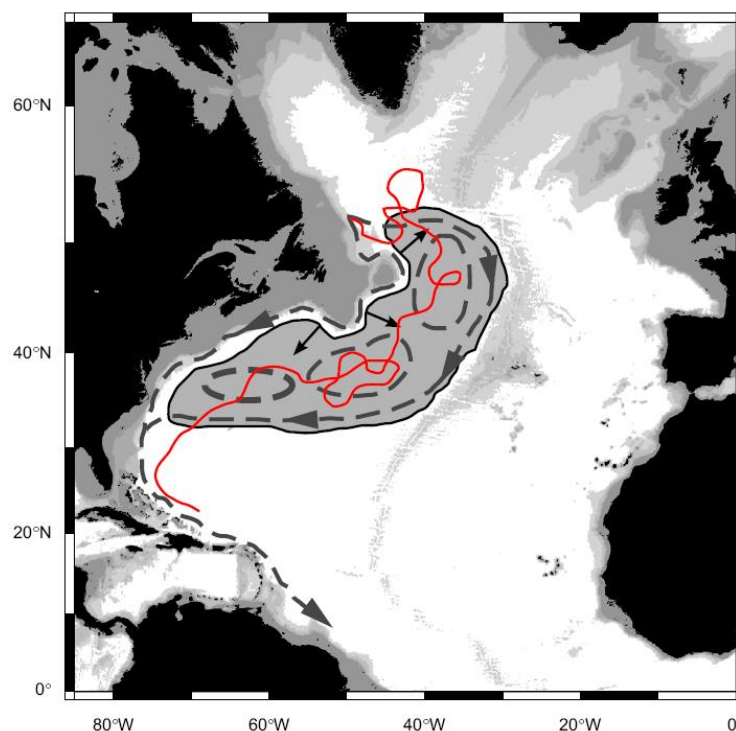
décadas [e.g. [Schott et al. 1993, 2003](#), [Fischer & Schott 1997](#), [Garzoli et al. 2015](#), [Hummels et al. 2015](#), [Herrford et al. 2017](#)].



**Figura 1.2** – Batimetria do oceano Atlântico com a representação esquemática do principal caminho do jato da Corrente de Contorno Oeste Profunda (CCOP) indicado por linhas pretas e setas. Setas com linhas tracejadas indicam as principais incursões de corrente para o interior da bacia. A região de quebra da CCOP em vórtices migratórios é representada por dois círculos cujas setas indicam sentido de giro anticiclônico das feições. Próximo à 18°S, parte da CCOP migra para o interior da bacia e a parte restante segue o seu percurso para sul. Pontos e linhas tracejadas em vermelho indicam os principais locais estudados na literatura (com dados observacionais) e citados nesta tese.

A existência de correntes profundas e abissais ao longo de contornos oeste nas bacias dos oceanos globais foi originalmente postulada por [Stommel \[1958\]](#), e vem sendo cada vez mais documentada observacionalmente [e.g. [Pickart & Watts 1990](#), [McCave & Carter 1997](#), [Whitworth 1999](#)]. A CCOP é mais bem documentada na literatura no OAN, portanto, os caminhos e a

variabilidade da CCOP no OAS ainda carecem de mais estudos [Garzoli et al. 2015]. Seu percurso rumo ao sul foi inicialmente descrito contornando a porção oeste da bacia oceânica do OAN. Porém, processos advectivos para o interior desta bacia foram posteriormente descritos, estabelecendo novas rotas de transporte dessa corrente em direção ao interior do OAN [Gary et al. 2011, 2012, Figura 1.3], ao equador [Richardson & Fratantoni 1999, Rhein & Stramma 2005] e ao OAS [e.g. Bower et al. 2009]. Ocasionalmente, as águas da APAN advectadas pela CCOP podem chegar até o oceano Antártico e retornar para a superfície por meio de processos de ressurgência [Tamsitt et al. 2017].



**Figura 1.3** – Esquema do ramo profundo da AMOC no oceano Atlântico Norte. A ampla área sombreada, limitada por uma linha fina em preto, representa o contorno aproximado da região de vorticidade potencial homogênea em uma isopical profunda. As linhas tracejadas em cinza escuro indicam os caminhos de circulação médios em profundidade: A CCOP (no talude continental), os giros de recirculação profunda (no interior da bacia), e um caminho para o equador pelo interior. Setas finas em preto representam locais onde a água é varrida para fora da CCOP para o interior da bacia. A linha fina em vermelho representa uma possível trajetória de uma parcela individual de água que não necessariamente precisa seguir os caminhos médios. A batimetria está sombreada com quatro intervalos representando profundidades menores que 500 m, entre 500 e 1000 m, entre 1000 e 2000 m, e entre 2000 e 3000 m, da cor mais escura para a mais clara. Fonte: Gary et al. [2011].

A CCOP foi primeiramente observada por medições diretas através de flutuadores [Swallow & Worthington 1961, Barrett 1965]. Posteriormente, evidências do aumento no seu fluxo em profundidade também foram identificadas geostroficamente em diferentes locais [e.g. Worthington 1976, Roemmich & Wunsch 1985]. O trabalho de Pickart & Watts [1990] analisou ecossondas invertidas e correntógrafos de fundo na região de *Cape Hatteras*, próximo à 35°N, e observaram que a variabilidade temporal da CCOP na região é dominada por ondas de Rossby topográficas com picos de energia em 40 dias. Os autores também notaram um acoplamento entre a variabilidade do transporte profundo com o fluxo da camada superior, assim como encontraram o núcleo da CCOP bastante profundo, entre 3000 – 3500 m.

Estudos anteriores no Atlântico Tropical indicam que exista uma variedade de variabilidades intrasazonais com períodos entre 10 e 150 dias, as quais influenciam no regime da circulação média [von Schuckmann 2006]. Próximo de 26,5°N, Lee et al. [1990] observaram que as variações intrasazonais no transporte profundo eram dominadas por eventos quase barotrópicos com escala temporal de aproximadamente 100 dias, e pareciam estar relacionados com o meandramento da CCOP na região. Mais tarde, sobreposto ao transporte médio de 40 Sv da CCOP, Lee et al. [1996] observaram flutuações no transporte de  $\pm 13$  Sv com escala de tempo anual e semianual, com máxima para sul em outubro e abril/maio, e mínima no inverno e no verão. A causa destas flutuações foi proposta como uma resposta barotrópica à forçante local e remota do vento em escala temporal sazonal.

Observações da CCOP no oceano Atlântico Tropical, próximo à 8°N e 52°O, feitas por Johns et al. [1993], caracterizaram a parte superior da CCOP

separada do núcleo superior [como indicado mais ao norte por [Lee et al. 1990, 1996](#) em 26,5°N], e revelaram uma intensa CCOP abaixo de 2500 m com um núcleo profundo da corrente em 4300 m de profundidade. Os autores calcularam ainda o transporte médio da APANi em 22 Sv, concordando com os valores determinados por [Molinari et al. \[1992\]](#), que analisaram dados de seções hidrográficas entre o equador e o Caribe.

Continuando seu percurso rumo ao OAS, a largura da CCOP ao norte do equador foi determinada em cerca de 100 km a 1800 m de profundidade, transportando cerca de 15 Sv acima de 2600 m [[Richardson & Schmitz 1993](#)]. Estimativas observacionais do transporte da CCOP de  $\pm 25$  Sv, próximas ao equador, e advectando APAN para sul também foram calculadas [[Speer & McCartney 1991](#), [Molinari et al. 1992](#)].

Resultados de um modelo de alta resolução na região do equador mostraram um sistema de correntes zonais da largura da bacia do OAS com velocidades da ordem de  $5 \text{ cm.s}^{-1}$ , alternando entre leste-oeste e oscilando com período anual [[Böning & Schott 1993](#)]. Esta reversão das correntes foi observada apenas quando o modelo é forçado com ventos sazonais. Esse padrão não foi observado quando o modelo foi forçado com ventos constantes. Estas flutuações de corrente induzidas pelo ciclo sazonal do vento apresentam característica de longas ondas de Rossby equatoriais, com fase de propagação para oeste de  $\pm 15 \text{ cm.s}^{-1}$ . Existem evidências [[Reid 1989](#), [Weiss et al. 1991](#)] de que parte da APANs que chega ao equador possa se repartir e ser advectada para leste ao longo do equador, enquanto as APANc e APANi parecem continuar sendo transportadas para sul ao longo da topografia da borda oeste.

Uma linha de fundeios em 44°O, entre o equador e 3°N, possibilitou uma série de observações e estudos sobre a CCOP na região. Com base nos dados desta linha de fundeios, [Schott et al. \[1993\]](#) encontraram uma velocidade máxima média anual de  $30 \text{ cm.s}^{-1}$ , para sudeste, na faixa de profundidade da CCOP ao longo do talude continental, transportando entre 14,2 – 17,3 Sv de APAN, e com grande variabilidade intrasazonal com períodos entre 60 – 80 dias. Além disso, a existência de um ciclo anual é apenas sugerida por modelos numéricos de alta-resolução pois não pôde ser provada.

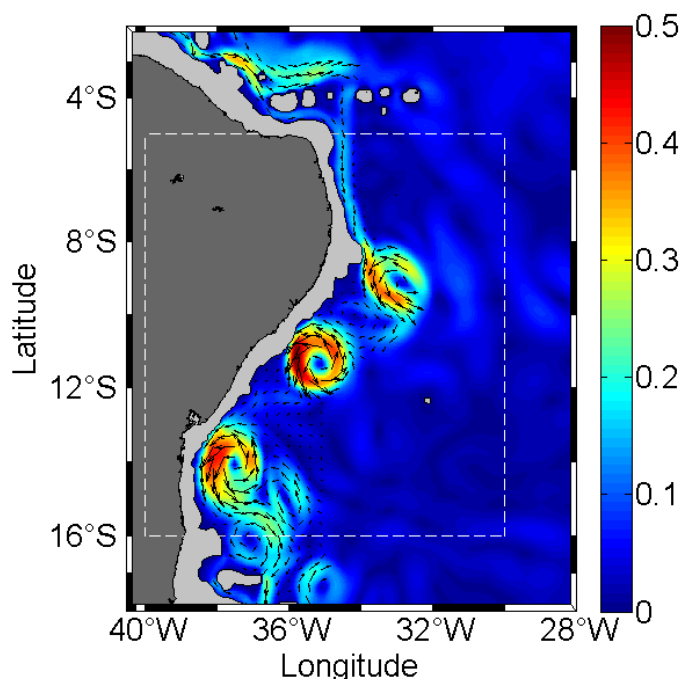
Utilizando esta mesma linha de fundeios, porém com uma série temporal mais extensa, [Fischer & Schott \[1997\]](#) observaram o fluxo da CCOP atravessando o equador entre 1000 e 3300 m de profundidade, com aproximadamente 100 km de largura, velocidade máxima de  $70 \text{ cm.s}^{-1}$  e transporte médio estimado em 13 Sv (com um ciclo sazonal bem definido de menos de 7 Sv durante setembro/outubro até cerca de 25 Sv durante janeiro/fevereiro). Além disso, os autores perceberam que a concordância entre a direção da corrente média e a direção da variância máxima indicam que a principal contribuição para a variabilidade da CCOP próximo ao equador era devido a pulsos e não a meandros. Neste mesmo estudo, analisando outra linha de fundeios mais ao leste, próxima de 35°O, os autores observaram que a CCOP se divide em dois núcleos, com o fluxo principal fluindo ao longo de uma cadeia de montanhas em aproximadamente 3,5°S. A magnitude e a fase da variabilidade do transporte nessa seção em 35°O eram similares àsquelas da seção em 44°O. A mesma linha de fundeios analisada por [Fischer & Schott \[1997\]](#) em 35°O, entre 5°S – 5°N, foi posteriormente estudada por [Schott et al. \[2003\]](#), onde estes

autores encontraram a CCOP fluindo entre 1200 e 4000 m de profundidade, estando dividida em dois núcleos distintos de velocidade.

Entretanto, estudos observacionais em 5°S [e.g. [Schott et al. 2005](#), referido como [S05](#) no restante do trabalho] evidenciaram que a CCOP é restabelecida no talude continental da costa brasileira, onde continua fluindo para sul como um fluxo laminar. Os autores encontraram nessa região um fluxo da APAN para sul dentro da CCOP de  $25,5 \pm 8,3$  Sv com uma recirculação em uma porção mais oceânica (*offshore*), o que levou a um transporte médio nas nove seções realizadas de  $20,3 \pm 10,1$  Sv, à oeste de 31,5°O, fluindo para sul até aproximadamente 8°S.

Ao sul desta latitude, um padrão anômalo de fluxo surge. No lugar de um fluxo contínuo em direção ao pólo da CCOP, regularmente observado nas demais correntes oceânicas, séries temporais de velocidade de uma linha de fundeios na borda oeste do OAS, próximo à 11°S, mostraram uma elevada variabilidade intrasazonal com períodos de 60 – 70 dias na profundidade da camada da CCOP, principalmente entre 1000 – 3000 m [[D04](#), [S05](#)]. Esta variabilidade foi identificada como vórtices coerentes de submesoescala rotacionando anticiclonicamente e transladando para sudoeste, ao longo do talude continental, e passando pela linha de fundeios entre 60 – 70 dias (Figura 1.4). O vórtice médio apresentou uma velocidade máxima em seu núcleo de  $0,2 \text{ m.s}^{-1}$ , raio de 60 km e altura de 1070 m, além de seu núcleo ter sido encontrado em cerca de 2000 m de profundidade. Baseado nesta série temporal dos fundeios em 11°S, [D04](#) mostrou que, nessa região, o transporte da APAN em direção às altas latitudes é realizado por estes vórtices

migratórios da CCOP, ao invés de um fluxo contínuo típico de uma corrente de contorno.



**Figura 1.4** – Magnitude da velocidade horizontal instantânea (em  $\text{m.s}^{-1}$ ) em 1900 m de profundidade no dia 19/07/1987 através de saídas do modelo OFES. Setas pretas indicam a direção e sentido dos vetores de velocidade instantânea da Corrente de Contorno Oeste Profunda na região, evidenciando a presença dos vórtices da CCOP. As linhas brancas tracejadas indicam o domínio de estudo abordado neste trabalho. Áreas em cinza claro representam regiões com profundidade igual ou menor que 1900 m.

No mesmo estudo, os autores utilizaram resultados de um modelo de alta resolução chamado FLAME (*Family of Linked Atlantic Model Experiments*), os quais sugerem que a variabilidade da atividade turbulenta na CCOP em 11°S é relacionada com variações sazonais da magnitude da CCOP a montante entre 4°S – 8°S: uma forte CCOP a montante (entre abril e setembro) leva ao aumento na geração dos vórtices, enquanto uma fraca CCOP a montante (entre outubro e março) leva a um fluxo mais fraco e laminar gerando menos atividade turbulenta ao sul de 8°S.

Além da variabilidade devida aos vórtices, a CCOP mostrou um forte ciclo sazonal fora de fase com as variações sazonais da camada superior da coluna d'água na CNB [S05]. Estes mesmos autores ainda sugerem que o ciclo sazonal presente na camada da CCOP pode ser uma resposta à forçante interior do vento, ocorrendo como ondas de Rossby de primeiro modo. Embora D04 tenham concluído que em 11°S os vórtices da CCOP são exclusivamente responsáveis pelo transporte da APAN em direção ao pólo, este ciclo sazonal poderia impactar a geração e a migração destes vórtices.

Mais recentemente, Hummels et al. [2015] atualizaram os dados observacionais utilizados por D04, e compararam os dados de 2000-04 de D04 com os novos dados de 2013-14. Os autores destacaram que o transporte médio da CCOP em 11°S não teve alteração entre os períodos observacionais e que os vórtices da CCOP ainda estavam presentes nas séries temporais.

Ao sul de 18°S, Weatherly et al. [2000] estudaram a CCOP através de observações de corrente em fundeios oceânicos. Os autores encontraram um jato regular com amplitude da variabilidade sazonal de cerca de 10 Sv e máximo transporte para sul durante fevereiro/março e mínimo em setembro.

Seguindo seu caminho para sul, a CCOP foi analisada desde o equador até 20°S por Garzoli et al. [2015]. Os autores encontraram um fluxo forte e estável da CCOP ao longo da plataforma continental da América do Sul do equador até 20°S, porém mais fraco, mas ainda identificável abaixo de 2500 m de profundidade em 20°S (em concordância com dados de flutuadores ARGO). Hogg & Owens [1999] analisaram um grande número de derivadores liberados dentro da bacia brasileira e destacaram a existência de uma CCOP bem clara nos níveis da APAN. Além de alguns derivadores terem sido capturados por

vórtices, uma pequena porção da CCOP foi observada fluindo para o interior da bacia do OAS, possivelmente devido ao contato com a linha de monte submarinos da Cadeia Vitória-Trindade ao sul de 20°S. Uma outra porção de derivadores continuou fluindo para sul como uma corrente de contorno.

Alguns estudos ao sul de 20°S suportaram a teoria de uma CCOP bordejando à costa sul/sudeste do Brasil. Os estudos de [Müller et al. \[1998\]](#) e [Zangenberg & Siedler \[1998\]](#) corroboraram a existência da CCOP ao longo do talude continental entre 20°S – 28°S com um transporte para sul entre 2 – 10 Sv. Em 25°S, [Reid \[1989\]](#) analisou dados de salinidade, oxigênio, fosfato e sílica e indicou que, entre as superfícies de anomalia de geopotencial de 3000 e 3500 db (decibars), parte da APAN flui, advectada pela CCOP, rumo ao interior do OAS. Aproximadamente na mesma latitude, [van Sebillie et al. \[2012\]](#) utilizaram saídas do OGCM – OFES (do inglês “*Ocean General Circulation Model For the Earth Simulator*”) e encontraram a CCOP transportando 3,6 Sv de APAN para leste rumo ao interior da bacia, abaixo das trajetórias realizadas pelos vórtices da Corrente das Agulhas. Em 27°S, [Matano & Beier \[2003\]](#) utilizaram o modelo global POCM (“*Parallel Ocean Climate Model*”) e demonstraram que, embora o principal caminho para a CCOP seja ao longo da costa da América do Sul, também há indícios de que exista um outro caminho fluindo para o interior da bacia. Já em 30°S, porém na borda leste do OAS, [Arhan et al. \[2003\]](#) mostraram um fluxo para sul de águas com características da APAN com transporte médio de 3 Sv. Finalmente em 44°S, [Speich et al. \[2007\]](#) encontraram a CCOP bordejando a costa da América do Sul e fluindo para o interior da bacia.

### 1.3 OS VÓRTICES DA CCOP

Até o presente momento, pouco se sabe sobre os mecanismos responsáveis pela descontinuidade da CCOP como uma corrente contínua de fluxo laminar ao sul de 8°S. Inúmeros mecanismos responsáveis pela geração de vórtices oceânicos já foram previamente descritos na literatura, porém a maioria se refere a vórtices superficiais. Os principais processos de formação de vórtices descritos na literatura presente envolvem meandramentos de correntes [e.g. [Flierl 1979](#), [Souza et al. 2006](#)] e zonas de retroflexão [e.g. [Gordon 1985](#), [Lutjeharms & Van Ballegooyen 1988](#), [Johns et al. 1990](#)].

Por definição, podemos considerar um vórtice como uma feição oceânica caracterizada por linhas de corrente fechadas [e.g. [Azevedo 2009](#)]. Vórtices isolados também podem ser chamados de anéis, e possuem fluxos internos com características próprias (principalmente quanto à temperatura e salinidade) distintas daquelas que circundam a feição. Eles ainda podem ser caracterizados quanto à presença de águas mais frias (quentes) no seu núcleo que as circundantes, sendo então denominados de vórtices de núcleo frio (quente) [[Flierl 1979](#)].

Nos oceanos globais, vórtices com núcleo quente (frio) são anticiclônicos (cyclônicos). Entretanto, o sentido do giro depende do parâmetro de coriolis e muda para cada hemisfério: no hemisfério Sul (área de estudo desta tese), os vórtices anticiclônicos giram no sentido anti-horário e os vórtices ciclônicos giram no sentido horário (para o hemisfério Norte aplica-se o sentido contrário de rotação aos giros). Com base nestas definições, a utilização do termo vórtice no decorrer deste estudo se refere a um vórtice isolado. Estas feições

são capazes de transportar grandes quantidades de energia, massa, calor e nutrientes para diferentes partes do oceano, além de impactarem em processos de mistura locais [e.g. [Robinson 1983](#), [Olson 1991](#)].

Análises de vórtices oceânicos são realizadas principalmente a partir de estudos observacionais *in situ* [e.g. [Johns et al. 1990](#)], de resultados de modelagem numérica [e.g. [Pichevin & Nof 1996](#), [Biastoch & Krauss 1999](#), [Jochum & Malanotte-Rizzoli 2003](#), [Azevedo et al. 2012](#)], bem como por análises de dados oriundos de sensoriamento remoto [e.g. [Chelton et al. 2007, 2011](#), [Dencausse et al. 2010](#)], ou ainda com a utilização simultânea de mais de uma destas ferramentas [e.g. [Mata et al. 2006](#), [Souza et al. 2006](#)]. Estudos sobre vórtices em correntes profundas são bem mais escassos e ainda carecem de maior foco da comunidade científica [e.g. [Lüschoew et al. 2019](#)].

As causas para o padrão anômalo da CCOP ao sul de 8°S foram apenas especuladas na literatura, porém, sem uma conclusão final de quais mecanismos e/ou fatores realmente desencadeiam a “quebra” desta corrente de contorno em um trem de vórtices a jusante da referida latitude. Os primeiros estudos de [Schott et al. \[1993\]](#) e [Fischer & Schott \[1997\]](#), que inicialmente descreveram a CCOP na região como uma corrente com um núcleo próximo à borda continental em sua porção mais costeira e outro núcleo mais distante em sua porção oceânica, não definiram a CCOP como uma corrente formada por vórtices migratórios.

Apenas no ano de 2004, o trabalho de [D04](#) postulou, por meio de dados observacionais e de resultados de saídas de modelo numérico, que a CCOP em 11°S é formada por vórtices migratórios que advectam a APAN rumo ao pólo sul. Neste mesmo estudo, os autores sugerem, ao analisarem resultados

do modelo FLAME, que instabilidades baroclínicas e barotrópicas (IBC e IBT, respectivamente) são responsáveis pela geração dos vórtices na região. Os processos de instabilidade que fazem a CCOP se quebrar em vórtices ao sul de 8°S parecem ocorrer a partir de um certo limiar de velocidade ou transporte naquela latitude, sugerindo que períodos de escoamento fraco ou pequeno transporte da APAN em 11°S podem estar relacionados com uma CCOP laminar no lugar dos vórtices; porém, em períodos de fluxos fortes, o número de vórtices gerados por ano pode aumentar [D04, S05].

Estudos pretéritos têm demonstrado que a perda de contato de uma corrente de contorno com a linha costa pode induzir a geração de vórtices oceânicos [e.g. Dengg et al. 1996, Tansley & Marshall 2000, Chassignet & Marshall 2008, Molemaker et al. 2015, Thomsen et al. 2016, Schoonover et al. 2017, Contreras et al. 2019]. Frequentemente, o local de separação da corrente é associado a promontórios ou desvios batimétricos. Os principais fatores que controlam a separação de correntes de um contorno incluem o gradiente de vorticidade planetária, alongamento do tubo de vórtice (em inglês “*vortex stretching*”), e mudanças na topografia de fundo [Marshall & Tansley 2001, Molemaker et al. 2015, Schoonover et al. 2017].

A separação de uma corrente da borda continental pode ocorrer devido à desaceleração a jusante do escoamento da corrente de contorno através de um gradiente de pressão contrário [e.g. Batchelor 1967], ou seja, a corrente desacelera devido à perda do contato com a borda e aumento da profundidade local. Além de outros fatores, gradientes de pressão contrários podem ser estabelecidos devido a mudanças na curvatura de linhas de corrente locais [Marshall & Tansley 2001] que podem resultar de contornos na topografia.

[Marshall & Tansley \[2001\]](#) desenvolveram uma equação teórica cujo resultado indica se a corrente analisada tem a tendência de se separar do contorno ao qual ela está associada. Essa equação leva em consideração a velocidade da corrente, o raio de curvatura da linha de costa, e o efeito Beta topográfico. Já o estudo de [Molemaker et al. \[2015\]](#) analisou a separação da Subcorrente da Califórnia e relacionou a sua separação com gradientes de vorticidade relativa, os quais geram processos de turbulência de submesoescala e instabilidade centrífuga. A jusante do ponto de separação, a atividade de submesoescala desenvolve uma organização energética no sentido inverso da cascata de energia, alimentando e formando vórtices de mesoescala. Mais recentemente, [Schoonover et al. \[2017\]](#) analisaram diversos fatores sugeridos em estudos pretéritos como responsáveis pela separação da CG próximo à Cape Hatteras. Os autores concluíram que o ponto de separação da corrente do contorno ao qual ela bordeja é principalmente associado ao aumento da inclinação do talude continental e menos relacionado com a curvatura da linha de costa.

Outro mecanismo citado na literatura que pode influenciar na formação de vórtices oceânicos e na variabilidade de correntes profundas é a interação entre ondas de Rossby e as correntes de contorno. Ondas de Rossby podem ser caracterizadas como ondas planetárias que se propagam por longas distâncias nos oceanos, sempre para oeste. Estas ondas podem ser geradas pelo stress do vento com a superfície do mar ou por processos de instabilidade entre diferentes camadas da coluna d'água. Utilizando um modelo de circulação oceânica geral (OGCM) que possibilitou a análise de escalas turbulentas, [Jochum & Malanotte-Rizzoli \[2003\]](#) mostraram que os anéis da

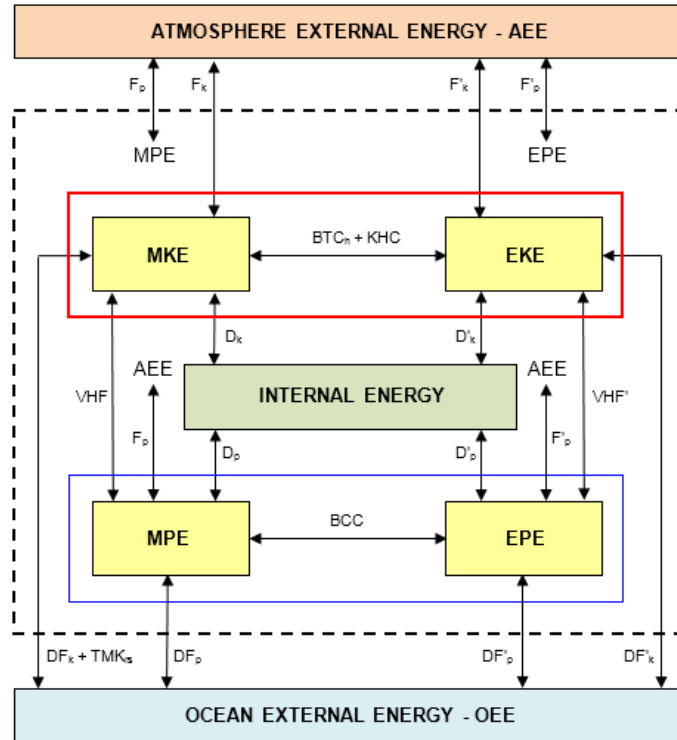
CNB são gerados por ondas de Rossby que chegam até a costa brasileira e refletem, gerando cerca de 6 a 7 anéis por ano oriundos da CNB.

#### 1.4 RESERVATÓRIOS DE ENERGIA NA CCOP

Fluxos de energia nos oceanos são importantes mecanismos relacionados com as complexas interações entre o oceano e a atmosfera. Portanto, uma descrição quantitativa do ciclo energético nos oceanos, englobando seus reservatórios e processos de conversão, torna-se importante para um maior conhecimento sobre o comportamento e equilíbrio global da circulação oceânica. Análises energéticas aplicadas a feições oceânicas permitem uma maior compreensão de sua dinâmica, possibilitando e auxiliando na capacidade de construir cenários passados, justificar eventos e criar possibilidades para eventos anômalos ainda não explicados pela ciência.

Diagramas energéticos são comumente conhecidos na literatura como uma das principais ferramentas existentes para a análise energética dos oceanos e de suas principais feições [e.g. [von Storch et al. 2012](#), [KC15](#), [Brum et al. 2017](#), referido como [B17](#) no restante do trabalho]. Em geral, eles descrevem o estoque de energia de quatro reservatórios de energia para um estado estacionário: a energia cinética média (ECM), a energia cinética turbulenta (ECT), a energia potencial média (EPM) e a energia potencial turbulenta (EPT) (Figura 1.5). Outrossim, os diagramas energéticos apresentam também termos que representam os processos de conversão de energia, exibindo (parcialmente ou na íntegra) as interações energéticas entre os estoques

analisados e indicando possíveis fontes e/ou sumidouros de energia. Estas fontes ou sumidouros representam as interações destes estoques com o meio externo a eles.



**Figura 1.5** – Diagrama energético criado a partir das equações de balanço energético das energias cinética e potencial apresentadas na seção de Apêndice do Artigo 2. O retângulo de linhas pretas tracejadas delimita os reservatórios e os processos de conversão de energia dentro do domínio oceânico local. O retângulo vermelho (azul) mostra o reservatório de energia cinética (potencial) e os processos de conversão de energia que afetam cada forma de energia. A caixa laranja (azul) representa o reservatório atmosférico (oceânico) de energia externo ao domínio oceânico local. A caixa verde representa o reservatório de energia interna. As caixas amarelas exibem os reservatórios (estoques) de energia cinética e potencial. Fonte: [Brum et al. \[2017\]](#).

As CCOs são feições amplamente estudadas por sua grande atividade de mesoescala, apresentando alta ECT, e induzindo trocas de energia com os meios adjacentes (sejam eles a atmosfera ou outras camadas no oceano). A elevada intensidade e a alta capacidade de formar meandros (onde grande quantidade de ECM é transformada em ECT), além do transporte grandes

quantidades de calor e diversas propriedades para os pólos, faz das CCOs feições de suma importância no restabelecimento do balanço energético global.

As análises energéticas vêm sendo constantemente utilizadas como uma ferramenta de auxílio no aumento do conhecimento da dinâmica dos oceanos [e.g. [Cronin & Watts 1996](#), [Ferrari & Wunsch 2009](#), [2010](#), [KC15](#), [Yan et al. 2019](#)]. A quantificação dos reservatórios oceânicos de energia pode ser feita utilizando dados observacionais [e.g. [Qiu 1999](#), [Zhai et al. 2008](#), [Jia et al. 2011](#)] e/ou saídas de modelos numéricos [e.g. [von Storch et al. 2012](#), [B17](#), [Magalhães et al. 2017](#)].

A maioria dos estudos energéticos focam mais nas correntes do hemisfério Norte [e.g. [Cronin & Watts 1996](#), [Qiu 1999](#), [Penduff et al. 2004](#), [Xie et al. 2007](#), [Zhai et al. 2008](#), [Ferrari & Wunsch 2009](#), [2010](#), [Jia et al. 2011](#), [Jouanno et al. 2012](#), [KC15](#), [Kang et al. 2016](#), [Yang & Liang 2016](#), [2018](#), [Yan et al. 2019](#)], e menos nas correntes do hemisfério Sul [e.g. [Mata et al. 2006](#), [Oliveira et al. 2009](#), [Rocha et al. 2014](#), [B17](#), [Magalhães et al. 2017](#)]. A seguir, selecionamos alguns trabalhos relevantes para os estudos desenvolvidos nesta tese.

O trabalho de [Stammer \[1997\]](#), com dados altimétricos nos oceanos globais, observou que os níveis de ECT são intimamente relacionados com a magnitude do cisalhamento vertical do escoamento médio. Além disso, os autores concluíram que regiões de alta variabilidade turbulenta normalmente coincidem com fluxos médios altamente baroclínicos. Níveis máximos de ECT nas proximidades de intensas correntes podem ser explicados por IBC e IBT, causadas por elevados gradientes de velocidade [[Rieck et al. 2015](#)]. IBC e IBT são processos inerentes em todos escoamentos geofísicos, que podem crescer

à medida que o escoamento flui, e estão ligadas ao cisalhamento do campo de velocidade vertical e horizontal, respectivamente. Ambas instabilidades podem ocorrer simultaneamente ou individualmente em um mesmo escoamento, porém, o estudo de cada uma delas e dos fatores que estimulam os seus desenvolvimentos não é trivial [e.g. [Pedlosky 1987](#)].

A maior parte dos estudos energéticos foca em CCOs devido à sua alta atividade de mesoescala e interações entre os seus escoamentos médio e turbulento. O papel de vórtices de mesoescala, assim como dos processos de instabilidade e fluxos turbulentos de energia, já vem sendo amplamente analisado na literatura [e.g. [Halo et al. 2014](#), [Yang & Liang 2016](#), [Magalhães et al. 2017](#)]. Além disso, estudos sobre a influência da topografia nas conversões de energia entre fluxos médios e turbulentos também recebem atenção da comunidade científica [e.g. [Xie et al. 2007](#), [B17](#)].

Análises energéticas com dados observacionais de correntes superficiais podem ser realizadas através de dados de sensoriamento remoto [e.g. [Qiu & Chen 2004](#)] e flutuadores lagrangeanos [e.g. [Oliveira et al. 2009](#)], por exemplo. Entretanto, no oceano profundo os dados observacionais são mais escassos e, por isso, as análises energéticas são principalmente realizadas através de dados de fundeios [e.g. [Scott et al. 2010](#)] ou, para analisar áreas maiores, através de modelos numéricos [e.g. [Penduff et al. 2007](#), [Lüschoew et al. 2019](#)].

Na CCOP, análises do campo turbulento já foram realizadas ao sul do equador. [Schott et al. \[1993\]](#) observaram que a ECT da CCOP em 44°O e na profundidade de 1745 m, variava entre 100 e 200  $\text{cm}^2.\text{s}^{-2}$  quando medido mais afastado ou mais próximo do seu núcleo, respectivamente. [D04](#) mostraram que a ECT oriunda dos dados de velocidade filtrados entre 50 – 90 dias era de

cerca de  $50 \text{ cm}^2.\text{s}^{-2}$  em 2000 m de profundidade. Por outro lado, [S05](#), no mesmo fundeio, encontraram a ECT da CCOP próxima a  $150 \text{ cm}^2.\text{s}^{-2}$ , em 1900 m de profundidade, utilizando a série temporal não filtrada.

Manipulando dados de derivadores lagrangeanos e modelos numéricos, [Garzoli et al. \[2015\]](#) encontraram, na profundidade de 1700 m, próximo à  $20^\circ\text{S}$ , a assinatura de um aumento na ECT rumo ao interior da bacia do OAS em direção à Cadeia Walvis Ridge. Os autores ainda encontraram valores de ECT menores em 2500 m do que em 1700 m, e menores ainda em 3600 m, porém, a estrutura horizontal da ECT nestas profundidades era similar.

Outro trabalho que utilizou resultados de modelos numéricos no estudo de fluxos de energia foi o de [Lüschoew et al. \[2019\]](#). Os autores utilizaram dez anos de saídas de uma simulação global do modelo STORM/NCEP com  $1/10^\circ$  de resolução horizontal, para analisar fluxos de densidade turbulenta de mesoescala e os caminhos da energia potencial na CCOP na costa nordeste brasileira. Os autores observaram que, acima do núcleo da CCOP, os vórtices achatam a superfície das isopícnais e, com isso, diminuem a energia potencial do fluxo médio; porém, abaixo do núcleo da CCOP, os vórtices alongam as isopícnais e, com isso, alimentam o campo médio com a energia potencial.

Uma variabilidade sazonal no transporte da CCOP na costa norte/nordeste do Brasil já foi previamente observada [e.g. [Schott et al. 1993](#), [Fischer & Schott 1997](#)]. Um dos resultados do artigo de [D04](#) sugere que a variabilidade da atividade turbulenta da CCOP, em  $11^\circ\text{S}$ , é decorrente de variações sazonais na magnitude do fluxo da CCOP entre  $4^\circ\text{S} - 8^\circ\text{S}$ . Já [S05](#) encontraram uma grande variabilidade interanual e um ciclo sazonal para sul

(norte) de 4,5 (6,0) Sv em julho (novembro), a partir da série temporal de transporte em 5°S e em 11°S, na profundidade da camada da CCOP.

## 1.5 LACUNAS CIENTÍFICAS

A revisão apresentada ao longo deste capítulo mostra que o conhecimento sobre a CCOP na região, no que tange às variabilidades sazonal e intrasazonal, à variabilidade dos seus reservatórios de energia cinética, bem como os mecanismos responsáveis pela formação dos vórtices, ainda carecem de elucidações. Assim sendo, algumas lacunas do conhecimento relativas à estes temas emergem:

- I. Qual a origem da variabilidade intrasazonal da CCOP observada em 11°S?
- II. Por que a CCOP "se quebra" em um trem de vórtices ao sul de 8°S, e quais os prováveis mecanismos associados com a formação destes vórtices?
- III. Qual o processo de instabilidade predominante nas interações entre os fluxos médio e turbulento ao longo do trajeto da CCOP entre 5°S -16°S?

## 1.6 ESTRUTURA DA TESE

Em continuidade a este capítulo introdutório, o CAPÍTULO II apresenta as hipóteses testadas e o CAPÍTULO III os objetivos, principal e específicos, desta tese. O Capítulo iv apresenta o conjunto de dados utilizados, enquanto no CAPÍTULO V são introduzidos os métodos aplicados na análise dos dados, bem como a área de estudo escolhida. O CAPÍTULO VI apresenta os resultados científicos que compõem o corpo desta tese na forma de dois artigos científicos. O primeiro Artigo (Artigo 1: *Deep Western Boundary Current Eddies and Variability off Northeastern Brazil*) discute sobre as variabilidades sazonal e intrasazonal da CCOP na área de estudo, além de sugerir a influência da mudança na curvatura da linha de costa como um mecanismo gerador dos vórtices. O Artigo 2 (Artigo 2: *ENERGETICS OF Eddy-mean flow interactions in the Deep Western Boundary Current between 5°S and 16°S*), por sua vez, aplica a metodologia de análise energética com o objetivo de caracterizar as interações entre os fluxos médio e turbulento, assim como quantificar a importância das instabilidades barotrópicas e baroclínicas nas mesmas. O CAPÍTULO VII sintetiza as principais discussões e conclusões referentes aos resultados apresentados nos artigos. Por fim, o CAPÍTULO VIII apresenta as referências bibliográficas utilizadas nesta tese.

## CAPÍTULO II

### HIPÓTESE

**C**onsiderando as lacunas científicas apresentadas no CAPÍTULO I, as hipóteses propostas neste estudo são:

- I. A variabilidade intrasazonal da CCOP em 11°S está relacionada com a sazonalidade da corrente a montante.
- II. A CCOP “se quebra” em um trem de vórtices ao sul de 8°S devido à intensidade da corrente em uma área de abrupta mudança na curvatura da linha de costa.
- III. A instabilidade baroclínica seria o processo de instabilidade predominante nas trocas entre os fluxos médio e turbulento, devido ao fato da CCOP estar verticalmente localizada entre correntes de sentidos opostos, o que provocaria um grande cisalhamento vertical.

## CAPÍTULO III

### OBJETIVOS

#### 3.1 OBJETIVO GERAL

O objetivo principal desta tese é analisar a variabilidade e as trocas energéticas da CCOP na região nordeste do Brasil entre 5°S e 16°S.

#### 3.2 OBJETIVOS ESPECÍFICOS

- Descrever estatisticamente a variabilidade temporal dos vórtices da CCOP.
- Identificar possíveis mecanismos relacionados com a formação do trem de vórtices.
- Encontrar quais processos podem estar associados com a variabilidade intrasazonal observada em 11°S.
- Avaliar qual é o processo de instabilidade (baroclínica ou barotrópica) predominante nas trocas energéticas entre os fluxos médio e turbulento.

## CAPÍTULO IV

### CONJUNTO DE DADOS

Os bancos de dados utilizados para o estudo de correntes oceânicas vêm sendo constantemente aprimorados. Mesmo com o avanço de dados hidrográficos e dos perfiladores Argo, as saídas de modelos numéricos de circulação oceânica global ainda permanecem como a melhor opção para estudos com ampla resolução espacial. Entretanto, para o estudo do oceano profundo, foco deste trabalho, ainda é limitada a disponibilidade tanto de dados *in situ* quanto de saídas de modelos numéricos com alta resolução. Este capítulo apresenta o conjunto de dados utilizados na presente tese. Esse conjunto consiste em dados observacionais oriundos de cinco fundeios oceanográficos instalados próximos à costa nordeste brasileira, em 11°S, bem como de saídas de um modelo numérico de circulação oceânica global.

#### 4.1 DADOS OBSERVACIONAIS

Este trabalho se baseia fundamentalmente em dados observacionais oriundos de séries temporais de velocidade, obtidas a partir de uma linha de fundeios oceanográficos próxima à 11°S. Estes fundeios foram instalados pela Universidade de Kiel (Alemanha), em parceria com o laboratório de pesquisas oceanográficas *Geomar Helmholtz-Zentrum für Ozeanforschung*, também

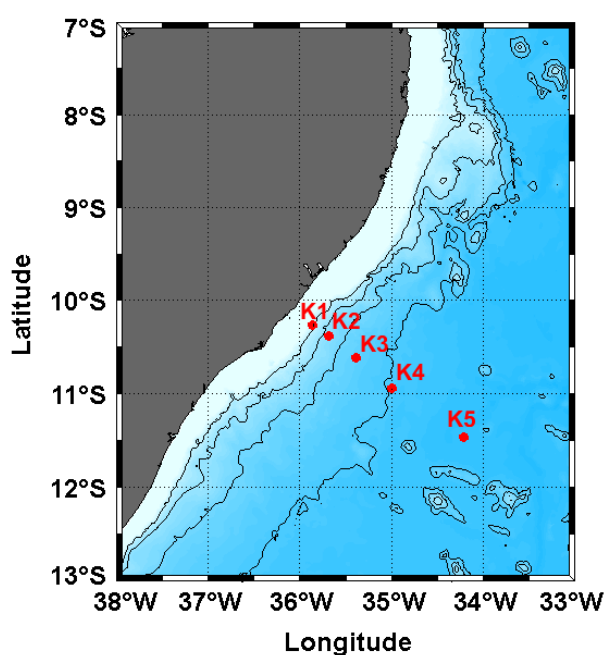
sediado na cidade de Kiel. O objetivo destes fundeios era adquirir dados oceanográficos para investigar o regime de correntes de contorno oeste profundas na região como parte da circulação global. Além disso, a camada superior destas correntes era considerada de grande importância por estar relacionada com o fluxo da MOC em direção ao equador.

A linha de fundeios é composta por cinco fundeios (nomeados de K1 até K5), equipados com instrumentos instalados desde a superfície do mar até profundidades próximas ao leito oceânico. Esta linha foi primeiramente instalada pelo navio alemão *R/V Meteor* em março do ano 2000, durante atividades do programa institucional alemão *CLIVAR (Climate Variability and Predictability)*. Cada fundeio foi equipado com perfiladores acústicos de corrente por efeito Doppler (ADCPs) para medições de velocidade próximas à superfície, bem como correntógrafos a rotor Aanderaa, correntógrafos acústicos e medidores de temperatura e salinidade. O leitor mais interessado em informações sobre os fundeios e detalhes de instrumentação e pós-processamento dos dados deve referir-se à [S05](#) e [Hummels et al. \[2015\]](#).

O objetivo final do projeto de instalação da linha de fundeios era obter dados oceanográficos até agosto de 2004 (doravante chamado neste trabalho de “primeiro período”). Entretanto, antes desta data, foram necessárias trocas e consertos de alguns instrumentos. Cabe destacar que em fevereiro de 2002, durante os serviços nos fundeios (realizados com o apoio do navio *Ron Brown* da *NOAA*), todos os fundeios foram recolhidos para manutenção com instalação de novos equipamentos, porém, apenas os fundeios K1 – K4 foram re-instalados e permaneceram operando até agosto de 2004. Portanto, o fundeio K5, instalado na porção mais oceânica da CCOP e com instrumentos

observando apenas o fluxo profundo da corrente entre 1400 e 3400 m, registrou dados apenas até fevereiro de 2002.

Esta linha de fundeios está disposta perpendicularmente à plataforma continental do Brasil, entre 10,2° e 11,5°S (doravante, neste trabalho, iremos nos referir a esta linha de fundeios como em 11°S), seguindo o gradiente de batimetria do fundo até cerca de 240 km em direção ao oceano profundo (Figura 4.1).

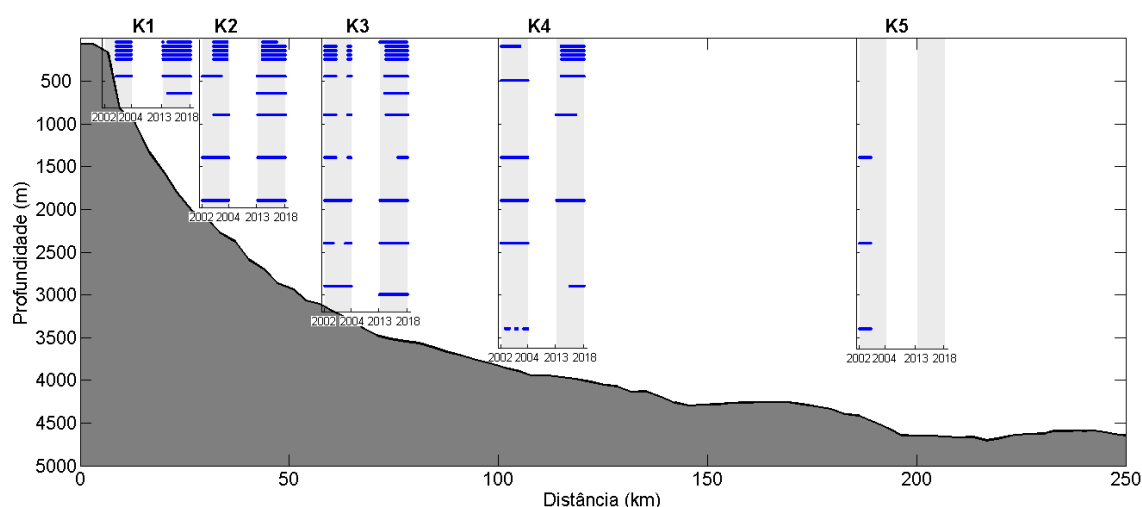


**Figura 4.1** – Mapa batimétrico com a localização dos fundeios K1 à K5 (pontos em vermelho) instalados pela Universidade de Kiel (Alemanha). As linhas pretas representam as isóbatas de 1000, 2000, 3000, e 4000 m.

Posteriormente, em uma configuração análoga, quatro fundeios (K1 – K4) foram novamente instalados em julho de 2013 [[Hummels et al. 2015](#)], os quais continuam em operação, registrando dados até o período de escrita deste trabalho. O “segundo período” de dados de velocidade utilizados neste trabalho abrange o período de julho de 2013 até março de 2018. Somando os

dois períodos disponíveis, este trabalho analisou aproximadamente 10 anos de dados observacionais oriundos da linha de fundeios citada.

A Figura 4.2, além de indicar a disposição vertical dos instrumentos medidores de corrente em cada fundeio, apresenta, também, os dois períodos analisados (barras verticais sombreadas) com os respectivos intervalos em que os dados foram registrados por cada instrumento (barras horizontais em azul).



**Figura 4.2** – Distribuição vertical dos instrumentos medidores de corrente instalados na linha de fundeios K1 até K5 próximos à 11°S durante os dois períodos analisados (indicados pelas duas barras sombreadas em cada fundeio) de 2002-2004 e 2013-2018. As barras horizontais em azul estão distribuídas nas profundidades onde estão instalados os instrumentos. Os espaços entre barras demonstram períodos sem registros. Adaptado de [Schott et al. \[2005\]](#).

## 4.2 SAÍDAS DE MODELO NUMÉRICO

Um modelo numérico oceânico de alta resolução pode fornecer informações relevantes sobre a circulação do oceano em diferentes profundidades, além de possibilitar o desenvolvimento de análises dinâmicas e energéticas.

Neste estudo foram utilizados 36 anos (1980 – 2015) de saídas numéricas oriundas do modelo de circulação oceânica OFES, desenvolvido

para o estudo de correntes oceânicas, processos turbulentos e circulação oceânica de larga escala, dentre outros aspectos de interesse.

As saídas utilizados são valores instantâneos de velocidade, temperatura e salinidade em três dimensões ( $x$ ,  $y$ ,  $z$ ) disponíveis a cada três dias. O modelo OFES se baseia no *Modular Ocean Model* (MOM3) [Pacanowski & Griffies 2000] executado pela *Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology* [Jamstec 2009]. O OFES possui resolução horizontal de  $1/10^\circ$  no grid Mercator B entre  $75^\circ\text{S}$  e  $75^\circ\text{N}$ , com 54 níveis- $z$  verticais (incluindo um nível na profundidade do núcleo da CCOP em 1900 m), e resolve as equações tri-dimensionais primitivas em coordenadas esféricas considerando as aproximações de *Boussinesq* e hidrostática. O campo batimétrico utilizado pelo modelo é baseado em um banco de dados batimétricos de  $1/30^\circ$  disponibilizado pelo projeto OCCAM [de Cuevas 1999]. Uma revisão detalhada analisando resultados do OFES é apresentada em Masumoto [2010].

O modelo OFES já vem sendo utilizado no estudo dos caminhos da CCOP [e.g. Garzoli et al. 2015]. No OAS, van Sebille et al. [2012] validaram as saídas numéricas do OFES através da comparação dos seus campos de velocidade no contorno oeste com os dados de velocidade oriundas dos fundeios em  $5^\circ\text{S}$  e  $11^\circ\text{S}$  de S05, e com dados de flutuadores lagrangeanos em  $30^\circ\text{S}$  de Hogg & Thurnherr [2005]. Van Sebille et al. [2012] concluíram que a extensão, a posição e a magnitude da CCOP na saída do modelo OFES em  $5^\circ\text{S}$ ,  $11^\circ\text{S}$  e  $30^\circ\text{S}$  representaram bem os dados *in situ* disponíveis no momento do estudo. Adicionalmente, no OAS, os componentes médio e instantâneo da AMOC foram recentemente caracterizados com a utilização do modelo OFES

[e.g. [Dong et al. 2011](#), [Perez et al. 2011](#), [van Seville et al. 2012](#)], assim como a variabilidade de larga escala da altura da superfície do mar, quando comparado com dados altimétricos, também foi bem reproduzida [e.g. [Dong et al. 2011](#), [Perez et al. 2011](#)]. Além disso, o modelo OFES tem sido recentemente utilizado para analisar as interações entre o escoamento médio e o campo turbulento em outras CCOs [e.g. [B17](#), [Yan et al. 2019](#)].

É importante destacar que alguns processos oceânicos, tais como variabilidades de submesoescala de poucos quilômetros, não podem ser resolvidas pelo modelo devido à sua resolução espacial. Portanto, embora estas feições possam contribuir nos reservatórios de energia, elas não serão consideradas neste trabalho [e.g. [B17](#), [Yan et al. 2019](#)]. Além disso, modelos que consideram coordenadas verticais em níveis-z são geralmente reconhecidos por serem excessivamente difusivos, especialmente no oceano profundo. Isso ocorre pelo fato do tensor difusivo não ser paralelo às superfícies das isopícnais. Este fator demanda maiores estudos comparativos com outros modelos para validar os efeitos de diferentes tipos de coordenadas verticais nos balanços de energia em diferentes bacias oceânicas.

As saídas numéricas do modelo OFES foram comparadas com uma saída numérica de 15 anos oriundas de resultados de reanálise do modelo HYCOM+NCODA com  $1/12^\circ$  de resolução horizontal e 40 níveis verticais. Nesta análise comparativa (não apresentada aqui), os resultados do modelo OFES representaram melhor a variabilidade e a estrutura espacial da CCOP observada pelos fundeios do que o modelo HYCOM+NCODA, assim como a velocidade, variabilidade e demais propriedades dos vórtices da CCOP.

Para a utilização das saídas do modelo OFES no presente trabalho, os mesmos foram inicialmente comparados com os dados observacionais oriundos dos fundeios K1 à K5, com o objetivo de validar o modelo de acordo com as condições dinâmicas locais, garantindo, assim, a confiabilidade das saídas numéricas utilizadas. Esta comparação será apresentada nos artigos apresentados no Capítulo VI. Entretanto, o capítulo seguinte apresenta um resumo sobre esta validação.

## CAPÍTULO V

### METODOLOGIA

**P**rimariamente introduziremos a área de estudo desta tese e os principais resultados da validação do modelo utilizado. Posteriormente, apresentaremos definições espaciais para o estudo da CCOP, o algoritmo identificador de vórtices utilizado nos cálculos estatísticos, bem como os métodos utilizados nas análises espectrais e a teoria aplicada na análise da formação do trem de vórtices. Por fim, discorreremos sobre a metodologia utilizada para as análises energéticas.

#### 5.1 ÁREA DE ESTUDO

Este estudo teve como premissa inicial a utilização de dados observacionais em 11°S para analisar a variabilidade da CCOP na região. Tendo em vista a complexidade do assunto e da região de estudo, a utilização das saídas numéricas do modelo OFES permitiu uma mais ampla visão espacial e temporal da região.

Como forma de testar as hipóteses propostas, a área de estudo escolhida abrange desde a região ao norte da geração dos vórtices (5°S) até a região ao sul onde os vórtices se chocam com a linha de costa brasileira (16°S) (Figura 5.1, linha branca tracejada). Esta ampla região se caracteriza por uma

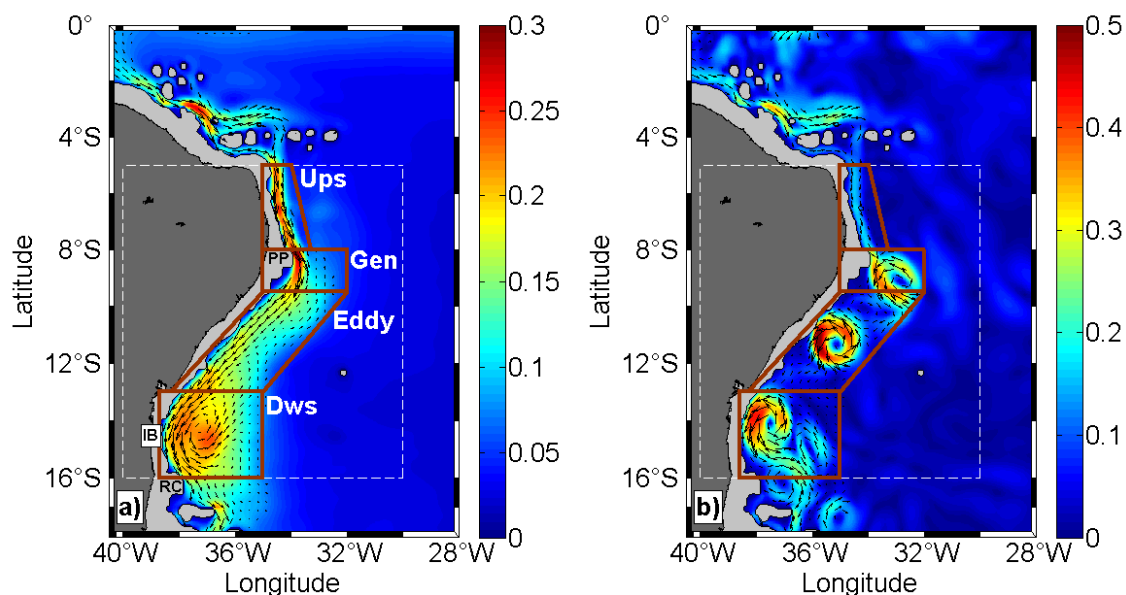
corrente de contorno estreita que flui para sul próxima à costa entre 5°S – 8°S [Garzoli et al. 2015], se quebra em um trem de vórtices migratórios ao sul de 8°S [D04] até 16°S, onde se restabelece a jusante como um jato simples [Weatherly et al. 2000].

A região de estudo foi dividida em quatro subdomínios que foram escolhidos considerando as características dinâmicas de cada área:

- Região “Ups” (a jusante, do inglês *upstream*) – área ao norte de 8°S e a montante das regiões dominadas pelos vórtices, onde a CCOP é caracterizada por um fluxo laminar único em direção ao pólo e próximo à costa;
- Região “Gen” (geração, do inglês *generation*) – área entre 8,0°S e 9,5°S onde os vórtices da CCOP são formados e liberados;
- Região “Eddy” (do inglês *Eddy*, que pode ser traduzido como “vórtice”) – área entre 9,5°S e 13,0°S, onde os vórtices estão bem estabelecidos migrando na direção sudoeste como um trem de vórtices (que formam uma corrente de dupla-frente<sup>2</sup>);
- Região “Dws” (a montante, do inglês *downstream*) – área ao sul de 13°S, onde os vórtices colidem com o talude continental. Próximo ao limite sul desta área (16°S) a CCOP é observada restabelecida como um jato único.

---

<sup>2</sup> Uma corrente de dupla-frente é caracterizada por dois fluxos simultâneos que ocorrem em sentidos opostos, onde um deles possui um maior transporte do que o outro [Azevedo et al. 2012].



**Figura 5.1** – Magnitude (código de cores) e vetores (setas em preto) da velocidade horizontal (em  $\text{m.s}^{-1}$ ) média (a) e instantânea (b) da CCOP em 1900 m de profundidade, a partir dos dados do modelo OFES. **(a)** Velocidade promediada sobre os 36 anos de saídas do modelo entre 1980 – 2015, os vetores de velocidade representam o caminho do jato da CCOP, os termos PP, IB e RC indicam a posição das feições geográficas Platô de Pernambuco, Baía de Ilhéus e Banco Royal Charlotte, respectivamente. **(b)** Velocidade instantânea no dia 19 de julho de 1987 do modelo. As regiões em cinza claro representam áreas com profundidade iguais ou menores do que 1900 m. As linhas tracejadas em branco circundam o domínio de estudo. As quatro caixas rotuladas em marrom são os subdomínios definidos para analisar as interações entre o fluxo médio e o campo turbulento: a região a montante dos vórtices (Ups), a região de geração dos vórtices (Gen), a região do caminho percorrido pelos vórtices (Eddy) e a região a jusante da CCOP (Dws).

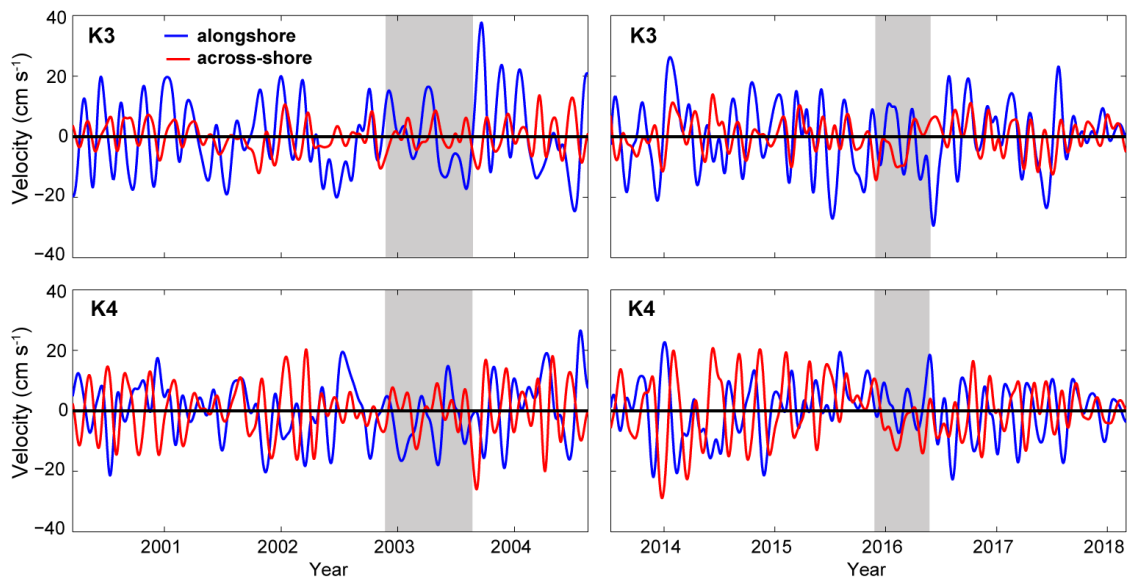
## 5.2 VALIDAÇÃO DO MODELO OFES

Os dados utilizados oriundos das saídas do modelo numérico OFES foram validados através de comparação com os dados observacionais dos fundeios. Os resultados e conclusões destas comparações são apresentados nos Artigos 1 e 2. Destacamos aqui que o modelo OFES representou satisfatoriamente a estrutura vertical de velocidade e energia cinética dentro da região de estudo. Além disso, análises espectrais e estatísticas dos vórtices da CCOP indicam que a dinâmica fundamental de geração dos vórtices é adequadamente representada no modelo. Portanto, a comparação entre os resultados do

modelo numérico e os dados observacionais sugere que os resultados do modelo podem ser utilizados nas análises propostas por este estudo.

### 5.3 DEFINIÇÕES ESPACIAIS RELACIONADAS COM A CCOP

**Faixa de profundidade da CCOP** – Como já foi destacado na introdução, a CCOP flui tipicamente entre 1000 e 4000 m, com seu núcleo localizado regularmente entre 1800 e 2100 m de profundidade. Ao realizar uma análise da distribuição vertical (entre 900 e 5000 m) da velocidade na área de estudo, com as saídas do modelo OFES, foi observado que estes resultados não representam satisfatoriamente o fluxo da CCOP nos níveis verticais disponíveis abaixo de 3000 m de profundidade. Além disso, tendo em vista os níveis verticais do modelo OFES e de instalação de instrumentos nos fundeios, foi escolhido o nível de 1900 m como a principal profundidade das análises. Portanto, as análises deste estudo consideram a camada entre 1000 e 3000 m de profundidade como a faixa de profundidade da CCOP e o seu núcleo em 1900 m de profundidade. Assim sendo, devido à localização espacial dos fundeios, as análises deste estudo focam nas séries temporais dos fundeios K3 e K4 em 1900 m de profundidade (Figura 5.2), embora todos os dados de velocidade disponíveis tenham sido eventualmente utilizados.

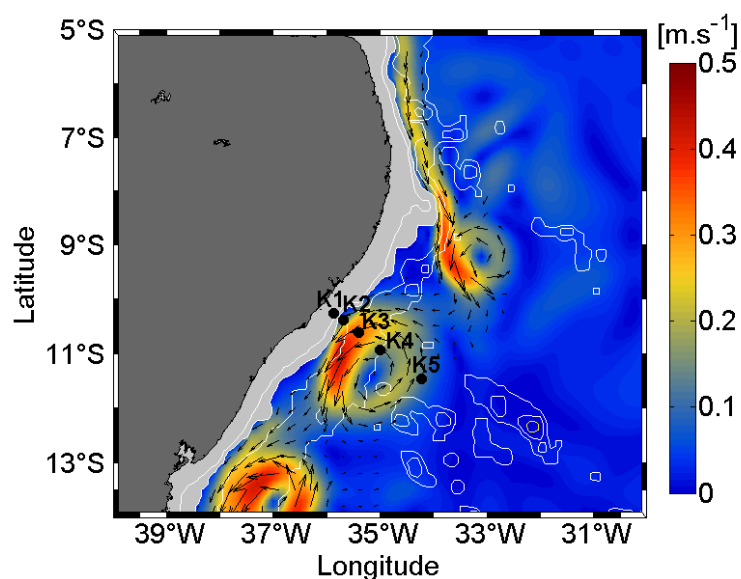


**Figura 5.2** – Séries temporais de corrente filtradas com filtro passa-baixa de 40-horas em 1900 m de profundidade. Componentes da velocidade paralela (azul) e perpendicular (vermelho) à costa nas estações K3 (painel superior) e K4 (painel inferior). Áreas sombreadas indicam intervalos onde nenhum vórtice da CCOP pode ser identificado pelo algoritmo identificador de vórtices. Demarcações ao longo do eixo temporal indicam o início do respectivo ano.

**Região ocupada pelo jato da CCOP** – As análises da CCOP dependem muitas vezes da definição da área que será considerada como percorrida pelo jato da corrente, como forma de esclarecer ao leitor onde a referida análise foi executada. Para isso, em cada décimo de grau de latitude nos resultados do modelo, a magnitude da velocidade foi calculada horizontalmente e verticalmente. Dentro do domínio de estudo (linha tracejada em branco na Figura 5.1), a magnitude média da velocidade horizontal em 1900 m é de cerca de  $0,07 \text{ m.s}^{-1}$ . Com isso, foi determinado que o jato médio da CCOP em 1900 m abrange a faixa zonal cuja magnitude da velocidade média é maior do que  $0,07 \text{ m.s}^{-1}$  entre  $5^{\circ}\text{S}$  e  $16^{\circ}\text{S}$  (vetores velocidade na Figura 5.1a). Dessa forma, os diagramas de latitude-tempo e médias zonais foram calculados na área dentro de cada subdomínio considerando o caminho do jato da CCOP em 1900 m definido acima.

## 5.4 IDENTIFICAÇÃO DOS VÓRTICES

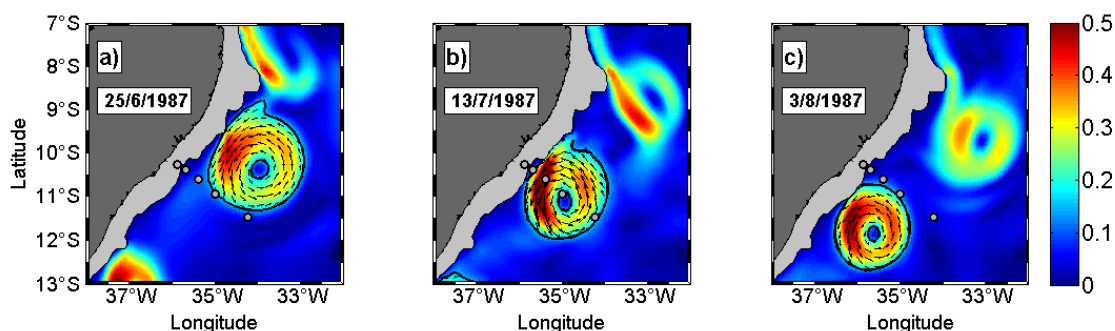
Os cinco fundeios disponíveis utilizados para o estudo da CCOP estão geograficamente dispostos de forma a permitir a completa observação dos vórtices. A Figura 5.3 apresenta a distribuição da velocidade horizontal instantânea da CCOP, exibindo a migração de um vórtice pela linha de fundeios em 11°S, e realçando ao leitor que a distribuição zonal dos fundeios K2 – K5 possibilita o registro completo das feições. Os fundeios K2 e K3 estão localizados na porção costeira dos vórtices, portanto, registram predominantemente o fluxo paralelo à costa, em direção ao pólo, durante a passagem da feição. Já o fundeio K4 localiza-se no centro dos vórtices, registrando majoritariamente a variabilidade do fluxo perpendicular à costa. O único fundeio localizado na porção oceânica dos vórtices é o K5, porém apenas dois anos de dados foram registrados. Portanto, este trabalho se refere principalmente às componentes das velocidades paralela e perpendicular à costa ( $V_{PC}$  e  $V_{PP}$ , respectivamente), dos fundeios K3 e K4, respectivamente. Estas componentes ( $V_{PC}$  e  $V_{PP}$ ) foram derivadas das componentes zonal e meridional da velocidade rotacionadas em 36° no sentido horário em relação ao norte (acompanhando a inclinação local da linha costa) [e.g. [D04](#), [S05](#), [Hummels et al. 2015](#)].



**Figura 5.3** – Magnitude da velocidade horizontal instantânea em 1900 m de profundidade (código de cores) com os vetores da velocidade (setas em preto) da CCOP obtidos a partir de saídas do modelo OFES no dia 3 de dezembro de 1982. Os vetores de velocidade da CCOP evidenciam o jato simples ao norte de 8°S e a posterior geração e migração de vórtices ao sul de 9°S. A posição da linha de fundeios próximo à 11°S, responsável pelas séries temporais de velocidade analisadas neste trabalho, é indicada pelos pontos em preto e revela a capacidade espacial de registrar por completo a migração dos vórtices da CCOP. A área em cinza claro representa regiões com profundidades iguais ou mais rasas do que 1900 m, e as linhas brancas representam as isóbatas de 1000, 2000, 3000 e 4000 m.

Um algoritmo foi desenvolvido para identificar individualmente cada vórtice migrando pelas linhas de fundeio. Sua aplicação visa determinar estatisticamente a variabilidade dos vórtices da CCOP e, para tal, são utilizadas as séries temporais dos dados observacionais. Devido à descontinuidade de registros no fundeio localizado na porção oceânica dos vórtices (o fundeio K5), o modelo ajustado de vórtices desenvolvido em D04 não pôde ser utilizado para a identificação dos vórtices no presente trabalho. O algoritmo executa a identificação individual dos vórtices com base na variabilidade da direção do escoamento em 1900 m de profundidade nos fundeios K2, K3 e K4. Durante a migração do vórtice através da linha de fundeios, a feição é primeiramente detectada pelo fundeio K4, através de um aumento da  $V_{PP}$  na direção sudeste (Figura 5.4a). Após o contato com o fundeio K4, a feição, após

poucos dias, atinge o fundeio K3 e pode ser identificada por um aumento da  $V_{PC}$  na direção sudoeste (Figura 5.4b). Por último, a feição termina seu período migratório pela linha de fundeios através de um forte valor da  $V_{PP}$  em direção à costa (Figura 5.4c).



**Figura 5.4** – Magnitude da velocidade horizontal instantânea (em  $\text{m.s}^{-1}$ ) em 1900 m de profundidade com os vetores de velocidade dentro de um dos vórtices da CCOP (setas em preto), a partir das saídas do modelo OFES. As datas estão indicadas em cada painel. Os círculos pretos preenchidos com cinza indicam a localização dos fundeios K1 – K5 próximos à  $11^\circ\text{S}$ . O contorno da feição em preto delimita a área efetiva do vórtice pela isolinha de velocidade de  $0,15 \text{ m.s}^{-1}$ . As regiões em cinza claro representam áreas com profundidades menores ou iguais a 1900 m.

Previamente à aplicação do algoritmo, as séries temporais de velocidade em 1900 m de profundidade nos fundeios K2 – K4 foram filtradas no tempo por um filtro passa-banda (30 – 110 dias). Este filtro caracteriza-se como um filtro digital de dois lados com zero distorção de fase, minimizando transientes de inicialização e finalização através da correspondência da condição inicial.

Tendo em vista essas características citadas, a identificação dos vórtices seguiu sequencialmente uma série de premissas: (i) a  $V_{PP}$  no fundeio K4 deve permanecer positiva (fluxo no sentido oposto à costa) por mais de 10 dias; (ii) a  $V_{PC}$  nos fundeios K2 e, principalmente, no K3, deve ser negativa (fluxo em direção ao pólo) e mais intensa do que a média da velocidade naquele fundeio, por mais de 10 dias; (iii) a  $V_{PP}$  no fundeio K4 deve se manter negativa (fluxo no sentido à costa) por mais de 10 dias. A escolha de 10 dias no estabelecimento

destas premissas foi arbitrária, com base em testes e tendo em vista que feições com variabilidade menor que 30 dias não foram consideradas como vórtices. Da mesma maneira, feições com variabilidade maior que 110 dias também não foram consideradas como vórtices. A partir dos vórtices identificados, os períodos dos vórtices foram definidos como o número de dias sucessivos que a feição foi detectada nos registros de velocidade dos fundeios ou do modelo.

O algoritmo foi posteriormente validado através da comparação dos primeiros dois anos de dados observacionais com as estatísticas dos vórtices reportadas em [D04](#). Em seguida, o algoritmo foi aplicado às saídas do modelo, onde a identificação das feições foi bem representada pelo algoritmo, quando comparado com animações analisadas (não mostradas aqui).

## 5.5 ANÁLISES ESPECTRAIS

Este trabalho utiliza como premissa a dominância da variabilidade intrasazonal na CCOP dentro da região de estudo. Portanto, podemos inferir que análises do espectro de energia são importantes tanto para a confirmação da capacidade de reprodução da variabilidade local pelos dados utilizados nesta tese, quanto para análises de outros padrões de variabilidade que possuam eventual importância na região. Com isso, três tipos de análises espectrais foram utilizadas para avaliar por completo o espectro de energia em escalas semanais até interanuais.

**Análise de ondeletas** – Para identificar a variabilidade temporal do espectro de energia nas diferentes frequências, o presente trabalho utilizou o método da transformada de ondeletas descrito por [Torrence & Compo \[1998\]](#). A ondeleta Morlet, que foi escolhida neste estudo como ondeleta-mãe, é amplamente difundida na comunidade científica como uma poderosa ferramenta para análises de séries temporais [[Farge 1992](#), [Gamage & Blumen 1993](#), [Meyers et al. 1993](#), [Weng & Lau 1994](#), [Gu & Philander 1995](#)]. A sua aplicabilidade na análise de sinais deve-se, principalmente, a sua capacidade de decompor uma série temporal em diferentes níveis de resolução tempo-frequência, determinando as componentes dominantes da variabilidade [[Torrence & Compo 1998](#)]. A descrição matemática detalhada da transformada em ondeleta contínua e transformada de Fourier pode ser encontrada em [Torrence & Compo \[1998\]](#).

Estudos pretéritos mostraram que a variabilidade intrasazonal de 60 – 70 dias e o ciclo anual necessitavam de análises mais específicas [e.g. [D04](#), [S05](#)]. Portanto, após a decomposição das séries temporais, com a utilização da ondeleta Morlet, em diferentes períodos de variabilidade, selecionamos o harmônico de 64 dias como referência para representar o espectro de energia dos vórtices da CCOP.

A variação meridional do espectro de energia entre 5°S – 13°S, apresentado na Figura 6.7b do Artigo 1, foi realizada a partir da determinação do caminho de maior  $V_{PC}$ , representado através de uma linha preta na Figura 6.7a do referido artigo. Nessa análise, para cada décimo de grau, a velocidade meridional local foi decomposta com a utilização da ondeleta Morlet, e o espectro de energia entre 15 e 400 dias foi projetado na Figura 6.7b.

Para o cálculo dos ciclos sazonais dos espectros de energia, primeiramente foram calculados os espectros de energia das ondeletas. Em seguida, estes espectros foram promediados temporalmente em relação ao mês referente, onde foram utilizadas apenas as regiões dentro do cone de influência (determinado com base nos processos de ruídos vermelhos com coeficiente de atraso calculado segundo [Torrence & Compo \[1998\]](#)) e com nível de significância acima de 95% [[Torrence & Compo 1998](#)].

**Análise do harmônico anual** – As amplitudes e fases do harmônico anual das séries temporais de velocidade foram calculados pela minimização da covariância da série temporal com o harmônico anual subtraído. As seções verticais do harmônico anual foram determinadas a partir da  $V_{PC}$ . Entretanto, para as distribuições horizontais, a amplitude total do harmônico anual foi definida como  $(A_v^2 + A_u^2)^{1/2}$ , onde  $A_v$  e  $A_u$  são as amplitudes do harmônico anual das componentes meridional e zonal da velocidade, respectivamente.

**Análise da estimativa da densidade espectral de potência** – Análises da estimativa de densidade espectral de potência (do termo em inglês *Power Spectra Density* “PSD”) foram realizadas pelo método do periodograma modificado promediado de *Welch’s* [e.g. [Emery & Thomson 1998](#)], com a utilização de um janelamento do tipo *Hamming* com metade do número de pontos da transformada de *Fourier*, calculada de acordo com o comprimento da série temporal.

## 5.6 ANÁLISE DA FORMAÇÃO DO TREM DE VÓRTICES

Conforme destacado na introdução, a perda de contato de uma corrente de contorno com a linha de costa pode induzir à geração de vórtices oceânicos. Neste estudo, iremos aplicar a teoria de separação de uma corrente de contorno desenvolvida por [Marshall & Tansley \[2001\]](#). Os autores assumem que a condição para que uma corrente de contorno se separe de uma parede lateral vertical é  $r < L = (U/\beta^*)^{1/2}$ , onde  $r$  representa o raio de curvatura da linha de costa,  $U$  a velocidade média paralela à costa da corrente de contorno, e  $\beta^*$  é o gradiente do parâmetro de Coriolis em direção a montante do escoamento. Entretanto, tendo em vista que a CCOP flui ao longo de um declive topográfico em duas dimensões,  $\beta^*$  é considerado como  $\beta$ -topográfico. Este parâmetro é calculado a partir de  $\beta^* = fs/H$ , onde  $f$  é o parâmetro de Coriolis,  $H$  é a profundidade da corrente e  $s$  é o declive da topografia de fundo calculado como  $s = ((\partial H/\partial x)^2 + (\partial H/\partial y)^2)^{1/2}$ .

## 5.7 ANÁLISES ENERGÉTICAS

Análises energéticas fornecem uma descrição quantitativa das trocas de energia entre os reservatórios energéticos, bem como possíveis fontes e sumidouros de energia. Essas análises permitem estudos de processos dinâmicos e suas variabilidades, aprimorando o conhecimento sobre os processos oceânicos [\[B17\]](#). Neste trabalho, as análises sobre a variabilidade

da interação entre o fluxo médio e o campo turbulento da energia cinética da CCOP, investigadas entre 5°S e 16°S, seguem a metodologia descrita a seguir.

### **5.7.1 Decomposição dos campos totais de velocidade e densidade**

No presente estudo, as saídas numéricas do modelo OFES foram decompostas como a somatória de uma componente passa-baixa e a anomalia com relação a esta componente, segundo  $d = \bar{d} + d'$ , onde  $d$  é a variável analisada,  $\bar{d}$  é o valor da componente passa-baixa, e  $d'$  é a anomalia em relação a esta componente. O filtro passa-baixa escolhido foi uma média móvel com janelamento de 120 dias, seguindo postulações pretéritas na literatura [D04, S05] de que o principal período de variabilidade da CCOP na região de estudo é de aproximadamente 60 – 70 dias. Portanto, esta decomposição permite a adequada remoção do sinal turbulento de submesoescala daquele sinal das correntes sazonais e interanuais. Por isso, feições que persistem por períodos maiores do que 120 dias, tal qual vórtices estacionários e padrões de recirculação, são mensurados pela ECM; enquanto feições que persistem por períodos menores do que 120 dias, como os vórtices da CCOP, são representados pela ECT.

### 5.7.2 Definições energéticas

No decorrer desta subseção, serão apresentadas as equações dos termos ECM e ECT utilizadas, bem como os termos de conversão de energia que medem a intensidade dos processos de IBT e IBC, sendo assim relacionados com alterações no reservatório de ECT.

Neste trabalho, os termos ECM e ECT são definidos como:

$$ECM = \frac{1}{2} \rho_0 (\bar{u}^2 + \bar{v}^2), \quad (1)$$

$$ECT = \frac{1}{2} \rho_0 (\overline{u'^2} + \overline{v'^2}), \quad (2)$$

onde  $(\bar{u}, \bar{v})$  são as componentes zonal e meridional da velocidade passa-baixa,  $(u', v')$  são as anomalias das respectivas componentes da velocidade em relação à velocidade passa-baixa,  $\rho_0 = 1036,4 \text{ kg.m}^{-3}$  é a densidade de referência constante, que é calculada em relação à densidade média em 1900 m de profundidade dentro do domínio de estudo.

A dedução completa das equações dos balanços de energia não é objetivo deste estudo, o qual utiliza apenas alguns termos destas equações na elaboração dos resultados. Portanto iremos apresentar as equações finais dos balanços de energia que formam o diagrama energético utilizado aqui, permitindo ao leitor o entendimento de onde surgiram os termos analisados nos resultados do Capítulo VI, bem como as explicações das direções dos fluxos de energia que também são baseados nestas equações. Além disso, sugerimos ao leitor mais interessado na dedução destas equações consultar o apêndice disponível no Artigo 2, bem como a leitura de [Cronin & Watts \[1996\]](#), [Azevedo et al. \[2008\]](#), [von Storch et al. \[2012\]](#), [Chen et al. \[2014\]](#), [Brum \[2015\]](#); [Kang &](#)

Curchitser [2015], B17, Magalhães et al. [2017], Yan et al. [2019], entre outros.

Seguindo estes estudos, apresentamos a seguir as quatro equações dos balanços de energia relacionadas com o presente trabalho:

$$\begin{aligned} \underbrace{\frac{\partial ECM}{\partial t}}_{\text{Variação local da ECM}} &= \underbrace{-[\nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} ECM) + \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} \bar{p}_*)]}_{FD_c} + \underbrace{\rho_0 (\overline{u' u'_h} \cdot \nabla_h \bar{\mathbf{u}} + \overline{v' v'_h} \cdot \nabla_h \bar{\mathbf{v}})}_{-CBT} \dots \\ &- \underbrace{\left[ \overline{u' w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{v' w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right]}_{CBT_v \text{ or } KHC} - \underbrace{\rho_0 [\nabla \cdot (\overline{u' u' \bar{u}}) + \nabla \cdot (\overline{u' v' \bar{v}})]}_{NL_{EC}} - \underbrace{g \bar{\rho}_* \bar{w}}_{FDV_{EM}} + \underbrace{\bar{\mathbf{u}}_h \cdot \bar{\mathbf{F}}_h}_{F_c} + \underbrace{\bar{\mathbf{u}}_h \cdot \bar{\mathbf{D}}_h}_{D_c}, \quad (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \underbrace{\frac{\partial ECT}{\partial t}}_{\text{Variação local da ECT}} &= \underbrace{-[\nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} ECT) + \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}' p')]}_{FD'_c} - \underbrace{\rho_0 (\overline{u' u'_h} \cdot \nabla_h \bar{\mathbf{u}} + \overline{v' v'_h} \cdot \nabla_h \bar{\mathbf{v}})}_{CBT} \dots \\ &- \underbrace{\left[ \overline{u' w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{v' w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right]}_{CBT_v \text{ or } KHC} + \underbrace{g \bar{\rho}'_* \bar{w}'}_{-FDV_{ET}} + \underbrace{\bar{\mathbf{u}}'_h \cdot \bar{\mathbf{F}}'_h}_{F'_c} + \underbrace{\bar{\mathbf{u}}'_h \cdot \bar{\mathbf{D}}'_h}_{D'_c}, \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \underbrace{\frac{\partial EPM}{\partial t}}_{\text{Variação local da EPM}} &= \underbrace{-\nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} EPM)}_{FD_p} - \underbrace{\frac{g^2}{\rho_0 N^2} \nabla \cdot (\overline{\mathbf{u}' \rho'_* \bar{\rho}}_*)}_{NL_{EP}} + \underbrace{\frac{g^2}{\rho_0 N^2} \overline{\mathbf{u}' \rho'_*} \cdot \nabla_h \bar{\rho}_*}_{-CBC} - \underbrace{g \bar{\rho}_* \bar{w}}_{FDV_{EM}} \dots \\ &+ \underbrace{\frac{g^2}{\rho_0 N^2} \bar{\rho}_* \bar{F}_p}_{F_p} + \underbrace{\frac{g^2}{\rho_0 N^2} \bar{\rho}_* \bar{D}_p}_{D_p}, \quad (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \underbrace{\frac{\partial EPT}{\partial t}}_{\text{Variação local da EPT}} &= \underbrace{-\nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} EPT)}_{FD'_p} - \underbrace{\frac{g^2}{\rho_0 N^2} \overline{\mathbf{u}' \rho'_*} \cdot \nabla_h \bar{\rho}_*}_{CBC} - \underbrace{g \bar{\rho}'_* \bar{w}'}_{FDV_{ET}} + \underbrace{\frac{g^2}{\rho_0 N^2} \bar{\rho}'_* \bar{F}'_p}_{F'_p} + \underbrace{\frac{g^2}{\rho_0 N^2} \bar{\rho}'_* \bar{D}'_p}_{D'_p}, \quad (6) \end{aligned}$$

onde  $\mathbf{u} = u\mathbf{i} + v\mathbf{j} + w\mathbf{k} = \mathbf{u}_h + w\mathbf{k}$  é o vetor velocidade,  $\mathbf{u}_h$  é a velocidade horizontal e as anomalias são representadas por  $\mathbf{u}' = \mathbf{u} - \bar{\mathbf{u}}$ ,  $\nabla = (\partial/\partial x)\mathbf{i} + (\partial/\partial y)\mathbf{j} + (\partial/\partial z)\mathbf{k} = \nabla_h + (\partial/\partial z)\mathbf{k}$  é o operador Nabla,  $\nabla_h$  é o operador Nabla horizontal,  $\rho_*(x, y, z, t) = \rho(x, y, z, t) - \rho_r(z)$  é a perturbação da densidade onde  $\rho$  é a densidade instantânea,  $\rho'_*$  é definido como  $\rho'_*(x, y, z, t) = \rho_*(x, y, z, t) - \bar{\rho}_*(x, y, z)$ , e  $\rho_r$  é a densidade de referência escolhida como o valor médio em relação à área e ao tempo, a uma dada profundidade

considerada constante. A frequência de flutuabilidade (frequência de *Brunt-Väisälä*) é definida como  $N^2 = -(g/\rho_0) d\rho_r/dz$ .

Os termos do lado esquerdo das equações 3, 4, 5, e 6 são as taxas de variação temporal dos termos ECM, ECT, EPM e EPT, respectivamente. Os termos do lado direito das equações representam os diferentes processos capazes de alterar os respectivos estoques de energia.

Nesta subseção iremos explicar apenas os termos analisados nos resultados desta tese (CBT, CBC e FVD\_ET), referidos em inglês no capítulo dos resultados como *BTC*, *BCC*, e *VEDF*, respectivamente, embora o leitor possa encontrar a explicação de todos termos das equações no anexo do Artigo 2.

Os processos de instabilidade são inerentes a qualquer escoamento geofísico e são responsáveis pela drenagem de energia do escoamento médio para o campo turbulento do escoamento, caracterizados pelo aumento contínuo da energia turbulenta. A partir disto, podemos caracterizar dois tipos diferentes de instabilidades: a barotrópica e a baroclínica. Toda a explicação que se segue visa justificar a utilização dos termos energéticos empregados neste trabalho.

**Termo CBT** – A instabilidade barotrópica pode ser interpretada em termos da direção do fluxo de momentum turbulento relativa ao gradiente médio de momentum [e.g. [Kundu & Cohen 2008](#)] pelo produto entre os tensores de Reynolds e os gradientes horizontais das componentes de velocidade média [e.g. [B17](#)]. Este processo promove a conversão entre ECM ↔ ECT, denominada conversão barotrópica. O termo de conversão barotrópica (CBT; Eqs. 3 e 4), utilizado neste estudo, é uma importante taxa de mensuração para a formação

de vórtices no oceano, e pode ser interpretado como uma medida da intensidade da IBT, representando a taxa de crescimento (decaimento) de ECT devido ao consumo de energia cinética do escoamento médio (campo turbulento). Valores positivos no termo CBT indicam a dominância de fluxos turbulentos horizontais contra o gradiente do momentum médio, convertendo ECM em ECT, caracterizando o processo de IBT. Os valores negativos no termo CBT indicam o decaimento dos vórtices acelerando o escoamento médio e transferindo ECT para ECM. Este processo é conhecido como cascata inversa de energia, o qual pode ser avaliada pela teoria de turbulência quasi-bidimensional [e.g. [Kundu & Cohen 2008](#)].

**Termos CBC e FVD\_ET** – O processo de instabilidade baroclínica pode ser identificado por fluxos de energia entre os estoques de energia potencial e cinética que dão origem aos movimentos de larga e mesoescala nos oceanos [[Vallis 2017](#)]. A IBC ocorre à custa do consumo do campo médio de energia potencial, mediante o relaxamento da inclinação das superfícies isopícnais do fluido, decorrendo em uma transferência indireta de energia do campo de massa para o campo de escoamento (i.e., de EPM  $\rightarrow$  ECT). Este tipo de instabilidade está associado ao cisalhamento vertical do campo médio de velocidade do escoamento, que gera gradientes horizontais de densidade e, assim, energia potencial disponível, a qual pode ser liberada e transferida para as perturbações [[Pedlosky 1987](#)]. A energia potencial disponível é a quantidade dinamicamente relevante da EP, a qual pode ser definida como a diferença entre a energia potencial observada e a energia potencial deste mesmo fluido caso fosse adiabaticamente reconfigurado de modo que suas superfícies isopícnais ficassem planas [[Lorenz 1955](#)].

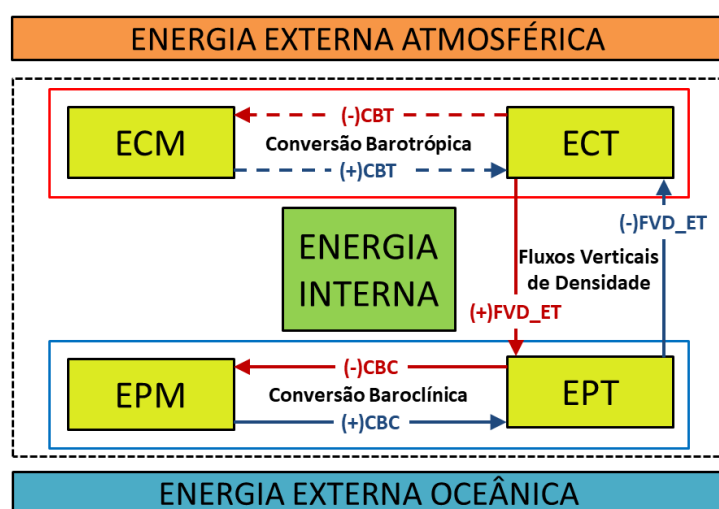
Os dois processos simultâneos que configuram o crescimento da IBC incluem a conversão de  $EPM \rightarrow EPT$  e a posterior conversão de  $EPT \rightarrow ECT$ . O primeiro processo é conhecido como conversão baroclínica, que é representado nas equações pelo termo CBC (utilizado neste trabalho). Este termo pode ser interpretado em termos da direção do fluxo horizontal de densidade turbulenta do campo de densidade média: fluxos horizontais de densidade turbulenta contra o gradiente (a favor do gradiente) de densidade média indicam valores de CBC positivos (negativos), indicando a conversão de  $EPM \rightarrow EPT$  ( $EPM \leftarrow EPT$ ) [e.g. [Bryden 1982](#), [Dewar & Bane 1985](#)]. Se este processo for seguido por um fluxo vertical de densidade contra o gradiente do campo turbulento de densidade, ocorre a conversão de  $EPT \rightarrow ECT$ , cujo termo é representado nas equações pelo termo FVD\_ET (também utilizado neste trabalho). A ocorrência deste segundo processo de forma simultânea ao primeiro caracteriza um cenário de ocorrência de uma IBC. Valores negativos (positivos) de FVD\_ET indicam um ganho (decaimento) da ECT, sugerindo uma estratificação instável (estável) [e.g. [Pedlosky 1987](#), [Kundu et al. 2012](#)].

### 5.7.3 Diagramas energéticos

O uso de diagramas energéticos em estudos sobre interações entre o fluxo médio e o campo turbulento já é bastante conhecido pela comunidade científica [e.g. [Cronin & Watts 1996](#), [von Storch et al. 2012](#), [KC15](#), [B17](#)]. Estes diagramas podem ser organizados em diferentes configurações, dependendo do formalismo teórico utilizado na dedução das equações do balanço das energias

que compõem o diagrama. Estas equações são calculadas com base nas equações hidrodinâmicas de escoamentos geofísicos, aplicadas no campo de escoamento que será estudado, cujos termos resultantes são analisados individualmente e representam processos ou taxas de conversão de energia.

A Figura 5.5 apresenta o diagrama energético simplificado utilizado neste trabalho. Este diagrama contém os quatro reservatórios de energia e os três termos de conversão de energia que medem a intensidade dos processos de IBC e IBT, portanto, relacionados com a variabilidade da ECT na região. Para uma descrição completa do diagrama de trocas energéticas, o leitor pode se referir à Figura 1.5 do Capítulo 1.4.



**Figura 5.5** – Diagrama energético simplificado com os reservatórios energéticos e os termos de conversão de energia entre os fluxos médio e turbulento analisados neste estudo. As setas indicam a direção da conversão de energia: (i) setas em azul indicam processos de instabilidade, onde as linhas contínuas representam a instabilidade baroclínica ( $EPM \rightarrow EPT \rightarrow ECT$ ) e as linhas tracejadas representam a instabilidade barotrópica ( $ECM \rightarrow ECT$ ); e (ii) setas em vermelho indicam as respectivas cascatas inversas de energia. Os sinais positivos e negativos nos termos de conversão representam a direção dos fluxos de energia. O retângulo tracejado em preto delimita os reservatórios energéticos e os termos de conversão analisados dentro do domínio de estudo. Os retângulos em vermelho (azul) delimitam os reservatórios de energia cinética (potencial), onde as caixas amarelas representam cada um dos quatro reservatórios. A caixa laranja (azul) representa o reservatório de energia atmosférica (oceânica) fora do domínio oceânico local. A caixa verde representa o reservatório de energia interna.

## CAPÍTULO VI

### ARTIGOS CIENTÍFICOS

**P**ara a obtenção do título de Doutor pelo Programa de Pós-Graduação em Oceanologia (PPGO/FURG), é requerido que o discente realize a submissão de pelo menos dois artigos científicos como primeiro autor em periódico com corpo indexado (Qualis A1 ou A2). Desse modo, os resultados da pesquisa desenvolvida durante o período de doutorado e a discussão dos resultados serão apresentados em forma de artigos neste Capítulo. O primeiro manuscrito, de autoria de André Lopes Brum, Marcus Dengler, Josefine Herrford, José Luiz Lima de Azevedo e Peter Brandt, é intitulado “**Deep Western Boundary Current Eddies and Variability off Northeastern Brazil**”, e foi submetido para publicação no periódico “**Journal of Geophysical Research: Oceans – AGU**”. O segundo manuscrito, de autoria de André Lopes Brum, José Luiz Lima de Azevedo e Marcus Dengler, é intitulado “**Eddy-mean flow interactions in the Deep Western Boundary Current between 5°S and 16°S**”, e foi submetido para publicação no periódico “**Deep-Sea Research Part I: Oceanographi Research Papers – Elsevier**”.

6.1 ARTIGO 1: DEEP WESTERN BOUNDARY CURRENT EDDIES AND  
VARIABILITY OFF NORTHEASTERN BRAZIL

# Deep Western Boundary Current Eddies and Variability off Northeastern Brazil

André Lopes Brum<sup>1,2,\*</sup>, Marcus Dengler<sup>2</sup>, Josefine Herrford<sup>2,3</sup>, José Luiz Lima de Azevedo<sup>1</sup>, Peter Brandt<sup>2,4</sup>

<sup>1</sup>Laboratório de Estudos dos Oceanos e Clima, Instituto de Oceanografia, Universidade Federal do Rio Grande, Rio Grande, RS, Brazil.

<sup>2</sup>GEOMAR Helmholtz Centre for Ocean Research Kiel, Kiel, Germany.

<sup>3</sup>Center for Earth System Research and Sustainability, Institute for Marine Ecosystem and Fishery Science, University of Hamburg, Hamburg, Germany.

<sup>4</sup>Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, Kiel, Germany.

\*Corresponding author

Address:

LEOC, Instituto de Oceanografia, FURG, Avenida Itália km 8 s/nº, Campus Carreiros, Rio Grande, Brazil, 96203-900

E-mail: [andre\\_brum2003@yahoo.com.br](mailto:andre_brum2003@yahoo.com.br)

Phone number: +55 53 3233-6858

Submitted to Journal of Geophysical Research: Oceans

## Key Points

- Deep Western Boundary Current Eddies are continuously observed in 10-year velocity records from moorings
- The Deep Western Boundary Current Eddies period is 62 days and they intensify in austral winter
- The model output suggests that boundary layer separation at a topographic bend is responsible for the eddy generation

### 6.1.1 Abstract

The Deep Western Boundary Current (DWBC) is the primary pathway of the lower limb of the Atlantic Meridional Overturning Circulation responsible for the southward transport of North Atlantic Deep Water (NADW) toward high latitudes of the South Atlantic. In the tropical Atlantic at 8°S, the DWBC breaks-up into anticyclonic migrating eddies carrying NADW southward. Here, ten-year-long velocity records from a mooring array at 11°S and 36 years output of a 1/10° eddy-resolving Ocean General Circulation Model are used to investigate the variability of the DWBC eddies and the DWBC upstream of the eddy generation site and elucidate possible eddy generation mechanisms. The velocity records suggest a near-continuous presence of DWBC eddies at the mooring position. On average, there are 5.2 eddies per year having an average period of 62 days and average maximum core velocities of about 14 cm s<sup>-1</sup>. In the model, average maximum DWBC eddy core velocities are comparable to the observations, but the eddies have shorter periods and occur less frequently. Observations and model both indicate a seasonal cycle in the DWBC eddy amplitude with maximum average velocities in austral winter. An analysis of the model data suggests that in the limits of an inviscid and hydrostatic boundary layer separation framework, the DWBC must separate from topography at the region of strong topographic curvature at 8.3°S when its flow speed is at or above its average value.

### 6.1.2 Plain Language Summary

The Deep Western Boundary Current (DWBC) carries recently formed deep water masses from the North Atlantic towards the Southern Ocean. It is known as part of the great global ocean conveyor belt and is directly related to the state of global climate. In the tropical Atlantic at 8°S, the DWBC breaks-up into a train of migrating eddies flowing poleward. Oceanic eddies are dynamical features with ring-like shapes often intrinsically formed by the instability of the large-scale circulation. This study examines the occurrence and characteristics of these features in the DWBC by using ten years of velocity data from moorings at 11°S and thirty-six years of model data. We find on average an annual generation of 4-5 eddies, which are larger and rotate faster during austral winter. Average maximum velocities at the core depth of the DWBC eddies are comparable between model and observations, although simulated eddies have shorter periods and occur less frequently than observed ones. Our model analysis suggests that a sharp change of the orientation of the continental slope at 8.3°S leads to a detachment of the DWBC from the boundary when its flow speed is elevated during austral winter which leads to eddy formation.

**Keywords:** Deep Western Boundary Current, mesoscale eddies, seasonal variability, boundary layer separation

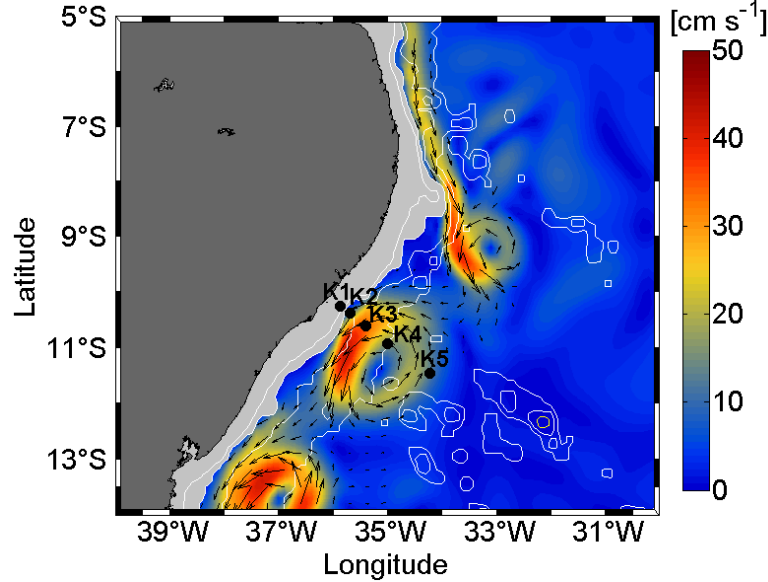
### 6.1.3 Introduction

As a primary pathway for the cold-water limb of the Atlantic Meridional Overturning Circulation, the Deep Western Boundary Current (DWBC) is an interhemispheric jet transporting North Atlantic Deep Water (NADW) into high latitudes of the South Atlantic (e.g., [Garzoli et al., 2015](#)). Flowing along the Brazilian continental slope and typically covering the depth range from 1,200-4,000 m (e.g., [Schott et al., 2003](#)), the DWBC is estimated to carry approximately 17-25 Sv ( $1 \text{ Sv} \equiv 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ ) of NADW across the equator into the South Atlantic Ocean (e.g., [Hall et al., 1997](#); [Rhein et al., 1995](#); [Schott et al., 1993](#)).

In the equatorial region, the pathways of NADW are complex involving large zonal excursions into the interior ([Herrford et al., 2017](#); [Rhein & Stramma, 2005](#); [Richardson & Fratantoni, 1999](#)) and conversion of dense lower NADW into lighter NADW ([de Lavergne et al., 2017](#); [Friedrichs et al., 1994](#)). Velocity records from moorings showed a well-established shallow DWBC (1,000 – 2,500 m depth) at the equator at 44°W ([Schott et al., 1993](#)) transporting about 17 Sv. Flowing eastward in the equatorial zone between 44°W and 35°W this upper part of the DWBC is split into two distinct velocity cores ([Schott et al., 2003](#)), leaving only a minor part of the flow directly attached to the continental slope. A deep DWBC branch joins the eastward flow at 35°W in the Equatorial Channel as a focused velocity core just north of the Parnaiba Ridge ([Rhein et al., 1995](#); [Schott et al., 2003](#)).

Observations show that the DWBC is reestablished at the continental slope off Brazil at 5°S from where it is assumed to continue southward as a laminar flow until about 8°S. Southward of this latitude, a special flow pattern emerges. Instead of a steady poleward DWBC flow, velocity observations from a western boundary mooring array at 11°S show elevated variability with periods of 60-70 days in the depth layer of the DWBC ([Dengler et al., 2004](#), hereafter [D04](#); [Schott et al., 2005](#), hereafter [S05](#)). This variability was identified as anti-cyclonically rotating submesoscale coherent vortices (SCV) translating southwestward along the continental slope and passing through the mooring array within 60-70 days (Figure 6.1). The average SCV, termed DWBC eddies in the following, had a maximum core velocity of  $20 \text{ cm s}^{-1}$ , an e-folding radius

and height of 60 km and 1,070 m, respectively, and its core was found at about 2,000 m depth. Based on the moored time series, [D04](#) suggested that the poleward NADW transport at 11°S is accomplished by a train of migrating DWBC eddies, rather than by a continuous boundary current flow.



**Figure 6.1.** Horizontal distribution of horizontal velocity amplitude (color-coded) and vectors (black arrows) at 1,900 m depth from the OGCM for the Earth Simulator (OFES) used in this study. Black dots mark the positions of the five moorings K1-K5 at which velocity time series are available. White lines indicate 1,000-, 2,000-, 3,000-, 4,000-, and 5,000-m isobaths.

Eddy-resolving Ocean General Circulation Models (OGCMs) also show sequences of DWBC eddies translating southwestwards along the western boundary between 8°S and 16°S (e.g., [D04](#); [Lüschoew et al., 2019](#); [Penduff et al., 2007](#); [van Sebille et. al., 2012](#)). Results from a Family of Linked Atlantic Model Experiments (FLAME) model analysis suggest that variations in the DWBC eddy activity are related to seasonal variations of the upstream DWBC strength between 4°S and 8°S: a strong upstream DWBC (April to September) leads to enhanced eddy generation, while a weak upstream DWBC (October to March) leads to a more laminar flow and reduced eddy activity south of 8°S ([D04](#)).

Although the DWBC eddies and their 60-70 day period are well established, the eddy generation mechanisms, as well as the connection between the DWBC eddies and seasonal variability of the upstream, are still unknown. Theoretical considerations and numerical simulations suggest that a continuous flow above sloping topography can break-up into a train of

anticyclonic eddies when the continental slope gradually flattens without an instability process occurring (Nof et al., 2002). However, an energy budget analysis from the FLAME model pointed out that baroclinic and barotropic instabilities are responsible for the eddy generation in the DWBC region (D04). Separation of boundary currents have been extensively studied in conjunction with the Gulf Stream (e.g., Chassignet & Marshall, 2008; Dengg et al., 1996; Schoonover et al., 2017; Tansley & Marshall, 2000) and eastern boundary undercurrents with subsequent mesoscale eddy formation (Contreras et al., 2019; Molemaker et al., 2015; Thomsen et al., 2016). Often, the point of current separation is associated with headlands or topographic bends. Factors controlling boundary layer separation of currents include the planetary vorticity gradient, vortex stretching, and changes in the bottom topography (Marshall & Tansley, 2001; Molemaker et al., 2015; Schoonover et al., 2017). Interactions between Rossby waves and topography can influence the variability of deep currents and also generate eddies as suggested by Jochum and Malanotte-Rizzoli (2003). Using an eddy-permitting ocean general circulation model, these authors showed that in the North Brazil Current (NBC) retroflection region, incoming Rossby waves that reflect at the Brazilian coast generate about 6 to 7 NBC rings per year.

Apart from the intraseasonal variability due to the DWBC eddies, the DWBC also exhibits strong seasonal variability. S05 found the annual cycle within the DWBC to be out of phase with the annual cycle in the North Brazil Undercurrent (NBUc) flowing equatorward in the upper 1,000 m above the DWBC. However, elevated amplitudes (up to  $5 \text{ cm s}^{-1}$ ) of the annual cycle in the deeper ocean were only observed in the proximity of the continental margin between 1,000 m and 3,000 m depth. S05 suggested that the seasonal cycle present at the DWBC layer depth may be a response to interior wind forcing, occurring as a first-mode Rossby wave. Furthermore, D04 concluded that the seasonal cycle could impact eddy generation and translation.

In this study, the DWBC intraseasonal to seasonal variability are analyzed using a combination of 10 years of observational data from moorings at  $11^\circ\text{S}$  and 36 years of output from a realistic high-resolution ( $1/10^\circ$ ) general circulation model. We provide detailed statistics of the DWBC eddies and

investigate a mechanism for DWBC eddy generation in connection with the DWBC seasonal cycle.

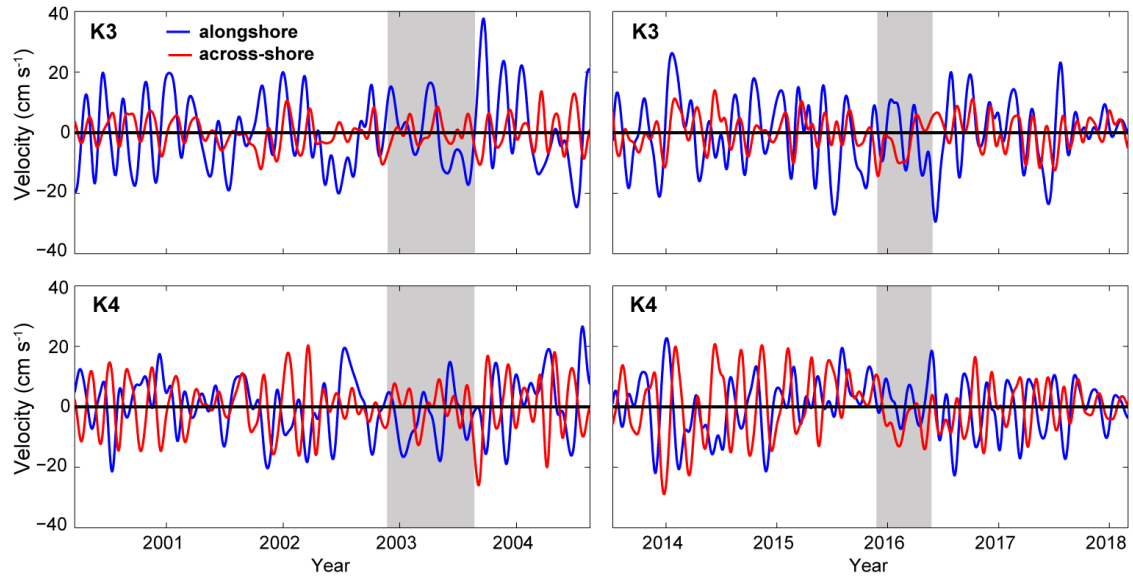
#### **6.1.4 Data and Methods**

This study is based on moored velocity measurements and the output of an eddy-resolving OGCM.

##### **6.1.4.1 Observational data**

The velocity time series were taken from a mooring array near 11°S. The array consists of five tall moorings (K1 through K5) deployed perpendicular to the Brazilian continental slope (between 10.2°S and 11.5°S) following the gradient of bathymetry to about 240 km offshore (Figure 6.1). Each mooring is equipped with Acoustic Doppler Current Profilers (ADCPs) for near-surface velocity measurements as well as current meters and temperature and salinity recorders at deeper levels (see [S05](#) and [Hummels et al., 2015](#), for more details on instrumentation and post-processing).

The mooring array was first deployed from March 2000 to August 2004. The outermost mooring K5 was discontinued in February 2002. In a similar setup, the four moorings (K1 through K4) were again deployed in July 2013 ([Hummels et al., 2015](#)) and were still in place when this contribution was written. The mooring records from the DWBC layer used here cover a period of about ten years, from 2000 to 2004 (first period) and from July 2013 to February 2018 (second period). Although all available velocity data are used in this study, the analysis focuses on the time series from 1,900 m depth at moorings K3 and K4 which are located near the cores of the DWBC eddies migrating through the mooring array (Figure 6.2). Furthermore, we mainly report along and cross-shore velocity components that were derived from zonal and meridional velocity components by rotating them 36° clockwise against the north, respectively.



**Figure 6.2.** Time series of 40-h low-passed alongshore (blue) and cross-shore (red) velocity from the western boundary at 11°S in a depth of 1,900 m. Upper (lower) panels show velocities from mooring position K3 (K4) within the western flank of the eddy (close to the eddy centers). Left (right) panels show the first (second) deployment period. Tick marks along the time axis denote the beginning of the year. Grey background indicates intervals where DWBC eddies could not be determined.

#### 6.1.4.2 Data analysis methods

##### 6.1.4.2.1 Eddy statistics

For determining eddy statistics from the mooring time series, an algorithm capable of identifying each eddy migrating through the mooring array was developed. Due to the lack of the offshore mooring K5, an eddy fit developed in [D04](#) could not be used for eddy identification in mooring data taken after February 2002. As shown in Figure 1, mooring K2 and K3 are located at the western flank of the DWBC eddies and thus experience elevated poleward alongshore flow while an eddy is passing. In contrast, mooring K4 is situated close to the center of passing DWBC eddies, experiencing variability predominately in cross-shore velocity (Figure 6.2). Before the algorithm is applied, velocity time series were band-pass filtered (30-110 days) by a two-sided digital filter with zero phase distortion, minimizing start-up and ending transients by matching initial conditions.

The new algorithm for eddy detection is primarily based on the variability of flow direction at 1,900 m depth measured at moorings K2 through K4. The identification follows a series of successive statements: (i) the cross-shore velocity at K4 must be positive (southeastwards) for more than 10 but less than

100 days; (ii) alongshore velocity at K2 and K3 must be negative (poleward) for more than 10 but less than 100 days after statement (i) was successful; (iii) negative cross-shore velocity at K4 (towards to the coast) for more than 10 but less than 100 days. The algorithm was validated using model data. Furthermore, the results from the first two years of the time series were in very good agreement with the eddy statistics reported in [D04](#). From the identified eddies, eddy periods were defined as the number of successive days that the features were detectable in the velocity records of the moorings or the model.

#### 6.1.4.2.2 Harmonic analysis

Amplitudes and phases of annual harmonics of velocity time series were calculated by minimizing the covariance of the velocity time series with the annual harmonic subtracted. Vertical sections of annual harmonic were determined from the alongshore velocity. For the horizontal distributions, the total annual harmonic amplitude was calculated as  $(A_v^2 + A_u^2)^{1/2}$ , where  $A_v$  is the annual harmonic amplitude of the meridional, and  $A_u$  is the annual harmonic amplitude of the zonal velocity.

#### 6.1.4.2.3 Wavelet analysis

In order to identify temporal variability of spectral energy at different frequencies, the Morlet mother wavelet function was used to construct energy spectra from the available velocity time series. This function consists of a plane wave modulated by a Gaussian. Artifacts at the beginning and end of the time series were minimized by determining the cone of influence based on a red noise process with a lag coefficient calculated following [Torrence and Compo \(1998\)](#) and using a significance level of 95%.

#### 6.1.4.3 Ocean circulation model

The observations are compared to the output of the OGCM For the Earth Simulator (OFES, [JAMSTEC, 2009](#)). OFES is an ocean model based on the Modular Ocean Model (MOM3) (e.g., [Pacanowski & Griffies, 2000](#)) which solves the three-dimensional primitive equations while considering the hydrostatic and Boussinesq approximations. The model equations have been discretized on a Mercator B grid with a horizontal resolution of  $0.1^\circ$  and 54 vertical z-levels. Its bathymetry is based on the  $1/30^\circ$  bathymetric database provided by the OCCAM project. It is forced with daily mean reanalysis data from the National

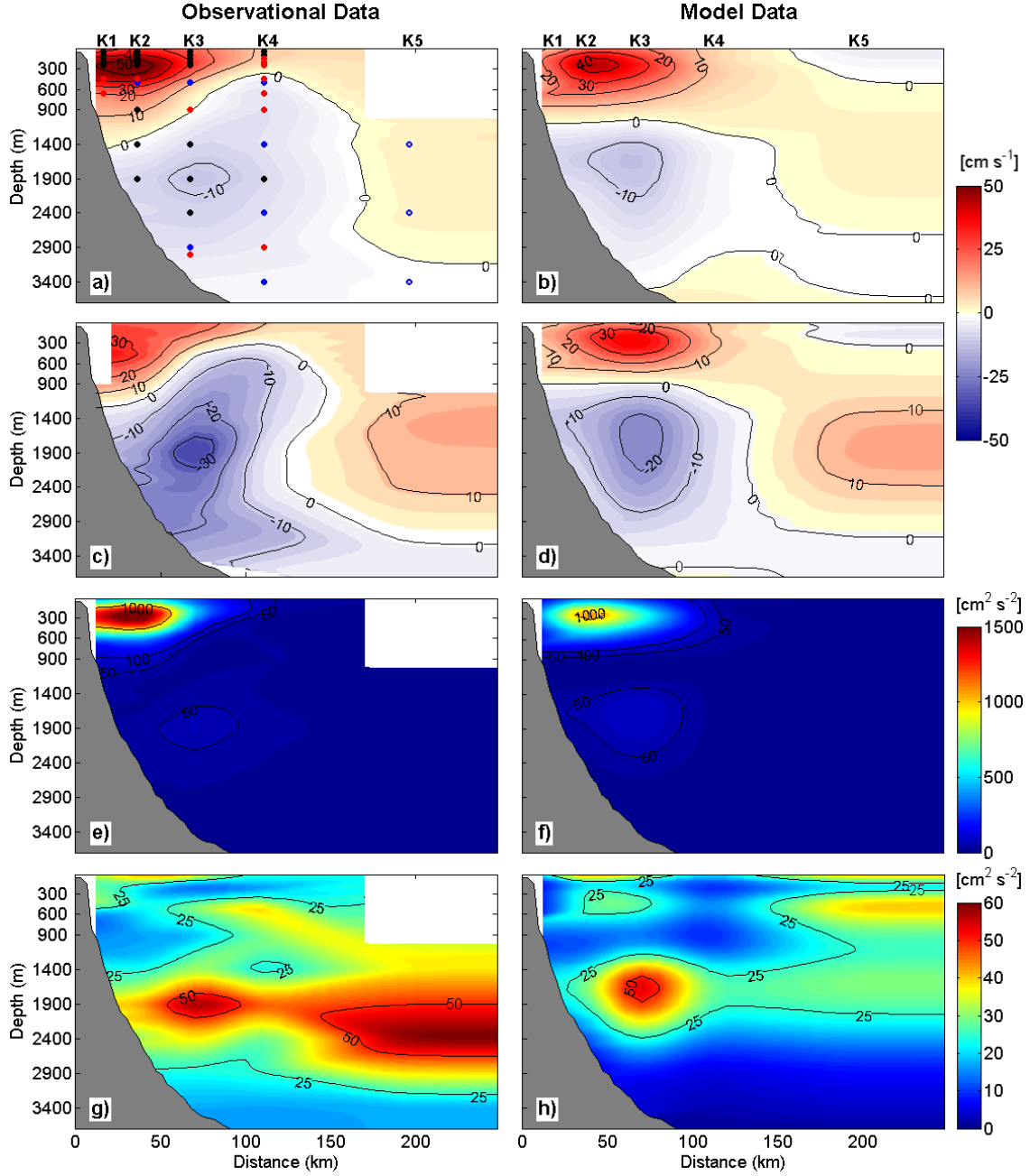
Center for Environmental Prediction – National Center for Atmospheric Research ([Masumoto, 2010](#)). The following analyses use thirty-six years of the model run, spanning the period of 1980-2015. Numerous studies have described the solid performance of OFES in the representation of seasonal climatic variations and other types of variability (e.g., [Brum et al., 2017](#); [Masumoto et al., 2004](#); [Meinen & Garzoli, 2014](#); [Meinen et al., 2017](#); [Ohfuchi et al., 2005, 2007](#); [Sasaki et al., 2004, 2007, 2008](#)). Moreover, two previous studies analyzing the fate of the DWBC and NADW pathways in the South Atlantic have found good agreement between the OFES model and observed velocity and hydrographic fields in the South Atlantic including the western boundary region ([Garzoli et al., 2015](#); [van Seville et al., 2012](#)).

### **6.1.5 Results**

#### **6.1.5.1 Model evaluation**

The western boundary circulation off Brazil at 11°S is composed of the NBUC carrying warm waters equatorward and the DWBC transporting NADW southward (Figure 6.3a). The depth-cross shore section of mean alongshore velocity derived from the OFES model at 11°S agrees fairly well with the alongshore velocity section determined from the 10-year velocity records from the moorings. Maximum mean poleward velocities at the DWBC core depth (1,900 m) only differ by 1.2 cm s<sup>-1</sup>, 12.6 cm s<sup>-1</sup> in OFES vs. 11.4 cm s<sup>-1</sup> from the observations. However, maximum NBUC velocities are somewhat reduced in the model. Also, the model NBUC is situated further offshore compared to the position of the NBUC in the observations.

On the other hand, and as shown in previous studies using OFES output (e.g., [van Seville et al., 2012](#)), the model resolves the DWBC eddies and their vertical structure rather well (Figure 6.1, Figure 6.3cd). In the model as well as in the observations, the DWBC eddies are centered around 1,900 m depth and the onshore flank of the eddies are typically located at about the same distance away from the continental slope as indicated by the distribution of mean eddy kinetic energy in Figure 6.3gh. However, the mean kinetic energy in the NBUC depth range (Figure 6.3ef), as well as the eddy kinetic energy at K5 mooring in the DWBC depth range (Figure 6.3gh) are reduced when compared to the observed value.



**Figure 6.3.** Depth-cross shore section at 11°S from the moored velocity time series (left panels) and the OFES model (right panels). (a,b) Mean alongshore velocity; (c,d) instantaneous alongshore velocity during the presence of a DWBC eddy. Positive (negative) alongshore velocities indicate northeastward (southwestward) flow. Colored dots in (a) mark the position of moored velocity recorders, while the color codes refer to the instrument deployment period (black dots: 2000-2018, blue dots: 2000-2004, blue circles: 2000-2002, red dots: 2013-2018). The lower four panels show mean (e,f) and eddy (g,h) kinetic energy (30-110 days band-pass filtered).

#### 6.1.5.2 Statistics of DWBC eddies

In this section, we analyze DWBC eddy time scales and frequency of occurrences in the observations and compare the results to OFES model DWBC eddy statistics. Using the algorithm introduced in section 6.1.4.2.1, a

total of 39 DWBC eddies were identified in the 2,737-day long observed velocity time series, which results in an average of 5.2 eddies per year. From the first mooring deployment period (2000-2004) 19 eddies were identified from 1,325 days of velocity data, while 20 eddies were detected from 1,412 days of data taken during the second mooring deployment period (2013-2018). Note, that the algorithm was not able to unambiguously detect eddies during a 6- and 9-month interval, from 5 December 2002 to 18 September 2003, and from 2 November 2015 to 20 May 2016 (Figure 6.2). The reason for this could be elevated high-frequency variability and/or superposition of different eddies with possible eddy merging. This data is thus not considered in the analysis, here.

Eddy periods range from 33 to 91 days, averaging  $62.2 \pm 2.7$  days. The latter value indicates the standard error of the average defined as standard deviation / (number of eddies)<sup>1/2</sup>. The average eddy period from the second deployment was slightly larger than that determined from the first deployment (64.8 days vs. 59.5 days). The number of eddy occurrences and their period suggests that there was an almost continuous train of eddies propagating along the continental slope during the analyzed periods. At mooring K3, the average maximum alongshore velocity of the DWBC eddies was  $15.0 \pm 1.1 \text{ m s}^{-1}$ , which is close to the maximum eddy core velocity reported by D04. Similarly, the average maximum eddy cross-shore velocity at mooring K4 was  $14.1 \pm 1.0 \text{ cm s}^{-1}$ . As described in section 2.2, during the migration of a DWBC eddy through the mooring array, the eddy is at first (and at last) observed at mooring K4. However, as K3 is located away from the center, the time interval of eddy presence there is shorter. During the periods when no eddy is present at this position, the mean alongshore velocity is predominantly positive (equatorward) with an average of  $8.1 \pm 0.6 \text{ cm s}^{-1}$ . The lack of poleward flow in between eddy occurrences supports the hypothesis that the poleward NADW transport is solely accomplished by the migrating DWBC eddies.

Over the 36 years of the OFES model run, 148 eddies were identified at the approximate position of the moorings, averaging to  $4.1 \pm 1.0$  eddies per year. Periods range from 33 to 108 days with a mean of  $47.1 \pm 0.3$  days. In contrary to the observations, the model exhibits prolonged periods in which no DWBC eddy is present. Moreover, both, eddy period and yearly frequency are lower in the model than in the observations. In fact, the model exhibits

prolonged periods with no DWBC eddy being present and the time span between successive eddies (Figure 6.1) is longer than in the observations. However, average maximum alongshore and cross-shore velocities are close to the observed values, with average maximum alongshore (cross-shore) velocities at the position of the K3 (K4) mooring at 1,900 m depth of  $14.3 \pm 0.4$  ( $14.4 \pm 0.4$ )  $\text{cm s}^{-1}$ .

In summary, the 10-years of observations suggest a near-continuous presence of eddies at the mooring position during 9 out of the 10 years of data. On average, there were 5.2 eddies per year having an average period of about 62 days and average maximum core velocities of about  $15 \text{ cm s}^{-1}$ . In the model, average maximum core velocities are comparable to those analyzed from the observations. However, the modeled DWBC eddies have shorter periods and occur less frequently compared to the observations.

#### 6.1.5.3 Seasonal variability of the DWBC eddies

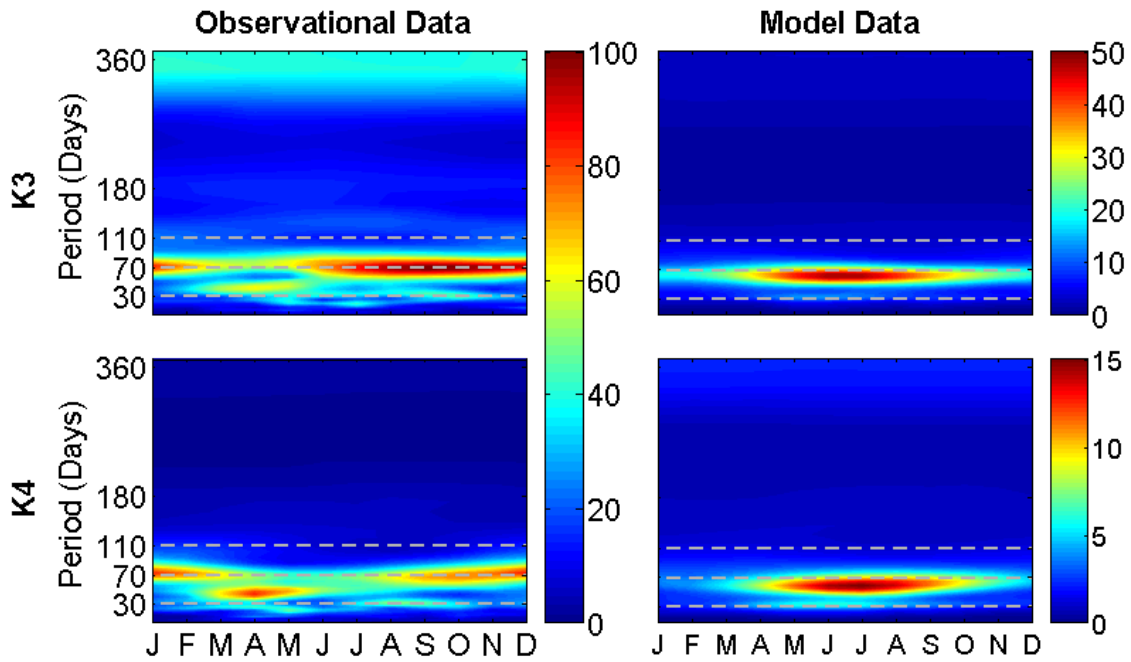
Previous model simulations suggested seasonal variability of the strength and number of DWBC eddies, being more vigorous between April and September (D04). However, the limited time interval of the velocity time series from the mooring array analyzed by D04 was inconclusive about a seasonal modulation of the DWBC eddy strength.

When allocating the identified eddies to the season of their occurrence (Table 1), we do find stronger maximum DWBC eddy velocities during April through September (austral fall and winter) compared to October through March (austral spring and summer), both in the observations as well as in the model.

**Table 1.** Seasonal statistics of the DWBC Eddies from the observations and OFES model showing the number of eddies identified in each season (Eddies), average eddy periods (Period), and average maximum alongshore velocity (Velocity). Uncertainties are given as standard error (standard deviation / (numbers of eddies)<sup>1/2</sup>).

|                 | Mooring   |           |           |           | OFES      |           |           |           |
|-----------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
|                 | Jan.-Mar. | Apr.-Jun. | Jul.-Sep. | Oct.-Dec. | Jan.-Mar. | Apr.-Jun. | Jul.-Sep. | Oct.-Dec. |
| <b>Eddies</b>   | 1.29      | 1.14      | 1.22      | 1.38      | 0.78      | 1.08      | 1.39      | 0.86      |
| <b>Period</b>   | 65.1±5.5  | 61.6±6.6  | 67.0±5.1  | 64.7±5.7  | 45.8±2.1  | 44.6±1.3  | 50.0±1.9  | 46.6±1.8  |
| <b>Velocity</b> | 13.4±2.4  | 15.3±2.9  | 16.2±1.5  | 14.8±2.3  | 13.2±0.6  | 15.8±0.8  | 14.5±0.8  | 13.0±0.7  |

Wavelet kinetic energy spectra from the full 1,900 m velocity time series sorted by the month of observation support elevated kinetic energy levels at DWBC eddy periods between June and December in the observations, particularly in the alongshore component, and between May and August in the model (Figure 6.4). Additionally, the observations show the presence of higher frequency variability having periods of about 40 days. This variability is particularly pronounced from March to May when spectral energy with a 70-day period is rather weak.



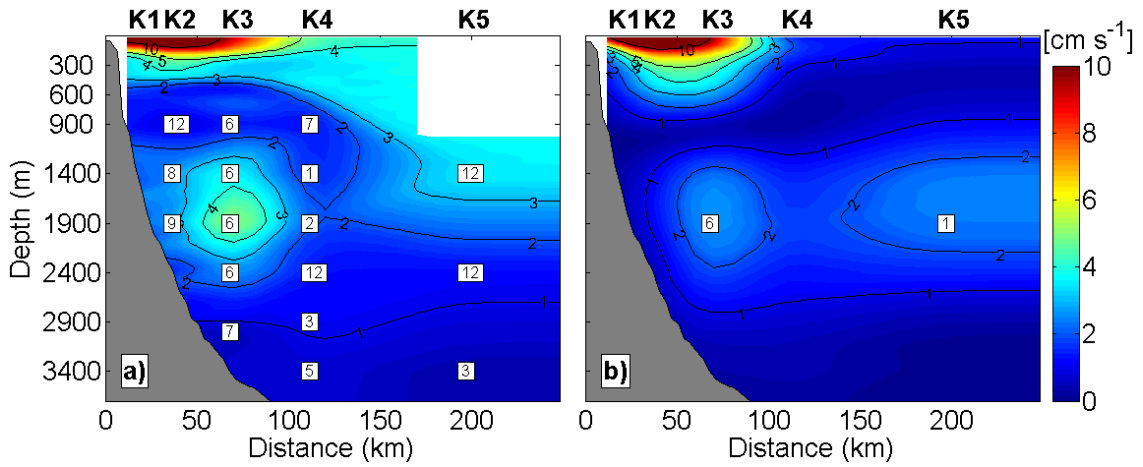
**Figure 6.4.** Seasonal cycle of wavelet energy spectra (in  $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ ) of alongshore velocity at K3 (upper panels) and cross-shore velocity at K4 (lower panels) at 1,900 m depth calculated from observed (left panels) and model (right panels) velocity data.

Thus, observations and model indicate a clear seasonal cycle in the amplitude of the DWBC eddies. While the observations show DWBC eddy to intensify from June through November, model DWBC eddy intensification occurs earlier in the year from April to August. To further investigate the cause for the seasonal eddy variability we turn to the annual cycle of the DWBC.

#### 6.1.5.4 DWBC annual cycle

As already described by [S05](#), the annual harmonic of alongshore velocity determined from all moored velocity records of the 11°S array exhibits elevated amplitudes near the surface and in the depth range of the DWBC close to the continental slope. Somewhat unexpected, however, is the close agreement

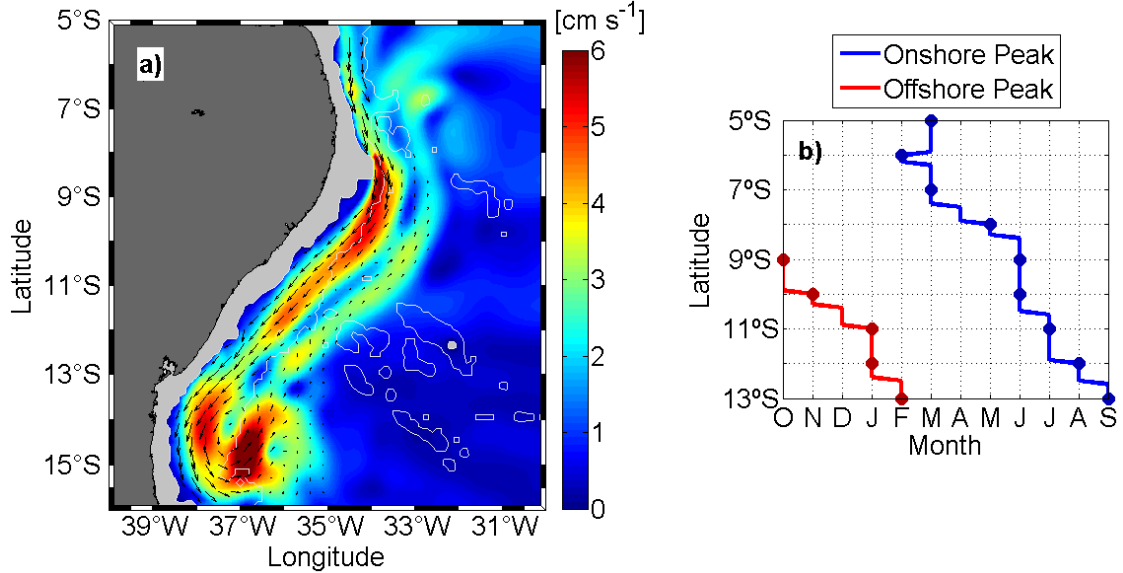
between the model annual harmonic amplitude distribution and that of the observations (Figure 6.5). In the observations, the largest amplitudes in the surface layers are close to  $20 \text{ cm s}^{-1}$ , while reaching  $5 \text{ cm s}^{-1}$  in the DWBC layer. Amplitudes in the model output are somewhat weaker, about  $10 \text{ cm s}^{-1}$  near the surface and  $3 \text{ cm s}^{-1}$  in the DWBC layer. Nevertheless, in the observations as well as in the model data, maximum poleward flow at the continental slope occurs in austral winter (month 6, June). At about 200 km offshore, a weaker secondary maximum of the annual harmonic amplitude is noted. In the observations and the model, maximum poleward flow here occurs in December/January,  $180^\circ$  out of phase to the inshore maximum.



**Figure 6.5.** Vertical distribution of the annual harmonic of alongshore velocity (contours and color-coded) and phases (numbers in white square indicate month of maximum poleward flow) at  $11^\circ\text{S}$  from (a) the observations and (b) model data. White shading in (a) indicates non-existing data from K5 mooring.

As indicated by the horizontal distribution of the annual harmonic determined from the model velocities at 1,900 m depth (Figure 6.6a), the onshore and offshore maxima of the annual harmonic along the continental slope are present southward of the DWBC eddy generation site. Furthermore, both maxima exhibit a southward phase progression of about one degree of latitude per month, and there is a consistent  $180^\circ$  phase shift between the inshore and offshore annual harmonic amplitude maximum. As the amplitude distribution, as well as the phase distribution, is closely related to the eddy train corridor from  $8^\circ\text{S}$  to  $16^\circ\text{S}$  (Figure 6.1), we conjecture that the annual harmonic maxima in velocity originate from the seasonal variability of the DWBC eddies migrating southward along the western boundary. During the period of more energetic eddies in austral fall and winter, elevated poleward alongshore

velocities are present inshore of the DWBC eddy centers causing larger than average poleward velocities there. At the same time, elevated equatorward velocities are present offshore of the DWBC eddy cores, causing a 180° phase shift in agreement with the observations and the simulations.



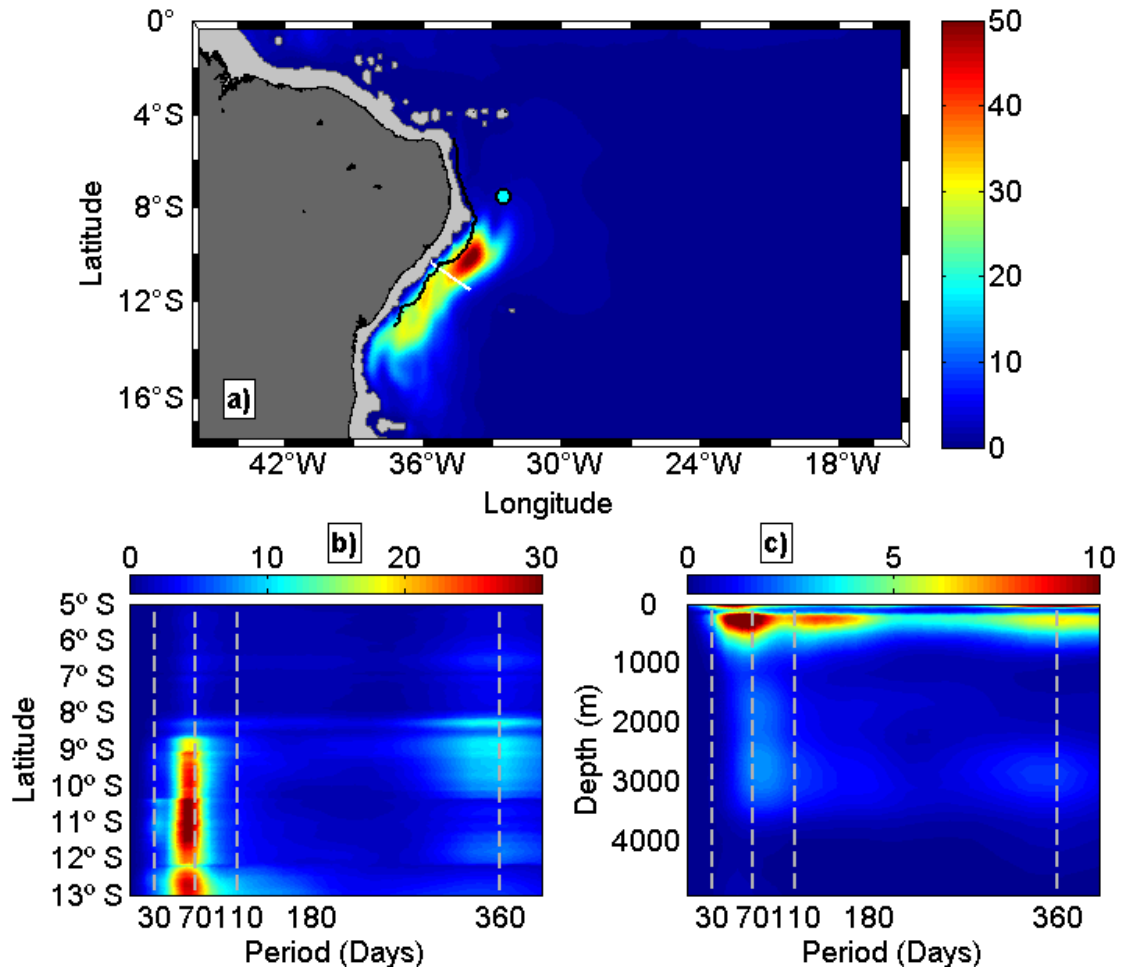
**Figure 6.6.** (a) Horizontal distribution of the annual harmonic amplitude of velocity (mean velocity arrows in black) at 1,900 m from OFES data. (b) Phase (month) of the maximum poleward velocity of the annual harmonic between 5°S – 13°S.

#### 6.1.5.5 Seasonal and intraseasonal variability between 6°S and 8°S

The general agreement between the observations and the model results, in terms of seasonal harmonics and structure of DWBC eddies, suggests that the fundamental dynamics of the eddy generation may be adequately represented in the model. In an effort to understand the reason for the seasonal variability of the DWBC eddies, we analyze the seasonal and intraseasonal variability in the model upstream region, in the proximity of the eddy generation site.

As discussed above and shown in Figure 6.7a, elevated kinetic energy in the DWBC eddy period range is found at the western boundary south of about 8°S. Furthermore, as shown in Figure 6.6, the OFES simulations between 6°S and 8°S exhibit an annual harmonic amplitude of about  $3 \text{ cm s}^{-1}$  in the depth range of the DWBC, having maximum poleward velocities in March. In addition to the seasonal cycle, wavelet spectra from about 200 km away from the western boundary at 7.5°S show somewhat elevated kinetic energy in the 30 to 110-day band throughout most of the water column (Figure 6.7c). The vertical

distribution of this signal appears to be near-barotropic with additional variability superposed in the upper 500 m. Hovmöller diagrams (not shown) suggest that this 30 to 110-day variability exhibits a zonal wavelength of 400 to 800 km and propagates westward from the interior ocean contributing to intraseasonal variability in the boundary current upstream of the eddy generation region. Induced intraseasonal velocity variability at the western boundary is in the order of 2 to 3  $\text{cm s}^{-1}$ . However, wavelet kinetic energy for 30 to 110-day periods at 1,900 m depth upstream of the DWBC eddy generation site is much reduced compared to the region of the DWBC eddy corridor (Figure 6.7b).

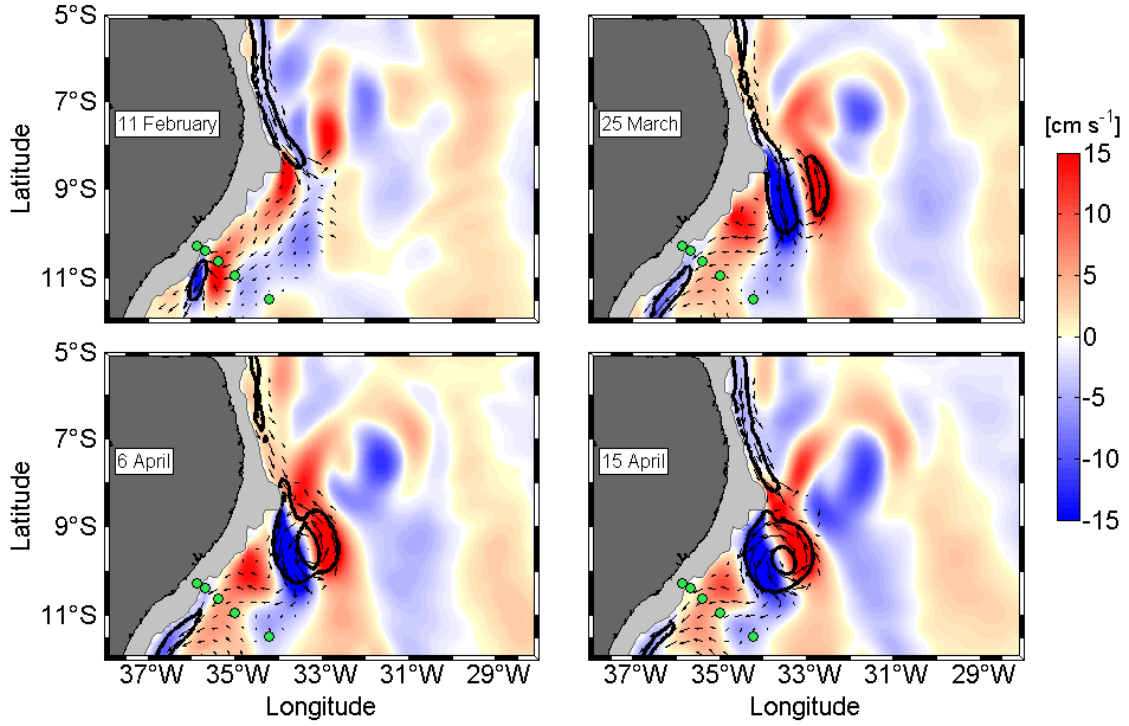


**Figure 6.7.** Wavelet energy spectra (in  $\text{cm}^2 \text{s}^2$ ) calculated from OFES model velocity data. (a) Horizontal distribution of the 64-day wavelet energy of meridional velocity at 1,900 m depth. The light gray area represents regions shallower than 1,900 m depth, the black line marks the positions of maximum alongshore velocity used for the wavelet analysis in panel (b) and the white line at 11°S indicates the mooring array position. (b) DWBC alongshore velocity energy spectrum at 1,900 m between 5°S – 13°S. (c) Energy spectrum from the water column at 7.5°S and 32.5°W (cyan circle in panel a).

#### 6.1.5.6 Boundary layer separation

Observations from 5°S (e.g., [S05](#)) and the OFES model (Figure 6.1 and Figure 6.8) suggest that upstream of the eddy generation site, there is a continuous DWBC flow attached to the continental slope. Additionally, according to the OFES simulations, the DWBC velocity between 6°S and 8°S is modulated by seasonal and intraseasonal variability having amplitudes of about 2-3 cm s<sup>-1</sup> each.

Here, we investigate whether flow separation from the western boundary at the topographic feature just south of 8°S is a plausible mechanism to explain eddy generation. Snapshots of the OFES model velocity (Figure 6.8) from the generation region suggest a detachment of the DWBC at about 8.3°S when the orientation of the direction of the continental slope changes sharply downstream. For an inviscid and hydrostatic fluid, a poleward western boundary flow in the southern hemisphere is stabilized by the planetary vorticity gradient ( $\beta$ -effect) and by vortex stretching resulting from the slope of bottom topography. By scaling analysis of the vorticity problem using assumed streamlines along with a topographic feature, [Marshall and Tansley \(2001\)](#) showed that for the topographic curvature  $R$  to decelerate an inertial poleward western boundary current and induce its separation,  $R$  must be cyclonic and smaller than the stabilizing vorticity contributions. In our case, the vortex stretching term  $fs/H$ , where  $f$  is the Coriolis parameter,  $H$  is the depth scale of the current and  $s = ((\partial H/\partial x)^2 + (\partial H/\partial y)^2)^{1/2}$  is the slope of bottom topography, is considerably larger than the potential vorticity gradient (more than a factor of 12). We thus neglect the latter in the following. Hence, for separation of the boundary current, the coastline curvature  $R < \left(\frac{UH}{fs}\right)^{1/2}$ , where  $U$  is the magnitude of the boundary current velocity ([Marshall & Tansley, 2001](#)).



**Figure 6.8.** Horizontal distribution of meridional velocity anomaly at 1,900 m depth (color-coded contours) for 4 different time steps from the OFES model. Velocity anomalies were calculated with respect to the long-term mean velocity data. Green dots mark the positions of the five moorings K1-K5. Black vectors depict boundary current speed. Note that the thick black contour line encloses boundary current velocities larger than  $20 \text{ cm s}^{-1}$ .

Elevated cyclonic topographic curvature at the depth of the DWBC core occurs at  $8.3^\circ\text{S}$  (Figure 6.1 and Figure 6.8). The DWBC eddies are formed just downstream of this topographic bend and subsequently migrate southwestward. The radius of curvature of the topographic feature is  $R_{8.3^\circ\text{S}} = 29 \text{ km}$ , while the average boundary current velocity just upstream varies seasonally between 22 and  $28 \text{ cm s}^{-1}$ . The depth scale of the DWBC is approximately  $H = 3,000 \text{ m}$ ,  $f = 2.1\text{E-}5 \text{ s}^{-1}$ , and  $s$  was estimated from the model topography yielding  $s = 0.039$ . Using maxima and minima of the seasonal DWBC speed,  $U_{DWBC}$ , results in  $28 \text{ km} \leq \left( \frac{U_{DWBC} \cdot H}{fs} \right)^{1/2} \leq 32 \text{ km}$ . This indicates that boundary layer separation should occur during most of the year while the upstream DWBC flow is above its seasonal minimum with  $R_{8.3^\circ\text{S}} < \left( \frac{U_{DWBC} \cdot H}{fs} \right)^{1/2}$ . However, boundary layer separation at  $8.3^\circ\text{S}$  would be strongly reduced or even inhibited in September through November.

This result relates well to the seasonal variability of DWBC eddies at 11°S. Maximum seasonal DWBC velocities just north of the topographic bend occur in April/May (Figure 6.6). When considering the period required for DWBC eddy propagation (2-3 months) from 8°S to 11°S, it is well associated with the kinetic energy maximum of the DWBC eddies at 11°S occurring in June to August (Figure 6.4). On the other hand, the model exhibits prolonged periods during which DWBC eddies at 11°S are absent, particularly during November through February when the boundary current is at seasonal minimum (Figure 6.4, Table 1).

Additionally, the model's deep western boundary flow at 8.3°S is modulated by intraseasonal variability (30 to 110-days Figure 6.7c) that also impacts the inertia of the DWBC at the topographic bend. This Rossby wave-type variability is visualized by the meridional velocity contours in Figure 6.8. The period range of the Rossby waves (Figure 6.7c) to a large extent agrees with the period range of the DWBC eddies. We thus hypothesize that the upstream intraseasonal variability of the incoming Rossby waves may contribute to setting the DWBC eddy length scales by varying the condition for flow separation at 8.3°S.

#### **6.1.6 Discussion**

Ten-year-long time series of velocity from a mooring array at 11°S and 36 years output of the 1/10° OFES model are used to investigate seasonal and intraseasonal variability of the DWBC eddies and the DWBC upstream of the eddy generation site and elucidate possible eddy generation mechanisms. The velocity records from the moored observations available from March 2000 to August 2004 and from July 2013 to February 2018 suggest a near-continuous train of DWBC eddies at the mooring position. On average, our eddy detection algorithm found 5.2 DWBC eddies per year having an average period of 62 days. The OFES model reproduces DWBC eddies with comparable core velocities, but shorter periods (about 47 days) and occur less frequently when compared to the observations. Additionally, the model exhibits prolonged periods during which DWBC eddies are absent, particularly during austral summer. Similar DWBC eddy characteristics were also revealed by other

simulations having comparable horizontal resolution such as the FLAME model (D04) or HYCOM model (Bleck, 2002).

Observations and model both indicate a seasonal cycle in number and strength of the DWBC eddies. While in the observations the DWBC eddy intensify from June through November, model DWBC eddy intensification occurs earlier in the year from May to August. Additionally, the observations show that during their seasonal minimum, DWBC eddies having shorter periods of about 40 days are prevalent. The seasonality in DWBC eddy amplitude leads to a seasonal velocity signal in the eddy corridor along the western boundary, with maximum poleward (equatorward) alongshore flow inshore (offshore) of the eddy core occurring during austral winter. Previous studies (e.g., S05) had associated this signal with baroclinic Rossby waves. However, the spatial structure of the signal clearly supports our conclusion being an aliasing effect of the seasonal DWBC eddy variability. Moreover, other dynamical processes, such as coastally trapped waves (Huthnance, 1978; Wang & Mooers, 1976), are inconsistent with the poleward phase propagation revealed by the model analysis.

Upstream of the eddy generation site between 6°S and 8°S, the OFES model also indicates elevated seasonal variability, particularly at the proximity of the western boundary. This variability is likely associated with the reflection of annual equatorial or off-equatorial Rossby waves. Previous observations and modeling efforts showed that the annual signal in the equatorial region of the Atlantic mostly resides in the fourth baroclinic mode and its basin-wide structure was found to be consistent with a basin mode description (Brandt et al., 2016; Cane & Moore, 1981). As the meridional trapping scale for equatorial waves of this vertical mode is reduced compared to lower vertical modes, amplitudes of the annual basin mode poleward of 8°S are expected to be small. On the other hand, seasonal wind stress curl forcing in the tropical South Atlantic has also been suggested to drive seasonal flow variability at the western boundary at 11°S (e.g., Herrford et al., 2021).

In addition to annual variability, the OFES model exhibits intraseasonal alongshore velocity variability near the eddy generation region. These signals were consistent with near-barotropic Rossby waves arriving at the western boundary from the interior South Atlantic. Observations and theoretical

considerations showed that Tropical Instability Waves (TIWs) radiate intraseasonal barotropic Rossby waves (Farrar, 2011). In the South Atlantic, TIWs are forced by baroclinic instability associated with the vertical shear of the central part of the South Equatorial Current (e.g., von Schuckmann et al., 2008). However, these waves tend to have somewhat shorter periods (20-40 days, e.g., von Schuckmann et al., 2008) than the intraseasonal variability at the western boundary in the OFES model (30-70 days). It thus remains unclear to which extent TIWs are responsible for generating the barotropic Rossby waves in the model.

Our analysis suggests that in the limits of the boundary layer separation framework developed by Marshall and Tansley (2001), the DWBC in the OFES model must separate from topography at the region of strong topographic curvature at 8.3°S if its flow speed is at or above its average value. In the model, this mechanism also connects the upstream seasonal DWBC variability to the seasonal variability of DWBC eddies south of the eddy generation site at 11°S. Furthermore, as boundary layer separation strongly depends on the topographic feature at 8.3°S, differences in observations and model results would be expected as the 1/10° model bathymetry is smoothed relative to the local bathymetry in this region. This could explain why the observations suggest a continuous DWBC eddy generation during the observational period while in the OFES model, DWBC eddies are generated predominately during austral winter and there are prolonged periods in austral summer without DWBC eddy generation. Additionally, the maximum flow speeds of the upstream DWBC may also contribute to the differences in DWBC eddy characteristics between the observations and the model output.

Numerical simulations and observations have shown that the separation of boundary currents such as the California or Peruvian Undercurrent coincides with regions of large negative vertical vorticity that lead to centrifugal instability (Contreras et al., 2018; Molemaker et al., 2015; Thomsen et al., 2016). As suggested from the analysis of a very high-resolution ( $dx \approx 166$  m) Regional Ocean Model, the unbalanced centrifugal instability results in submesoscale currents that exhibit advective dynamics with turbulent cascades in kinetic energy and buoyancy leading to enhanced mixing and turbulent kinetic energy dissipation (Dewar et al., 2015; Molemaker et al., 2015). The DWBC region

between 8°S and 9°S may thus represent a hot spot for turbulent mixing in the deep ocean. Furthermore, due to the near-continuous generation of DWBC eddies in this region, it also provides an ideal site for observational programs studying the energy cascade from mean kinetic energy in the DWBC via submesoscale dynamics to turbulent kinetic energy dissipation.

#### **6.1.7 Data availability Statement**

From the first mooring data can be downloaded from:

<https://doi.pangaea.de/10.1594/PANGAEA.886415>

<https://doi.pangaea.de/10.1594/PANGAEA.886416>

<https://doi.pangaea.de/10.1594/PANGAEA.886417>

<https://doi.pangaea.de/10.1594/PANGAEA.886419>

<https://doi.pangaea.de/10.1594/PANGAEA.886420>

<https://doi.pangaea.de/10.1594/PANGAEA.886426>

<https://doi.pangaea.de/10.1594/PANGAEA.886428>

<https://doi.pangaea.de/10.1594/PANGAEA.886430>

<https://doi.pangaea.de/10.1594/PANGAEA.886434>

<https://doi.pangaea.de/10.1594/PANGAEA.886435>

<https://doi.pangaea.de/10.1594/PANGAEA.886448>

<https://doi.pangaea.de/10.1594/PANGAEA.886449>

<https://doi.pangaea.de/10.1594/PANGAEA.886450>

<https://doi.pangaea.de/10.1594/PANGAEA.886451>

From the second period, uploading is in preparation.

The model data can be downloaded from:

[http://apdrc.soest.hawaii.edu/dods/public\\_ofes/OfES](http://apdrc.soest.hawaii.edu/dods/public_ofes/OfES)

#### **6.1.8 Acknowledgments**

We thank the Brazilian CAPES Foundation funding agency for financially supporting this study and the Graduate Program in Oceanology (FURG). This work is a partnership between the University of Rio Grande and GEOMAR

Helmholtz Centre for Ocean Research Kiel. The mooring programme was funded by Deutsche Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) as part of the German CLIVAR/Marin program (grant no. 03F0246A) and the RACE project (grant nos. 03F0651B, 03F0729C, 03F0824C) and by the EU H2020 under grant agreement 817578 TRIATLAS project. Mooring deployments and recoveries were supported by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) through funding of R/V Meteor cruises and by the BMBF through funding of R/V Sonne cruises. The cruises were carried out in cooperation with the Brazilian Navy. A.L.B. acknowledges the financial support received from CAPES (grants nos. 88882.158624/2017-07, 88881.189840/2018-01, and 88887.371659/2019-00). J.L.L.A. would like to thank the CNPq (grant no. 445446/2014-5) and FAPERGS (grant no. 2325-2551/14-0SIAFEM) funding agencies.

6.2 ARTIGO 2: ENERGETICS OF EDDY-MEAN FLOW INTERACTIONS IN  
THE DEEP WESTERN BOUNDARY CURRENT BETWEEN 5°S AND  
16°S

# **Energetics of eddy-mean flow interactions in the Deep Western Boundary Current between 5°S and 16°S**

André Lopes Brum<sup>1,\*</sup>, José Luiz Lima de Azevedo<sup>1</sup>, Marcus Dengler<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Laboratório de Estudos dos Oceanos e Clima, Instituto de Oceanografia, Universidade Federal do Rio Grande – FURG, Rio Grande, RS, 96203-900, Brazil.

<sup>2</sup>GEOMAR Helmholtz Centre for Ocean Research Kiel, Düsterbrook Weg 20, 24105 Kiel, Germany.

\*Corresponding author

Address:

LEOC, Instituto de Oceanografia, FURG, Avenida Itália km 8 s/nº, Campus Carreiros, Rio Grande, Brazil, 96203-900

E-mail: [andre\\_brum2003@yahoo.com.br](mailto:andre_brum2003@yahoo.com.br)

Phone number: +55 53 3233-6858

Submitted to Deep-Sea Research Part I

### 6.2.1 Abstract

Thirty-six years output of a  $1/10^\circ$  eddy-resolving Ocean General Circulation Model validated with 10 years of moored velocity records are used here to analyze the eddy–mean flow interactions in the Deep Western Boundary Current (DWBC) off the northeastern coast of Brazil. The DWBC is known as the lower limb of the Atlantic Meridional Overturning Circulation and is responsible for transporting North Atlantic Deep Water into the South Atlantic. The spatial structure of kinetic energy (KE) in the area is characterized by a stronger mean flow upstream of the DWBC eddy generation area, followed by an increase in the eddy field south of  $8^\circ\text{S}$ . The KE seasonal cycle presents poleward phase propagation from March to October between  $8^\circ\text{S}$  and  $14^\circ\text{S}$ . The connection between the seasonal cycle of mean kinetic energy and eddy kinetic energy (EKE) suggests an intensification of the eddy field downstream associated with enhanced mean flow upstream. Good agreement is found between the simulated and observed structure and amplitudes of EKE. Energy is transferred from the mean flow to the eddy field mainly via barotropic instability (BTI) throughout the study area, and this transfer is stronger at the DWBC core depth (1900 m depth). However, in the upstream and downstream regions, baroclinic instability can be of comparable importance to BTI in the upper and lower DWBC layers. The barotropic conversion term near  $8^\circ\text{S}$  presents an abrupt peak, which is not observed in the baroclinic conversion and vertical eddy density flux terms, indicating that eddy generation is more related to barotropic rather than baroclinic instability processes. These DWBC eddies reach their major strengths between  $11^\circ\text{S}$  and  $13^\circ\text{S}$ .

**Keywords:** Deep Western Boundary Current; Kinetic energy; Eddy-mean flow interactions; Instabilities; Northeastern Brazilian Coast.

## 6.2.2 Introduction

Energy analyses have been a useful tool for diagnosing atmospheric and oceanic processes. Related studies include the roles of mesoscale eddies as well as energetics involving instability processes and eddy energy fluxes (e.g., [Halo et al., 2014](#); [Aiki et al., 2015](#); [Yang and Liang, 2016](#)), which are of great importance in understanding global energy budgets that influence ocean circulation and climate.

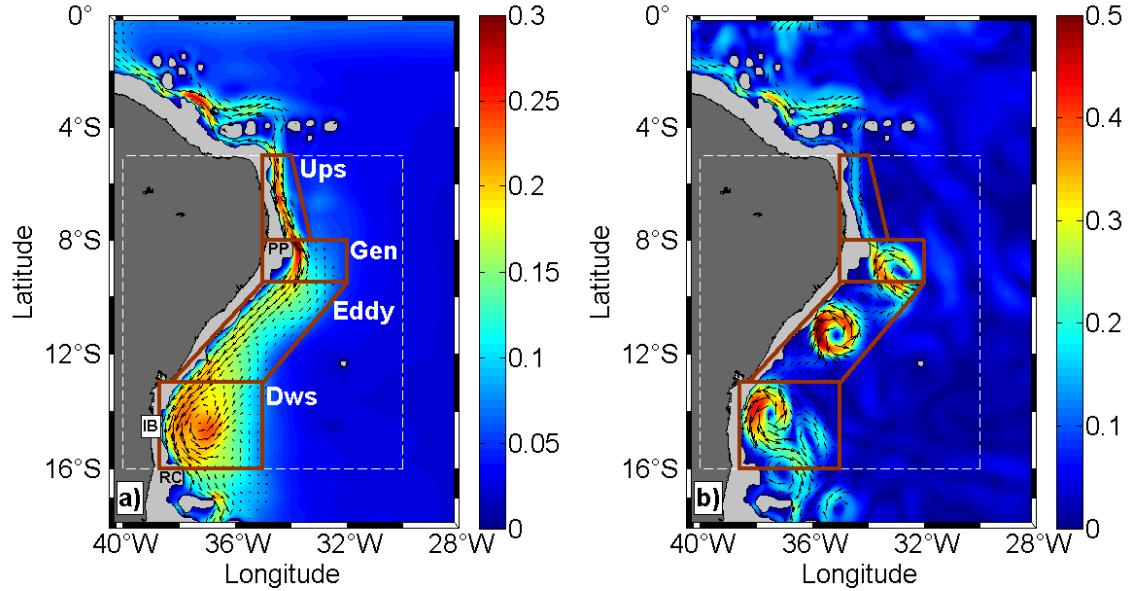
Most studies about the energetics involving instabilities and the role of mesoscale eddies focus on western boundary currents because they exhibit large mesoscale activity, and develop high eddy–mean flow interactions. Among them, Northern Hemisphere near-surface currents have been the subject of more studies (e.g., [Cronin and Watts, 1996](#), hereafter [CW96](#); [Qiu et al., 1999](#); [Xie et al., 2007](#); [Zhai et al., 2008](#); [Kang and Curchitser, 2015](#), hereafter [KC15](#); [Kang et al., 2016](#); [Yang and Liang, 2016, 2018](#); [Yan et al., 2019](#)) than have Southern Hemisphere currents (e.g., [Mata et al., 2006](#); [Oliveira et al., 2009](#); [Brum et al., 2017](#), hereafter [B17](#); [Magalhães et al., 2017](#)). Even less attention has been given to Southern Hemisphere deep currents, of which energy analyses based on observational data are mostly performed at individual mooring sites (e.g., [Scott et al., 2010](#)) or over broader areas by using model data (e.g., [Penduff et al., 2007](#); [Lüschoew et al., 2019](#)). Here, we direct attention to the energetics of a Southern Hemisphere deep current, the Deep Western Boundary Current (DWBC), which is known to be an important branch of the Atlantic Meridional Overturning Circulation (AMOC).

The DWBC is an interhemispheric jet thought to carry the bulk of the AMOC lower limb as it transits from the North Atlantic to the Southern Ocean bordering the western edge of the Atlantic basin ([Meinen et al., 2013](#)). More recent studies have found that the DWBC pathway may be confined not only to the continental slope but also to interior pathways on its way through the Southern Hemisphere (e.g., [Bower et al., 2009](#); [Gary et al., 2011, 2012](#)), occasionally reaching the Southern Ocean and returning to the surface through upwelling ([Tamsitt et al., 2017](#)).

Mainly responsible for spreading recently ventilated North Atlantic Deep Water (NADW) (e.g., [Rhein and Stramma, 2005](#)), the DWBC is estimated to transport approximately 17–25 Sv ( $1 \text{ Sv} \equiv 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ ) of NADW southward through the equatorial zone toward the South Atlantic (e.g., [Schott et al., 2005](#), hereafter [S05](#)). Therefore, analysis of the eddy–mean flow interactions of this important branch of the AMOC is essential for understanding its circulation and relation to the Earth's climate.

In the tropical Atlantic, the DWBC flow is well described as bordering the Brazilian coast (Figure 6.9a, velocity vectors; e.g., [Böning and Schott, 1993](#); [Schott et al., 1993](#)), although few studies have been performed to analyze the eddy kinetic energy (EKE) variability in this region. Along the western boundary, [Garzoli et al. \(2015\)](#) found that EKE values decreased from 1700 m to 3600 m depth, although the spatial distribution of the EKE field was similar at these depths. After crossing the equator, a moored array installed at 44°W found the DWBC flowing southeastwards between 1000 and 3300 m depth, with EKE values ranging from  $<100 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$  away from the jet core to approximately  $200 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$  at the core at a 1745 m depth ([Schott et al., 1993](#)). A seasonal cycle with maximum transport of 25 Sv during January and February was also

observed at this site (Fischer and Schott, 1997). Further poleward, a mean zonal current section at 35°W found the DWBC flowing between 1200 and 4000 m depth, although the upper part of the DWBC is split into two distinct velocity cores, in which only a minor part of the flow remains directly attached to the continental slope (Schott et al., 2003). At 5°S, the stream is reestablished at the continental slope off Brazil as a southward laminar flow (S05).



**Figure 6.9.** Horizontal distribution of the mean (a) and instantaneous (b) velocity amplitude (color-coded, in  $\text{m s}^{-1}$ ) at 1900 m depth with velocity vectors of the DWBC (black arrows) from OFES model data. (a) Thirty-six-year velocity data averaged between 1980 and 2015, velocity vectors represent the DWBC pathway defined in section 3.2, and the positions of the Pernambuco Plateau, Ilhéus Bight, and Royal Charlotte Bank are represented by PP, IB, and RC. (b) Snapshot of the model on July 19, 1987. The light-gray areas represent regions shallower than 1900 m depth. Dashed white lines enclose the study domain. Four labeled brown boxes are the subdomains examined in this study: the upstream DWBC (Ups), the eddy generation (Gen) area, the train of eddies (Eddy) area, and the downstream DWBC (Dws).

Further south near 11°S, Dengler et al. (2004; hereafter D04) identified elevated intraseasonal variability (ISV) with periods of 60–70 days and described it as anti-cyclonically rotating coherent vortices translating southwestward along the continental slope (hereafter termed DWBC eddies; Figure 6.9b). These authors used model simulations and moored velocity records to conclude that south of 8°S the DWBC breaks up into eddies, and the transport of NADW is accomplished by these migrating eddies rather than by a continuous boundary current flow. The average DWBC eddy core was found at approximately 2000 m depth, with a maximum core velocity of  $0.2 \text{ m s}^{-1}$ . Moreover, other eddy-resolving ocean general circulation models also showed sequences of DWBC eddies translating southwestwards along the western boundary between 8°S and 16°S (e.g., Penduff et al., 2007; van Sebille et al., 2012; Lüschow et al., 2019). Lüschow et al. (2019) analyzed mesoscale eddy density fluxes and pathways of potential energy (PE) in terms of the Lorenz energy cycle using 10 years of data from a  $0.1^\circ$  ocean model (STORM/NCEP simulation). These authors found that above (below) the DWBC core, the eddies flatten (steepen) isopycnals and hence decrease (feed) the PE of (to) the mean flow.

The DWBC flow variability has been increasingly studied, although less attention has been given to its energy budgets and energy exchange rates, especially in this region with such a particular flow pattern dominated by a train of migrating eddies. Past studies using theory or idealized numerical models have shown that intrinsic instability processes of ocean currents can lead to eddy generation, which in turn plays an important role in driving large-scale circulation (e.g., [Holland and Lin 1975ab](#); [Holland 1978](#); [Marshall 1984](#); [Greatbatch 1987](#)).

At 11°S, [D04](#) showed the DWBC EKE in the 50–90-day bandpass-filtered velocity time series of approximately  $50 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$  at 2000 m depth, while at the same location, [S05](#) found DWBC EKE values near  $150 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$  at 1900 m depth. [D04](#) presented a model analysis suggesting that baroclinic and barotropic instabilities (hereafter called BCI and BTI, respectively) are responsible for eddy generation in the DWBC region. The authors also suggested that the variability of eddy activity in the current at 11°S is related to seasonal variations in the strength of the upstream DWBC between 4°S and 8°S.

South of 14°S, the DWBC flows into the Ilhéus Bight, where the 1900 m isobath abruptly changes direction, and the stream reaches the Royal Charlotte Bank near 16°S (IB and RC, respectively, in Figure 6.9a). This constriction of the flow by a topographic feature may produce a distinct dynamic scenario leading to a strong flow–topography interaction ([Soutelino et al., 2011](#)). South of 16°S, [Weatherly et al. \(2000\)](#) studied the DWBC using moored current observations and found a regular jet with a seasonal variability amplitude of approximately 10 Sv with maximum (minimum) poleward transport during February/March (September). Near 20°S, [Garzoli et al. \(2015\)](#) found a signature of enhanced EKE stretching eastward at 1700 m depth across the Atlantic Basin toward the Walvis Ridge.

Considering the previous studies described, we observe a lack of knowledge about the kinetic energy (KE) budgets and eddy–mean flow interaction in the tropical Atlantic DWBC. While previous studies relied on punctual observational measurements (e.g., [D04](#); [S05](#)), quantitative model analyses of EKE (e.g., [Garzoli et al., 2015](#)), or vertical eddy density fluxes (e.g., [Lüscho et al., 2019](#)), here, a first analysis of KE reservoirs and eddy–mean flow interactions in the DWBC between 5°S and 16°S within the depth range of 1000 and 3000 m is provided by using 36 years of data from a realistic high-resolution ( $1/10^\circ$ ) general circulation model. This region is characterized by a narrow upstream western boundary current ([Garzoli et al., 2015](#)) that breaks up into a train of migrating eddies south of 8°S ([D04](#)) and reestablishes downstream as a single jet ([Weatherly et al., 2000](#)). Therefore, the energy budgets, as well as the energy exchange terms, must undergo a relevant influence from this meridional variability of the flow. A study using this approach has never been conducted in this area of such an important branch of the AMOC.

For further investigation of energy behavior and ease of reference within the study domain, four subdomains were chosen (Figure 6.9, brown boxes): the upstream DWBC area (Ups), the eddy generation area (Gen), the train of eddies area (Eddy), and the downstream DWBC area (Dws). The subdomains were delimited on the basis of the dynamic characteristics of each area. Upstream of the eddy generation area (5.0°S–8.0°S), the boundary current is characterized by laminar flow near the coast flowing poleward with

intraseasonal to seasonal variability. In the Gen area (8.0°S-9.5°S), DWBC eddies are generated, while between 9.5°S and 13.0°S, the DWBC is dominated by intraseasonal variability, and the train of eddies is well established and migrates southwestward. To the south of 13°S, the eddies flow into the Ilhéus Bight and the train of eddies encounters the boundary curvature of the Royal Charlotte Bank. After 16°S, the DWBC is reestablished as a single jet.

This study presents a three-dimensional picture of the energetics of eddy–mean flow interactions and the energy budget in the tropical South Atlantic DWBC region and its upstream, eddy-dominated, and downstream subdomains. The rest of the paper is structured as follows: section 2 gives the theoretical review of the energy analysis applied to analyze the energetics of eddy–mean flow interactions; section 3 describes the data used and its validation, along with the applied methods; section 4 shows the three-dimensional analysis of the eddy-mean flow energetics; and section 5 presents the discussion and concluding remarks.

### 6.2.3 Theoretical Framework

Energy budget analyses can be used to provide quantitative descriptions of energy exchanges among different energy reservoirs, improving studies of dynamic processes in the ocean and current system variability.

#### 6.2.3.1 Energy definitions

Overall, the eddy field variability in the ocean is influenced by atmospheric forcing (e.g., wind forcing) or by internal ocean processes such as BCI and BTI (Stammer and Wunsch, 1999; Ferrari and Wunsch, 2009). In the following, we present the equations of the mean kinetic energy and EKE used here, as well as the energy conversion terms related to the EKE reservoir that measure the magnitude of BTI and BCI processes. Readers interested in a detailed description of the derivations of the KE and PE equations are advised to consult the studies of CW96, Von Storch et al. (2012), KC15, and B17. However, we present an appendix with an extended decomposition of the energy equations applied to study the eddy–mean flow interactions analyzed here, including the set of four energy balance equations as well as the complete energy exchange diagram with definitions of its energetic terms.

MKE and EKE terms are defined as:

$$MKE = \frac{1}{2} \rho_0 (\bar{u}^2 + \bar{v}^2), \quad (1)$$

$$EKE = \frac{1}{2} \rho_0 (\overline{u'^2} + \overline{v'^2}), \quad (2)$$

where  $(u, v)$  are the horizontal velocity components, and  $(\bar{\cdot})$  and  $(\cdot)'$  represent the time mean and the deviation from the time mean of a variable, respectively. The term  $\rho_0 = 1036.4 \text{ kg m}^{-3}$  is the constant reference density calculated with respect to the averaged density at 1900 m depth within the study domain.

The conversion terms related to the BTI and BCI processes are defined here as:

$$BTC = -\rho_0 (\overline{u' \mathbf{u}_h'} \cdot \nabla_h \bar{\mathbf{u}} + \overline{v' \mathbf{u}_h'} \cdot \nabla_h \bar{\mathbf{v}}), \quad (3)$$

$$BCC = -\frac{g^2}{\rho_0 N^2} \overline{\mathbf{u}'_h \rho'_*} \cdot \nabla_h \bar{\rho}_*, \quad (4)$$

$$VEDF = -g \overline{\rho'_* w'}, \quad (5)$$

where  $\mathbf{u} = u\mathbf{i} + v\mathbf{j} + w\mathbf{k} = \mathbf{u}_h + w\mathbf{k}$  is the velocity vector,  $\mathbf{u}_h(u, v)$  is the horizontal velocity,  $\nabla = (\partial/\partial x)\mathbf{i} + (\partial/\partial y)\mathbf{j} + (\partial/\partial z)\mathbf{k} = \nabla_h + (\partial/\partial z)\mathbf{k}$  is the nabla operator, and  $\nabla_h$  is the horizontal nabla operator. The buoyancy frequency  $N^2$  is given by  $N^2 = -\left(\frac{g}{\rho_0}\right) \frac{d\rho_r}{dz} \text{ s}^{-1}$ , and  $g = 9.807 \text{ m s}^{-2}$  is the gravity constant. The term  $\rho_*$  is the perturbation density related to the reference density  $\rho_r$  (averaged over time and space and constant at a given depth) determined by the decomposition of the density  $\rho$  as  $\rho(x, y, z, t) = \rho_r(z) + \rho_*(x, y, z, t)$ . The perturbation density  $\rho_*$  is the dynamic component spatiotemporally variable of the reference density. Decomposing this dynamic component by its temporal average and deviation gives  $\rho_*(x, y, z, t) = \bar{\rho}_*(x, y, z) + \rho'_*(x, y, z, t)$ , where  $\bar{\rho}_*$  is the temporal average of the perturbation density (which is related to the reference density) and  $\rho'_*$  is its deviation. This decomposition indicates that  $\rho_* \gg \rho'_*$ , and this is of fundamental importance for the calculation of PE balance equations, which are strictly related to the background density field (e.g., [CW96](#); [KC15](#); [B17](#)).

The barotropic conversion (BTC) term estimates the energy conversion rate between MKE $\leftrightarrow$ EKE through eddy momentum flux (e.g., [Dewar & Bane, 1989](#); [Wilkin & Morrow, 1994](#)) and can be interpreted as a measure of the BTI process magnitude. The horizontal eddy flux downgradient of the mean momentum gradient indicates the development of the BTI process, where MKE is transferred to EKE (e.g., [CW96](#); [Oliveira et al., 2009](#)). The upgradient direction of the eddy momentum flux characterizes a process known as an inverse energy cascade, where EKE is transferred to MKE and can be predicted by quasi-two-dimensional turbulence theory (e.g., [Bryden, 1982](#); [Dewar & Bane, 1985](#); [CW96](#); [Azevedo et al., 2008](#); [Oliveira et al., 2009](#)).

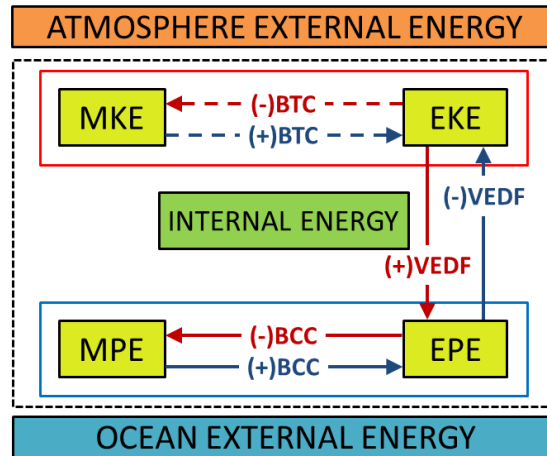
The baroclinic conversion (BCC) term evaluates the conversion rate between MPE $\leftrightarrow$ EPE via horizontal eddy density fluxes. The dominance of the horizontal eddy density fluxes downgradient (upgradient) of the mean density gradient characterizes the conversion of MPE $\rightarrow$ EPE (MPE $\leftarrow$ EPE) (e.g., [B17](#); [Magalhães et al., 2017](#)). Moreover, the vertical eddy density fluxes (VEDF) term estimates the conversion rate of EPE $\leftrightarrow$ EKE due to the work performed by turbulent buoyancy forces on the vertical stratification ([Cushman-Roisin & Beckers, 2009](#)). The dominance of the vertical eddy density fluxes upgradient (downgradient) of the mean density gradient characterizes the conversion of EPE $\rightarrow$ EKE (EPE $\leftarrow$ EKE) (e.g., [Azevedo et al., 2008](#); [B17](#); [Magalhães et al., 2017](#)).

The BCI process can be defined as energy fluxes between potential and kinetic energy reservoirs that give rise to large and mesoscale motion in the ocean ([Vallis, 2017](#)). In this process, the buoyant generation of EKE by upward density flux occurs at the expense of MPE by relaxing the isopycnal slope. This sequence suggests that the center of mass of the fluid tends to decrease to promote greater dynamic equilibrium in the system ([B17](#)). The BCI process involves MPE $\rightarrow$ EPE $\rightarrow$ EKE conversions, and its magnitude is measured here by the conversion terms BCC and VEDF. Therefore, the baroclinic conversion (MPE $\rightarrow$ EPE) and vertical eddy density fluxes (EPE $\rightarrow$ EKE) are known as the first and second phases of the BCI process ([Kundu, 1990](#); [CW96](#); [Marchesiello et al., 2003](#)).

### 6.2.3.2 Energy diagrams

Energy exchange diagrams are widely used to represent the energy reservoirs of MKE, EKE, MPE, and EPE, along with their interactions with other components of the energy cycle (e.g., [CW96](#); [Von Storch et al., 2012](#); [KC15](#); [B17](#)). These diagrams can be arranged with different designs depending on the theoretical formalism used in the deduction of the KE and PE balance equations. Figure 6.10 provides the schematic energy exchange diagram used here, with the KE and PE reservoirs and their interactions. It shows a simplified version of that present by [B17](#) and in the Appendix, as we focused on the terms related to BCI and BTC processes. The diagram was derived from the KE and PE balance equations (presented in the appendix) following previous studies of [CW96](#), [Von Storch et al. \(2012\)](#), [KC15](#), and [B17](#).

This diagram shows the mechanical energy stored as MKE, EKE, MPE, and EPE within a fixed ocean domain. These reservoirs interconvert energy via BTI and BCI processes related to EKE variability. The direction of energy conversion is represented in the diagram by the arrows and is measured by the respective term when positive or negative. Although it is not part of this study, these reservoirs also interact with the external ocean (atmosphere) via divergence of energy fluxes (wind stress and heat exchange at the ocean-atmosphere interface).



**Figure 6.10.** Simplified energy diagram of kinetic and potential energy reservoirs and conversion terms associated with barotropic and baroclinic instabilities. Arrows indicate the energy conversion direction: (i) blue arrows indicate instability processes where solid lines represent baroclinic instability ( $MPE \rightarrow EPE \rightarrow EKE$ ) and dashed lines represent barotropic instability ( $MKE \rightarrow EKE$ ); and (ii) red arrows indicate the respective inverse energy cascade. Positive (negative) signs indicate the downgradient (upgradient) flux direction, and represent the direction of energy fluxes. The dashed black rectangle encloses the reservoirs and energy exchanges analyzed here within the study domain. The red (blue) rectangle shows the kinetic (potential) energy reservoir, and the yellow boxes depict each energy budget. The orange (blue) box represents the atmospheric (oceanic) energy reservoir outside of the local ocean domain. The green box represents the internal energy reservoir. Adapted from [Brum et al. \[2017\]](#).

The development of the BTI process by the conversion of  $MKE \rightarrow EKE$  (Figure 6.10, dashed blue arrows) can be identified by positive values in the BTC term (Eq. 3), while the inverse energy cascade (conversion of  $MKE \leftarrow EKE$ ) can be identified by negative BTC term values (Figure 6.10, dashed red arrows; e.g., [Kundu and Cohen, 2008](#)). The BCI process involves three different energy

reservoirs (MPE, EPE, and EKE) and two energy conversion terms (BCC and VEDF, Eq. 4 and 5, respectively). The energy flux direction  $\text{MPE} \rightarrow \text{EPE} \rightarrow \text{EKE}$  that promotes the growth of baroclinic instability (Figure 6.10, solid blue arrows) involves a positive BCC term ( $\text{MPE} \rightarrow \text{EPE}$ ) followed by a negative VEDF term ( $\text{EPE} \rightarrow \text{EKE}$ ) and indicates EKE production due to horizontal and vertical density fluxes, respectively (e.g., [CW96](#)). The opposite energy flux direction  $\text{EKE} \rightarrow \text{EPE} \rightarrow \text{MPE}$  (Figure 6.10, solid red arrows) characterizes the baroclinic inverse energy cascade and involves a positive VEDF term ( $\text{EKE} \rightarrow \text{EPE}$ ) followed by a negative BCC term ( $\text{MPE} \leftarrow \text{EPE}$ ), indicating EKE consumption in which the mean flow is accelerated by the eddy field (e.g., [Pedlosky, 1987](#); [Kundu et al., 2012](#)). Readers can refer to the appendix for the complete set of equations showing the descriptions of positive/negative terms.

## 6.2.4 Data & Methods

The availability of datasets that can be used to study ocean currents is constantly improving, although there are still limited observational and model data to study the deep ocean. Even with updated hydrographic data and Argo float drift velocities, outputs from oceanic numerical models are still the best choice for high-spatial resolution studies. Fundamentally, a high-quality ocean model can provide prime information about deep ocean circulation, dynamics, and energetics.

This section presents the dataset used in this study, in addition to the methods applied, such as the eddy–mean flow decomposition chosen to assess the DWBC energy variability, the definition of the spatial structure of the DWBC, and the power spectra density (PSD) function.

### 6.2.4.1 Available data

The OGCM for the Earth Simulator – OFES (from the Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology – JAMSTEC) used here is based on the Modular Ocean Model – MOM3 ([Pacanowski and Griffies, 2000](#)). It was developed to study ocean currents, turbulent processes, and large-scale oceanic circulation. OFES has a horizontal resolution of  $1/10^\circ$  on a Mercator B grid between  $75^\circ\text{S}$  and  $75^\circ\text{N}$  and 54 vertical z-levels (including one at the DWBC core at 1900 m depth) and solves the three-dimensional primitive equations in spherical coordinates by considering the hydrostatic and Boussinesq approximations. The bathymetric field is based on a  $1/30^\circ$  bathymetric database provided by the OCCAM project ([de Cuevas, 1999](#)). A detailed review analyzing OFES results is presented in [Masumoto \(2010\)](#).

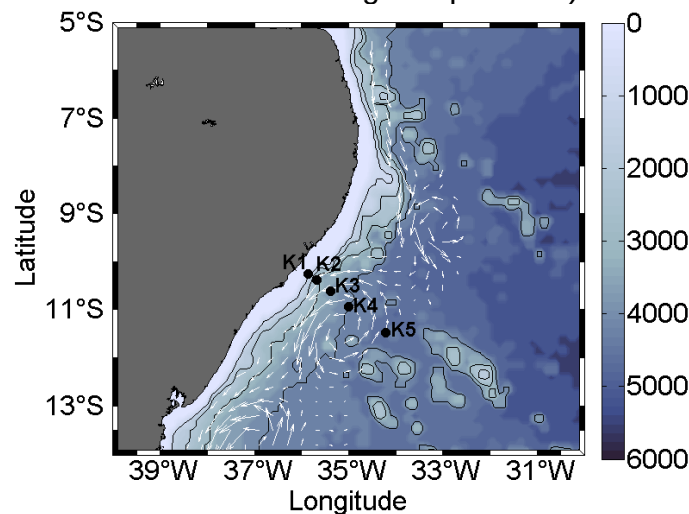
OFES simulations have been previously used to study NADW pathways (e.g., [Garzoli et al., 2015](#)). In the South Atlantic, [van Sebille et al. \(2012\)](#) concluded that the DWBC extent, position, and strength in OFES at  $5^\circ\text{S}$ ,  $11^\circ\text{S}$ , and  $30^\circ\text{S}$  correspond well with *in situ* observations from [S05](#) and [Hogg & Thurnherr, 2005](#). Additionally, in the South Atlantic, time-mean and time-dependent components of the AMOC from the OFES model have been recently characterized (e.g., [Dong et al., 2011](#); [Perez et al., 2011](#); [van Sebille et al., 2012](#)), and the large-scale sea surface height variability, when compared with altimetric data, was also well reproduced (e.g., [Dong et al., 2011](#); [Perez et al.,](#)

2011). The model has also been recently used to analyze eddy–mean flow interactions in other western boundary currents (e.g., B17; Yan et al., 2019).

It is worth mentioning that the OFES model cannot resolve submesoscale processes at horizontal scales of a few kilometers due to its limited spatial resolution. Consequently, although these features may affect energy budgets, they are not considered here. Furthermore, the diffusive nature of these models, especially in the deep ocean, is generally recognized to be highly meaningful, which raises the need for further model intercomparisons to evaluate the effects of different vertical coordinates on the energy balances of different ocean basins (e.g., B17).

The modeled data used in this study cover a 36-year period from January 1980 to December 2015 as snapshots at 3-day intervals of 3D velocity, temperature, and salinity. We compare the OFES output with seventeen years (1996–2012) of HYCOM output data from the HYCOM+NCODA reanalysis with a  $1/12^\circ$  horizontal resolution and 40 vertical levels (not shown here). The results showed that the OFES model better represents the variability of the DWBC in the study domain, as well as the DWBC eddies' velocity, variability, and density properties.

The OFES model data in the study area was validated with velocity time series daily sampled from current meter records of a mooring array at  $11^\circ\text{S}$  (Figure 6.11, black dots). The moored array was deployed perpendicular to the coast at the northeastern Brazilian shelf break between  $10.2^\circ\text{S}$  and  $11.5^\circ\text{S}$ . The first mooring array setup consists of five moorings (K1–K5) deployed from March 2000 to August 2004, following the gradient of bathymetry to approximately 240 km offshore (e.g., D04; S05), although the outermost mooring K5 was installed only until February 2002. In the second mooring array period, four of the moorings (K1–K4) were again deployed at the same location with a similar setup (Hummels et al., 2015) in July 2013 and were still in place recording data when this contribution was written. Each mooring is equipped with acoustic Doppler current profilers (ADCPs) for near-surface measurements and a set of current meters equipped with temperature and salinity sensors at deeper levels (see S05 for additional mooring setup details).

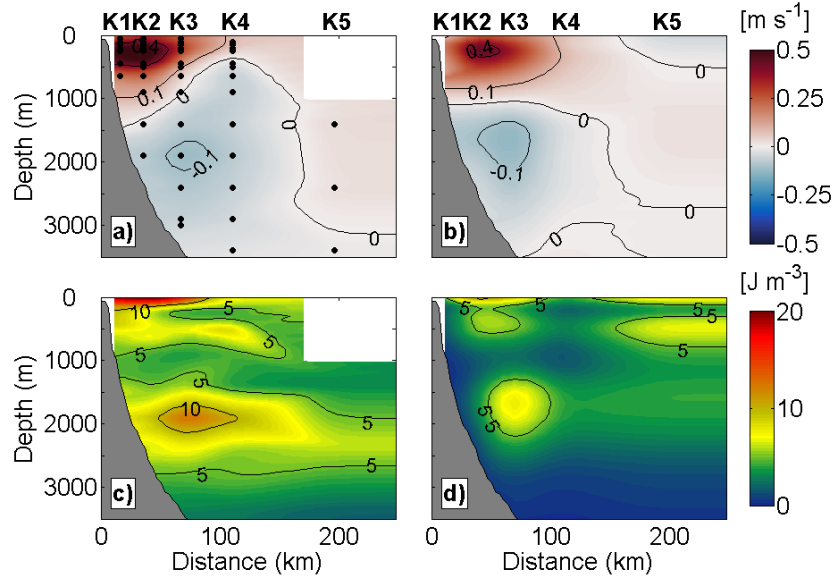


**Figure 6.11.** (a) Bathymetry (color-coded, in meters depth) and location of K1 – K5 moorings with 1000-, 2000-, 3000- and 4000-m isobaths indicated by black lines; white arrows indicate instantaneous velocity vectors at 1900 m depth, emphasizing the southwestward migration of the DWBC train of eddies through the moored array.

## Model data validation

We use approximately ten years of velocity time series from moored data to validate the OFES model outputs. For EKE sections, both simulated and observed data were decomposed by a 120-day running mean low-pass filtered with a tophat window as described further in Section 3.2. The depth–cross-shore sections of mean alongshore velocity and mean EKE show a well-defined vertical structure with good agreement between observational and model data (Figure 6.12), which is composed of stronger equatorward North Brazil Undercurrent (NBUC) flow at upper levels and weaker poleward DWBC flow at lower levels. The DWBC flow is characterized by negative (southwestward) velocities at the western flank and positive (northeastward) velocities at the eastern flank. At the DWBC layer depth (1000–4000 m), the maximum mean alongshore poleward velocity of 11.4 (12.6)  $\text{cm s}^{-1}$  obtained from observational (model) data is observed at mooring K3 at 1900 (1700) m depth.

Higher EKE values are found in the upper layer near the coast, decreasing with depth; however, in the DWBC core EKE values increase. The strongest EKE at the DWBC layer depth is found at approximately 1900 m near the K3 mooring for both the model and observational data, with values ranging from  $\sim 5 \text{ J m}^{-3}$  (model data) to  $\sim 10 \text{ J m}^{-3}$  (observational data).

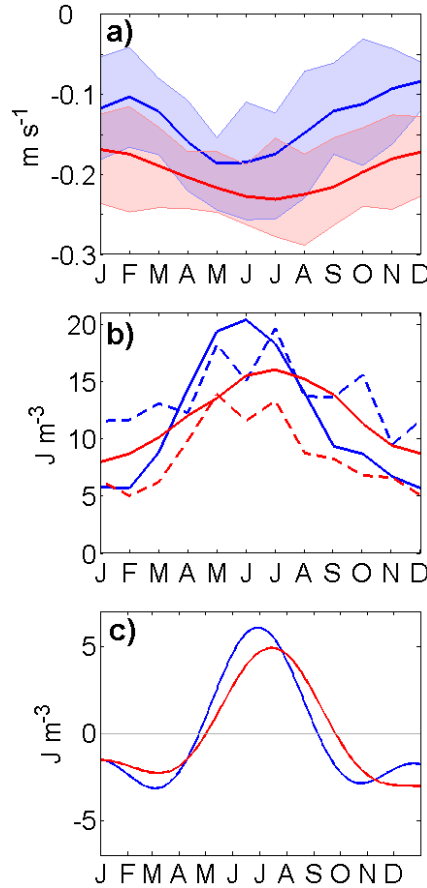


**Figure 6.12.** Mean sections at 11°S of alongshore velocity (a-b) and EKE (c-d) from mooring data (a-c) and OFES model data (b-d). The K1–K5 notations in (a-b) refer to each mooring location distance from the continental shelf (also for (c-d) but not marked). Instrument locations are marked by black dots in (a). The white area in the right upper corner of (a-c) indicates nonexistent observational data.

The DWBC seasonal cycle at 1900 m depth from the velocity time series at K3 mooring is analyzed in Figure 6.13. This work considers austral seasons as summer (Jan-Mar), autumn (Apr-Jun), winter (Jul-Sep), and spring (Oct-Dec). The seasonal cycle of alongshore velocity and KE from the model and observational data present peaks with similar amplitudes (KE peaks differ by 20–30%) and phases, with increased southward velocity during winter followed by stronger MKE and EKE. Both the model and observational data show two EKE peaks (May and July), while MKE reaches its maximum amplitude in June (July) according to mooring (model) data. The minimum KE amplitude is

observed from November to February. The fit curve of the annual and semiannual harmonics reveals seasonality with a phase delay of one month and a similar amplitude. Small differences in velocity and KE levels may be related to the difference in length between the model and observational time series.

In summary, average circulation and variability in the model compare rather well to the observations, which may suggest that model energy fluxes may be representatively simulated.

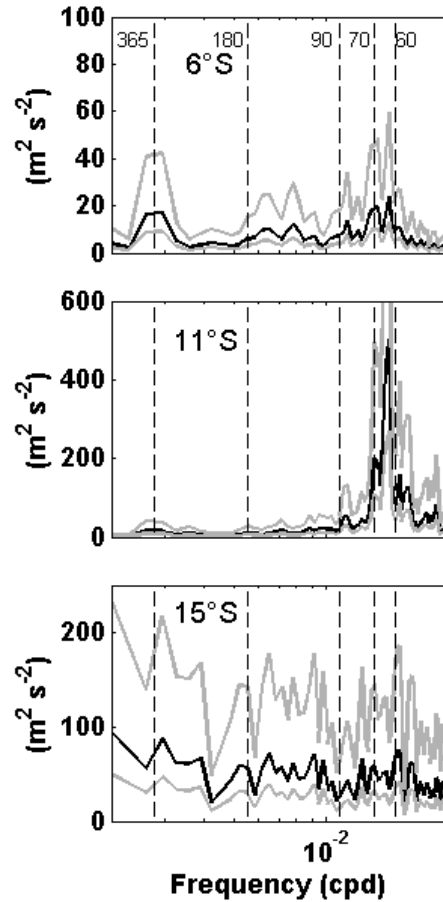


**Figure 6.13.** Seasonal cycle at mooring K3 based on observational (blue) and OFES model (red) data at 1900 m depth. (a) Monthly mean alongshore velocities (shaded areas denote interannual fluctuations). (b) Monthly mean MKE (solid lines) and EKE (dashed lines). (c) Annual and semiannual harmonics of the EKE time series with the linear trend removed. Tick marks along the time axis denote the average value for each month in (a, b) and the beginning of the month in (c).

#### 6.2.4.2 Methods

**Eddy-mean flow decomposition** – In this study, mean flow refers to the low-pass component of the flow, whereas the eddy field refers to deviation from this low-pass component. The low-pass filter chosen is the 120-day running mean with a TopHat window, following previous findings that intraseasonal fluctuations with periods of 60-70 days, which are identified as DWBC eddies, dominate the energy spectra of the DWBC in the region (Figure 6.14; D04). Hence, the model or observational data ( $d$ ) are decomposed as the sum of a low-pass component ( $\bar{d}$ ) and anomaly ( $d'$ ) with respect to this low-pass component as  $d = \bar{d} + d'$ . By definition, the time mean of anomalies over this period is zero. Therefore, features that persist for longer than 120 days, such as seasonal and interannual currents, stationary eddies, and recirculation patterns,

are considered as part of the mean flow. While features that persist for periods shorter than 120 days, such as the DWBC eddies, are represented by the eddy field.



**Figure 6.14.** Variance- preserving Power Spectra Density - PSD (solid black line) of the maximum southward DWBC meridional velocity at 1900 m depth at 6°, 11°, and 15°S from model data. Respective PSD latitudes are indicated in each plot. Solid gray lines indicate the respective 95% confidence limits. The upper panel represents the upstream DWBC region, the middle panel represents the eddy pathway region, and the lower panel represents the downstream region (note the different scales of each plot).

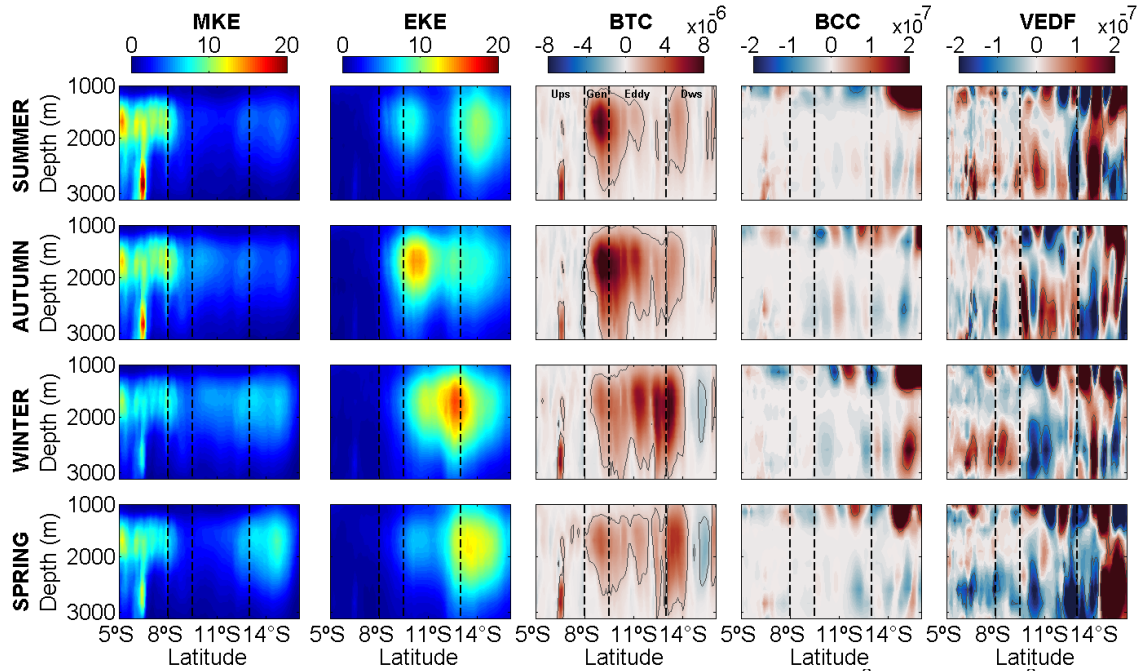
**Spatial structure of the DWBC** – In the tropical Atlantic, the DWBC was previously observed flowing between 1000 and 4000 m depth (e.g., [Fischer and Schott, 1997](#); [Schott et al., 2003](#); [D04](#); [S05](#)). In the OFES model output, we found the DWBC in the study area to be located within 1000 and 3000 m depth. Our energy budget analysis thus focuses on this DWBC layer. To calculate zonal means of the energy terms, we first determine the zonal scale of the DWBC in the study domain. Within the four subdomains (Figure 6.9), the mean velocity magnitude at 1900 m depth (DWBC core) is approximately  $0.07 \text{ m s}^{-1}$ . By this, we defined the zonal scale of the DWBC at 1900 m as the zonal distance at which the mean velocity is larger than  $0.07 \text{ m s}^{-1}$  between 5°S and 16°S (Figure 6.9a, velocity vectors). Thus in the following, all zonal mean terms that are calculated between 1000 and 3000 m were averaged within the same zonal scale determined from the DWBC.

**Power Spectra Density function (PSD)** – Variance-preserving PSDs are estimated via Welch’s averaged modified periodogram method (e.g., [Emery and](#)

Thomson, 1998). A Hamming window was used with half the number of points of the fast Fourier transform calculated accordingly with the time series length.

## 6.2.5 Results

The DWBC reaches the study area as a narrow boundary current jet characterized by strong mean flow with a core between 1500 m and 2000 m depth (Figure 6.9a and Figure 6.15). Depth–latitude diagrams seasonally exhibit the zonally averaged vertical structure of the DWBC as it flows polewards (Figure 6.15).



**Figure 6.15.** Seasonal depth-latitude plots of the zonal-mean MKE ( $\text{J m}^{-3}$ ), BTC ( $\text{W m}^{-3}$ ), EKE ( $\text{J m}^{-3}$ ), BCC ( $\text{W m}^{-3}$ ), and VEDF ( $\text{W m}^{-3}$ ) terms. Seasons are related to austral seasons. Dashed black lines indicate the subdomain boundaries (labeled on the BTC plot).

Throughout the DWBC layer depth, larger levels of the zonal mean MKE, EKE, and BTC terms are observed in the jet core depth. On contrary, elevated BCC and VEDF terms are found in the upper and lower DWBC layers (i.e., above 1500 m and below 2500 m depth, respectively). These elevated levels here are associated with the steeper isopycnal slope causing BCI above and below the DWBC. However, the BCC energy fluxes are an order of magnitude smaller than the magnitude of the BTC term in the DWBC layer.

The meridional distribution of MKE within the study area is characterized by local maxima upstream of the eddy train region ( $5^{\circ}\text{S}$ – $8^{\circ}\text{S}$ ) seasonally varying in strength, with maximum values during austral summer/autumn. South of the eddy generation area (approximately  $8^{\circ}\text{S}$ ), the zonal mean MKE abruptly decreases.

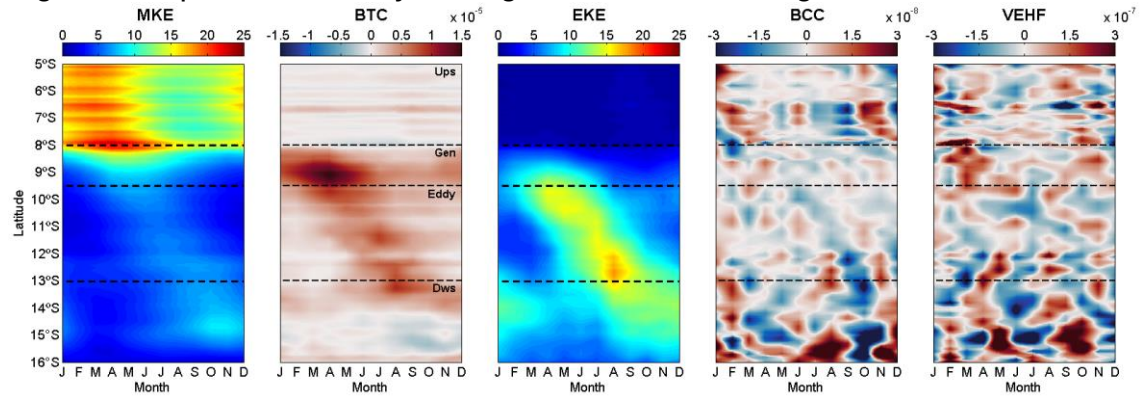
The BTC term is predominantly positive, indicating that the energy of the mean flow is being transferred to the eddy field via BTI. At the jet core depth, the largest values of the BTC term,  $O(10^{-6})$ , when compared with the BCC and VEDF terms,  $O(10^{-8})$ , indicate that BTI dominates the eddy-mean flow interactions.

Near the upper and lower DWBC layers, the terms BCC and VEDF present along-stream positive-negative variability, indicating the presence of inverse cascade processes. At these two layers of depth, the BTC, BCC, and VEDF terms are approximately the same order of magnitude, indicating that BTI and BCI can be of comparable importance to the eddy-mean flow interactions at these depths.

The BCC term is larger in the upper layer, exhibiting southward increasing levels. The vertical structure of the VEDF term exhibits depth-cross-shore positive-negative variability, in which positive (negative) values in the upper layer are generally associated with negative (positive) values in the lower layer, indicating the presence of inputs (outputs) of vertical eddy density fluxes in the DWBC layer and consequent variations in the levels of EKE and buoyancy.

In the downstream DWBC area, near 15°S, a prominent increase in MKE can be observed mainly during austral winter and spring in spatiotemporal phase with a negative peak in the BTC term. This pattern indicates an inverse energy cascade ( $MKE \leftarrow EKE$ ) in that region, corroborating with the increased MKE levels. Moreover, near this latitude, an intensification of the BCC term in the upper layer and the VEDF term in both the upper and lower layers can be noted.

The depth-latitude diagrams (Figure 6.15) suggest a prominent seasonal cycle of the MKE, EKE, and BTC terms with maximum amplitudes near the DWBC jet core depth. In the upper and lower layers, no evident seasonal cycle could be observed. To further investigate the seasonal cycle at 1900 m depth, Figure 6.16 presents zonally averaged latitude-time diagrams.

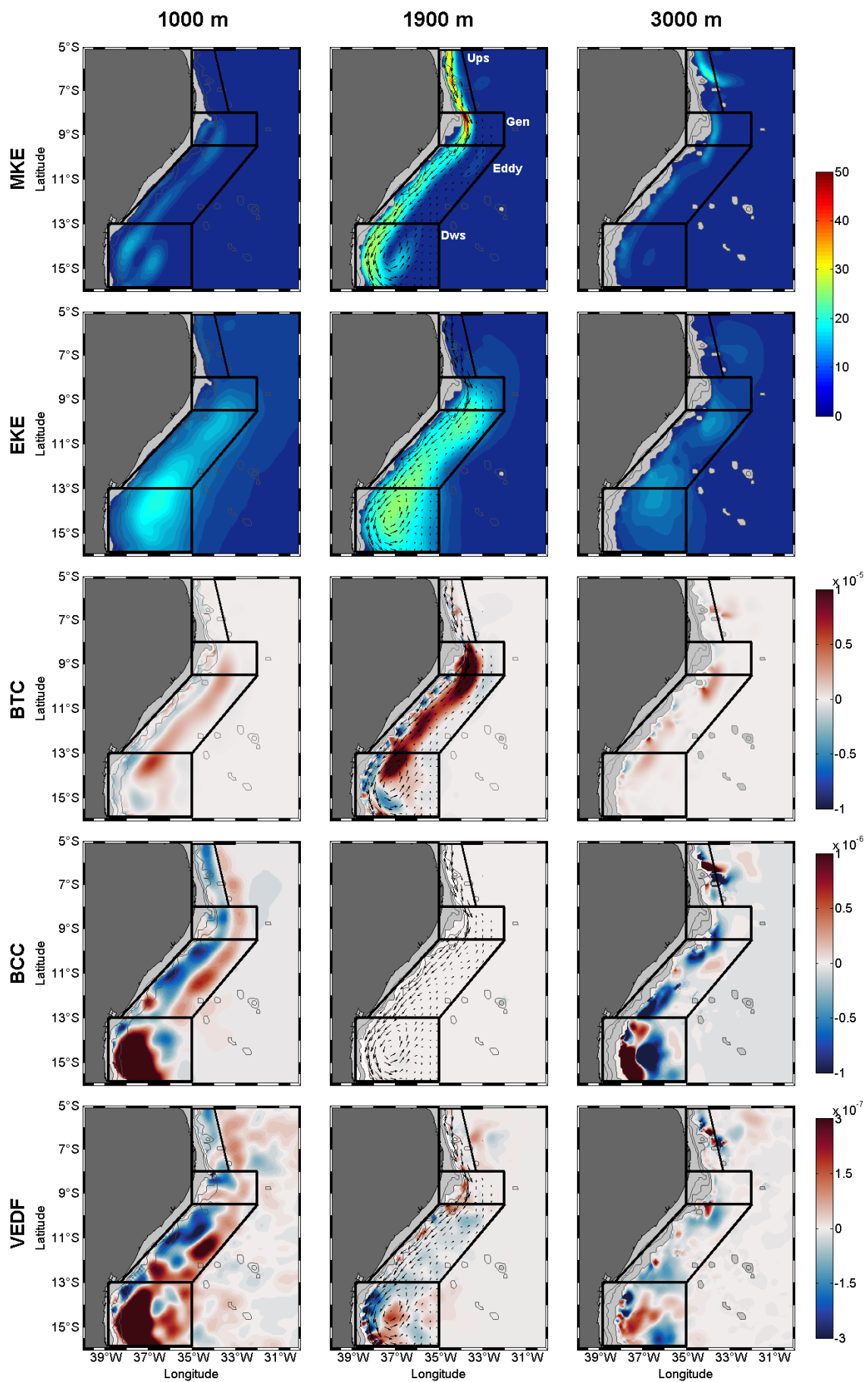


**Figure 6.16.** Seasonal cycle of the MKE ( $J m^{-3}$ ), BTC ( $W m^{-3}$ ), EKE ( $J m^{-3}$ ), BCC ( $W m^{-3}$ ), and VEDF ( $W m^{-3}$ ) terms at 1900 m depth. Dashed black lines indicate the subdomain boundaries (labeled in the BTC plot). Latitude-time diagrams are based on monthly composites computed from 3-day OFES model data throughout 1980 – 2015 zonally averaged inside the boxes indicated in Figure 1.

In the upstream area, the MKE seasonal cycle exhibits maximum amplitude between January and April. The amplitude of the EKE seasonal cycle is characterized by local maxima in the eddy train region and local minima in the upstream area. In the eddy generation region, the EKE peak follows the MKE peak upstream in space and time. From the eddy generation region toward the south, the maximum amplitude of the seasonal cycle of MKE, BTC, and EKE reveals a well-defined poleward phase propagation of approximately one degree of latitude per month, from April to December. Both maxima of the EKE and BTC terms are in phase, from May to September, followed by a one-month delayed MKE maximum. The BCC and VEDF terms are highly variable at

shorter time scales at 1900 m depth and therefore do not exhibit a well-defined seasonal cycle.

Apart from the seasonal energy budget, the horizontal structure of the long-term annual means of the energy budget in the DWBC depth range was analyzed (Figure 6.17).



**Figure 6.17.** Horizontal distributions of the long-term mean MKE ( $\text{J m}^{-3}$ ), BTC ( $\text{W m}^{-3}$ ), EKE ( $\text{J m}^{-3}$ ), BCC ( $\text{W m}^{-3}$ ), and VEDF ( $\text{W m}^{-3}$ ) terms at 1000, 1900, and 3000 m depths. DWBC mean velocity vectors at the core depth (1900 m) are indicated by black arrows. Solid black boxes indicate the DWBC subdomains defined in section 1 and Figure 1. The light gray area represents regions shallower than the referred depth. Data from the OFES model are averaged from January 1980 to December 2015. The color scales in BTC, BCC, and VEDF are saturated to reveal regions of moderate conversion activity.

The spatial variability of the KE shows similar patterns at the three analyzed depths. A stronger MKE is observed in a narrow band attached to the coast. At approximately  $6.5^\circ\text{S}$ , the lower layer (3000 m depth) reaches a bathymetric feature responsible for a strong peak in the MKE (Figure 6.16 and left panels in Figure 6.15). At 1900 m depth, the MKE is stronger in the upstream region until the eddy generation region. Near  $8.3^\circ\text{S}$ , the coastline curvature changes direction, and the MKE reaches its largest values. Furthermore, south of the eddy generation region, the velocity vectors show stronger (weaker) southwestward (northeastward) flow associated with a stronger (weaker) MKE and the onshore (offshore) side of the eddies translating in the eddy train region. Increased EKE values are present south of  $8^\circ\text{S}$  in a wider zonal range at all depths, associated with both flow directions and the size of the migrating DWBC eddies (see the DWBC eddies in Figure 6.9b). The maximum mean EKE (MKE) value at 1900 m depth within the study area is approximately 25 ( $50 \text{ J m}^{-3}$ ) at  $13^\circ\text{S}$  ( $8.3^\circ\text{S}$ ).

At lower layer depths, three pronounced peaks in the EKE are spatially associated with peaks in the BTC term. In the eddy generation area, an abrupt peak in the BTC term near  $8^\circ\text{S}$  at 1900 m, which is more than two orders of magnitude larger than the BCC and VEDF values, indicates that eddy generation is more related to barotropic rather than baroclinic instability processes. Larger BTC values are horizontally distributed in the eddy train region, with predominantly intensified positive values (approximately two orders of magnitude larger than the terms BCC and VEDF) zonally centered in the DWBC between the poleward and equatorward flows. The upper and lower DWBC layers exhibit BTC values approximately one order of magnitude lower.

Particularly evident is the cross-stream variation pattern in the conversion terms observed in the upper layer, with positive (negative) values observed on the offshore (onshore) side of the jet. The BCC term in the DWBC core depth is approximately two orders of magnitude lower. The VEDF term is larger in the upper layer, with prominently stronger values in the downstream region linked with stronger BCC values in the same region. The horizontal structure of the BCC and VEDF terms southward of  $9^\circ\text{S}$  presents a cross-stream positive–negative variability pattern, with enhanced energy levels near the coast and the strongest peaks in the downstream region.

South of  $14^\circ\text{S}$ , the energy exchange terms often indicate the occurrence of an inverse energy cascade process when the mean flow is accelerated by the eddy field. This process is represented here mainly by the negative areas of the BTC term and, less frequently, by the areas (mainly at 3000 m depth) of simultaneous negative BCC and positive VEDF terms (see the signs of the conversion terms in Figure 6.10).

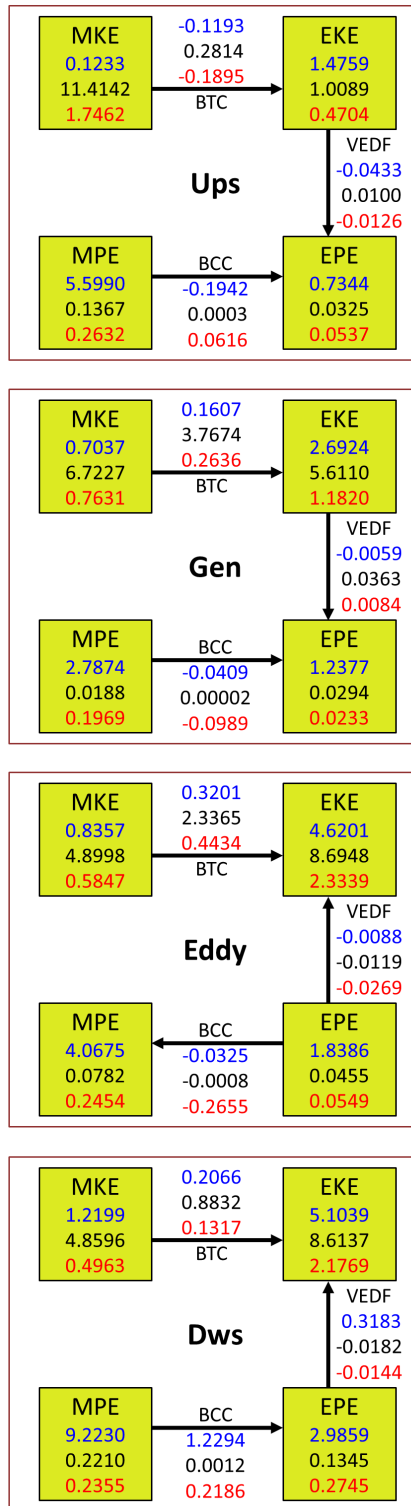
The horizontal structure of the DWBC KE and mean velocity vectors at 1900 m depth show the presence of a large anticyclonic feature in the mean flow between  $13^\circ\text{S}$  and  $16^\circ\text{S}$ . This feature is suggested here to be a quasi-

stationary anticyclonic eddy (QE) (e.g., [Azevedo et al., 2012](#)). The anticyclone is thought to be quasi-stationary because its size and the location of its center of mass are not stationary, as revealed by the model animations (not shown here) and suggested by the broad distribution of high EKE levels in the area. Furthermore, the results from the model animations demonstrated that the size of the QE may be related to the seasonal variability of DWBC transport, and the feature extends vertically throughout the DWBC layer depth and horizontally between 13°–16°S and 35°–38°W.

### **6.2.6 Discussion and conclusions**

This study focuses on the energetics of eddy–mean flow interactions in the Deep Western Boundary Current between 5°S and 16°S by analyzing the related energy exchange terms that connect the EKE reservoir. Here, we use 36 years of OFES model data with a 1/10° horizontal resolution and 54 vertical z-levels, which are validated by 10 years of moored velocity records at the 11°S section close to the Brazilian coast. This mooring array section is part of the German CLIVAR Tropical Atlantic Variability Project provided by the University of Kiel and GEOMAR Helmholtz Centre for Ocean Research Kiel.

As a summarizing tool to represent the energy reservoirs and conversion terms analyzed in this study, we present in Figure 6.18 the simplified energy diagram of Figure 6.10 evaluated for the four subdomains indicated in Figure 6.9. Area-means of the four energy densities and three conversion rates are evaluated for each subdomain at three DWBC depths: 1000 m, 1900 m, and 3000 m, representing the upper, core, and lower layers, respectively. The diagram was constructed as an energy analysis tool to clarify and summarize for the reader the results of section 6.2.5, and will be discussed throughout this section.



**Figure 6.18.** Simplified energy diagrams of the eddy-mean flow energy budgets (area-mean) over the four subdomains indicated in Fig. 1. Each term has three values that correspond to the upper (1000 m), core (1900 m), and lower (3000 m) layers in blue, black, and red, respectively. The black arrows indicate the energy conversion directions of the corresponding conversion terms at 1900 m (DWBC jet core depth). Energy reservoirs are in units of  $\text{J m}^{-3}$ , and energy conversion terms are in units of  $10^{-6} \text{ W m}^{-3}$ .

The DWBC crosses the equator flowing poleward between depths of approximately 1000 and 3000 m as a boundary flow bordering the Brazilian

coast upon reaching the study area. In the upstream area, the narrow DWBC flows attached to the boundary with a core depth near 1900 m and exhibits the largest budget of the MKE reservoirs in the diagram (Figure 6.15). The single jet flows without pronounced growth of BTI or BCI processes (measured here by the lowest values of the BTC, BCC, and VEDF terms in the Ups area when comparing the four subdomains in Figure 6.15, Figure 6.16, Figure 6.17, and Figure 6.18). In this region, only the MKE term exhibits a seasonal cycle, with maximum amplitudes from January to April (Figure 6.16). At approximately 6.5°S, the DWBC lower layer (below 2500 m depth) reaches a topographic feature called the Paraíba Seamount (see Figure 6.11 the 3000 m isobath near 6.5°S and 34.2°W). This interaction induces an abrupt change in the stream direction, increasing the energy of the mean flow and the horizontal velocity shear, as represented by the strong MKE and local positive peak in the BTC term (Figure 6.15 and Figure 6.17; e.g., [Xie et al., 2007](#); [B17](#)).

In the eddy generation region, the DWBC reaches the Pernambuco Plateau near 8.3°S (Figure 6.9 and Figure 6.11), a topographic feature that extends to isobaths of approximately 3000 m depth and leads to an abrupt change in the coastline curvature, and exhibits its maximum core velocity amplitudes (Figure 6.15 and Figure 6.17). At this latitude, the strong mean flow develop large horizontal velocity shear, possibly caused by the combination of bathymetric curvature and inertia effects ([Gula et al., 2015](#)), and leads to enhanced BTI processes (indicated by the largest positive BTC term in the diagram, corroborating Figure 6.15, Figure 6.16 and Figure 6.17). This pattern indicates the largest conversion of energy from the mean-to-eddy field in the study area, which corroborates the enhanced eddy field observed southwards in the diagram and Figure 6.15 and Figure 6.17. In this region, the BCC and VEDF terms in the diagram are approximately two orders of magnitude lower than the BTC term (also observed in Figure 6.15 and Figure 6.17). This result shows that at the DWBC core depth, the BCI process may not be as relevant as the BTI process. Therefore, although [D04](#) suggested that both the BCI and BTI processes were responsible for DWBC eddy generation, we conclude that BTI has a larger impact. We know from previous studies ([D04](#); [S05](#)) that the DWBC breaks up into migrating eddies south of 8°S, which is the same latitude at which Figure 6.15, Figure 6.16, and Figure 6.17 show increased energy in the eddy field. Furthermore, based on the EKE definitions in section 2, we conclude that the eddy field south of 8°S is associated with the migrating eddies, and that the seasonal EKE cycle is related to the DWBC eddies seasonal cycle. The EKE seasonal cycle in this area follows the upstream MKE peak in space and time (Figure 6.16). This connection between the seasonal cycle of the mean flow upstream and the southward eddy field suggests that when the DWBC upstream is more intense, it provides more energy to the eddies. This result corroborates [D04](#), which suggested that the eddy activity in the train of eddies region is related to seasonal variations in the upstream mean flow. The stronger mean flow observed between austral summer and autumn is related to increased DWBC eddy generation during this period, as confirmed by the larger number of eddies migrating through the mooring array at 11°S during austral autumn and winter in the observational and model data (not shown here).

In the eddy train area, we observe a poleward phase propagation of approximately one month per degree of latitude of the seasonal cycle observed in the EKE, BTC, and MKE terms (Figure 6.16). In the diagram, the larger BTC

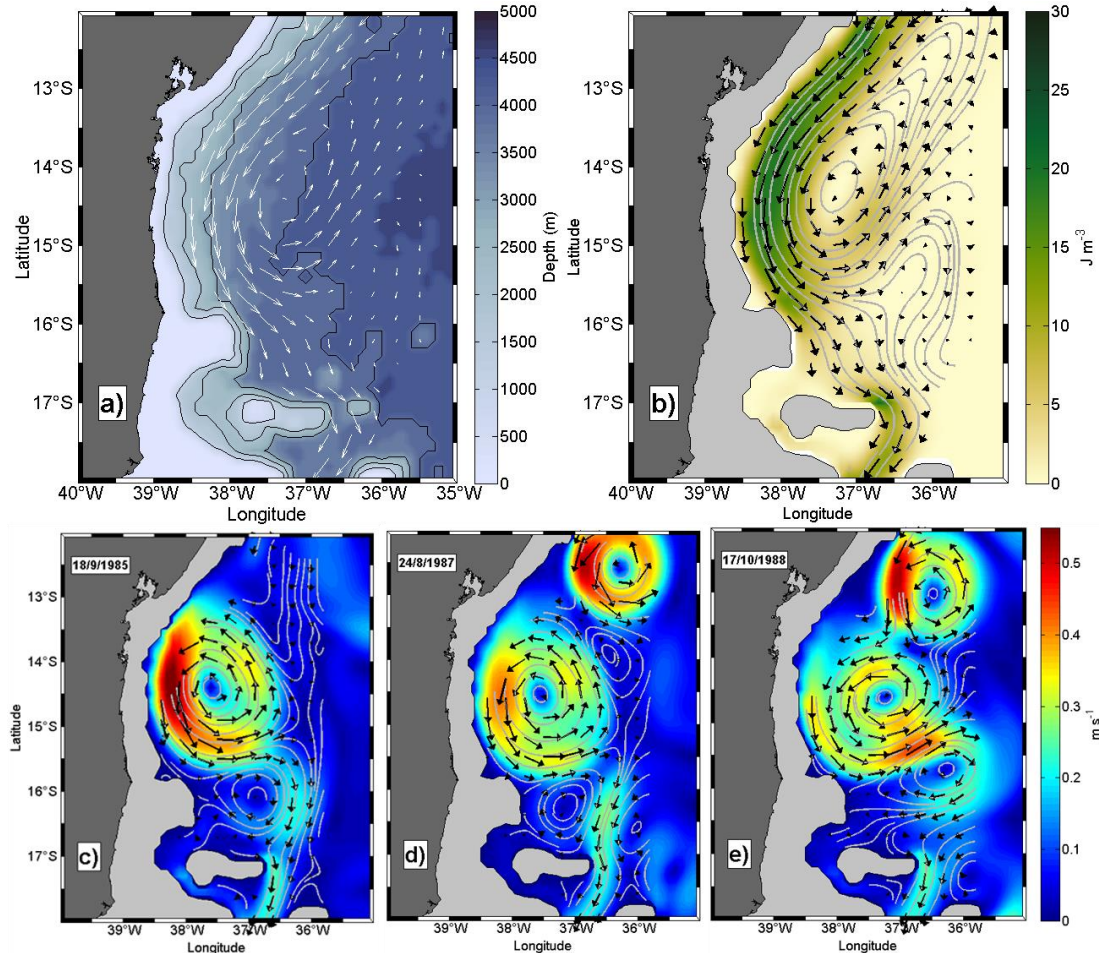
budgets than BCC and VEDF budgets at all depths in the Gen and Eddy areas, and only the BTI process (according to the arrows) indicates that the eddy field is mainly supplied by the mean flow (via BTI) rather than by the mass field (via BCI). A similar conclusion was also observed by [Contreras et al. \(2019\)](#) when analyzing the generation of subsurface mesoscale eddies off central Chile. These authors suggested that horizontal Reynolds stresses (represented here by the BTC term) were the main source of energy. The poleward increase in EKE in the diagrams (Figure 6.18) is the signature of strengthening of the DWBC eddies during migration, in which they are suggested to reach their maximum strengths between 11°S and 13°S (Figure 6.15 and Figure 6.17). The spatial distribution of the conversion terms showed negative conversion terms on the onshore side of the jet and positive conversion terms observed on the offshore side (e.g., [Xie et al., 2007](#); [KC15](#); [B17](#)). Moreover, in the eddy train region, the diagram shows increased BCC and VEDF terms in the lower layer. Although the arrows in the diagram do not show the time-average dominance of the BCI process (MPE→EPE→EKE), the larger values of BCC and VEDF terms suggest that a time-dependent analysis would indicate locally increased BCI at this depth, with the development of horizontal density gradients and vertical density fluxes. As the DWBC experiences opposite northward fluxes at deeper and shallower levels (e.g., [Lumpkin and Speer, 2007](#); [Herrford et al., 2017](#)), the resultant vertical shear in velocity could be responsible for the increasing BCI process. This increase in dynamical processes involving vertical eddy density fluxes in the upper and lower layers of the DWBC was previously analyzed by [Lüscho et al. \(2019\)](#). Although neither of these terms present a clear poleward seasonal cycle, a positive-negative cross-shore variability pattern, with increased levels near the coast, can be observed. Furthermore, in comparing the magnitudes of the BTC, BCC, and VEDF terms, we conclude that only at the upper and lower layer depths is BCI of comparable importance to BTI in the study area.

In the downstream region, the BTC term exhibits more areas of negative values compared to the other subdomains, indicating a local increase of inverse energy cascade process, in which the eddy field transfers energy to the mean flow. This pattern indicates that the energy of large eddies can be extracted via inverse energy cascade processes. However, in the long-term average of the diagram in Figure 6.18, the Dws area is dominated by the mean-to-eddy field energy conversion direction. The largest values of the BCC and VEDF terms are observed in the diagram of this area, associated with the upper and lower layer depths (also observed in Figure 6.15). The depth–cross-shore positive–negative variability in the VEDF term suggests that the vertical eddy density fluxes drain energy from the velocity field to the mass field (EKE→EPE) in one layer and feed the flow field through the mass field (EPE→EKE) in the other layer (Figure 6.15 and Figure 6.18). Enhanced BCC and VEDF values near the coast, as also observed in the eddy train region, may be related to topographic interactions (Figure 6.17; e.g., [Yan et al., 2019](#)). We suggest that the curvature of the isobaths and topographical features could induce stronger eddy–mean flow interactions through density fluxes, enhancing the energy conversion rates (e.g., [Dewar and Bane, 1985](#); [Xie et al., 2007](#); [KC15](#); [B17](#); [Magalhães et al., 2017](#); [Yan et al., 2019](#)).

South of 13°S, the mean flow and velocity vectors reveal a circular pattern anticyclonically rotating (Figure 6.17). The interaction of eddies with boundaries

has been previously demonstrated to be responsible for eddy formation. Shi & Nof (1993) investigated the interaction of eddies with boundaries and demonstrated that such a collision could induce the generation of another eddy alongside, with an opposite rotation direction. Figure 6.19 shows a cyclonic structure southeast of the QE. Model animations show that each DWBC eddy encounter with the boundary at the south induces the development of a weaker cyclonic eddy offshore, forming a dipole-like structure (Figure 6.19c-e). This analysis indicates that dipole formation is recurrent and common throughout the year, with stronger events associated with periods of more eddy activity in the area.

Furthermore, Figure 6.19 shows that the DWBC flows as a poleward single jet south of 16°S. Therefore, we speculate that the DWBC downstream region is a transition zone between the incoming train of eddies and the downstream single jet. However, this QE needs further analytical and numerical modeling investigation of its variability, properties, and structural description. We suggest that the role of the QE and associated cyclonic feature (the dipole of eddies) may be dynamically important for converting the train of eddies into a single jet; therefore, it should be further examined.



**Figure 6.19.** Horizontal structure of the transition zone between the upstream train of eddies and the downstream single jet at 1900 m depth from OFES model data. (a) Bathymetry with 1000-, 2000-, 3000- and 4000-m isobaths indicated by black lines; (b) MKE; and (c, d, e) instantaneous velocity amplitudes at 1900 m depth (corresponding model dates are indicated on each plot). The white and black arrows in panels (a) and (b) represent the 36-year average DWBC velocity vectors, while in panels (c, d, and e), the black arrows represent instantaneous velocity vectors. The gray lines in panels (b, c, d, and e) represent streamlines, and the light-gray areas represent regions shallower than 1900 m depth.

This study takes the first step toward three-dimensionally analyzing the energetics of eddy–mean flow interactions in the DWBC between 5°S and 16°S. Therefore, our analysis concludes that the barotropic instability process dominates eddy generation and mean-to-eddy field conversion downstream. Moreover, the seasonal strengthening of the mean flow upstream of the eddy generation region induces the seasonal cycle of EKE in the DWBC eddies pathway. Furthermore, we also highlight the importance of further analytical investigations of the dynamic role of the QE in the area.

## 6.2.7 Appendix

### *Energy Equations – Theoretical Framework*

In this study, we investigate the eddy–mean flow interactions of the DWBC, focusing on the barotropic and baroclinic instability processes related to EKE variability. The energy equations are based on previous studies of [CW96](#), [Von Storch et al. \(2012\)](#), [KC15](#), [B17](#), [Magalhães et al. \(2017\)](#), and [Yan et al. \(2019\)](#). To further analyze the KE eddy–mean flow interactions, the MKE, EKE, MPE, and EPE energy equations are presented here with straightforward derivations explanation. Readers interested in detailed descriptions of the derivations of these equations should refer to [CW96](#), [Von Storch et al. \(2012\)](#), [KC15](#), and [B17](#).

To obtain the mean flow and eddy field energy equations, the variables  $X$  are decomposed into time-mean and time-varying components such as  $X(x, y, z, t) = \bar{X}(x, y, z) + X'(x, y, z, t)$ , where  $\bar{X}$  represents the mean flow and  $X'$  represents the deviation or the eddy field.

MKE and EKE are defined here as

$$MKE = \frac{1}{2} \rho_0 (\bar{u}^2 + \bar{v}^2), \quad (\text{A.1})$$

$$EKE = \frac{1}{2} \rho_0 (\overline{u'^2} + \overline{v'^2}), \quad (\text{A.2})$$

where  $(u, v)$  are the horizontal velocity components, and  $\rho_0 = 1036.4 \text{ kg m}^{-3}$  is the constant reference density calculated with respect to the average density at 1900 m depth within the study domain.

The total density can be decomposed as:

$$\rho(x, y, z, t) = \rho_r(z) + \rho_*(x, y, z, t) \quad (\text{A.3})$$

where  $\rho$  is the density,  $\rho_r$  is the time-mean area-mean reference density (which is constant at a given depth), and  $\rho_*$  is the perturbation density (the dynamic component related to the reference density). Following the same decomposition of the total density, the pressure  $p$  is also split as  $p = p_r + p_*$ , where  $p_r$  ( $p_*$ ) is the reference (perturbation) pressure. Moreover, based on the vertical momentum equation  $\partial p / \partial z = -\rho g$ , the perturbation and reference pressures are related to the perturbation and reference densities, with the dynamic boundary condition stating that the pressure just below the free surface is equal to the atmospheric pressure.

The perturbation density  $\rho_*$  is the spatiotemporally variable dynamic component of reference density. Decomposing this dynamic component by its temporal average and deviation gives

$$\rho_*(x, y, z, t) = \bar{\rho}_*(x, y, z) + \rho'_*(x, y, z, t), \quad (\text{A.4})$$

where  $\bar{\rho}_*$  is the temporal average of the perturbation density (which is related to the reference density) and  $\rho'_*$  is its deviation. This decomposition indicates that  $\rho_* \gg \rho'_*$ , which is of fundamental importance in the calculation of the PE balance equations, which are strictly related to the background density field.

MPE and EPE are defined as

$$MPE = \frac{g^2 \bar{\rho}_*^2}{2\rho_0 N^2}, \quad (A.5)$$

$$EPE = \frac{g^2 \overline{\rho'^2_*}}{2\rho_0 N^2}, \quad (A.6)$$

where  $g = 9.807 \text{ m s}^{-2}$  is the gravity constant, and the buoyancy frequency is given by  $N^2 = -\left(\frac{g}{\rho_0}\right) \frac{d\rho_r}{dz} \text{ s}^{-1}$ .

The derivation of the energy balance equations is based on the horizontal momentum equation (under the hydrostatic and Boussinesq approximations), along with the scalar transport equation (presented here in its final form as density transport equation), which are given by

$$\frac{\partial \mathbf{u}_h}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}_h + f(\mathbf{k} \times \mathbf{u}_h) = -\frac{1}{\rho_0} \nabla_h P + \mathbf{F}_h + \mathbf{D}_h, \quad (A.7)$$

$$\frac{\partial \rho_*}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho_* = \frac{\rho_0 N^2}{g} w + \mathbf{F}_\rho + \mathbf{D}_\rho, \quad (A.8)$$

where  $\mathbf{u} = u\mathbf{i} + v\mathbf{j} + w\mathbf{k} = \mathbf{u}_h + w\mathbf{k}$  is the velocity vector,  $\mathbf{u}_h$  is the horizontal velocity,  $\nabla = (\partial/\partial x)\mathbf{i} + (\partial/\partial y)\mathbf{j} + (\partial/\partial z)\mathbf{k} = \nabla_h + (\partial/\partial z)\mathbf{k}$  is the nabla operator,  $\nabla_h$  is the horizontal nabla operator,  $w$  is the vertical velocity component,  $f$  is the Coriolis parameter,  $P$  is pressure, and  $\mathbf{F}_h$  ( $\mathbf{F}_\rho$ ) and  $\mathbf{D}_h$  ( $\mathbf{D}_\rho$ ) are the effects of forcing and dissipation, respectively, of horizontal momentum (density). The units are in the MKS system.

The four energy equations of the respective energy reservoirs for evaluating eddy–mean flow interactions within a fixed ocean domain are presented next (eq. A.9, A.10, A.11, and A.12). The left-hand terms are the temporal rates of change in MKE, EKE, MPE, and EPE. The terms on the right-hand side represent several processes capable of changing the respective energy budget on the left side. Terms connecting different reservoirs are present in both equations but with opposite signs (e.g., the BCC term responsible for connecting the MPE and EPE reservoirs).

The MKE (EKE) balance equation is obtained by multiplying the zonal and meridional momentum equations by  $\rho_0 \bar{u}$  ( $\rho_0 u'$ ) and  $\rho_0 \bar{v}$  ( $\rho_0 v'$ ), respectively, and then taking the time average of their sum.

$$\underbrace{\frac{\partial MKE}{\partial t}}_{\text{unsteadiness}} = \underbrace{-\rho_0 (\nabla \cdot (\overline{\mathbf{u}' u' \bar{u}}) + \nabla \cdot (\overline{\mathbf{u}' v' \bar{v}}))}_{NLKE} + \underbrace{\rho_0 (\overline{u' u'_h} \cdot \nabla_h \bar{u} + \overline{v' v'_h} \cdot \nabla_h \bar{v})}_{-BTC_h} - \underbrace{[\nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} MKE) - \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} \bar{p}_*)]}_{DF_k} - \underbrace{\rho_0 \left[ \overline{u' w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{v' w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right]}_{BTC_v \text{ or } KHC} + \underbrace{g \bar{\rho}_* \bar{w}}_{-VMDF} + \underbrace{\overline{\mathbf{u}_h} \cdot \mathbf{F}_h}_{F'_k} + \underbrace{\overline{\mathbf{u}_h} \cdot \mathbf{D}_h}_{D'_k}. \quad (A.9)$$

$$\underbrace{\frac{\partial EKE}{\partial t}}_{\text{unsteadiness}} = \underbrace{-[\nabla \cdot (\overline{\mathbf{u} EKE}) + \nabla \cdot (\overline{\mathbf{u}' p'})]}_{DF'_k} - \underbrace{\rho_0 (\overline{u' u'_h} \cdot \nabla_h \bar{u} + \overline{v' v'_h} \cdot \nabla_h \bar{v})}_{BTC_h} - \underbrace{\left[ \overline{u' w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{v' w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right]}_{BTC_v \text{ or } KHC} + \underbrace{g \bar{\rho}'_* w'}_{-VEDF} + \underbrace{\overline{\mathbf{u}'_h} \cdot \mathbf{F}'_h}_{F'_k} + \underbrace{\overline{\mathbf{u}'_h} \cdot \mathbf{D}'_h}_{D'_k}. \quad (A.10)$$

The divergent flux term  $DF_k$  ( $DF'_k$ ) represents the redistribution rate of MKE (EKE) due to advection and pressure work, while  $F_k$  ( $F'_k$ ) and  $D_k$  ( $D'_k$ ) are forcing and dissipation terms, respectively. The  $NL\_KE$  term represents the nonlocal eddy–mean flow interactions of KE (e.g., [Chen et al., 2014](#); [B17](#); [Yang et al., 2019](#)) and can only transport or redistribute energy from one region to another (it cannot generate energy). Therefore, the integrated value of  $NL\_KE$  over a limited oceanic region (in which velocity is assumed to be zero at a sufficient distance) must be zero.

The VMDF (VEDF) term represents the energy conversion rate between MPE  $\leftrightarrow$  MKE (EPE  $\leftrightarrow$  EKE) due to vertical mean (eddy) density fluxes and indicates the buoyancy production (consumption) of KE ([Kundu, 1990](#); [Marchesiello et al., 2003](#)). Negative (positive) VMDF values indicate a gain (decay) of MKE, while negative (positive) VEDF values indicate a gain (decay) of EKE (e.g., [Pedlosky, 1987](#); [Kundu et al., 2012](#)).

The horizontal barotropic conversion ( $BTC_h$ ) term is an important measurement of the formation of eddies in the ocean. It represents the conversion rate between MKE  $\leftrightarrow$  EKE and can be interpreted in terms of the direction of the eddy momentum flux relative to the mean momentum gradient ([Kundu and Cohen, 2008](#)) by the product between the Reynolds stress tensors and the horizontal gradients of the mean velocity components (e.g., [B17](#)). The  $BTC_h$  term can be interpreted as a measure of the intensity of barotropic instability (BTI) and represents the growing (decaying) rate of EKE due to the consumption of KE from the mean flow (eddy field). Positive values of the  $BTC_h$  term indicate the dominance of horizontal eddy fluxes downgradient of the mean momentum gradient, which convert MKE  $\rightarrow$  EKE, characterizing the BTI. Negative  $BTC_h$  values indicate the decay of eddies accelerating the mean flow, transferring EKE  $\rightarrow$  MKE. This process is known as the inverse energy cascade, which is predicted by quasi-two-dimensional turbulence theory (e.g., [Kundu and Cohen, 2008](#)). This term has opposite signs in the MKE and EKE equations, indicating gain or decay of EKE due to the consumption of or increase in MKE. The vertical barotropic conversion ( $BTC_v$ ), which is also known as the Kelvin–Helmholtz instability (KHC), can be neglected in long-term analyses because its contribution is mainly to daily and short-term fluctuations.

Moreover, the MPE (EPE) balance equation is obtained by multiplying the density equation by  $g^2 \bar{\rho}_* / \rho_0 N^2$  ( $g^2 \rho'_* / \rho_0 N^2$ ), then taking the time average.

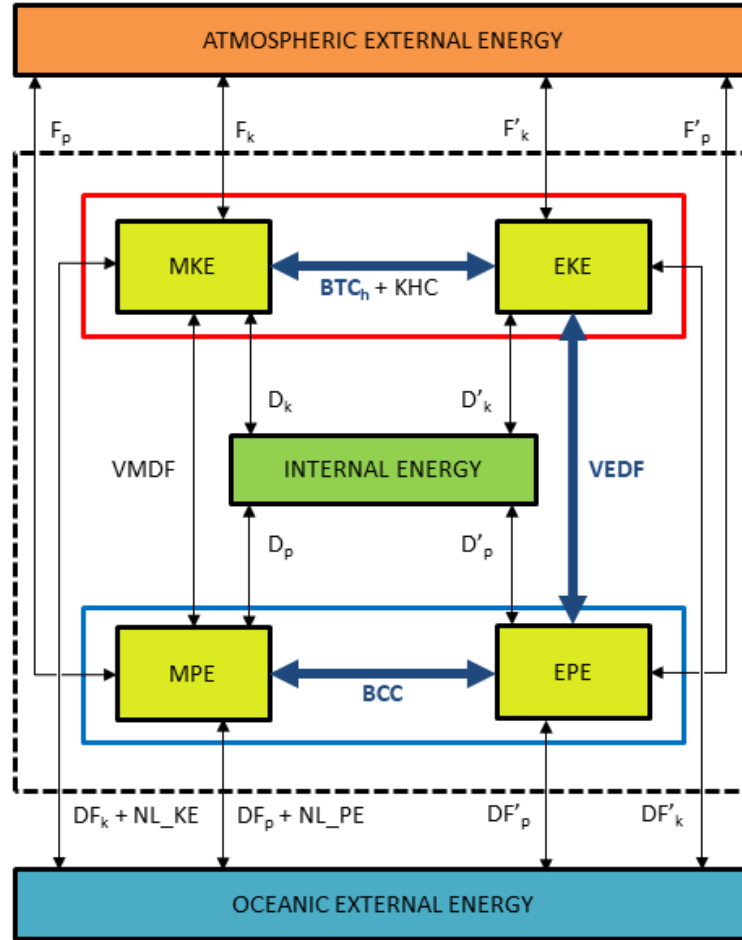
$$\begin{aligned} \underbrace{\frac{\partial MPE}{\partial t}}_{unsteadiness} &= \underbrace{-\nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} MPE)}_{DF_p} - \underbrace{\frac{g^2}{\rho_0 N^2} \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}' \rho'_* \bar{\rho}_*)}_{NL\_PE} + \underbrace{\frac{g^2}{\rho_0 N^2} \bar{\mathbf{u}}' \rho'_* \cdot \nabla_h \bar{\rho}_*}_{-BCC} - \underbrace{g \bar{\rho}_* \bar{w}}_{VMDF} \\ &\quad + \underbrace{\frac{g^2}{\rho_0 N^2} \bar{\rho}_* \bar{F}_p}_{F_p} + \underbrace{\frac{g^2}{\rho_0 N^2} \bar{\rho}_* \bar{D}_p}_{D_p}. \end{aligned} \quad (A.11)$$

$$\begin{aligned} \underbrace{\frac{\partial EPE}{\partial t}}_{unsteadiness} &= \underbrace{-\nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} EPE)}_{DF'_p} - \underbrace{\frac{g^2}{\rho_0 N^2} \bar{\mathbf{u}}' \rho'_* \cdot \nabla_h \bar{\rho}_*}_{BCC} - \underbrace{g \bar{\rho}'_* \bar{w}'}_{VEDF} + \underbrace{\frac{g^2}{\rho_0 N^2} \bar{\rho}'_* \bar{F}'_p}_{F'_p} + \underbrace{\frac{g^2}{\rho_0 N^2} \bar{\rho}'_* \bar{D}'_p}_{D'_p}. \end{aligned} \quad (A.12)$$

The divergent flux terms  $DF_p$  and  $DF'_p$  represent the redistribution rates of PE through advection, and  $F_p$  ( $F'_p$ ) and  $D_p$  ( $D'_p$ ) are forcing and dissipation terms, respectively. The  $NL\_PE$  term represents the nonlocal eddy–mean flow interactions of the PE, and this divergence term has the same interpretation as that in Equation A.9. The BCC term can be interpreted in terms of the horizontal

eddy density flux direction from the mean density field: horizontal eddy density fluxes downgradient (upgradient) from the mean density gradient indicate positive (negative) BCC values and the conversion of MPE→EPE (MPE←EPE) (Bryden, 1982; Dewar and Bane, 1985). This term has opposite signs in the MPE and EPE equations, indicating gain or decay of EPE due to the consumption of or increase in MPE. The VEDF (VMDF) term has the same interpretation as in the EKE (MKE) equation but with the opposite sign.

This set of four equations (A.9, A.10, A.11, and A.12) provides the energy components necessary to construct the complete energy exchange diagram. (e.g., B17) shown in Figure 6.20 – A.1.



**Figure 6.20. – A.1.** Energy diagram associated with eddy–mean flow interactions from KE and PE balance equations. Arrows indicate the energy conversion direction. The large solid arrows in dark blue and related blue-labeled terms highlight the terms analyzed in this study. The dashed black rectangle encloses the reservoirs and energy exchanges analyzed within the study domain. The red (blue) rectangle shows the KE (PE) reservoir, with yellow boxes depicting each energy budget. The orange (blue) box represents the atmospheric (oceanic) energy reservoir outside of the local ocean domain. The green box represents the internal energy reservoir. Adapted from Brum et al. (2017).

## Acknowledgments

We thank the resources provided by CAPES to support the Graduate Program in Oceanology (FURG). This work is a partnership between the University of Rio Grande and GEOMAR Helmholtz Centre for Ocean Research

Kiel. The mooring program off Brazil was funded by the Deutsche Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) as part of the projects RACE (grant nos. 03F0651B, 03F0729C, 03F0824C), the German CLIVAR/marine program (Contract 03F0246A) and by support of R/V Sonne cruises and by Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) through funding of R/V Meteor cruises in cooperation with the Brazilian Navy. A.L.B. acknowledges the financial support received from CAPES (grants 88882.158624/2017-07, 88881.189840/2018-01, and 88887.371659/2019-00). J.L.L.A. acknowledges CNPq (grant 445446/2014-5) and FAPERGS (grant 2325-2551/14-0SIAFEM) funding agencies.

### SÍNTESE DA DISCUSSÃO E CONCLUSÕES

**E**ste trabalho apresentou os resultados oriundos de dois artigos científicos (submetidos quando da defesa da tese) sobre a variabilidade da CCOP e suas interações entre o fluxo médio e o campo turbulento.

Os dados observacionais oriundos de fundeios próximos à 11°S sugerem uma migração quase contínua de vórtices pela linha de fundeios durante os 10 anos de dados registrados, enquanto as saídas do modelo OFES indicam um período maior entre a passagem de cada vórtice, principalmente durante o verão. Em média, o algoritmo identificador de vórtices encontrou cerca de 5,2 (4,1) vórtices sendo gerados por ano nos dados observacionais (do modelo OFES) e com um período médio de 62 (47) dias. Ou seja, apesar do modelo ter apresentado velocidades máximas na região do núcleo dos vórtices semelhantes às velocidades dos dados *in situ*, o período dos vórtices, bem como sua frequência de formação, foram menores. Considerando a hipótese (i) deste trabalho, ambos os dados utilizados indicaram um ciclo sazonal no número e na amplitude dos vórtices da CCOP em fase com o ciclo anual da corrente a montante. Porém, o modelo indicou uma intensificação desta amplitude intrasazonal mais cedo do ano, entre maio e agosto, contra uma intensificação entre junho e novembro dos dados *in situ*, donde no período de menor amplitude intrasazonal (março a maio), os vórtices apresentam seus menores períodos (cerca de 40 dias). Ou seja, a variabilidade intrasazonal da

CCOP em 11°S, relacionada com os vórtices, está diretamente relacionada com o ciclo sazonal da corrente a montante.

A montante da região de formação destes vórtices, a CCOP flui como um fluxo estreito próximo à costa e apresenta os maiores valores de ECM da região. Os baixos valores dos termos que mensuram as instabilidades baroclínica e barotrópica entre 5°S e 8°S sugerem que a CCOP flui como um jato bem formado nesta região. Ao sul dessa região, uma abrupta mudança na linha de costa favorece a ocorrência de uma elevada instabilidade barotrópica, podendo promover o descolamento entre o jato da corrente e a linha de contorno da costa. Tendo em vista a teoria da separação da camada de contorno desenvolvida por [Marshall & Tansley \[2001\]](#), essa mudança abrupta da linha de costa seria responsável pela separação da corrente com a topografia em 8,3°S, quando a velocidade da corrente atingir um valor acima da média sazonal, conforme sugerido pela hipótese (ii) deste trabalho. No modelo, esse mecanismo também conecta a sazonalidade da CCOP a montante com a variabilidade dos vórtices ao sul. O ciclo sazonal da ECM observado ao norte da região dos vórtices em fase com o ciclo sazonal da ECT ao sul corrobora com a conclusão que elevados valores de velocidade entre março e abril levam a uma maior amplitude na variabilidade intrasazonal (vórtices) durante o inverno em 11°S.

Ao contrário do que havia sido proposto pela hipótese (iii), os altos valores do termo de conversão barotrópica indicam que o cisalhamento horizontal da velocidade é o principal responsável pela transferência de energia do fluxo médio para o campo turbulento na profundidade do núcleo da CCOP,

enquanto na borda superior e inferior da CCOP a instabilidade baroclínica pode ter intensidade comparável.

A variabilidade intrasazonal observada nos resultados do modelo próxima à região de formação dos vórtices da CCOP apresentou uma estrutura espacial semelhante à ondas de Rossby quasi-barotrópicas, as quais atingem a borda oeste do oceano Atlântico desde o interior deste oceano. A origem dessas ondas não foi abordada nesta tese, porém, estudos anteriores demonstraram que ondas de instabilidade tropicais irradiam ondas de Rossby barotrópicas intrasazonais [[Farrar 2011](#)]. No oceano Atlântico Sul, ondas de instabilidade tropicais são forçadas por instabilidades baroclínicas associadas com o cisalhamento vertical da porção central da Corrente Sul Equatorial [e.g. [von Schuckmann et al. 2008](#)], porém, essas ondas apresentaram menores períodos (20 a 40 dias).

Na região ao sul de 14°S, os resultados do modelo exibiram a presença de um vórtice quasi-estacionário entre 14°S e 16°S. Dinamicamente, esta feição pode estar associada com o restabelecimento da CCOP como um jato simples e não mais como um trem de vórtices, ao sul desta região. Análises de animações oriundas de saídas de velocidade do OFES para esta região demonstraram a presença de um vórtice ciclônico à direita do vórtice anticiclônico, formando assim um dipolo de vórtices. A descrição destas feições, bem como o seu papel, carecem de estudos que determinem o seu papel dinâmico na região.

## 7.1 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

- Modelagem numérica da CCOP entre 5°S e 16°S comparando o comportamento da corrente a partir de uma linha de costa com, e outra sem, a abrupta curvatura do Platô de Pernambuco em 8,3°S.
- Análise da dinâmica de submesoescala na região de formação dos vórtices com a utilização das saídas numéricas de um modelo oceânico de alta resolução espacial horizontal (cerca de 100 m), com o objetivo de analisar a dissipação de energia cinética turbulenta relacionada com instabilidade centrífuga.
- Análise analítica sobre a necessidade dinâmica da presença de um vórtice estacionário próximo a 15°S, o qual teria influência na conversão do trem de vórtices da CCOP em um jato simples.
- Origem das ondas de Rossby que atingem a costa brasileira na região de estudo e estão relacionadas com a variabilidade intrasazonal dos vórtices da CCOP.
- Investigação de uma possível relação entre a sazonalidade da NBUC e da CCOP na região de estudo, pois ambas parecem apresentar máximas amplitudes do ciclo sazonal durante o inverno austral.
- Utilizar médias ensemble de diferentes saídas numéricas de modelos oceânicos para posterior comparação com dados observacionais.

## CAPÍTULO VIII

### REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Aguiar W, Meissner KJ, Montenegro A, Prado L, Wainer I, Carlson AE, Mata, MM (2021) Magnitude of the 8,2 ka event freshwater forcing based on stable isotope modelling and comparison to future Greenland melting. *Sci Rep* 11:5473. doi: 10.1038/s41598-021-84709-5

Aiki H, Zhai X, Greatbatch RJ (2015) Energetics of the global ocean: the role of mesoscale eddies (Chapter 4) In: Yamagata T, Behera S (Eds.) *Indo-Pacific Climate Variability and Predictability*. World Scientific Publisher 109-134.

Arhan M, Mercier H, Park Y-H (2003) On the deep water circulation of the eastern South Atlantic Ocean. *Deep-Sea Res Part I* 50:889-916.

Azevedo JLL (2009) Um estudo analítico do encontro de vórtices anticiclônicos com a borda continental. Tese de Doutorado, Universidade Federal do Rio Grande, 182p.

Azevedo JLL, Nof D, Mata MM (2012) Eddy-train encounters with a continental boundary: a South Atlantic case study. *J Phys Oceanogr* 42:1548-1565.

Azevedo JLL, Oliveira LR, Souza JF, Soares ID, Mata MM (2008) Os processos de conversão de energia nos oceanos: uma revisão do Diagrama de Lorenz. *Rev Bras Geofis* 26(2):153-172.

Barrett Jr JR (1965) Subsurface currents off Cape Hatteras. *Deep-Sea Res* 12:173-184.

Batchelor GK (1967) *An introduction to fluid dynamics*. Cambridge, University Press, 615p.

Beal LM, De Ruijter WPM, Biastoch A, Zahn R, Cronin M, Hermes J, Lutjeharms J et al (2011). *Nature* 472:429-436. doi: 10.1038/nature09983

Biastoch A, Krauss W (1999) The role of mesoscale eddies in the source region of the Agulhas Current. *J Phys Res* 29:2303-2317.

Bleck R (2002) An oceanic general circulation model framed in hybrid isopycnic-cartesian coordinates. *Ocean Modell* 37:55-88.

Böning CW, Kröger J (2005) Seasonal variability of deep currents in the equatorial Atlantic: a model study. *Deep-Sea Res Part I* 52:99-121.

Böning CW, Schott FA (1993) Deep currents and the eastward salinity tongue in the equatorial Atlantic: results from an eddy-resolving, primitive equation model. *J Geophys Res* 98(C4):6991-6999.

Bower AS, Lozier MS, Gary SF, Böning C (2009) Interior pathways of the North Atlantic meridional overturning circulation. *Nature* 459(7244):243-247.

Brachet S, Le Traon PY, Le Provost C (2004) Mesoscale variability from a high-resolution model and from altimeter data in the North Atlantic ocean. *J Geophys Res* 109:C12025.

Brandt P, Claus M, Greatbatch RJ, Kopte R, Toole JM, Johns WE, Böning CW (2016) Annual and semiannual cycle of equatorial Atlantic circulation associated with basin-mode resonance. *J Phys Oceanogr* 46:3011-3029.

Broecker WS (1987) The biggest chill. *Nat Hist Mag* 97:74-82.

Broecker WS (1991) The great ocean conveyor. *Oceanography* 4:79-89. doi: 10.5670/oceanog.1991.07

Broecker WS (1995) Chaotic climate. *Scientific American* 273(5):62-68.

Brum AL (2015) Diagrama de Lorenz: ferramenta para análise energética de CCOs. Dissertação de mestrado, Universidade Federal do Rio Grande, 149p.

Brum AL, Azevedo JLL, Oliveira LR, Calil PHR (2017) Energetics of the Brazil Current in the Rio Grande Cone region. *Deep-Sea Res Part I* 128:67-81.

Bryden HL (1982) Sources of eddy energy in the Gulf Stream recirculation region. *J Mar Res* 35:163-191.

Bryden HL, King BA, McCarthy GD (2011) South Atlantic overturning circulation at 24°S. *J Mar Res* 69:39-56.

Bryden HL, King BA, McCarthy GD, McDonagh EL (2014) Impact of a 30% reduction in Atlantic meridional overturning during 2009-2010. *Ocean Sci* 10:683-691.

Cane MA, Moore DW (1981) A note on low-frequency equatorial basin modes. *J Phys Oceanogr* 11:1578-1584. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1981\)011<1578:ANOLFE>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1981)011<1578:ANOLFE>2.0.CO;2).

Chassignet EP, Marshall DP (2008) Gulf Stream separation in numerical ocean models. In Hecht MW, Hasumi H (ed) *Ocean modeling in an Eddying Regime*. American Geophysical Union, US pp 39-62. doi.org/10.1029/177GM05.

Chelton DB, Schlax MG, Samelson RM (2011) Global observations of nonlinear mesoscale eddies. *Prog Oceanogr* 91(2):167-216.

Chelton DB, Schlax MG, Samelson RM, Szoeké RA (2007) Global observations of large oceanic eddies. *Geophys Res Lett* 34:L15606. doi: 10.1029/2007GL030812

Chen R, Flierl GR, Wunsch C (2014) A description of local and nonlocal eddy-mean flow interaction in a global eddy-permitting state estimate. *J Phys Oceanogr* 44:2336-2352.

Contreras M, Pizzaro O, Dewitte B, Sepulveda HH, Renaul L (2019) Subsurface mesoscale eddy generation in the ocean off Central Chile. *J Geophys Res: Oceans* 124:5700-5722.

Cronin M, Watts DR (1996) Eddy-mean flow interaction in the Gulf Stream at 68°W Part I: eddy energetics. *J Phys Oceanogr* 26(10):2107-2132.

Cushman-Roisin B, Beckers J-M (2009) *Introduction to Geophysical Fluid Dynamics: Physical and Numerical Aspects*. Academic, Thayer School of Engineering Dartmouth College, Hanover, NH 777 p.

de Cuevas BA, Webb DJ, Coward AC, Richmond CS, Rourke E (1999) The UK Ocean Circulation and Advanced Modelling Project (OCCAM). In: Allan RJ, Guest MF, Simpson AD, Henty DS, Nicole DA (ed) *High-Performance Computing*. Springer, Boston, MA. doi:10.1007/978-1-4615-4873-7\_35

de Lavergne C, Madec G, Roquet F, Holmes RM, McDougall TJ (2017) Abyssal ocean overturning shaped by seafloor distribution. *Nature* 551:181–186.

Dencausse GD, Arhan M, Speich S (2010) Spatio-temporal characteristics of the Agulhas Current retroflexion. *Deep-Sea Res Part I* 57(11):1392-1405.

Dengg J, Beckmann A, Gerdes R (1996) The Gulf Stream separation problem, The Warmwatersphere of the North Atlantic Ocean. Kraus W (ed). *Gebruder Borntrager*, pp 253-289.

Dengler M, Schott FA, Eden C, Brandt P, Fischer J, Zantopp R (2004) Break-up of the Atlantic Deep Western Boundary Current into eddies at 8°S. *Nature* 432:1018-1020.

Dewar WK, Bane JM (1985) Subsurface energetics of the Gulf Stream near the Charleston Bump. *J Phys Oceanogr* 15:1771-1789.

Dewar WK, McWilliams JC, Molemaker MJ (2015) Centrifugal instability and mixing in the California Undercurrent. *J Phys Oceanogr* 45:1224-1241.

Dong S, Baringer M, Goni G, Garzoli S (2011) Importance of the assimilation of Argo float measurements on the Meridional Overturning Circulation in the South Atlantic. *Geophys Res Lett* 38:L18603.

Drijfhout SS, Weber SL, Van Der Swaluw E (2011) The stability of the MOC as diagnosed from model projections for pre-industrial, present and future climates. *Clim Dyn* 37:1575-1589.

Edwards CA, Pedlosky J (1998) Dynamics of nonlinear cross-equatorial flow. Part I: potential vorticity transformation. *J Phys Oceanogr* 28:2382-2406.

Emery RE, Thomson WJ (1998) Data analysis methods in physical oceanography. Elsevier Science, Amsterdam, 619p.

Farge M (1002) Wavelet transforms and their applications to turbulence. *Annu Rev Fluid Mech* 24:395-457.

Farrar JT (2011) Barotropic Rossby waves radiating from Tropical Instability Waves in the Pacific Ocean. *J Phys Oceanogr* 14:1160-1181.

Ferrari R, Wunsch C (2009) Ocean circulation kinetic energy: reservoirs, sources, and sinks. *Annu Rev Fluid Mech* 41:253-282.

Ferrari R, Wunsch C (2010) The distribution of eddy kinetic and potential energies in the global ocean. *Tellus A* 62:92-108.

Ferreira MLC, Kerr R (2017) Source water distribution and quantification of North Atlantic Deep Water and Antarctic Bottom Water in the Atlantic ocean. *Prog Oceanogr* 153:66-83.

Fine RA, Rhein M, Andrié C (2002) Using a CFC effective age to estimate propagation and storage of climate anomalies in the deep western North Atlantic Ocean. *Geophys Res Lett* 29(24):2227. doi: 10.1029/2002GL015618

Fischer J, Schott FA (1997) Seasonal transport variability of the Deep Western Boundary Current in the Atlantic. *J Geophys Res* 102:27751-27769.

Flierl GR (1979) A simple model for the structure of warm and cold core rings. *J Geophys Res* 84(C2):781-785.

Friedrichs MAM, McCartney MS, Hall MM (1994) Hemispheric asymmetry of deep water transport modes in the western Atlantic. *J Geophys Res* 99:25165–25179.

Gamage N, Blumen W (1993) Comparative analysis of low-level cold fronts: wavelet, fourier, and empirical orthogonal function decompositions. *Mon Weather Rev* 121:2867-2878.

Ganachaud A, Wunsch C (2000) Improved estimates of global ocean circulation, heat transport and mixing from hydrographic data. *Letters to Nature* 408:453-457.

Gary SF, Lozier MS, Biastoch A, Böning CW (2012) Reconciling tracer and float observations of the export pathways of Labrador Sea Water. *Geophys Res Lett* 39:L24606.

Gary SF, Lozier MS, Böning CW, Biastoch A (2011) Deciphering the pathways for the deep limb of the Meridional Overturning Circulation. *Deep-Sea Res Part II* 58:1781-1797.

Garzoli SL, Baringer MO, Dong S, Perez R, Yao Q (2013) South Atlantic meridional fluxes. *Deep-Sea Res Part I* 71:21-32.

Garzoli SL, Dong S, Fine R, Meinen CS, Perez RC, Schmid C, van Sebille E et al (2015) The fate of the Deep Western Boundary Current in the South Atlantic. *Deep-Sea Res Part I* 103:125-136.

Garzoli SL, Matano R (2011) The South Atlantic and the Atlantic Meridional Overturning Circulation. *Deep-Sea Res Part II* 58(17-18):1837-1847.

Geng W, Xie Q, Chen G, Liu Q, Wang D (2018) A three-dimensional modeling study on eddy-mean flow interaction between a Gaussian-type anticyclonic eddy and Kuroshio. *J Oceanogr* 74:23-37.

Gordon AL (1985) Indian-Atlantic transfer of thermocline water at the Agulhas Retroflection. *Science* 227(4690):1030-1033.

Greatbatch RJ (1987) A model for the inertial recirculation of a gyre. *J Mar Res* 45:601-634.

Greatbatch RJ, Zhai X, Claus M, Czeschel L, Rath W (2010) Transport driven by eddy momentum fluxes in the Gulf Stream Extension region. *Geophys Res Lett* 37:L24401. doi: 10.1029/2010GL045473

Grodsky SA, Carton JA, Provost C, Servain J, Lorenzzetti JA, McPhaden MJ (2005) Tropical instability waves at 0°N, 23°W in the Atlantic: A case study using Pilot Research Moored Array in the Tropical Atlantic (PIRATA) mooring data. *J Geophys Res* 110:C0801.

Gu D, Philander SGH (1995) Secular changes of annual and interannual variability in the tropics during the past century. *J Clim* 8:864-876.

Gula J, Molemaker MJ, McWilliams JC (2015) Topographic vorticity generation, submesoscale instability and vortex street formation in the Gulf Stream. *Geophys Res Lett* 42.

Hall MM, McCartney MS, Whitehead JA (1997) Antarctic Bottom Water flux in the Equatorial Western Atlantic. *J Phys Oceanogr* 27(9):1903–1926.

Halo I, Penven P, Backeberg B, Ansorge I, Shilington F, Roman R (2014) Mesoscale eddy variability in the southern extension of the East Madagascar Current: seasonal cycle, energy conversion terms, and eddy mean properties. *J Geophys Res: Oceans* 119. doi: 10.1002/2014JC009820

Herrford J, Brandt P, Kanzow T, Hummels R, Araujo M, Durgadoo V (2021) Seasonal variability of the Atlantic Meridional Overturning Circulation at 11°S inferred from bottom pressure measurements. *Ocean Sci* 17:265-284.

Herrford J, Brandt P, Zenk W (2017) Property changes of deep and bottom waters in the Western Tropical Atlantic. *Deep-Sea Res Part I* 124:103-125.

Holland WR (1978) The role of mesoscale eddies in the general circulation ocean – Numerical experiments using a wind-driven quasi-geostrophic model. *J Phys Oceanogr* 8:363-392.

Holland WR, Lin LB (1975a) On the generation of mesoscale eddies and their contribution to the oceanic general circulation. I. A preliminary numerical experiment. *J Phys Oceanogr* 5:642-657.

Holland WR, Lin LB (1975b) On the generation of mesoscale eddies and their contribution to the oceanic general circulation. II. A parameter study. *J Phys Oceanogr* 5:658-669.

Hogg NG, Owens WB (1999) Direct measurement of the deep circulation within the Brazil Basin. *Deep-Sea Res Part II* 46:335-353.

Hogg NG, Thurnherr AM (2005) A zonal pathway for NADW in the South Atlantic. *J Oceanogr* 61:493-507.

Hummels R, Brandt P, Dengler M, Fischer J, Araujo M, Veleda D, Durgadoo JV, 2015. Interannual to decadal changes in the western boundary circulation in the Atlantic at 11°S. *Geophys Res Lett* 42:7615-7622.

Huthnance JM (1978) On coastal trapped waves: analysis and numerical calculation by inverse iteration. *J Phys Oceanogr* 8:74-92.

Ivanov VV, Shapiro GI, Huthnance JM, Aleynik DL, Golovin PN (2004) Cascades of dense water around the world ocean. *Prog Oceanogr* 60(1):47-98. doi: 10.1016/j.pocean.2003.12.002

JAMSTEC (2009) JAMSTEC OFES (Ocean General Circulation Model for the Earth Simulator) Dataset. JAMSTEC. doi: 10.17596/0002029

Jia F, Wu L, Qiu B (2011) Seasonal Modulation of eddy kinetic energy and its formation mechanism in the Southeast Indian ocean. *J Phys Oceanogr* 41:657-665.

Jochum M, Malanotte-Rizzoli P (2003) On the generation of North Brazil Current rings. *J Mar Res* 61(2):147-173.

Johns WE, Fratantoni DM, Zantopp RJ (1993) Deep Western Boundary Current variability off northeastern Brazil. *Deep-Sea Res Part I* 40(2):293-310.

Johns WE, Lee TN, Schott FA, Zantopp RJ, Evans RH (1990) The North Brazil Current Retroflection: seasonal structure and eddy variability. *J Geophys Res* 95(C12):22103-22120.

Jouanno J, Sheinbaum J, Barnier B, Molines JM, Candela J (2012) Seasonal and interannual modulation of the eddy kinetic energy in the Caribbean Sea. *J Phys Oceanogr* 42:2041-2055.

Jullion L, Garabato CAN, Bacon S, Meredith MP, Brown PJ, Torres-Valdés S, Speer KG et al (2014) The contribution of the Weddell Gyre to the lower limb of the Global Overturning Circulation. *J Geophys Res Oceans* 119(6):3357-3377.

Kang D, Curchitser E.N (2015) Energetics of eddy-mean flow interactions in the Gulf Stream region. *J Phys Oceanogr* 45:103-120.

Kang D, Curchitser EN, Rosati A (2016) Seasonal variability of the Gulf Stream kinetic energy. *J Phys Oceanogr* 46:1189-1207.

Koltermann KP, Gouretski VV, Jancke K (2011) Hydrographic Atlas of the World Ocean Circulation Experiment (WOCE). Volume 3: Atlantic Ocean (eds. Sparrow M, Chapman P, Gould J) International WOCE Project Office, Southampton, UK, ISBN 090417557X

Krelling APM, Silveira ICA, Polito PS, Gangopadhyay A, Martins RP, Lima JAM, Marin FO (2020) A newly observed quasi-stationary subsurface anticyclone of the North Brazil Undercurrent at 4°S: The Potiguar Eddy. *J Geophys Res: Oceans* 125(10):1-16.

Kundu PK (1990) Fluid Mechanics, Vol. 1, Academic, San Diego, California, 638p.

Kundu P, Cohen I (2008) Fluid Mechanics, 4th ed. Academic Press, 904p.

Kundu P, Cohen I, Dowling DR (2012) Fluid Mechanics, 5th ed. Waltham, Mass, Academic Press, 920p.

Kuo YC, Chern CS (2011) Numerical study on the interactions between a mesoscale eddy and a western boundary current. *J Oceanogr* 67(3):263-272.

Lee TN, Johns WE, Schott F, Zantopp RJ (1990) Western Boundary Current structure and variability east of Abaco, Bahamas at 26,5°N. *J Phys Oceanogr* 20:446-466.

Lee TN, Johns WE, Zantopp RJ, Fillenbaum ER (1996) Moored observations of Western Boundary Current variability and thermohaline circulation at 26,5°N in the subtropical North Atlantic. *J Phys Oceanogr* 26:962-983.

Lorenz EN (1955) Available potential energy and maintenance of the general circulation. *Tellus* 7:157-167.

Lozier MS (2010) Deconstructing the Conveyor Belt. *Science* 328:1507-1511.

Lumpkin R, Speer K (2003) Large-scale vertical and horizontal circulation in the North Atlantic Ocean. *J Phys Oceanogr* 33:1902-1920.

Lumpkin R, Speer K (2007) Global Ocean Meridional Overturning. *J Phys Oceanogr* 37:2550-2562.

Lüscho V, Von Storch J-S, Marotzke J (2019) Diagnosing the influence of mesoscale eddy fluxes on the Deep Western Boundary Current in the 1/10° STORM/NCEP simulation. *J Phys Oceanogr* 49:751-764.

Lutjeharms JRE, Van Ballegooyen RC (1988) The Retroflection of the Agulhas Current. *J Phys Oceanogr* 18:1570-1583.

Lux M, Mercier H, Arhan M (2001) Interhemispheric exchanges of mass and heat in the Atlantic Ocean in January-March 1993. *Deep-Sea Res Part I* 48:605-638.

Magalhães FC, Azevedo JLL, Oliveira LR (2017) Energetics of eddy-mean flow interactions in the Brazil Current between 20°S and 36°S. *J Geophys Res Oceans* 122:6129-6146.

Manabe S, Stouffer RJ (1988) Two stable equilibria of a coupled ocean-atmosphere model. *J Clim* 1(9):841-866.

Marchesiello P, McWilliams JC, Shchepetkin A (2003) Equilibrium structure and dynamics of the California Current System. *J Phys Oceanogr* 33:753-783.

Marshall JC (1984) Eddy-mean-flow interaction in a barotropic ocean model. *Quart J Roy Meteor Soc* 110:573-590.

Marshall DP, Tansley CE (2001) An implicit formula for boundary current separation. *J Phys Oceanogr* 31(6):1633-1638.

Marshall J, Speer K (2012) Closure of the meridional overturning circulation through Southern Ocean upwelling. *Nat Geosci* 5:171-180. doi: 10.1038/NGEO01391

Masumoto Y (2010) Sharing the results of a high-resolution ocean general circulation model under a multi-discipline framework – a review of OFES activities. *Ocean Dyn* 60:633-652.

Masumoto Y, Sasaki H, Kagimoto T, Komori N, Ishida A, Sasai Y, Miyama T et al (2004) A fifty-year eddy-resolving simulation of the world ocean-preliminary outcomes of OFES (OGCM for the Earth simulator). *Journal of the Earth Simulator* 1:35-56.

Mata MM, Wijffels SE, Church JA, Tomczak M (2006) Eddy shedding and energy conversions in the East Australian Current. *J Geophys Res* 111:C09034. doi: 10.1029/2006JC003592

Matano RP, Beier EJ (2003) A kinematic analysis of the Indian/Atlantic interocean exchange. *Deep-Sea Res Part II* 50:229-249.

McCarthy GD, Haigh ID, Hirschi JJ-M, Grist JP, Smeed DA (2015) Ocean impact on decadal Atlantic climate variability revealed by sea-level observations. *Nature* 521:508-510

McCave IN, Carter L (1997) Recent sedimentation beneath the Deep Western Boundary Current off northern New Zealand. *Deep-Sea Res Part I* 44(7):1203-1237.

Meinen CS, Garzoli SL (2014). Attribution of Deep Western Boundary Current variability at 26,5°N. *Deep-Sea Res Part I* 90:81-90.

Meinen CS, Garzoli SL, Perez RC, Campos E, Piola AR, Chidichimo MP, Dong S et al (2017) Characteristics and causes of Deep Western Boundary Current transport variability at 34,5°S during 2009-2014. *Ocean Sci* 13:175-194.

Meinen CS, Johns WE, Garzoli SL, Van Sebille E, Rayner D, Kanzow T, Baringer MO (2012) Variability of the Deep Western Boundary Current at 26,5°N during 2004-2009. *Deep-Sea Res Part II* 85:154-168. doi: 10.1016/j.dsr2.2012.07.036

Meinen CS, Johns WE, Garzoli SL, van Sebille E, Rayner D, Kanzow T, Baringer MO (2013) Variability of the Deep Western Boundary Current at 26,5°N during 2004-2009. *Deep-Sea Res Part II* 85:154-168.

Meyers SD, Kelly BG, O'Brien JJ (1993) An introduction to wavelet analysis in oceanography and meteorology: with applications to the dispersion of Yanai Waves. *Mon Weather Rev* 121:2858-2866.

Miranda AP, Barnier B (1999) On the dynamics of the Zapiola Anticyclone. *J Geophys Res* 104(C9):21137-21149.

Molemaker MJ, McWilliams JC, Dewar WK (2015) Submesoscale instability and generation of mesoscale anticyclones near a separation of the California undercurrent. *J Phys Oceanogr* 45:613-629.

Molinari RL, Fine RA, Johns E (1992) The Deep Western Boundary Current in the tropical North Atlantic Ocean. *Deep-Sea Res* 39(11-12):1967-1984.

Müller TJ, Ikeda Y, Zangenberg N, Nonato LV (1998) Direct measurements of western boundary currents off Brazil between 20°S and 28°S. *J Geophys Res* 103(C3):5429-5437.

Nof D (1999) Strange encounters of eddies with walls. *J Mar Res* 57:739-761.

Nof D, Paldor N, Van Gorder S (2002) The Reddy maker. *Deep-Sea Res Part I* 49:1531-1549.

Ohfuchi W, Sasaki H, Masumoto Y, Nakamura H (2005) Mesoscale resolving simulations of the global atmosphere and ocean on the Earth Simulator. *Eos* 86(5):45-46. <https://doi.org/10.1029/2005EO050002>

Ohfuchi W, Sasaki H, Masumoto Y, Nakamura H (2007) "Virtual" atmospheric and oceanic circulation in the Earth Simulator. *Bull Am Meteorol Soc* 88(6):861-866.

Oliveira LR, Piola AR, Mata MM, Soares ID (2009) Brazil current surface circulation and energetics observed from drifting buoys. *J Geophys Res* 114:C10006.

Olson DB (1991) Rings in the Ocean. *Annu Rev Earth Planet Sci* 19:283-311.

Pacanowski RC, Griffies SM (2000) MoM 3.0 Manual. Geophysical Fluid Dynamics Laboratory /National Oceanic and Atmospheric Administration,

Princeton, USA, 682p. [Disponível online em [http://www.gfdl.noaa.gov/wp-content/uploads/files/model\\_development/ocean/mom3\\_manual.pdf](http://www.gfdl.noaa.gov/wp-content/uploads/files/model_development/ocean/mom3_manual.pdf).]

Pedlosky J (1987) *Geophysical Fluid Dynamics*. Springer, New York.

Pelegri JL, Csanady GT (1991) Nutrient transport and mixing in the Gulf Stream. *J Geophys Res* 96(C2):2577-2583.

Penduff T, Barnier B, Dewar WK, O'Brien JJ (2004) Dynamical response of the oceanic eddy field to the north Atlantic oscillation: a model-data comparison. *J Phys Oceanogr* 34:2615-2629.

Penduff T, Le Sommer J, Barnier B, Treguier A-M, Molines J-M, Madec G (2007) Influence on numerical schemes on current-topography interactions in 1/4° global ocean simulations. *Ocean Sci* 3:509-524.

Perez RC, Garzoli SL, Meinen CS, Matano RP (2011) Geostrophic velocity measurement techniques for the Meridional Overturning Circulation and meridional heat transport in the South Atlantic. *J Atmos Oceanic Technol* 28:1504-1521.

Pichevin T, Nof D (1996) The eddy cannon. *Deep-Sea Res Part I* 43(9):1475-1507.

Pickart RS, Watts DR (1990) Deep Western Boundary Current variability at Cape Hatteras. *J Mar Res* 48:765-791.

Preu B, Hernández-Molina FJ, Violante R, Piola AR, Paterlini CM, Schwenk T, Voigt I et al (2013) Morphosedimentary and hydrographic features of the northern Argentine margin: The interplay between erosive, depositional and gravitational processes and its conceptual implications. *Deep-Sea Res Part I* 75:157-174.

Qiu B (1999) Seasonal eddy field modulation of the North Pacific Subtropical Countercurrent: TOPEX/Poseidon observations and theory. *J Phys Oceanogr* 29:2471-2486.

Qiu B, Chen S (2004) Seasonal modulations in the eddy field of the South Pacific Ocean. *J Phys Oceanogr* 34:1515-1527.

Rahmstorf S (2003) The current climate. *Nature* 421:699.

Reid JL (1989) On the total geostrophic circulation of the South Atlantic Ocean: Flow patterns, tracers, and transports. *Prog Oceanogr* 23:149-244.

Rhein M, Stramma L (2005) Seasonal variability in the Deep Western Boundary Current around the Eastern tip of Brazil. *Deep-Sea Res Part I* 52:1414-1428.

Rhein M, Stramma L, Send U (1995) The Atlantic Deep Western Boundary Current: water masses and transports near the equator. *J Geophys Res* 100:2441-2457.

Rhines P (1977) The Dynamics of Unsteady Currents. In *The Sea* 6, Wiley, New York, pp 189-318.

Richardson PL (2008) On the history of meridional overturning circulation schematic diagrams. *Prog Oceanogr* 76:466-486.

Richardson PL, Fratantoni DM (1999) Float trajectories in the Deep Western Boundary Current and deep equatorial jets of the tropical Atlantic. *Deep-Sea Res Part II* 46:305-333.

Richardson PL, Schmitz Jr WJ (1993) Deep Cross-Equatorial flow in the Atlantic measured with SOFAR floats. *J Geophys Res* 98(C5):8371-8387.

Rieck JK (2014) Temporal variability of oceanic eddy kinetic: A high resolution model analysis. *Dissertação de Mestrado*, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, Kiel, Germany.

Rieck JK, Böning CW, Greatbatch RJ, Scheinert M (2015) Seasonal variability of eddy kinetic energy in a global high-resolution ocean model. *Geophys Res Lett* 42:9379-9386.

Robinson AR (1983) *Eddies in Marine Science*. Springer Verlag, 616p.

Rocha CB, Silveira ICA, Castro BM, Lima JAM (2014) Vertical structure, energetics, and dynamics of the Brazil Current system at 22°S-28°S. *J Geophys Res Oceans* 119:52-69.

Roemmich D, Wunsch C (1985) Two transatlantic sections: meridional circulation and heat flux in the subtropical North Atlantic Ocean. *Deep-Sea Res* 32(6):619-664.

Rühs S, Durgadoo JV, Behrens E, Biastoch A (2013) Advective timescales and pathways of Agulhas leakage. *Geophys Res Lett* 40:3997-4000. doi: 10.1002/grl.50782

Samelson RM, Schlax MG, Chelton DB (2014) Randomness, symmetry, and scaling of mesoscale eddy life cycles. *J Phys Oceanogr* 44:1012-1029.

Sasaki H, Nonaka M, Masumoto Y, Sasai Y, Uehara H, Sakuma H (2008) An eddy-resolving hindcast simulation of the quasiglobal ocean from 1950 to 2003 on the Earth Simulator. In Ohfuchi W, Hamilton K (ed) *High resolution numerical modeling of the atmosphere and ocean*, Springer, New York pp 157-185. doi: 10.1007/978-0-387-49791-4\_10

Sasaki H, Sasai Y, Kawahara S, Furuichi M, Araki F, Ishida A, Yamanaka Y et al (2004) A series of eddy-resolving ocean simulations in the world ocean - OFES (OGCM for the Earth Simulator) project. In *Ocean'04 – MTS/IEEE Techno-Ocean'04: Bridges across the Oceans*, Conference Proceedings 3:1535-1541. <https://doi.org/10.1109/oceans.2004.1406350>

Sasaki H, Taguchi B, Nonaka M, Masumoto Y (2007) A series of quasi-global eddy-resolving ocean simulations. *CLIVAR Exchanges* 42:5-7.

Schmitz WJ, McCartney MS (1993) On the North Atlantic Circulation. *Reviews of Geophys* 31(1):29-49.

Schoonover J, Dewar WK, Wienders N, Deremble B (2017) Local sensitivities of the Gulf Stream separation. *J Phys Oceanogr* 47:353-373.

Schott FA, Dengler M, Brandt P, Affler K, Fischer J, Bourlès B, Gouriou Y et al (2003) The zonal currents and transports at 35°W in the tropical Atlantic. *Geophys Res Lett* 30(7):1349.

Schott FA, Dengler M, Zantopp RJ, Stramma L, Fischer J, Brandt P (2005) The shallow and deep western boundary circulation of the South Atlantic at 5° - 11° S. *J Phys Oceanogr* 35:2031-2053.

Schott FA, Fischer J, Reppin J, Send U (1993) On mean and seasonal currents and transports at the western boundary of the Equatorial Atlantic. *J Geophys Res* 98(C8):14353-14368.

Scott RB, Arbic BK, Chassignet EP, Coward AC, Maltrud M, Merryfield WJ, Srinivasan A, et al (2010) Total kinetic energy in four global eddying ocean circulation models and over 5000 current meter records. *Ocean Modell* 32:157-169.

Smethie Jr WM, Fine RA (2001) Rates of North Atlantic Deep Water formation calculated from chlorofluorocarbon inventories. *Deep-Sea Res Part I* 48:189-215.

Soutelino RG, da Silveira ICA, Gangopadhyay A, Miranda JA (2011) Is the Brazil Current eddy-dominated to the north of 20°S? *Geophys Res Lett* 38:L03607.

Souza RB, Mata MM, Garcia CAE, Kampel M, Oliveira EN, Lorenzzetti JA (2006) Multi-sensor satellite and in situ measurements of a warm core ocean eddy south of the Brazil-Malvinas Confluence region. *Remote Sens Environ* 100:52-66.

Spall MA (2000) Generation of strong mesoscale eddies by weak ocean gyres. *J Mar Res* 58:97-116.

Speer KG, McCartney MS (1991) Tracing lower North Atlantic Deep Water across the Equator. *J Geophys Res* 96(C11):20443-20448.

Speich S, Blanke B, Cai W (2007) Atlantic meridional overturning circulation and the Southern hemisphere supergyre. *Geophys Res Lett* 34:L23614. doi: 10.1029/2007GL031583

Srokosz MA, Bryden HL (2015) Observing the Atlantic Meridional Overturning Circulation yields a decade of inevitable surprises. *Science* 348:6241.

Stammer D (1997) Global characteristics of ocean variability estimated from regional TOPEX/Poseidon altimeter measurements. *J Phys Oceanogr* 27:1743-1769.

Stammer D, Wunsch C (1999) Temporal changes in eddy energy of the oceans. *Deep-Sea Res Part II* 46:77-108.

Steinfeldt R, Rhein M, Bullister JL, Tanhua T (2009) Inventory changes in anthropogenic carbon from 1997 – 2003 in the Atlantic Ocean between 20°S and 65°N. *Global Biogeochem Cycles* 23:GB3010. doi: 10.1029/2008GB003311

Stocker TF, Broecker WS (1992) NADW formation as a branch of the hydrological cycle. *Eos* 73(18):202-203.

Stommel H (1958) The abyssal circulation. *Deep-Sea Res* 6:140-154.

Swallow JC, Worthington LV (1961) An observation of a deep countercurrent in the Western North Atlantic. *Deep-Sea Res* 8:1-19.

Talley LD (2013) Closure of the global overturning circulation through the Indian, Pacific, and Southern Oceans: Schematics and transports. *Oceanography* 26(1):80-97. doi: 10.5670/oceanog.2013.07

Tamsitt V, Drake HF, Morrison AK, Talley LD, Dufour CO, Gray AR, Griffies SM et al (2017) Spiraling pathways of global deep waters to the surface of the Southern Ocean. *Nature Commun* 8:172.

Tamura T, Ohshima KI, Nihashi S (2008) Mapping of sea ice production for Antarctic coastal polynyas. *Geophys Res Lett* 35:L0760.

Tansley CE, Marshall DP (2000) On the influence of bottom topography and the Deep Western Boundary Current on Gulf Stream separation. *J Mar Res* 58:297-325.

Thomsen S, Kanzow T, Krahmann G, Greatbatch RJ, Dengler M, Lavik G (2016) The formation of a subsurface anticyclonic eddy in the Peru-Chile Undercurrent and its impact on the near-coastal salinity, oxygen, and nutrient distributions. *J Geophys Res: Oceans* 121:476-501.

Torrence C, Compo G (1998) A practical guide to wavelet analysis. *Bull Am Meteorol Soc* 79(1):61-78.

Vallis GK (2017) *Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics: Fundamentals and Large-Scale Circulation*, 2nd ed. Cambridge University Press, Cambridge. doi: 10.1017/9781107588417

Van Sebille E, Johns WE, Beal LM (2012) Does the vorticity flux from Agulhas rings control the zonal pathway of NADW across the South Atlantic? *J Geophys Res* 117:C05037. doi: 10.1029/2011JC007684

Von Schuckmann K (2006) Intraseasonal variability in the southwestern and central tropical Atlantic Ocean. Tese de Doutorado, Christian Albrechts Universität zu Kiel, 148p.

Von Schuckmann K, Brandt P, Eden C (2008) Generation of tropical instability waves in the Atlantic Ocean. *J Geophys Res* 113:C08034.

Von Storch J-S, Eden C, Fast I, Haak H, Deckers DH, Reimer EM, Marotzke J, et al (2012) An estimate of the Lorenz energy cycle for the world ocean based on the 1/10° STORM/NCEP simulation. *J Phys Oceanogr* 42:2185-2205.

Wang D-P, Mooers CNK (1976) Coastal-trapped waves in a continuously stratified ocean. *J Phys Oceanogr* 6:853-863.

Weatherly GL, Kim YY, Kontar EA (2000) Eulerian Measurements of the North Atlantic Deep Water Deep Western Boundary Current at 18°S. *J Phys Oceanogr* 30:971-986.

Weiss RF, Bullister JL, Van Woy RA, Warner JM, Salameh PK, Gammon RH (1991) Transient tracers in the ocean, Tropical Atlantic Study: Chlorofluorocarbon Measurements. Scripps Institution of Oceanography, La Jolla, California, Rep 91(1):159pp.

Weng H, Lau K-M (1994) Wavelets, period doubling, and time-frequency localization with application to organization of convection over the Tropical Western Pacific. *J Atmos Sci* 51(17):2523-2541.

White WB, Lean J, Cayan DR, Dettinger MD (1997) Response of global upper ocean temperature to changing solar irradiance. *J Geophys Res* 102(C2):3255-3266.

Whitworth III T, Warren BA, Nowlin Jr WD, Rutz SB, Pillsbury RD, Moore MI (1999) On the deep western-boundary current in the Southwest Pacific Basin. *Prog Oceanogr* 43:1-54.

Wilkin JL, Morrow RA (1994) Eddy kinetic energy and momentum flux in the Southern Ocean: Comparison of a global eddy-resolving model with altimeter, drifter, and current-meter data. *J Geophys Res* 99(C4):7903-7916.

Worthington LV (1976) On the North Atlantic circulations. *The Johns Hopkins Oceanographic Studies*, 6, 110p.

Wunsch C (2015) What is the thermohaline circulation? *Science* 298:1179-1181.

Xie L, Liu X, Pietrafesa LJ (2007) Effect of bathymetric curvature on Gulf Stream instability in the vicinity of the Charleston Bump. *J Phys Oceanogr* 37:452-475.

Yan X, Kang D, Curchitser EN (2019) Energetics of eddy-mean flow interactions along the western boundary currents in the North Pacific. *J Phys Oceanogr* 49:789-810.

Yang Y, Liang XS (2016) The instabilities and multiscale energetics underlying the mean-interannual-eddy interactions in the Kuroshio Extension region. *J Phys Oceanogr* 46:1477-1494.

Yang Y, Liang XS (2018) On the seasonal eddy variability in the Kuroshio Extension. *J Phys Oceanogr* 48:1675-1689.

Zangenberg N, Siedler G (1998) Path of the North Atlantic Deep Water in the Brazil basin. *J Geophys Res* 103(C3):5419-5428.

Zhai X, Greatbatch RJ, Kohlmann J-D (2008) On the seasonal variability of eddy kinetic energy in the Gulf Stream region. *Geophys Res Lett* 35:L24609.